AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Determinação Experimental de Taxas de Reação no ^{238}U e ^{235}U ao longo do Raio
da Pastilha de UO_2 do Reator IPEN/MB-01**

Luís Felipe Liambos Mura

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

Orientador:

Prof. Dr. Adimir dos Santos

São Paulo

2015

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

**Determinação Experimental de Taxas de Reação no ^{238}U e ^{235}U ao longo do Raio
da Pastilha de UO_2 do Reator IPEN/MB-01**

Luís Felipe Liambos Mura

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

Orientador:

Prof. Dr. Adimir dos Santos

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2015

Dedico a minha amada esposa Erika.

Agradecimentos

Aos meus pais, Luiz Ernesto Credidio Mura e Maria Isabel Guther Liambos Mura por me proporcionar os estudos para chegar até aqui.

Ao meu orientador Prof. Dr. Adimir dos Santos pelas orientações sem as quais este trabalho não seria possível.

Aos amigos Rogério Jerez e Hugo Rodrigues Landim, pela dedicação nas operações do reator IPEN/MB-01 e no auxílio da montagem da nova bancada experimental de detecção gama.

Ao amigo e colega de trabalho Douglas Borges Domingos pelas simulações no código SCALE-6.0 para determinação da atividade inicial do TC-99m no combustível.

Ao amigo e colega de trabalho Pedro Carlos Russo Rossi pelo auxílio nas simulações no código MCNP-5 para determinação das taxas de reação nuclear e na utilização do cluster para acelerar os resultados das simulações.

Ao amigo Rinaldo Fuga pelo auxílio nas medidas e caracterização dos discos combustíveis além dos ensinamentos passados durante todo o curso de operadores do reator IPEN/MB-01.

Para a equipe de operadores do reator IPEN/MB-01: 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.

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 minha formação.

Ao amigo e colega de trabalho Rafael Muniz pela amizade.

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

A Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) pelo apoio financeiro para execução deste trabalho.

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DE TAXAS DE REAÇÃO
NO ^{238}U E ^{235}U AO LONGO DO RAIO DA PASTILHA
DE UO_2 DO REATOR IPEN/MB-01

Resumo

Este trabalho apresenta e consolida uma metodologia alternativa para a determinação de taxas de reação nuclear ao longo da direção radial das pastilhas combustíveis sem necessidade de intensos fluxos neutrônicos. Esta técnica se baseia na irradiação de um disco de UO_2 inserido no interior de uma vareta combustível desmontável no núcleo do reator IPEN/MB-01. Após a irradiação são realizadas várias espectrometrias gama do disco utilizando um detector HPGe alternando sequencialmente 6 colimadores de chumbo com diâmetros diferentes. Consequentemente, as reações nucleares de captura radiativa que ocorrem nos átomos de ^{238}U , juntamente com as fissões que ocorrem em ambos ^{235}U e ^{238}U são mensuradas em função de 6 regiões radiais distintas do disco combustível. As correções de eficiência geométrica devido à introdução dos colimadores no sistema de detecção HPGe são determinadas através do código MCNP-5. As medidas de taxa de fissão são realizadas utilizando o ^{99}Mo como radionuclídeo traçador. Esse radionuclídeo foi estudado e provou-se ideal para estas medidas por possuir um comportamento linear de formação, alto rendimento de fissão e principalmente por emitir fótons de baixa energia.

As medidas foram efetuadas irradiando discos de UO_2 (com enriquecimento de 4,3%) na posição central do reator IPEN/MB-01 a potência de 100 Watts durante uma hora. Algumas medidas foram realizadas utilizando uma luva de cádmio envolta na vareta combustível para determinar as taxas de reação nuclear na faixa de energia epitérmica. Os resultados experimentais obtidos são comparados a cálculos de taxa de reação nuclear via MCNP-5 utilizando a biblioteca de dados ENDF/B-VII.0, os quais apresentaram discrepâncias de no máximo 9% para as taxas de captura no ^{238}U e 14% para as taxas de fissão no U na faixa epitérmica. Foram obtidos valores máximos de 4,5% para incertezas relativas as taxas de captura total e epitérmica e para as taxas de fissão total e epitérmica valores máximos de 11,3%.

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF NUCLEAR REACTION RATES IN ^{238}U AND ^{235}U ALONG OF THE RADIUS OF FUEL PELLETS OF THE IPEN/MB-01 REACTOR

Abstract

This research presents and consolidates an alternative methodology for determining nuclear reaction rates along the radial direction of the fuel pellets which does not require high neutron flux. This technique is based on irradiating a thin UO_2 disk inserted into a removable fuel rod at the IPEN/MB-01 reactor core. Several gamma spectrometries are performed after irradiation using a HPGe detector. Six lead collimators with different diameters are sequentially alternated during this process, thus, the nuclear radioactive capture which occurs in ^{238}U and the fissions which occur in both ^{235}U and ^{238}U are measured according to six different radial regions of the fuel disk. Geometric efficiency corrections due to the introduction of collimators in HPGe detection system are determined by MCNP-5 code. The fission rate measurements are performed using the ^{99}Mo . This radionuclide was studied and proved ideal for these measurements because it is formed in linear behavior in the reactor core, have a high yield fission and emits low-energy photons.

Measurements were performed irradiating UO_2 disks (with 4.3% enrichment) in the central position of the IPEN/MB-01 core at 100 watts power level during one hour. Some measurements were performed using a cadmium glove wrapped in the fuel rod to determine the nuclear reaction rates in the epithermal energy range. The experimental results obtained are compared with nuclear reaction rate calculations by means of MCNP-5 with ENDF/B-VII.0 data library showing discrepancies of up to 9% in ^{238}U capture rates and 14% for U fission rates for epithermal energies. Uncertainties regarding the nuclear capture rates have maximum values of 4.5% and the fission rates has maximum values of 11.3%.

Sumário

1 - INTRODUÇÃO.....	7
1.1 OBJETIVOS.....	11
1.2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	11
1.2.1 Taxas de Reação Nuclear.....	11
1.2.2 Auto-blindagem no Combustível Nuclear.....	13
2 - MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS	17
2.1 INTRODUÇÃO	17
2.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL.....	18
2.3 OBTENÇÃO DA TAXA DE CAPTURA NO ^{238}U	22
2.4 OBTENÇÃO DA TAXA DE FISSÃO NO U.....	24
2.5 ESTUDO DO MOLIBDÊNIO 99 E DO TECNÉCIO 99 METAESTÁVEL.....	25
2.6 ALCANCE DO ^{99}Mo APÓS A FISSÃO.....	34
2.7 OBTENÇÃO DA TAXA DE FISSÃO NO U EM UNIDADES ABSOLUTAS.....	34
2.7.1 Índice Espectral C8/F.....	35
2.8 AUTOABSORÇÃO GAMA.....	36
2.9 FATOR DE RAMPA	37
2.10 PROPAGAÇÃO DE INCERTEZAS	39
2.11 METODOLOGIA DE MEDIDAS DE TAXA DE REAÇÃO NA DIREÇÃO RADIAL.....	40
2.11.1 Sistema de detecção Gama (SDG) e Colimadores	40
2.11.2 Colimadores	41
2.11.3 Fabricação e características dos colimadores.....	42
2.12 DISCOS COMBUSTÍVEIS	46
2.13 CORREÇÕES DE EFICIÊNCIA GEOMÉTRICA	48
2.13.1 - Determinação do FGC e do FGA.....	50
2.14 - VALORES DE TAXA DE REAÇÃO NUCLEAR EM UNIDADES RELATIVAS	55
3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	57
3.1 DISTRIBUIÇÃO DAS TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR AO LONGO DA DIREÇÃO RADIAL DO DISCO COMBUSTÍVEL (UNIDADES RELATIVAS) E ANÁLISE DE REPRODUTIBILIDADE.....	60
3.2 TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR DO DISCO COMBUSTÍVEL EM UNIDADES ABSOLUTAS	65
4 - METODOLOGIA DE CÁLCULO DAS TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR.....	67
4.1 INTRODUÇÃO	67
4.2 O CÓDIGO MCNP-5.....	67
4.3 CÁLCULO DAS TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR NO REATOR IPEN/MB-01 ATRAVÉS DO MCNP	69
5 - RESULTADOS CALCULADOS	72
6 - COMPARAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM OS RESULTADOS CALCULADOS VIA MCNP-5	75
7 - CONCLUSÃO	84
8 - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	88
ANEXO A – REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01.....	90
ANEXO B - CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA DE DETECÇÃO GAMA	102
B.1 DETECTOR HPGe	102
B.2 ELETRÔNICA ASSOCIADA	103
B.3 GEOMETRIA E BLINDAGEM	104
B.4 SOFTWARE GENIE 2000	105

ANEXO C - DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA EFICIÊNCIA DO.....	108
SISTEMA DE DETECÇÃO GAMA (SDG).....	108
C.1 INTRODUÇÃO	108
C.2 EFICIÊNCIA GLOBAL	108
C.3 FONTES PADRÃO	109
C.4 RESULTADOS	110
ANEXO D - DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO PARA DETERMINAÇÃO DO VALOR DA ATIVIDADE EXPERIMENTAL DO ⁹⁹MO	114
ANEXO E - INPUTS DO MCNP-5 UTILIZADOS NO TRABALHO	117
REFERÊNCIAS BIBLOGRÁFICAS	127

1 - INTRODUÇÃO

O conhecimento das taxas de reação nuclear no combustível de um reator 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.

No quesito segurança, o conhecimento preciso das taxas de reação no combustível permite estimar de forma precisa a taxa de geração de calor e deterioração do combustível, verificando se as mesmas se encontram dentro das especificações técnicas de projeto diminuindo riscos envolvidos e que por sua vez resultam em redução de custos. Os fatores de segurança contribuem para o aumento da aceitação da energia nuclear pela população em geral.

Recentemente tem havido um grande interesse em medidas de distribuição das taxas de reação nuclear no interior de varetas combustíveis [1, 2, 3]. Esse interesse surgiu pela necessidade de compreender de forma efetiva o comportamento da auto-blindagem gerada pelas ressonâncias dos núclídeos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{240}Pu nas próprias pastilhas do combustível nuclear [4, 5].

Tais medidas também são utilizadas como parâmetro para homogeneizar a taxa de queima do combustível nuclear que varia ao longo da direção radial em combustíveis tipo vareta, e assim, otimizar o tempo de paradas para recarregamento em reatores de potência.

Na avaliação da queima de combustível deve ser levada em conta a distribuição radial de potência e temperatura dentro da vareta. Para isso, a pastilha é geralmente dividida em cilindros concêntricos para tratar a não uniformidade de transmutação nuclear devido às ressonâncias que se alargam com aumento da temperatura [6].

Neste contexto, os códigos de física de reatores são fundamentais, pois através deles são realizados os cálculos de fluxo neutrônico, criticalidade e queima no combustível nuclear. Esses códigos geralmente utilizam metodologias de análise estocástica como o Monte Carlo ou métodos determinísticos como o SDDM (Spatially Dependent Dancoff Method) [7]. Em ambos os casos é

necessária à validação da metodologia de cálculo através de comparações com dados experimentais.

A questão básica é como aplicar seções de choque microscópicas nos sistemas macroscópicos do reator sem perder as características da realidade física do sistema analisado. Devido à sua importância para cálculos, muitos dos dados nucleares existentes e uma parcela significativa de todos os códigos de processamento de seções de choque são dedicados ao tratamento do comportamento das ressonâncias [8] principalmente quando são utilizados códigos determinísticos que exigem a homogeneização dos materiais existentes.

Um grande complicador na verificação e validação dos modelos existentes para tratar a não uniformidade da transmutação nuclear é a ausência de experimentos adequados que forneçam grandezas físicas possíveis de serem tratadas por esses modelos. Nesse contexto o reator IPEN/MB-01 é de extrema importância por se tratar de uma instalação com características geométricas e materiais muito bem definidos integrando um benchmark internacional em vários experimentos de configuração crítica [9, 10] e em outros experimentos clássicos de Física de Reatores [11].

Por vários anos, os métodos e as 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 de seções de choque para obter melhor concordância entre teoria e experimento [12, 13]. Os principais progressos alcançados na comparação da teoria confrontada ao experimento se devem aos avanços nos seguintes pontos: melhoria dos dados nucleares, novas 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 cálculos de transporte foram fortemente beneficiados por esse avanço tecnológico.

As medidas de distribuição das 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*) [14]. 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 estimar as distribuições das taxas de reação nuclear no interior das pastilhas combustíveis de reatores de potência [15]. 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^{13} átomos por centímetro cúbico, sendo muito utilizadas em reatores de potência com o auxílio de células quentes para manipular pastilhas combustíveis irradiadas. Porém, no caso do reator IPEN/MB-01 a densidade 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, ou seja, cem vezes menor que o limite de detecção das outras técnicas. Logo, além de demandar um elevado custo, estas técnicas não são capazes de mensurar quantitativamente a distribuição das taxas de reação nuclear neste reator.

Em trabalhos recentes realizados por K. Macku [2, 16], foram realizadas medidas diretas e indiretas de taxas de reação nuclear ao longo da direção radial de pastilhas combustíveis utilizando o reator SVEA-96 Optima2, uma unidade critica tipo BWR do complexo PROTEUS [17]. Em seu primeiro trabalho [2], foram realizadas medidas diretas de taxa de reação de captura no ²³⁸U (C8) e fissão no ²³⁵U (F5) em alvos de UO₂ que após a sua irradiação eram "recortados" em anéis e medidos separadamente possibilitando a amostragem de quatro regiões radiais distintas do combustível. Os resultados dessas medidas foram comparados aos calculados realizados com o código MCNP-4C e o código CASMO-4 [18]. Esse tipo de medida trás uma alta imprecisão pois parte do material irradiado é perdido durante o processo de recorte.

No segundo trabalho [16], foram usadas técnicas de ativação com inserção de folhas de cobre no interior das varetas combustíveis para determinação da

distribuição espacial da reação $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$ em duas varetas combustíveis do reator. Essa reação é de interesse pois na região 1/v a seção de choque dessa reação é similar a da reação de fissão do ^{235}U . Duas formas de medidas foram utilizadas neste trabalho. A primeira foi a utilização de anéis de cobre para determinação do perfil radial de taxa de captura. Na segunda as medidas foram realizadas com um fio de cobre 0.2 mm de diâmetro em espiral. Os resultados foram comparados aos calculados realizados com o código MCNP-4C. Apesar da seção de choque ser similar, o perfil de fissão radial não fica totalmente determinado por não ser avaliada a reação com o próprio urânio, ou seja, também é inserida uma incerteza no problema.

O trabalho de medidas de taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U e de fissão no U na direção radial das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01 utilizando uma nova técnica baseada em colimadores de chumbo teve início em 2005 e se transformou em dissertação de mestrado [19]. Durante esse período foi demonstrado que a nova metodologia desenvolvida gerou resultados satisfatórios, porém necessitava de aperfeiçoamento para atingir o grau de precisão necessário para transformá-las em padrão de comparação.

No presente trabalho a nova técnica para amostragem de 6 regiões radiais distintas do alvo irradiado é aperfeiçoada de modo a reduzir fatores de correção e incertezas associadas às medidas. Para tanto é analisada a possibilidade da obtenção das taxas de reação nuclear de captura e fissão nuclear através de fótons gama de baixa energia (50 - 150 keV) provenientes de decaimentos de radionuclídeos gerados por essas reações. Devido a baixa energia desses fótons a espessura dos colimadores pode ser reduzida o que consequentemente aumenta a estatística de contagem e reduz fatores de correção associados.

As principais vantagens desta técnica em relação as anteriores já realizadas são a manutenção da integridade dos discos irradiados durante e após as medidas e a possibilidade de utilização em baixos fluxos neutrônicos diferentemente das técnicas SIMS e EPMA.

Há uma grande escassez de dados experimentais de distribuição de taxas de reação nuclear no interior de pastilhas combustíveis, não havendo nenhum benchmark relacionado. Este trabalho pretende contribuir com dados

experimentais de qualidade, ajudando a suprir esta deficiência e colaborando de forma direta para validação de técnicas e códigos de cálculos na área de física de reatores.

1.1 Objetivos

Os objetivos do presente trabalho são enumerados a seguir:

- A consolidação da nova técnica experimental de medidas de taxas de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis através de colimadores de chumbo durante a espectrometria gama de discos combustíveis irradiados.
- A obtenção experimental das taxas de reação nuclear total e epitérmica de captura no ^{238}U e de fissão no ^{238}U e ^{235}U na direção radial das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01 com alta precisão.
- O cálculo das taxas de reação nuclear total e epitérmica de captura no ^{238}U e de fissão no ^{238}U e ^{235}U na direção radial das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01 utilizando o código computacional MCNP.
- A comparação entre os resultados obtidos experimentalmente com valores calculados.
- A obtenção das taxas de reação nuclear em unidades absolutas (C8 e F).

1.2 Fundamentos Teóricos

Para realização das medidas e interpretação dos dados resultantes deste trabalho duas definições da física de reatores devem estar bem compreendidas: as taxas de reação nuclear e a auto-blindagem no combustível. Ambos os pontos serão abordados a seguir.

1.2.1 Taxas de Reação Nuclear

Considerando um feixe de nêutrons monoenergético de intensidade I (número de nêutrons/cm².s) que incide sobre uma superfície de material bem

determinado com seção de choque microscópica σ (cm²) e densidade atômica N (átomos/cm³) [20, 21]. A taxa de reação nuclear pode ser definida como:

$$R = \sigma \cdot I \cdot N \quad (1.1)$$

Ou seja, R representa o número de reações por centímetro cúbico por segundo no material. Porém, em um reator nuclear os nêutrons possuem um espectro energético que varia conforme a posição no núcleo do reator. Então se define o fluxo neutrônico ($\Phi(E)$) e a seção de choque ($\sigma(E)$) em função da energia dos nêutrons. Outra consideração importante é o tipo de reação analisada no problema que deve ser levado em consideração na seção de choque. Assim a taxa de reação nuclear em função do espectro neutrônico como:

$$R = \int_V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_{i,j}(E,t) \Phi(E, \vec{r}) N_i dE dV \quad (1.2)$$

Sendo:

$\Phi(E,r)dE$ = Fluxo de nêutrons com energia cinética entre E e $E + dE$ na posição r ;

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

dV = Elemento de volume.

Do ponto de vista experimental, os limites dessa integral ($E_{\min}$, $E_{\max}$) 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 para descrever a faixa de energias acima de 0,55 eV.

1.2.2 Auto-blindagem no Combustível Nuclear

Em alguns locais dentro do reator, o fluxo pode ser significativamente menor do que em outras áreas devido a um fenômeno chamado auto-blindagem de nêutrons. Por exemplo, a parte mais interior de uma pastilha combustível ou pellet irá "enxergar" um nível de fluxo médio menor do que as superfícies exteriores, pois uma fração significativa dos nêutrons térmicos terá sido absorvida na camada externa e, por conseguinte, não consegue alcançar o interior da pastilha combustível, como pode ser visualizado na figura 1-1.

FIGURA 1-1: Distribuição de fluxo no interior das pastilhas combustíveis.

A redução do fluxo é especialmente importante em energias de ressonância para os materiais físseis e fissionáveis (ex: ^{235}U e ^{238}U). Para o caso do ^{238}U as ressonâncias de absorção chegam a quase 8000 barns (figura 1-2), ou seja, absorvendo grande parte dos nêutrons com essas energias. Já para o caso do ^{235}U a importância das ressonâncias é referente a seção de choque de fissão (figura 1-3).

FIGURA 1-2: Curva de seção de choque total para o ^{238}U (vermelho), de captura radiativa para o ^{238}U (azul) e fissão para o ^{238}U (verde).

FIGURA 1-3: Curva de seção de choque total para o ^{235}U (vermelho) e fissão para o ^{235}U (verde).

Ao fissionar os átomos de ^{235}U e ^{238}U emitem nêutrons segundo o espectro de fissão como apresentado na figura 1-4. A energia média destes nêutrons é de 1,98 MeV e energia mais provável de 0,73 MeV. Como possuem alta energia, esses nêutrons tem alta probabilidade de escapar da região do combustível devido a baixa seção de choque de absorção ($\cong 0,05$ barns para a energia de 2 MeV) chegando com facilidade a região do moderador.

FIGURA 1-4: Espectro de nêutrons prontos de fissão.

Os nêutrons que chegam ao moderador perdem energia para o meio por colisão com o moderador e ao encontrarem novamente uma pastilha terão energia reduzida e um novo espectro neutrônico com maior probabilidade de captura e fissão. Isso provocará uma depleção no fluxo principalmente nas regiões das ressonâncias como pode ser visualizado na figura 1-5. Este fenômeno é conhecido como auto-blindagem das ressonâncias.

FIGURA 1-5: Espectro de nêutrons versus seção de choque no interior de uma pastilha combustível.

Ao retornarem do moderador, os nêutrons são então capturados na periferia da pastilha combustível. O fluxo de nêutrons próximo das ressonâncias apresentará uma profunda depressão da superfície para o centro da pastilha

sendo que este efeito predominará nas regiões mais externas (figura 1-6). Assim o perfil de fluxo $\Phi(E)$ varia conforme se aproxima do centro da pastilha, ou seja, alterando o perfil de taxa de reação conforme a equação 1.2. Este fenômeno é conhecido como auto-blindagem espacial dos nêutrons e é o nosso objeto de estudo [22].

FIGURA 1-6: Dependência espacial do espectro de nêutrons em relação a direção radial de uma pastilha combustível (próxima a ressonância de 6,7 eV do ^{238}U) [22].

Com o conhecimento deste perfil de auto-blindagem é possível definir de forma mais efetiva a distribuição de geração de calor na direção radial em uma vareta combustível, ou seja, esses dados podem ser de vital importância em códigos de termo-hidráulica como o RELAP [23] ou códigos de análise de performance de combustíveis nucleares como o FRAPCON [24].

2 - MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

2.1 Introdução

Neste trabalho, os valores de taxa de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis são obtidos através da técnica de ativação neutrônica. Essa técnica baseia-se em irradiar alvos de materiais estáveis ou de meia-vida bem longa, produzindo núclídeos radioativos de meia-vida intermediária. Esses núclídeos radioativos podem ser identificados pelo tipo de radiação, pela energia da radiação e pela intensidade da radiação emitida por eles e através de sua meia-vida. Quando o material irradiado tem sua composição e seção de choque bem definidas é possível determinar o fluxo neutrônico e espectro neutrônico que os gerou. Sendo assim, essa técnica é de fundamental importância para experimentos na área de física de reatores [25, 26].

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 o que possibilita sua manipulação e minimização dos efeitos de saturação nos detectores utilizados [27].

Nesse trabalho são irradiados discos de UO₂ no núcleo do reator IPEN/MB-01. Durante a irradiação ocorrem reações de captura radiativa 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). Nesse sistema é realizada a espectrometria gama do disco de UO₂ irradiado. Durante a espectrometria são gerados fotopicos provenientes do decaimento desses radionúclídeos. A área dos fotopicos é diretamente proporcional 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, obtém-se valores absolutos da taxa de reação nuclear correspondente.

Para discriminar as diferentes regiões do disco combustível irradiado (regiões radiais) são utilizados colimadores de chumbo 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 será utilizado o transporte de fótons do código computacional MCNP-5 [28]. O aperfeiçoamento dos colimadores e redução desses fatores torna possível obter resultados compatíveis com as exigências nos padrões internacionais de Física de Reatores.

2.2 Metodologia Experimental

As medidas dos valores de taxa de reação de captura no ^{238}U e fissão do ^{235}U e ^{238}U são 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 de aproximadamente 1 mm.

Após a confecção do alvo, o mesmo é inserido no interior de uma vareta experimental (VE), conforme apresentado na Figura 2-1. A VE é uma vareta combustível especial com as mesmas características das varetas do reator IPEN/MB-01. A maior diferença desta para uma vareta combustível comum é 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 2-1: Vareta Experimental e seus constituintes.

O disco é posicionado entre as pastilhas 10 (inferior) e 11 (superior), correspondendo a uma cota axial de 105,5 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 2-2).

A posição do disco no núcleo é 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 à proximidade ao refletor.

A vareta combustível desmontável contendo o disco de UO_2 é então irradiada por uma hora à potência de 100 watts (máxima potência atual do reator IPEN/MB-01, monitorada pelos canais nucleares lineares 5 e 6). A temperatura do moderador durante a irradiação é monitorada através de 12 termopares distribuídos uniformemente ao longo do núcleo sendo mantida entre 19,5 e 21 graus célsius.

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

Com a finalidade de blindar a pastilha contra nêutrons térmicos coloca-se uma luva de cádmio com 7 cm de altura e 0,5 mm de espessura na vareta combustível. O cádmio tem alta seção de choque para nêutrons térmicos possibilitando a discriminação desses nêutrons com menor energia. O aparato experimental que dá suporte à luva de cádmio pode ser visualizado na Figura 2-3. A luva de cádmio é afixada na distância exata da vareta M-14 no núcleo, assim quando afixado no núcleo esse suporte posiciona a luva de cádmio de modo que a vareta M-14 passe pela luva de cádmio. Este sistema é afixado em uma haste de alumínio que possibilita o ajuste da cota axial da luva no núcleo. Nos experimentos a cota axial 2,5 cm da luva de cádmio é posicionada de modo a coincidir com a cota 105,5 mm da vareta experimental (posição do disco combustível na vareta). Dessa maneira se garante que o disco combustível será irradiado por um campo neutrônico com espectro epicádmio.

Esse sistema permite a redução da interferência do lucite nas medidas já que o poder de moderação do lucite não é o mesmo que o poder de moderação na água, ou seja, reduzindo a perturbação nas medidas.

Figura 2-3: Suporte de Lucite utilizado para inserção da luva de cádmio na posição M-14 do núcleo.

Por meio da luva de cádmio é possível determinar taxas de reação epicádmio (aproximadamente epitérmica) com energia de corte em aproximadamente 0,55 keV, ou seja, a luva de cádmio blinda praticamente todos os nêutrons com energia até 0,55 keV na região da vareta encoberta pela luva.

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 (*Glove Box*), a fim de se retirar o disco de UO_2 irradiado e dar início a espectrometria gama no SDG.

O sistema de detecção gama utilizado possui um detector Camberra HPGe tipo GL (cilíndrico) com alta resolução e alta eficiência para baixas energias (50-200 keV), ou seja, ideal para as medidas desse trabalho. Esse sistema é calibrado em energia e tem a sua curva de eficiência de contagem obtida a partir de uma fonte padrão de ^{152}Eu e uma fonte de ^{133}Ba . A distância utilizada para

espectrometria gama do disco é de aproximadamente 3,8 cm do detector, correspondente à 6ª gaveta em distância no castelo de chumbo do sistema HPGe. A descrição mais detalhada do detector pode ser visualizada no ANEXO B.

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 UO₂. Para tanto, é necessário obter espectros, para cada um dos 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. Uma descrição mais detalhada dos colimadores será apresentada mais adiante.

2.3 Obtenção da taxa de captura no ²³⁸U

A reação nuclear de captura radiativa ocorre nos átomos de ²³⁸U que ao absorverem um nêutron se transmutam no ²³⁹U de meia-vida de 23 minutos tornando-o difícil de ser detectado [19, 27]. Assim opta-se pela detecção do ²³⁹Np, radionuclídeo oriundo do decaimento do ²³⁹U e que tem uma meia-vida maior (2,335 dias) e que facilita a detecção da radiação gama por ele emitida.

É corriqueiro utilizar o fotopico gama centrado na energia de 277,6 keV com uma probabilidade de emissão gama de 14,38%, porém nesse trabalho utilizou-se o fotopico de 106,12 keV e probabilidade de emissão gama de 27,2%. Esse procedimento traz um ganho significativo com relação às incertezas associadas aos valores integrais dos fotopicos, mas principalmente permite a redução da espessura dos colimadores devido ao maior coeficiente de atenuação para fótons para energias mais baixas do chumbo. Isto será discutido na sessão colimadores.

O fotopico gerado pelo ²³⁹Np com essa energia é facilmente identificável durante a espectrometria gama com detectores HPGe tipo GL (detalhes no anexo B). A alta resolução desses detectores permitem a separação dos fotopicos

oriundos do decaimento do ^{239}Np no multicanal e no pós processamento pelo software Genie 2000 [29]. As contagens integrais foram obtidas utilizando um programa escrito em linguagem Labview que automatiza os dados de cada espectro gravado.

Com as contagens integradas dos fotopicos (C), conhecido o tempo de espera entre o final da irradiação até o início da espectrometria gama (t_e) e a constante de decaimento λ^{Np} é possível ajustar a equação 2.1 e obter a curva de decaimento do ^{239}Np através do software Origin 8.0 software [30]. Com base nesse ajuste, obtém-se o valor da contagem integrado no fotopico de 106,2 keV ao término da irradiação (C_0).

$$C = C_0 \exp(-\lambda^{Np} t_e) \quad (2.1)$$

A curva de decaimento gerada para uma irradiação de 1 hora a potência de 100 watts é obtida por meio de uma série de medidas de espectrometria gama adquiridas a cada 10 minutos para a energia de 106,12 keV, como mostra a figura 2-4.

FIGURA 2-4: Curva de decaimento do ^{239}NP e ajuste da equação 2.1.

Os valores absolutos de taxa de captura radiativa no ^{238}U são obtidos a partir da relação [31, 32, 33]:

$$C8 = \frac{\lambda^{U9} - \lambda^{Np}}{\lambda^{U9}} \frac{C_0 \lambda^{Np} f_{abs}^{Np} F_{rp}}{I^{Np} \varepsilon^{Np} \left[1 - e^{(-\lambda^{Np} ti)} \right] \left[1 - e^{(-\lambda^{Np} tc)} \right]} \quad (2.2)$$

Onde f_{abs}^{Np} é o fator de auto absorção gama do disco combustível para a energia analisada do ^{239}Np , I^{Np} é a probabilidade de emissão gama de energia para a energia analisada do ^{239}Np cujo valor é $27,2 \pm 0,4 \%$ [34], ε^{Np} é a eficiência global de contagem para a energia analisada do ^{239}Np , λ^{Np} é a constante de decaimento do ^{239}Np que vale $3,404 \times 10^{-6} \pm 5,8 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ [35], λ^{U9} é a constante de decaimento do ^{239}U que vale $4,926 \times 10^{-4} \pm 4,2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ [35] e ti é o tempo de irradiação, tc é o tempo de contagem (900 s) e F_{rp} é o fator de rampa da irradiação.

A metodologia de obtenção da eficiência é descrita em detalhes no anexo C. Essa metodologia é diferente da usualmente utilizada nos trabalhos do reator IPEN/MB-01. Neste trabalho é utilizada a energia de 106,12 keV pertencente a região não linear do detector HPGe. Por este motivo foi adotada uma interpolação polinomial para determinação das eficiências. As determinações dos valores de f_{abs}^{Np} e F_{rp} são apresentadas ao longo deste capítulo.

2.4 Obtenção da taxa de fissão no U

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

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

Quando são realizadas medidas de taxa de reação é comum utilizar ^{143}Ce como produto de fissão rastreador, pois seu rendimento de fissão é elevado valendo 5,9373 % e 4,5585% no ^{235}U e ^{238}U , respectivamente. Sua meia-vida é de

33 horas, tornando fácil a detecção dos fótons gama emitidos por ele. O fotopico gama no qual acompanhamos o decaimento gama do ^{143}Ce , está centrado na energia de 293,3 keV sendo emitido com uma probabilidade de emissão gama de 42,8% [19, 27].

Normalmente o ^{143}Ce é um excelente radionuclídeo para medir a taxa de fissão no combustível nuclear, porém, para esse trabalho verificou-se que este não é a melhor escolha em razão da energia dos fótons por ele emitidos. Estas energias demandam que a altura dos colimadores seja de no mínimo 1,5 cm, para que os fótons provenientes do decaimento do ^{143}Ce não o atravessem.

Por esse motivo, foi necessário investigar a existência de algum outro produto de fissão cuja meia-vida tivesse duração de alguns dias, que emitisse um fóton com alta probabilidade de emissão e energia entre (50-150 keV). Ao analisar alguns espectros de discos de UO_2 irradiados verifica-se a existência de um fotopico gama de 140,511 keV. Da literatura verifica-se que os únicos produtos de fissão que se adequam a este fotopico seriam os provenientes do ^{99}Mo (Molibdênio 99) e do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (Tecnécio 99 metaestável). A seguir, é apresentado o estudo necessário que comprova a viabilidade da utilização do ^{99}Mo para a medida de taxa de reação de fissão no Urânio juntamente com seus nuclídeos filhos o $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (metaestável) e o ^{99}Tc .

2.5 Estudo do Molibdênio 99 e do Tecnécio 99 metaestável

Primeiramente, foi analisada a meia-vida do ^{99}Mo que tem duração de 65,94 horas, ou seja, o dobro da meia-vida do ^{143}Ce permitindo que as medidas sejam realizadas por um período mais longo.

Ao decair, o ^{99}Mo pode emitir um fóton de 140,511 keV, ou seja, dentro da faixa de energia que desejamos para as medidas. O fotopico formado por sua detecção ao longo do tempo também está distante dos fotopicos formados pelos outros produtos de fissão ou captura, somente coincidindo com seu nuclídeo filho o $^{99\text{m}}\text{Tc}$ [36] que não representa um problema para as medidas.

A Figura 2-4 mostra os caminhos de decaimento do ^{99}Mo . Através deles fica evidente que para determinar o valor da atividade inicial do ^{99}Mo é necessário

considerar ambos os caminhos de decaimento que resultam na emissão do fóton de 140,511 keV, os quais são o decaimento do molibdênio diretamente para o ^{99}Tc e o decaimento para o $^{99\text{m}}\text{Tc}$ com meia-vida de 6 horas. O decaimento para o $^{99\text{m}}\text{Tc}$ tem probabilidade de 86,5% de ocorrer e posteriormente decai para o Tecnécio 99 emitindo o fóton de 140,511 keV. Assim, quando é realizada a espectrometria são medidos simultaneamente ambos os caminhos. Como todos os fótons são diretamente ou indiretamente provenientes de um ^{99}Mo a contabilização deve ser corrigida para o término da irradiação com uma equação especial deduzida no anexo D e apresentada mais adiante.

FIGURA 2-4: Esquema de decaimento do ^{99}Mo .

Outro fator importante que deve ser levado em consideração é a cadeia de formação do ^{99}Mo . A Figura 2-5 apresenta todos os núclídeos predecessores juntamente com suas meias-vidas e suas probabilidades de decaimento.

Verifica-se claramente que não há nenhum produto de fissão com meia-vida longa o suficiente para prejudicar as medidas pois estes entram em equilíbrio rapidamente com o sistema. Logo, espera-se que ao longo de 1 hora de irradiação e um tempo de espera de 30 minutos o rendimento de fissão do ^{99}Mo seja próximo ao encontrado na biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VII.0 [37, 38]. A tabela 2-1 apresenta os rendimentos de fissão retirados da ENDF/B-VII.0.

FIGURA 2-5: Cadeia de formação do ⁹⁹Mo.

Tabela 2-1: Rendimentos de fissão retirados da ENDF/B-VII.0.

U-235		U-238	
Energia	Rendimento de Fissão	Energia	Rendimento de Fissão
0,0235 eV	$6,109 \times 10^{-2} \pm 8,5 \times 10^{-4}$	0,0235 eV	-
500 keV	$5,943 \times 10^{-2} \pm 8,3 \times 10^{-4}$	500 keV	$6,168 \times 10^{-2} \pm 8,6 \times 10^{-4}$
14 MeV	$5,136 \times 10^{-2} \pm 1,44 \times 10^{-3}$	14 MeV	$5,705 \times 10^{-2} \pm 8,0 \times 10^{-4}$

Para garantir que essa afirmação esteja correta foi utilizado o código ORIGIN 2.0 [39] que faz a irradiação pontual do material desejado e depois o decaimento do inventário resultante da irradiação na forma de atividades. No código foram simuladas quatro irradiações como descritas a seguir:

1- Irradiação de ^{235}U com um fluxo de $2 \times 10^9 \text{ n/cm}^2.\text{s}$, em várias etapas, durante 45000 minutos para verificar a atividade de saturação dos produtos de fissão ^{99}Mo e ^{143}Ce .

2- Irradiação de ^{235}U em várias etapas, durante 60 minutos, para verificar o rendimento de fissão do ^{99}Mo .

3- Irradiação de ^{238}U em várias etapas, durante 60 minutos, para verificar o rendimento de fissão do ^{99}Mo .

4- Irradiação de uma mistura com 95,65% de ^{238}U e 4,35% de ^{235}U , em várias etapas, durante 60 minutos para verificar o rendimento de fissão ^{99}Mo .

Os resultados de atividades em Curies do ^{99}Mo e do ^{143}Ce para a simulação nº 1 são apresentados a seguir.

FIGURA 2-6: Atividade de saturação para o ^{99}Mo e ^{143}Ce .

Desse gráfico verificamos que as atividades de saturação para ambos ^{99}Mo e ^{143}Ce são muito maiores que o tempo de irradiação e muito próximas entre si.

Os resultados de atividades em Curies do ^{99}Mo e do ^{143}Ce para a simulação nº 2 são apresentados a seguir.

FIGURA 2-7: Atividade induzida para o ^{99}Mo e ^{143}Ce para uma irradiação de 1 hora no ^{235}U .

A partir do valor de atividade para 60 min e potência dada pelo ORIGEN 2.0 de $3,3 \times 10^{-2}$ watts, é possível obter o rendimento de fissão a partir da equação a seguir:

$$Y = \frac{A(t)G}{(\lambda.t)P} \quad (2.3)$$

onde $A(t)$ é a atividade em desintegrações por segundo, G é a energia média liberada por fissão (200 MeV), λ é a constante de decaimento do produto de fissão, t é o tempo de irradiação e P é a potência gerada no sistema.

Logo o rendimento de fissão será de 6,06%, quase idêntico ao da literatura. Conclui-se que é possível medir a taxa de fissão do ^{235}U através do ^{99}Mo em uma irradiação de 1 hora.

Os resultados de atividades em Curies do ^{99}Mo e do ^{143}Ce para a simulação nº 3 são apresentados a seguir.

FIGURA 2-8: Atividade induzida para o ^{99}Mo e ^{143}Ce para uma irradiação de 1 hora no ^{238}U .

A partir do valor de atividade para 60 min e potência dada pelo ORIGIN 2.0 de $1,58 \times 10^{-3}$ watts, é possível obter o rendimento de fissão a partir da relação apresentada anteriormente. Dessa relação obtemos que o rendimento de fissão do ^{99}Mo é de 4,87% no ^{238}U .

Os resultados de atividades em Curies do ^{99}Mo e do ^{143}Ce para a simulação nº 4 são apresentados a seguir.

FIGURA 2-9: Atividade induzida para o ^{99}Mo e ^{143}Ce para uma irradiação de 1 hora no ^{238}U e ^{235}U na proporção de enriquecimento do reator IPEN/MB-01.

A partir do valor de atividade para 60 min e potência dada pelo ORIGIN 2.0 de $3,46 \times 10^{-2}$ watts, é possível obter o rendimento de fissão a partir da equação 2.3 apresentada anteriormente. Dessa relação obtemos que o rendimento de fissão de ^{99}Mo é de 6,043% no ^{238}U e ^{235}U na proporção de enriquecimento do reator IPEN/MB-01. Concluimos a partir de todos esses testes e análises que o ^{99}Mo pode ser usado para medir as taxas de reação nucleares de fissão pela técnica de análise por ativação.

Para a obtenção da atividade de Molibdênio 99 ao término da irradiação ou em qualquer tempo após a irradiação é utilizada a relação a seguir (deduzida no anexo D):

$$A_{mo}^0 = \frac{\frac{Cont}{\varepsilon} - A}{D(B - C) + E} \quad (2.4)$$

Sendo:

$$A = \frac{\gamma_{tc} I_{tc} A_{tc}}{\lambda^{tc}} e^{-\lambda^{tc} t_e} (1 - e^{-\lambda^{tc} \Delta t});$$

$$B = \frac{e^{-\lambda^{mo} t_e}}{\lambda^{mo}} (1 - e^{-\lambda^{mo} \Delta t}) ;$$

$$C = \frac{e^{-\lambda^{tc} t_e}}{\lambda^{tc}} (1 - e^{-\lambda^{tc} \Delta t}) ;$$

$$D = \frac{\gamma_{tc} I_{tc} \lambda^{tc}}{\lambda^{tc} - \lambda^{mo}} ;$$

$$E = \frac{\gamma_{mo} I_{mo}}{\lambda^{mo}} e^{-\lambda^{mo} t_e} (1 - e^{-\lambda^{mo} \Delta t}) ;$$

onde:

Cont = Contagens integrais;

ε = eficiência de medição para energia de 140,511 keV;

A_{tc}^0 = Atividade inicial do ^{99m}Tc ao término da irradiação;

γ_{tc} = Probabilidade de decaimento do ^{99}Mo em ^{99m}Tc ($0,8906 \pm 0,00024$) [40];

I_{tc} = Probabilidade de emissão gama do fóton 140,511 keV do ^{99m}Tc ($1 \pm 0,000001$) [38];

λ^{tc} = Constante de decaimento do ^{99m}Tc ($3,2037 \times 10^{-5} \pm 5,3 \times 10^{-8}$) [35];

γ_{mo} = Probabilidade de decaimento do ^{99}Mo em ^{99}Tc ($0,1213 \pm 0,00018$) [40];

I_{mo} = Probabilidade de emissão gama do fóton 140,511 keV do ^{99}Mo ($0,373 \pm 0,19$) [40];

λ^{mo} = Constante de decaimento do ^{99}Mo ($2,91994 \times 10^{-6} \pm 4,4 \times 10^{-10}$) [35];

t_e = Tempo de espera;

Δt = Intervalo de tempo da medida (900 s).

As contagens integrais do fotopico com 140,5 keV são obtidas durante a espectrometria gama do disco combustível ao mesmo tempo que as medidas do ^{239}Np , ou seja, uma medida a cada 10 minutos. O procedimento de medida e

seleção de fotopicos é idêntico ao descrito na seção 2.3. A metodologia de obtenção da eficiência é descrita em detalhes no anexo C.

Para a determinação das taxas de reação de fissão é necessário fazer uma avaliação do termo A da equação 2.4 para a determinação da atividade do ^{99}Mo . O termo A refere-se a atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ e sua contribuição para a atividade inicial do ^{99}Mo . Não é possível mensurar esse valor, pois seria necessário fazer uma medida de atividade imediatamente após o término da irradiação. Por esse motivo é necessária uma maneira alternativa para realizar a avaliação da atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Para determinar a atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$, foi utilizado o código SCALE 6 que é um sistema modular com capacidade de automatizar sequências de programas para diversos tipos de cálculos [41]. Neste caso é utilizado o módulo T5-DELP do SCALE 6. Ele realiza o cálculo de fluxo neutrônico através do módulo KENOV.a e através do módulo KMART5 extrai o fluxo do KENOV.a e determina as distribuições de potência para colapsar as seções de choque em 3 grupos. Em seguida o T5-DELP através do módulo COUPLE atualiza as bibliotecas de seção de choque que são então utilizadas no ORIGEN-S que realiza a queima do material irradiado.

O núcleo do reator IPEN/MB-01 foi modelado no SCALE para que o fluxo neutrônico fosse determinado no ponto onde o disco combustível foi irradiado durante o experimento e assim determinou-se através do ORIGEN-S a atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Como resultado do cálculo foi obtido o valor de atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ de $1,268 \times 10^3$ Bq e a atividade inicial do ^{99}Mo de $3,85 \times 10^4$ Bq. As medidas experimentais foram iniciadas em média 17 horas após a irradiação. Logo, a atividade do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ após 17 horas será de 178 Bq e a atividade do ^{99}Mo será de 32200 Bq, ou seja, no momento da medida a atividade inicial de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ é desprezível frente a atividade do ^{99}Mo , assim o termo A da equação 2.4 pode ser considerado igual a 0 nos cálculos. Essa análise permanece válida para cada uma das regiões independentes do disco analisado.

2.6 Alcance do ^{99}Mo Após a Fissão.

Quando ocorre a fissão o núcleo quase sempre se divide em dois fragmentos de massa desiguais. Como o momento tem de ser conservado o grupo de produtos de fissão mais leves ($A \cong 95$) recebe mais energia cinética do que o grupo de produtos de fissão mais pesados ($A \cong 140$). O grupo de produtos mais leves recebe aproximadamente 100 MeV enquanto o grupo de elementos mais pesados recebe aproximadamente 68 MeV.

Uma vez formados, os produtos de fissão se separam da nuvem de elétrons do núcleo fissionado, porém devido a atração de cargas eles acabam capturando uma quantidade de elétrons dessa nuvem mas nunca o suficiente para neutraliza-los novamente. A quantidade de carga média de um produto de fissão leve é de aproximadamente $+20e^-$ e do grupo pesado $+22e^-$ [42].

Devido a grande carga, esses produtos de fissão super ionizados acabam sendo freados em curtas distâncias. No caso dos produtos de fissão mais leves no qual está incluído o ^{99}Mo a distância média percorrida varia entre 1 a 10 μm no U_3O_8 [42, 43, 44]. Isso indica que o ^{99}Mo se desloca muito pouco dentro do combustível e, portanto, indica com relativa precisão a posição onde ocorreu a fissão que o originou, porém pode acarretar em pequenas imprecisões dependendo da medida realizada.

2.7 Obtenção da taxa de fissão no U em unidades absolutas

Segundo Nakajima [31, 32, 33], os valores absolutos de taxa de fissão no U são obtidos a partir da relação:

$$F = \frac{C_0 \lambda^X f_{abs} F_{rp}}{Y^X I^X \varepsilon^X \left(1 - e^{-\lambda^X t_i}\right) \left(1 - e^{-\lambda^X t_c}\right)} \quad (2.5),$$

onde X é o produto de fissão analisado, C_0 é a contagem inicial ao término da irradiação, f_{abs} é o fator de autoabsorção gama do disco combustível, I é a probabilidade de emissão gama, ε é a eficiência de contagem, λ^X é a constante de decaimento de X , Y^X é o rendimento efetivo de fissão para a formação de X , t_i é o

tempo de irradiação, t_c é o tempo de contagem e F_{rp} é o fator de rampa da irradiação.

Como estamos analisando o ^{99}Mo e calculamos a atividade por meio da equação 2.4 podemos reorganizar 2.5 em função de A_{mo}^0 da seguinte maneira:

$$F = \frac{C_0 f_{abs}^{Mo} \lambda^{Mo} F_{rp}}{Y^{Mo} I^{Mo} \varepsilon^{Mo} (1 - e^{-\lambda^{Mo} t_i}) (1 - e^{-\lambda^{Mo} t_c})} = \frac{A_{mo}^0 f_{abs}^{Mo} F_{rp}}{Y^{Mo} (1 - e^{-\lambda^{Mo} t_i})} \quad (2.6),$$

onde f_{abs}^{Mo} é o fator de auto-absorção gama para a energia de 140,51 keV do ^{99}Mo , I^{Mo} é a probabilidade de emissão gama de energia 140,51 keV do ^{99}Mo , ε^{Mo} é a eficiência global de contagem para o fotopico de 140,51 keV do ^{99}Mo , λ^{Mo} é a constante de decaimento do ^{99}Mo , Y^{Mo} é o rendimento efetivo de fissão para a formação do ^{99}Mo (obtido via ORIGEN) e t_i é o tempo de irradiação que vale 1 hora. A metodologia de obtenção da eficiência é descrita no anexo C. As determinações dos valores de f_{abs}^{Mo} e F_{rp} são apresentadas ao longo deste capítulo.

O valor de taxa de reação de fissão só será determinado para o disco irradiado sem luva de cádmio, pois o código ORIGEN 2 trabalha com o espectro neutrônico de um reator térmico. A luva de cádmio perturba esse espectro inviabilizando a utilização do ORIGEN para a determinação do rendimento de fissão do ^{99}Mo . Outro problema é que o rendimento de fissão só é dado para três energias (0,0235 eV, 500 keV e 14 MeV) [45], cabendo interpolações específicas para o caso de um espectro epitérmico como o da luva de cádmio, sendo este não existente na literatura.

2.7.1 Índice Espectral C8/F

O índice espectral C8/F é bem estabelecido e bem determinado no reator IPEN/MB-01. Por esse motivo ele será utilizado como referência neste trabalho como validação dos resultados obtidos para as taxas de reação em unidades absolutas. O valor do índice espectral C8/F retirado da literatura [46] vale $0,312 \pm 0,003$.

2.8 Autoabsorção 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 autoabsorção gama (f_{abs}) pode ser obtido através do código MCNP. Para tanto, o SDG é modelado e realiza-se um par de simulações praticamente idênticas. Em ambas as simulações a geometria da fonte isotrópica de gamas, cuja energia é pontual (106,12 keV ou 140,51 keV), é modelada (idêntica ao disco UO_2), porém em uma das simulações a fonte é preenchida com UO_2 e na outra a fonte é preenchida com vácuo, ou seja, simulando uma fonte sem atenuação.

O número de partículas que são absorvidas pela região ativa do detector é mensurada em ambos os casos através do tally f8. O tally f8 mensura a eficiência de detecção para uma determinada energia que é diretamente proporcional às partículas que atravessam o disco combustível. O valor de autoabsorção gama é dado por:

$$f_{abs} = \frac{E_{vazio}}{E_{\text{UO}_2}} \quad (2.7)$$

onde E_{UO_2} é a eficiência da fonte na energia desejada preenchida com UO_2 e E_{vazio} é a eficiência da fonte na mesma energia preenchida com vácuo.

Os valores de eficiência e auto absorção gama para as energias de 106,12 keV e 140,511 keV obtidos através das simulações são apresentadas na tabela a seguir:

Tabela 2-2: Eficiências e fatores de auto absorção.

Eficiência		
Energia (keV)	106,12	140,51 keV
Disco combustível preenchido com vazio (E_{vazio})	$1,5326 \times 10^{-2} \pm 1,5 \times 10^{-5}$	$1,2310 \times 10^{-2} \pm 1,3 \times 10^{-5}$
Disco combustível preenchido com UO_2 (E_{UO_2})	$8,175 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$4,0782 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$
Auto absorção gama		
Energia (keV)	106,12	140,51 keV
f_{abs}	$1,87470 \pm 0,0032$	$3,01854 \pm 0,0069$

Apesar de a energia do fóton ser maior para o ^{99}Mo , a autoabsorção gama no UO_2 é maior que para o ^{239}Np . Isso se deve ao coeficiente de atenuação gama para a energia de 106,12 keV ser menor do que o para a energia de 140,51 keV, provocando maior absorção e aumentando o valor do fator de correção.

2.9 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.

Para determinar o fator de rampa utiliza-se as contagens do canal nuclear 6 (canal linear utilizado para determinação da potência do reator) gravados pelo SAD (Sistema de Aquisição de Dados do Reator IPEN/MB-01) [47]. O SAD faz o

acompanhamento segundo a segundo de todos os canais nucleares do reator. A Figura 2-10 apresenta o gráfico do canal 6 para a irradiação 3105 (irradiação com disco combustível nu).

FIGURA 2-10: Gráfico para determinação do Fator de Rampa.

Do gráfico observa-se a rampa de potência que deve ser descontada através da determinação da área delimitada pela rampa do canal 6 (A_{rp}). Assim o fator de rampa pode ser obtido da seguinte expressão:

$$F_{rp} = \frac{A_I}{A_T} = \frac{A_I}{A_I + A_{rp}} \quad (2.8)$$

Onde:

A_I = área integral da irradiação a 100 watts;

A_T = área integral da irradiação.

Os valores obtidos para os fatores de rampa são apresentados no Capítulo

3.

2.10 Propagação de Incertezas

Ao manipularmos os conjuntos de dados objetivando obter outras grandezas dependentes é necessário propagar os erros associados aos dados obtidos via cálculo ou experimentalmente. Essa propagação visa obter o desvio padrão associado a essa grandeza e consequentemente determinar 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:

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 + 2 \sum_{i>j}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial w}{\partial x_j} \right) \text{cov}(x_i, x_j) \quad (2.9)$$

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 da determinação do desvio padrão do objeto de estudo. Porém, quando temos ferramentas para determinar essa interdependência podemos utilizar a seguinte relação:

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \rho_{(i,j)} \sigma_i \sigma_j \quad (2.10)$$

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).

Para as taxas de reação nuclear foi considerado não haver correlação entre as variáveis dependentes ($\rho_{(i,j)} = 0$), logo, o fator de correlação torna-se nulo. O desvio padrão para ambos os casos é então obtido segundo a seguinte equação simplificada:

$$\sigma_w^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 \quad (2.11)$$

Já para a determinação da eficiência do SDG é necessário utilizar a equação 2.9. Neste caso os valores da matriz covariância são dados pelo programa ORIGIN.

2.11 Metodologia de Medidas de Taxa de reação na direção radial

2.11.1 Sistema de detecção Gama (SDG) e Colimadores

O sistema de detecção é constituído por um detector de germânio hiperpuro ligado a um pré-amplificador de sinal. Este por sua vez é ligado a um PC com o software GENIE 2000 [29] fornecido pela Camberra para análise de espectros gerados durante a espectrometria gama. O detector fica no interior de uma blindagem de chumbo no qual existe um sistema de gavetas que permite a inserção de amostras a distâncias bem determinadas da janela de berílio do detector. A Figura 2-11 mostra a disposição geométrica da fonte e do detector dentro do castelo de chumbo. Uma descrição mais detalhada desse sistema esta no anexo B.

FIGURA 2-11: Corte transversal da disposição geométrica do sistema de detecção HPGe.

2.11.2 Colimadores

Os colimadores fabricados para este trabalho 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 orifícios centrais dos colimadores foram fabricados pelo processo de eletroerosão a fio cuja precisão para cortes em chumbo é da ordem de centésimo de milímetro podendo chegar a precisão de décimos de um micron para peças de aço [48]. Esse processo permite que os anéis encobertos pelo próprio colimador tenham a área aproximadamente constante e que as paredes do orifício sejam paralelas.

A seguir é apresentado o gráfico do coeficiente de atenuação em função da energia, para o chumbo, retirado do programa XCOM do NIST [49].

FIGURA 2-12: Gráfico de coeficiente de atenuação por energia (MeV)

Do gráfico verificamos que o coeficiente de atenuação para energia de 293 keV do Cério 143 é muito menor do que para a energia de 140 keV do Molibdênio

99. Isso permite que a altura dos colimadores diminua de 1,5 cm para 1,5 mm, ou seja, 10 vezes menor. Consequentemente, os fatores de correção associados a geometria do sistema também são reduzidos. Aplicando a lei de atenuação para fótons para 1,5 mm de chumbo temos 98,4% de atenuação para fótons com 140,51 keV atenuados e 99,997% de atenuação para fótons com 106 keV de energia, o que é perfeitamente aceitável, já que, no nosso caso a maioria dos fótons terá que atravessar distâncias maiores que esta. Sendo assim, os novos colimadores foram fabricados com 1,5 mm de altura. Quanto maior a altura do colimador menor é a eficiência do sistema de detecção, logo o ganho de eficiência nas medidas em relação a medidas com colimadores de 1,5 cm, utilizados em trabalhos anteriores é de vital importância para a redução de incertezas associadas às medidas.

Durante a medida o colimador fica sobreposto ao disco combustível como na Figura 2-13 a seguir.

FIGURA 2-13: Corte transversal do modelo de colimado e orifício com diâmetro (d).

2.11.3 Fabricação e características dos colimadores

Após o projeto dos colimadores ser concluído, os colimadores foram fabricados na ferramentaria Usinácio, localizada na cidade de São Paulo. A máquina de eletroerosão a fio utilizada foi uma CHARMILLES, modelo Robofil 510.

Os colimadores fabricados pela Usinácio tem espessura de 1,5 mm e os orifícios centrais tem valores praticamente idênticos aos nominais (determinados previamente) com incertezas da ordem de 0,005 mm. Os colimadores podem ser vistos na imagem a seguir:

FIGURA 2-14: Colimadores de chumbo utilizados nas medidas de taxa de reação nuclear na direção radial.

Para determinar a precisão dos orifícios foram realizadas medidas com uma Vision Measuring Machine da marca Mitutoyo (Figura 2-15) nas duas faces do colimador para verificar se os mesmos estavam perfeitamente cilíndricos ou cônicos e se estavam circulares ou elípticos. Foram feitas pelo menos duas medidas de diâmetro (D) em cada face nas direções x (Norte-Sul) e y (Leste-Oeste). Os valores dos diâmetros dos orifícios dos colimadores e as áreas (A) amostradas nas faces superior e inferior estão nas tabela 2-3 e 2-4.

FIGURA 2-15: Máquina Vision Measuring Machine da marca Mitutoyo utilizada para determinar a precisão dos orifícios dos colimadores.

Tabela 2-3: Dimensões dos orifícios dos colimadores na face superior.

Colimador	Nominal (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	A (mm ²)	σ_A (mm ²)	Porcentagem da Área da superfície do disco combustível
1	3,46	3,464	0,0050	9,4242	0,0078	16,65%
2	4,9	4,900	0,0018	18,8571	0,0028	33,31%
3	6	6,006	0,0012	28,3312	0,0019	50,00%
4	6,94	6,942	0,0019	37,8491	0,0030	66,67%
5	7,74	7,744	0,0012	47,1003	0,0019	83,20%
6	8,49	8,488	0,0056	56,5851	0,0088	99,95%

Tabela 2-4: Dimensões dos orifícios dos colimadores na face inferior.

Colimador	Nominal (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	A (mm ²)	σ_A (mm ²)	Porcentagem da Área da superfície do disco combustível
1	3,46	3,468	0,021	9,446	0,033	16,68%
2	4,9	4,902	0,047	18,873	0,074	33,34%
3	6	6,000	0,012	28,274	0,019	49,94%
4	6,94	6,946	0,057	37,893	0,089	66,93%
5	7,74	7,744	0,001	47,0100	0,0016	83,20%
6	8,49	8,492	0,067	56,64	0,10	100,05%

Das tabelas 2-3 e 2-4 verificamos que a incerteza na área é praticamente desprezível e que os orifícios são praticamente cilíndricos (paredes paralelas).

Para a blindagem secundária é utilizado um disco de chumbo de um centímetro de espessura com orifício cujo diâmetro é o mesmo diâmetro dos colimadores (3 cm). Essa blindagem secundária impede que os fótons provenientes de espalhamento na parte inferior do castelo de chumbo sejam detectados pelo detector, aumentando o tempo morto de contagem. O disco irradiado, o colimador de chumbo e a blindagem secundária ficam apoiados sobre um suporte de lucite que se encaixa em uma das gavetas do SDG.

O chumbo utilizado na fabricação dos colimadores foi caracterizado através da técnica de análise semiquantitativa por Fluorescência de Raio-X [50] realizada pelo laboratório de análises da marinha. Através da análise de 8 amostras de chumbo foi possível identificar as quantidades das impurezas existentes no chumbo. Constatou-se que o 99,4% da massa das amostras é de chumbo. Os outros componentes incluem Antimônio (0,26%), Alumínio (0,068%), Cálcio (0,1%), Silício (0,077%), Cobre (0,038%), Ferro (0,042%) e Níquel (0,01%).

Infelizmente a introdução desses colimadores também produz uma redução na eficiência geométrica do SDG. Essa alteração na geometria é corrigida utilizando o programa computacional MCNP-5 e será devidamente abordada na seção 2.13.

Para que as medidas sejam coerentes, além de caracterizar os colimadores de forma precisa, é necessário caracterizar os discos combustíveis utilizados com relação a sua homogeneidade. Para tanto foi realizada a análise a seguir.

2.12 Discos combustíveis

Como citado anteriormente os discos combustíveis utilizados foram fabricados através de cortes axiais de pastilhas combustíveis. Para verificar a homogeneidade destes é realizada uma simples comparação entre a massa teórica do disco combustível com a massa medida utilizando uma balança analítica de precisão.

O procedimento se resume na medição do volume do disco combustível utilizando um micrometro de precisão. Esse volume é multiplicado pela densidade do UO_2 e como resultado é obtida a massa teórica.

As pastilhas combustíveis passaram por rigorosos testes de qualidade para verificação se as mesmas seguiram o padrão de fabricação desejado. Dentro deste padrão, foram realizadas medidas de densidade hidrostática das pastilhas combustíveis. O método utiliza a medida do volume calculado através do empuxo sofrido pela pastilha em um meio líquido adequado. No caso das pastilhas de UO_2 é utilizada uma solução de água deionizada com detergente neutro que tem como finalidade melhorar a molhabilidade do material. Primeiro, a pastilha é pesada seca e a seguir ela é mergulhada na solução (1 cm de profundidade) em uma cesta presa por um gancho em uma balança analítica. Durante todo o processo a temperatura é controlada em 21°C. O valor da densidade hidrostática é dado por:

$$\rho = \frac{M \cdot \rho_t}{M - M_i}$$

onde:

M = massa da pastilha seca (g);

M_i = massa da pastilha imersa na solução;

ρ_t = peso específico da solução na temperatura que a medida M_i foi realizada (0,99783 g/cm³).

Os dados obtidos dos testes de qualidade estão no *databook* do reator IPEN/MB-01 [51]. O valor de densidade obtido através do procedimento descrito acima esta no *databook* e vale 10,33 g/cm³.

Os volumes dos discos combustíveis foram determinados fazendo uma varredura em 5 regiões (central, norte, sul, leste e oeste) das superfícies e raios dos discos combustíveis utilizando um micrometro da Mitutoyo modelo 112-225 com precisão de 0,001 polegada e ponteira cônica de 30°. Os valores de espessura e diâmetro dos discos combustíveis são apresentados na tabela 2-5 a seguir.

Tabela 2-5: Dimensões dos discos combustíveis.

Disco Combustível	Espessura (cm)	Diâmetro (cm)
1	0,912 ± 0,023	0,849 ± 0,002
2	0,919 ± 0,009	0,849 ± 0,003

A tabela 2-6 apresenta os valores de massa calculada a partir da densidade e da medida de volume (massa teórica) e também apresenta a massa obtida através da balança analítica. Fica claro que ambos os valores são idênticos dentro de 1 σ e por este motivo os discos combustíveis devem ser praticamente homogêneos com relação a sua distribuição de massa. Caso contrário os valores seriam discrepantes devido a possível inomogeneidade.

Tabela 2-6: Comparação entre massa teórica e medida dos discos combustíveis.

Disco Combustível	Massa Teórica (g)	Massa (g)	Razão
1	0,532 ± 0,020	0,5276 ± 0,0001	0,992 ± 0,038
2	0,536 ± 0,016	0,5266 ± 0,0001	0,982 ± 0,030

2.13 Correções de Eficiência Geométrica

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 2-16.

FIGURA 2-16 - 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 UO₂ irradiado.

O segundo efeito se deve à 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 orifício do colimador, maior será o efeito das contagens no detector. A Figura 2-17 retrata a variação do comprimento de chumbo que o fóton precisa atravessar conforme o ângulo de emissão.

FIGURA 2-17: 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 e a biblioteca de dados para transporte de fótons padrão do MCNP-5. Este procedimento já foi realizado e testado em trabalhos anteriores [52]. 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. Uma descrição mais completa sobre o código MCNP-5 é dada no capítulo 4.

A redução do ângulo sólido devido à introdução do colimador com orifício de 1,73 mm de raio e 1,5 mm de espessura reduz em 8% as contagens dos fótons de 106,2 keV, provenientes do decaimento do Neptúnio 239. Esse é o grande ganho dessa nova metodologia, já que, com os colimadores anteriores, a atenuação chegava a ser de 2200% [19].

Através do MCNP-5 é possível simular com detalhes a geometria do SDG e determinar as características dos materiais existentes na 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. Primeiramente, foi modelada uma fonte isotrópica gama emissora com as energias de 106,12 keV e 140,511 keV que são emitidas pelo ^{239}Np e pelo ^{99}Mo respectivamente. Essa fonte foi posicionada em algumas gavetas do castelo de chumbo (onde a amostra é posicionada durante a espectrometria gama). Para essas simulações foram geradas $1,2 \times 10^8$ histórias, ou seja, 6×10^7 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.

2.13.1 - Determinação do FGC e do FGA.

Para corrigir o efeito de redução da eficiência foram realizados seis pares de simulações, nas quais, foi utilizada a modelagem do SDG feita para determinar a auto-blindagem gama do disco. Para cada par de simulações, uma fonte com o mesmo diâmetro de um dos seis 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 2-18 mostra o par de simulações em detalhes, obtida através do programa “Vised” com e sem o colimador de 1,5 mm de espessura.

FIGURA 2-18: 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. É necessário cuidado ao trabalhar com estas correções, reduzindo ao máximo sua incerteza estatística associada e aumentando o número de histórias geradas, já que, o MCNP não leva em consideração a incerteza das bibliotecas nucleares apesar de as incertezas associadas aos coeficientes de atenuação gama possuírem incertezas muito pequenas. Nessas simulações só foram analisadas as energias de 106,2 keV e 140,5 keV, uma vez que, são as únicas de interesse para o experimento. Como resultado das doze simulações foram obtidas as eficiências cujos valores estão na tabela 2-7 (energia igual a 106,2 keV) e tabela 2-8 (energia igual a 140,5 keV). Nessas tabelas também são apresentados os FGC 's. As incertezas relacionadas às eficiências são da ordem de 0,05%, ou seja, praticamente desprezíveis.

Tabela 2-7: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 106,2 keV.

Raio da fonte (mm)	Eficiência sem colimador ($E(i)$)	Eficiência com colimador ($EC(i)$)	FGC (razão $E(i)/EC(i)$)
1,73	$8,220 \times 10^{-3} \pm 1,5 \times 10^{-5}$	$7,550 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0888 \pm 0,0030$
2,45	$8,213 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$7,808 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0520 \pm 0,0029$
3,00	$8,204 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$7,914 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0365 \pm 0,0028$
3,47	$8,197 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$7,973 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0281 \pm 0,0028$
3,87	$8,184 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$8,005 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0223 \pm 0,0029$
4,245	$8,181 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$8,021 \times 10^{-3} \pm 1,6 \times 10^{-5}$	$1,0200 \pm 0,0029$

Tabela 2-8: Correção de eficiência em razão da introdução dos colimadores no sistema de medição para energia de 140,5 keV.

Raio da fonte (mm)	Eficiência sem colimador ($E(i)$)	Eficiência com colimador ($EC(i)$)	FGC (razão $E(i)/EC(i)$)
1,73	$4,063 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,8136 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0653 \pm 0,0043$
2,45	$4,059 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,9096 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0382 \pm 0,0041$
3,00	$4,057 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,9502 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0270 \pm 0,0041$
3,47	$4,052 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,9703 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0207 \pm 0,0040$
3,87	$4,052 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,9863 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0164 \pm 0,0040$
4,245	$4,063 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$3,9948 \times 10^{-3} \pm 1,1 \times 10^{-5}$	$1,0171 \pm 0,0040$

O comparativo dos resultados realizados durante trabalhos anteriores mostra que houve uma grande evolução com relação aos fatores de correção FGC. Em alguns casos os FGC chegam a ser 20 vezes menores como no caso do colimador 1.

O Fator Geométrico dos Anéis (FGA) 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 2-19).

FIGURA 2-19: Distribuição dos anéis concêntricos por região e diâmetro.

Na determinação da 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 o termo fonte tem a forma dos anéis encobertos pelos colimadores. Assim, determina-se o valor da eficiência do SDG para cada região da figura 2-19 com cada um dos colimadores.

Para isso foram realizadas simulações em que as fontes são anéis com o diâmetro externo e interno das regiões definidas na figura 2-19. As fontes ficam cobertas pelos colimadores com 1,5 mm de espessura. A eficiência resultante

desta simulação mostra qual a porcentagem de fótons com as energias pré-determinadas que passaram pelo colimador e afetaram a contagem final. Um exemplo é a simulação de uma fonte anelar com diâmetro interno de 3,466 mm e diâmetro externo com 4,902 mm. Sobre a fonte fica o colimador com orifício de 3,466 mm. Em seguida é realizada uma segunda simulação com a mesma fonte, porém sem o colimador, assim como na determinação do FGC. Nas tabelas 2-9 e 2-10 são mostrados os resultados para todas as simulações de anéis encobertos.

Tabela 2-9: Eficiência dos anéis encobertos pelo colimador e sem colimador para a energia de 106,2 keV.

Raio do Colimador (mm)	Região	Eficiência sem colimador	Eficiência com colimador	FGA (razão)
1,73	5	$8,2038 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$4,378 \times 10^{-4} \pm 1,8 \times 10^{-6}$	$5,340 \times 10^{-2} \pm 2,0 \times 10^{-4}$
	4	$8,1886 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$7,422 \times 10^{-6} \pm 2,4 \times 10^{-7}$	$9,06 \times 10^{-4} \pm 2,9 \times 10^{-5}$
	3	$8,1723 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$5,695 \times 10^{-6} \pm 2,1 \times 10^{-7}$	$6,99 \times 10^{-4} \pm 2,6 \times 10^{-5}$
	2	$8,1490 \times 10^{-3} \pm 8,1 \times 10^{-6}$	$5,367 \times 10^{-6} \pm 2,0 \times 10^{-7}$	$6,59 \times 10^{-4} \pm 2,5 \times 10^{-5}$
	1	$8,2026 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$5,234 \times 10^{-6} \pm 2,0 \times 10^{-7}$	$6,38 \times 10^{-4} \pm 2,5 \times 10^{-5}$
2,45	4	$8,1886 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$6,853 \times 10^{-4} \pm 2,3 \times 10^{-6}$	$8,368 \times 10^{-2} \pm 3,0 \times 10^{-4}$
	3	$8,1723 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$1,097 \times 10^{-5} \pm 2,9 \times 10^{-7}$	$1,342 \times 10^{-3} \pm 3,6 \times 10^{-5}$
	2	$8,1490 \times 10^{-3} \pm 8,1 \times 10^{-6}$	$6,570 \times 10^{-6} \pm 2,3 \times 10^{-7}$	$8,06 \times 10^{-4} \pm 2,8 \times 10^{-5}$
	1	$8,2026 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$5,648 \times 10^{-6} \pm 2,1 \times 10^{-7}$	$6,89 \times 10^{-4} \pm 2,6 \times 10^{-5}$
3,00	3	$8,1723 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$8,869 \times 10^{-4} \pm 2,7 \times 10^{-6}$	$1,0853 \times 10^{-1} \pm 3,4 \times 10^{-4}$
	2	$8,1490 \times 10^{-3} \pm 8,1 \times 10^{-6}$	$1,458 \times 10^{-5} \pm 3,4 \times 10^{-7}$	$1,790 \times 10^{-3} \pm 4,1 \times 10^{-5}$
	1	$8,2026 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$7,375 \times 10^{-6} \pm 2,4 \times 10^{-7}$	$8,99 \times 10^{-4} \pm 2,9 \times 10^{-5}$
3,47	2	$8,1490 \times 10^{-3} \pm 8,1 \times 10^{-6}$	$1,123 \times 10^{-3} \pm 2,9 \times 10^{-6}$	$1,3777 \times 10^{-1} \pm 3,8 \times 10^{-4}$
	1	$8,2026 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$2,101 \times 10^{-5} \pm 4,1 \times 10^{-7}$	$2,562 \times 10^{-3} \pm 4,9 \times 10^{-5}$
3,87	1	$8,2026 \times 10^{-3} \pm 8,2 \times 10^{-6}$	$1,264 \times 10^{-3} \pm 3,2 \times 10^{-6}$	$1,5413 \times 10^{-1} \pm 4,1 \times 10^{-4}$

Tabela 2-10: Eficiência dos anéis encobertos pelo colimador e sem colimador para a energia de 140,5 keV.

Raio do Colimador (mm)	Região	Eficiência sem colimador	Eficiência com colimador	FGA (razão)
1,73	5	$4,0811 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$3,306 \times 10^{-4} \pm 1,6 \times 10^{-6}$	$8,101 \times 10^{-2} \pm 4,1 \times 10^{-4}$
	4	$4,0728 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0869 \times 10^{-4} \pm 9,2 \times 10^{-7}$	$2,670 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	3	$4,0648 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0824 \times 10^{-4} \pm 9,2 \times 10^{-7}$	$2,670 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	2	$4,0576 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0777 \times 10^{-4} \pm 9,2 \times 10^{-7}$	$2,660 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	1	$4,1362 \times 10^{-3} \pm 5,8 \times 10^{-6}$	$1,1049 \times 10^{-4} \pm 9,3 \times 10^{-7}$	$2,671 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
2,45	4	$4,0728 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$4,601 \times 10^{-4} \pm 1,9 \times 10^{-6}$	$1,1298 \times 10^{-1} \pm 4,9 \times 10^{-4}$
	3	$4,0648 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0866 \times 10^{-4} \pm 9,2 \times 10^{-7}$	$2,673 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	2	$4,0576 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0777 \times 10^{-4} \pm 9,2 \times 10^{-7}$	$2,656 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	1	$4,1362 \times 10^{-3} \pm 5,8 \times 10^{-6}$	$1,1049 \times 10^{-4} \pm 9,3 \times 10^{-7}$	$2,671 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
3,00	3	$4,0648 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$5,668 \times 10^{-4} \pm 2,7 \times 10^{-6}$	$1,3944 \times 10^{-1} \pm 5,5 \times 10^{-4}$
	2	$4,0579 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$1,0936 \times 10^{-4} \pm 3,7 \times 10^{-7}$	$2,695 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
	1	$4,1362 \times 10^{-3} \pm 5,8 \times 10^{-6}$	$1,1052 \times 10^{-4} \pm 2,4 \times 10^{-7}$	$2,672 \times 10^{-2} \pm 2,2 \times 10^{-4}$
3,47	2	$4,0579 \times 10^{-3} \pm 5,7 \times 10^{-6}$	$6,886 \times 10^{-4} \pm 2,3 \times 10^{-6}$	$1,6971 \times 10^{-1} \pm 6,2 \times 10^{-4}$
	1	$4,1362 \times 10^{-3} \pm 5,8 \times 10^{-6}$	$1,1569 \times 10^{-4} \pm 9,5 \times 10^{-7}$	$2,7970 \times 10^{-2} \pm 2,3 \times 10^{-4}$
3,87	1	$4,1361 \times 10^{-3} \pm 5,8 \times 10^{-6}$	$7,643 \times 10^{-4} \pm 2,4 \times 10^{-6}$	$1,8479 \times 10^{-1} \pm 6,4 \times 10^{-4}$

As simulações que deram origem aos valores de eficiência com esta precisão foram realizadas com $6,4 \times 10^7$ histórias cada, resultando em incertezas inferiores a 0,5% para os FGAs. Todas essas análises serão levadas em consideração no momento em que for avaliada a eficiência dos anéis encobertos, para sua aplicação nos dados experimentais.

2.14 - Valores de taxa de reação nuclear em unidades relativas

É apresentada a seguir a metodologia para a obtenção das taxas de reação nuclear em unidades relativas para cada um das regiões anelares do disco combustível assim como apresentado na figura 2-19.

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

$$T_y(x) = FGC(x) \left\{ X_0(x) - \sum_{i=1}^5 FGA(i, x) \right\} \quad (2.12)$$

sendo

$$FGA(i, x) = \frac{E_{ac}(i, x)C(i)}{E_a(i)} \quad (2.13)$$

onde:

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

$X_0(x)$ é a contagem ao término da irradiação (C_0) ou a Atividade inicial (A_0) com o colimador x ;

$E_{ac}(i, x)$ é a eficiência do anel i com o colimador x ;

$E_a(i)$ é a eficiência do anel i descoberto, pelo colimador x e

$C(i)$ é a contagem no anel i .

O valor de $C(i)$ é obtido por meio dos valores de taxa de reação em unidades relativas, obtidos via cálculo com o MCNP, e normalizado através das contagens para o disco como um todo.

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

$$\sigma_{FGA(i, x)} = \sqrt{\left(\frac{C(i)\sigma_{E_{ac}(i, x)}}{E_a(i)} \right)^2 + \left(\frac{E_{ac}(i, x)\sigma_{C(i)}}{E_a(i)} \right)^2 + \left(\frac{E_{ac}(i, x)(i)C(i)\sigma_{E_a(i)}}{(E_a(i))^2} \right)^2} \quad (2.14)$$

A incerteza associada a $T_y(x)$ é dada por:

$$\sigma_{T_y(x)} = \sqrt{\left((X_0 - \sum_{i=1}^5 FGA(i, x)) \sigma_{FGC(x)} \right)^2 + (FGC(x) \sigma_{X_0(x)})^2 + (FGC(x) \sigma_{FGA(i, x)})^2} \quad (2.15)$$

Com os resultados de $T_y(x)$ é possível determinar o valor de taxa de reação nuclear em cada um dos anéis do disco combustível em unidades relativas. Para tal, simplesmente procedemos da seguinte forma:

$$A_y(i) = T_y(x) - T_y(x-1) \quad (2.16)$$

Ou seja, subtrai-se o valor de taxa de reação obtido para um colimador do valor de taxa de reação do colimador imediatamente anterior. A incerteza associada a $A_y(i)$ é dada por:

$$\sigma_{A_y(i)} = \sqrt{\left(\sigma_{T_y(x)} \right)^2 + \left(\sigma_{T_y(x-1)} \right)^2 - 2\rho \sigma_{T_y(x)} \sigma_{T_y(x-1)}} \quad (2.17)$$

Onde o ρ é o grau de correlação entre as incertezas de $T_y(x)$ e $T_y(x-1)$. Neste trabalho foi considerado que o grau de correlação entre os dois é igual a 0, sendo esta uma abordagem conservativa, já que, se houver uma correlação positiva entre os dois a incerteza de $A_y(i)$ será reduzida devido ao sinal negativo que precede ρ .

3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Ao longo deste capítulo são apresentados, em unidades relativas (distribuição) e absolutas, os valores de taxa de reação nuclear de captura radiativa no ^{238}U e de fissão no U enriquecido a 4,3% ao longo da direção radial das pastilhas combustíveis da vareta combustível localizada na posição central (M-14) do reator IPEN/MB-01. Os valores de taxa de reação nuclear em unidades absolutas são apresentados para todo o espectro de energia neutrônico e para a faixa epitérmica (epicádmio).

Na determinação dos valores experimentais foram realizadas quatro irradiações, duas irradiações para todo o espectro de energia neutrônico (disco nu) e duas irradiações para faixa epitérmica (disco coberto com luva de cádmio). Esta repetição do experimento além de reduzir a incerteza estatística dos valores medidos também serve como garantia de reprodutibilidade do experimento.

As condições das operações e as características dos discos combustíveis irradiados sem luva de cádmio estão apresentadas na tabela 3-1.

Tabela 3-1: Características da irradiação com disco nu.

Irradiação		
Número da operação	3105 (irradiação 1)	3107 (irradiação 2)
Potência média	100,98 ± 0,19 watts	100,55 ± 0,77 watts
Fator de rampa (F_{rp})	0,978	0,986
Tempo de irradiação (hora)	1,0	1,0
Temperatura (°C)	20,47 ± 0,05	20,73 ± 0,04
Disco Combustível (alvo)		
Massa (g)	0,5266 ± 0,0001	0,5276 ± 0,0001
Diâmetro (mm)	8,49	8,49
Espessura (mm)	0,912 ± 0,023	0,9192 ± 0,0091
Cota Axial (mm)	105,5	105,5

As condições das operações e as características dos discos combustíveis irradiados com luva de cádmio estão apresentadas na tabela 3-2.

Tabela 3-2: Características da irradiação com disco coberto com cádmio.

Irradiação		
Número da operação	3185 (irradiação 1)	3204 (irradiação 2)
Potência média	100,91 ± 0,15 watts	100,64 ± 1,14 watts
Fator de rampa (F_{rp})	0,984	0,982
Tempo de irradiação (hora)	1,0	1,0
Temperatura °C	20,48 ± 0,05	20,77 ± 0,06
Disco Combustível (alvo)		
Massa (g)	0,5266 ± 0,0001	0,5276 ± 0,0001
Diâmetro (mm)	8,49	8,49
Espessura (mm)	0,9123 ± 0,0233	0,9192 ± 0,0091
Cota Axial (mm)	105,5	105,5

Os valores de reatividade (oscilação em torno de zero) e temperatura da irradiação são praticamente constantes ao longo da operação. Na figura 3-1 é apresentado o gráfico de temperatura para os 12 termopares existentes no reator IPEN/MB-01 da operação 3105. É importante salientar que todas as operações tiveram a temperatura controlada através do banco de resistências e do chiller do reator IPEN/MB-01 para que as mesmas ficassem entre 19,5 °C e 21 °C. Esse procedimento garante que não haja a necessidade do processamento de seções de choque para os cálculos, já que, o código MCNP-5 possui bibliotecas de seção de choque a 20 °C.

Na figura 3-2 é apresentado o gráfico de reatividade da operação 3105 obtido através do canal experimental ligado ao reatímetro desenvolvido pela equipe de física de reatores do Centro de Engenharia Nuclear do IPEN. Nesse gráfico verifica-se que a reatividade durante a operação é praticamente constante, ou seja, não há grandes variações de potência durante a irradiação só havendo um tempo de estabilização no início que não interfere de forma significativa na irradiação, sendo corrigido automaticamente no fator de rampa.

FIGURA 3-1: Variação de temperatura durante a operação 3105.

FIGURA 3-2: Variação de reatividade durante a operação 3105.

Devido a grande quantidade de dados obtidos das contagens com cada um dos colimadores, estes não serão apresentados aqui. A partir das contagens foram obtidos os valores de C_0 da equação 2.1 e A_{mo}^0 da equação 2.4. Estes valores são então corrigidos através dos fatores de correção FGC e FGA conforme descrito na seção 2.14. Como todos os dados são normalizados não há necessidade dos cálculos em unidades absolutas.

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

Os resultados finais em unidades relativas, referentes à taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U , para cada anel combustível, em toda a faixa do espectro de energia (A_{C238}), calculados a partir das equações 2.1, 2.12 e 2.16 são normalizados pelo valor de A_{C238} sem colimador, ou seja, o disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização, juntamente com o valor médio para as duas irradiações, podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-3: Valores da taxa de reação nuclear de captura em unidades relativas com disco nu.

Anel	Irradiação 1		Irradiação 2		A_{C238} Média	σ_{AC238} Média
	A_{C238}	σ_{AC238}	A_{C238}	σ_{AC238}		
1	0,1255	0,0014	0,1221	0,0025	0,1238	0,0014
2	0,1372	0,0032	0,1372	0,0049	0,1372	0,0029
3	0,1465	0,0053	0,1443	0,0063	0,1454	0,0041
4	0,1549	0,0075	0,1559	0,0077	0,1554	0,0054
5	0,1736	0,0101	0,1723	0,0088	0,1730	0,0067
6	0,2623	0,0082	0,2682	0,0063	0,2652	0,0052

A figura a seguir apresenta a comparação entre os valores de taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U para cada anel combustível (A_{C238}).

FIGURA 3-3: Dados experimentais da Taxa de Reação de Captura Radiativa (A_{C238}) na direção radial.

Os resultados finais em unidades relativas, referentes à taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U , para cada anel combustível, na faixa de energia epitérmica (A_{C238E}), calculados a partir das equações 2.1, 2.12 e 2.16 são normalizados pelo valor de A_{C238E} sem colimador, ou seja, o disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização juntamente com o valor médio para as duas irradiações podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-4: Valores da taxa de reação nuclear de captura em unidades relativas com disco coberto com cádmio.

Anel	Irradiação 1		Irradiação 2		A_{C238E} Média	$\sigma_{A_{C238E}}$ Média
	A_{C238E}	$\sigma_{A_{C238E}}$	A_{C238E}	$\sigma_{A_{C238E}}$		
1	0,1262	0,0024	0,1261	0,0004	0,1262	0,0012
2	0,1315	0,0038	0,1312	0,0035	0,1313	0,0026
3	0,1387	0,0042	0,1389	0,0050	0,1388	0,0033
4	0,1503	0,0058	0,1484	0,0066	0,1493	0,0044
5	0,1602	0,0078	0,1782	0,0133	0,1692	0,0077
6	0,2932	0,0061	0,2771	0,0122	0,2851	0,0068

A figura a seguir apresenta a comparação entre os valores de taxa de reação nuclear de captura epitérmica no ^{238}U para cada anel combustível (A_{C238E}).

FIGURA 3-4: Dados experimentais da Taxa de Reação de Captura Radiativa Epicádmio (A_{C238E}) na direção radial.

Os resultados finais em unidades relativas, referentes à taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U , para cada anel combustível, na faixa de energia térmica (A_{C238E}), calculados a partir da subtração da taxa de reação de captura epicádmio da total são normalizados pelo valor de A_{C238T} sem colimador, ou seja, o disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização juntamente com o valor médio podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-4: Valores da taxa de reação nuclear de captura em unidades relativas com disco coberto com cádmio.

Anel	A_{C238T}	σ_{AC238T}
1	0,115	0,035
2	0,157	0,042
3	0,168	0,046
4	0,176	0,052
5	0,186	0,062
6	0,197	0,079

A figura a seguir apresenta a comparação entre os valores de taxa de reação nuclear de captura epitérmica no ^{238}U para cada anel combustível (A_{C238E}).

FIGURA 3-4: Dados experimentais da Taxa de Reação de Captura Radiativa Térmica (A_{C238T}) na direção radial.

Os resultados finais, em unidades relativas, referentes à taxa de reação nuclear de fissão no U, para cada anel, em toda a faixa do espectro de energia (A_F), calculados a partir das equações 2.4, 2.12 e 2.16 são normalizados pelo valor de A_F sem colimador, ou seja, o disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização, juntamente com o valor médio para as duas irradiações, podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-5: Valores da taxa de reação nuclear de fissão em unidades relativas com disco nu.

Anel	Irradiação 1		Irradiação 2		A_F Média	σ_{A_F} Média
	A_F	σ_{A_F}	A_F	σ_{A_F}		
1	0,1446	0,0065	0,1423	0,0058	0,1435	0,0044
2	0,1590	0,0097	0,1589	0,0091	0,1589	0,0066
3	0,1634	0,0104	0,1675	0,0110	0,1654	0,0076
4	0,1769	0,0118	0,1744	0,0115	0,1757	0,0082
5	0,1830	0,0133	0,1820	0,0131	0,1825	0,0093
6	0,1730	0,0155	0,1750	0,0171	0,1740	0,0115

A figura a seguir apresenta a comparação entre os valores de taxa de reação nuclear de fissão apresentados na tabela 3-5.

FIGURA 3-5: Dados experimentais da Taxa de Reação de Fissão (A_F) na direção radial.

Os resultados finais, em unidades relativas, referentes à taxa de reação nuclear de fissão no U na faixa de energia epitérmica (A_{FE}), calculados a partir das equações 2.4, 2.12 e 2.16, são normalizados pelo valor de A_{FE} sem colimador, ou seja, o disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização, juntamente com o valor médio para as duas irradiações, podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-6: Valores da taxa de reação nuclear de fissão em unidades relativas com disco coberto com cádmio.

Anel	Irradiação 1		Irradiação 2		A_{FE} Média	$\sigma_{A_{FE}}$ Média
	A_{FE}	$\sigma_{A_{FE}}$	A_{FE}	$\sigma_{A_{FE}}$		
1	0,1547	0,0114	0,1471	0,0085	0,1509	0,0071
2	0,1575	0,0143	0,1509	0,0123	0,1542	0,0095
3	0,1650	0,0133	0,1673	0,0150	0,1661	0,0100
4	0,1705	0,0164	0,1622	0,0164	0,1663	0,0116
5	0,1834	0,0196	0,2100	0,0268	0,1967	0,0166
6	0,1688	0,0228	0,1627	0,0295	0,1657	0,0187

A figura a seguir apresenta a comparação entre os valores de taxa de reação nuclear de fissão apresentados na tabela 3-6.

FIGURA 3-6: Dados experimentais da Taxa de Reação de Fissão Epicádmio (A_{FE}) na direção radial.

Nos quatro casos apresentados houve um alto grau de concordância entre as duas medidas experimentais não havendo nenhum caso em que os dados não estejam dentro de um intervalo de 1σ , ou seja, podem ser considerados iguais dentro da incerteza, confirmando a reprodutibilidade das medidas, que é um dos requisitos necessários para que estes dados sejam considerados padrões de comparação.

As incertezas relativas às taxas de captura A_{C238} e A_{C238E} têm valores de no máximo 4,5% e para as taxas de fissão A_F e A_{FE} as incertezas têm valores de no máximo 11,3%.

3.2 Taxas de Reação Nuclear do Disco Combustível em unidades absolutas

Os resultados finais em unidades absolutas, referentes as taxas de reação nuclear de captura no ^{238}U , em toda a faixa do espectro de energia e para o espectro epicádmio, e taxas de reação nuclear de fissão no U em toda a faixa do

espectro de energia foram calculados a partir das equações 2.2 e 2.6 e dos valores médios de contagem ao término da irradiação (C_0) e atividade ao término da irradiação (A_{mo}^0) para as duas irradiações. Os valores resultantes para o disco como um todo podem ser visualizados na tabela a seguir:

Tabela 3-7: Valores da taxa de reação nuclear de captura e fissão em unidades absolutas para o disco inteiro.

	Valor (reações/s)	σ
Taxa de reação de captura (^{238}U)	$4,78 \times 10^6$	$2,1 \times 10^5$
Taxa de reação de captura epicádmio (^{238}U)	$3,71 \times 10^6$	$1,6 \times 10^5$
Taxa de reação de Fissão (U)	$1,562 \times 10^7$	$7,0 \times 10^5$

O resultado final referente ao valor do índice espectral C8/F para taxa de reação nuclear sem luva de cádmio, juntamente com o valor referência retirados de [46], são apresentados na tabela a seguir:

Tabela 3-8: Valores do índice espectral C8/F sem luva de cádmio.

	C8/F	σ
Valor de Referência [37]	0,312	0,003
Valor experimental obtido neste trabalho	0,306	0,019

Verifica-se da tabela 3-8 que o valor do índice espectral C8/F obtido neste trabalho é condizente com o benchmark referência, validando os resultados de taxa de reação nuclear de captura e fissão obtidos neste trabalho. A incerteza referente ao valor de C8/F, obtido neste trabalho, é de aproximadamente 6,2% e se deve principalmente a incerteza associada à eficiência do SDG.

4 - METODOLOGIA DE CÁLCULO DAS TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR

4.1 Introdução

Esse trabalho visa a obtenção de uma metodologia de cálculo que dê respostas condizentes com a realidade física, ou seja, os resultados obtidos experimentalmente. Esse é um procedimento padrão para a obtenção de um *benchmark*. Em um *benchmark* são realizadas medidas precisas de algum fenômeno físico e em seguida se propõem uma maneira de simular o experimento através de códigos computacionais a fim de se obter os mesmos resultados dos experimentos.

Para isso, o código MCNP já foi amplamente utilizado em *benchmarks* e será utilizado também nesse trabalho. Foram realizados dois cálculos, um de taxa de reação ao longo da direção radial da pastilha combustível sem luva de cádmio e outro com luva de cádmio.

4.2 O Código MCNP-5

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. Os 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 que é posteriormente lido pelo MCNP. Este arquivo contém as seguintes informações sobre a modelagem do problema:

- a especificação da geometria;
- a descrição dos materiais e seleção de seções de choque;

- a localização e características da fonte de nêutrons, fótons ou elétrons;
- o tipo de respostas e "tallies" desejados e
- as 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. A tabela a seguir apresenta os tipos de "tallies" e que tipo de partículas eles podem ser executados.

Tabela 4-1: "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

Todos os "tallies" podem ser modificados por fatores de multiplicação para determinação de parâmetros secundários como taxa de reação, dose absorvida ou calor gerado.

No MCNP, vários tipos de fontes podem ser modeladas. As fontes emissoras podem ser de fótons, elétrons e nêutrons. As distribuições podem ser especificadas para variáveis de fonte como energia, tempo, posição e direção, sendo possível ponderá-las conforme as funções pré-existentes no código. A geometria da fonte deve ser definida pelo usuário, assim como o número de histórias geradas.

Dentre as distribuições de probabilidade possíveis para as fontes estão inclusos funções analíticas com espectro de fissão e fusão, distribuição isotrópica, cossenoidal ou monodirecional.

Para cálculos de criticalidade ou problemas em que a fonte é o próprio reator nuclear é utilizado o KCODE. O KCODE funciona rodando sucessivos ciclos de fissão, alterando a cada ciclo a fonte, conforme o sistema evolui. Em um cálculo KCODE são necessárias as seguintes informações:

- O número de histórias por ciclo;
- O valor inicial de K_{eff} ;
- O número de ciclos rodados antes do cálculo de K_{eff} acumulado (média);
- O número total de ciclos calculados.

É preciso cuidado na definição destes parâmetros, para se obter valores condizentes com a realidade física do problema, com incerteza associada pequena.

O pacote MCNP-5 possui o software Vised. Ele auxilia nas modelagens geométricas indicando possíveis erros de modelagem e definição de fontes. Neste trabalho ele é de fundamental importância para verificação das múltiplas fontes modeladas para determinar as correções geométricas de eficiência, devido a introdução dos colimadores no SDG.

4.3 Cálculo das taxas de reação nuclear no reator IPEN/MB-01 através do MCNP

Para se calcular taxas de reação nuclear utiliza-se o método KCODE que simula a irradiação do alvo ao longo dos vários ciclos de fissão, juntamente com o *tally* F4 modificado. Como citado na tabela 4-1, o *tally* F4 faz o cálculo do fluxo na região desejada, porém neste caso ele é modificado para dar a taxa de reação nuclear simplesmente multiplicando fluxo em função da energia pela seção de choque da região. O resultado é a contagem de reações nucleares de um determinado tipo que ocorreram em uma célula (volume identificado) em unidades relativas.

A geometria do reator IPEN/MB-01 foi modelada de forma praticamente idêntica a utilizada no experimento. A maior diferença se encontra em não haver

necessidade da modelagem do disco combustível de forma explícita no sistema, sendo possível substituí-lo por um "tally" na forma da pastilha combustível. Nesse caso, os tallies possuem a espessura de 1 cm, isso aumenta a área efetiva de cada região analisada que consequentemente aumenta o número de interações e reduz o erro relativo associado. A seguir é apresentado o corte axial do detalhe da modelagem do reator juntamente com as regiões onde foram calculados os tallies de taxa de reação nuclear de captura e fissão.

Figura 4-1: Detalhe dos "tallies" modelados para determinação das taxas de reação nuclear na direção radial (imagem gerada no Vised).

Nesse trabalho determinou-se a taxa de reação nuclear na pastilha combustível em regiões idênticas as que serão amostradas experimentalmente. A entrada do *tally* para cálculo da taxa de reação de captura e fissão é dada a seguir:

```
f4:n 1001 1002 1003 1004 1005 1006 T
```

```
fm4:n (1.0 1 -6) (1.0 1 102)
```

A primeira linha indica que o cálculo do tally F4 é realizado para nêutrons nas células 1001 1002 1003 1004 1005 1006 e a soma de todas elas. A segunda linha indica que esse cálculo se dará para um material em volume normalizado de valor 1 no material 1 (UO₂ enriquecido a 4,3%) e calculará fissão (-6) e captura radiativa (102). Nesse caso específico as regiões 1001 a 1006 nada mais são dos

que as seis regiões amostradas pelos colimadores. O input utilizado para o cálculo de taxa de reação nuclear com luva de cádmio é apresentado no anexo E.

Vale lembrar que os resultados das taxas de reação nuclear são dadas em unidades relativas e devem ser ponderadas em relação ao todo (tally da soma das 6 regiões), ou seja, os resultados serão porcentagens em relação ao disco como um todo.

5 - RESULTADOS CALCULADOS

Ao longo deste capítulo são apresentados, em unidades relativas (distribuição), os valores de taxa de reação nuclear de captura radiativa no ^{238}U e de fissão ao longo da direção radial das pastilhas combustíveis da vareta combustível localizada na posição central (M-14) do reator IPEN/MB-01 calculados via MCNP-5.1, com a biblioteca ENDF/B-VII.0. Os valores de taxa de reação nuclear em unidades relativas são apresentados para todo o espectro de energia neutrônico e para a faixa epitérmica (epicádmio). Tais valores foram determinados utilizando a metodologia apresentada no capítulo 4.

Para minimização das incertezas associadas aos valores de taxa de reação nuclear foram utilizadas $6,4 \times 10^9$ histórias (número de nêutrons gerados durante a simulação) resultando em incertezas da ordem de 1% para as simulações com cobertura de cádmio e 0,5% para as simulações sem cobertura de cádmio. Em ambos os casos foi utilizado o cluster do Centro de Engenharia Nuclear (CEN) com um tempo médio de 36 horas de simulação. É importante lembrar que a incerteza resultante do MCNP-5.1 só leva em conta a estatística das partículas simuladas e não a incerteza da seção de choque proveniente das bibliotecas nucleares.

Os resultados finais calculados com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VII.0 em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U , em toda a faixa do espectro de energia (A_{C238}) e na faixa de energia epitérmica (A_{C238E}), são normalizados em relação ao disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados nas tabelas 5-1 e 5-2:

Tabela 5-1: Valores da taxa de reação nuclear de captura em unidades relativas com disco nu calculados via MCNP.

Anel	A_{C238} ENDF/B-VII.0	σ_{AC238}
1	0,1350	0,0008
2	0,1384	0,0007
3	0,1444	0,0008
4	0,1524	0,0008
5	0,1682	0,0009
6	0,2615	0,0024

Tabela 5-2: Valores da taxa de reação nuclear de captura em unidades relativas com disco coberto com cádmio calculados via MCNP

Anel	A_{C238E} ENDF/B-VII.0	σ_{AC238E}
1	0,1248	0,0014
2	0,1324	0,0015
3	0,1385	0,0015
4	0,1482	0,0016
5	0,1658	0,0018
6	0,2902	0,0036

Os resultados finais calculados em unidades relativas, referentes a taxa de reação nuclear de captura térmica no ^{238}U (A_{C238}), determinadas a partir da subtração das taxas de captura total e epicádmio, são normalizados em relação ao disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados nas tabelas 5-3:

Tabela 5-3: Valores da taxa de reação nuclear de captura térmica em unidades relativas determinadas a partir da subtração das taxas de captura total e epitérmica calculadas via MCNP.

Anel	A_{C238T} ENDF/B-VII.0	σ_{AC238T}
1	0,146	0,018
2	0,145	0,018
3	0,151	0,019
4	0,157	0,019
5	0,171	0,021
6	0,230	0,028

Os resultados finais calculados com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VII.0 em unidades relativas, referentes a taxa de fissão em toda a faixa do espectro de energia (A_F) e na faixa de energia epitérmica (A_{FE}), são normalizados em relação ao disco como um todo. Os valores resultantes dessa normalização podem ser visualizados nas tabelas 5-4 e 5-5:

Tabela 5-4: Valores da taxa de reação nuclear de fissão em unidades relativas com disco nu calculados via MCNP.

Anel	A_F ENDF/B-VII.0	σ_{AF}
1	0,15732	0,00049
2	0,16003	0,00042
3	0,16386	0,00041
4	0,16795	0,00040
5	0,17270	0,00042
6	0,17814	0,00045

Tabela 5-5: Valores da taxa de reação nuclear de fissão em unidades relativas com disco coberto com cádmio calculados via MCNP.

Anel	(A_{FE}) ENDF/B-VII.0	σ_{AFE}
1	0,1650	0,0015
2	0,1656	0,0015
3	0,1664	0,0015
4	0,1667	0,0015
5	0,1677	0,0015
6	0,1686	0,0015

6 - COMPARAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM OS RESULTADOS CALCULADOS VIA MCNP-5

Este trabalho desde o início tem como um de seus objetivos a comparação entre valores de taxa de reação nuclear obtidos experimentalmente e calculados via código MCNP-5. Esse tipo de comparação serve como importante ferramenta de avaliação da capacidade do código de representar a realidade física do problema analisado.

Para realizar uma comparação quantitativa entre os valores obtidos experimentalmente e os obtidos via cálculo utilizamos a seguinte relação:

$$I = \frac{C - E}{E} \quad (6.1)$$

onde C é o valor de taxa de reação nuclear calculado via MCNP e E é o valor de taxa de reação nuclear experimental.

Este fator I é a diferença entre o valor calculado e o experimental partindo de que o correto é o valor experimental, pois mostra a realidade física do sistema. Esta é a maneira mais apropriada de se comparar experimento e cálculo, pois comparando a incerteza de I com o próprio I é possível verificar se há discrepância entre os dois. Se I for multiplicado por 100 é obtida a diferença percentual entre experimento e cálculo. Todas as análises comparativas adiante são dadas em função das regiões da figura 2-19.

A tabela 6-1 apresenta os valores de diferença percentual para taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U nu e coberto com cádmio. Nas figuras 6-1 e 6-2 são apresentados, na forma de gráfico, os valores experimentais e calculados da taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U em toda a faixa do espectro de energia e na faixa de energia epitérmica (A_{C238} e A_{C238E}).

FIGURA 6-1: Gráfico comparativo entre a taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U experimental e calculada em função dos anéis concêntricos amostrados pelos colimadores.

Tabela 6-1: Diferença percentual para taxa de reação nuclear de captura no ^{238}U nu e coberto com cádmio.

Anel	Disco Nu		Disco coberto com cádmio	
	I	σ_I	I	σ_I
1	-0,090	0,014	0,011	0,015
2	-0,010	0,022	-0,008	0,023
3	0,007	0,028	0,002	0,026
4	0,019	0,034	0,007	0,031
5	0,027	0,038	0,020	0,046
6	0,014	0,021	-0,018	0,027

Da figura 6-1 podemos observar que a distribuição de taxa de reação nuclear de captura calculada apresenta concordância com os valores experimentais ao longo de toda a direção radial do disco combustível. Em média a discrepância foi de 3,3%. A maior diferença ocorreu na região 1 (central) onde I

vale 9%. Isso indica que a região das ressonâncias de captura do ^{238}U está bem representada nas seções de choque utilizadas na simulação do MCNP indicando que aproximadamente 26% das capturas no ^{238}U ocorrem na superfície da pastilha combustível.

FIGURA 6-2: Gráfico comparativo entre a taxa de reação nuclear de captura epitérmica no ^{238}U experimental e calculada em função dos anéis concêntricos amostrados pelos colimadores.

Da figura 6-2 podemos observar que a distribuição de taxa de reação nuclear de captura epitérmica calculado apresenta grande concordância com os valores experimentais ao longo de toda a direção radial do disco combustível. Em média a diferença foi de 1,4%. A maior diferença ocorreu no colimador 5 onde Δ vale 2%. Apesar disso todos os valores calculados se encontram dentro de 1σ dos valores experimentais. Isso indica que a região das ressonâncias epitérmicas está bem representada nas seções de choque utilizadas na simulação no MCNP, indicando que aproximadamente 30% das capturas epitérmicas no ^{238}U ocorrem na superfície da pastilha combustível.

A tabela 6-2 apresenta os valores de diferença percentual para taxa de reação nuclear de captura térmica no ^{238}U . Na figura 6-3 são apresentados, na

forma de gráfico, os valores experimentais e calculados de taxa de reação nuclear de captura térmica no ^{238}U (A_{C238T}).

FIGURA 6-3: Gráfico comparativo entre a taxa de reação nuclear de captura térmica no ^{238}U experimental e calculada em função dos anéis concêntricos amostrados pelos colimadores.

Tabela 6-2: Diferença percentual para taxa de reação nuclear de captura térmica no ^{238}U .

Anel	I	σ_I
1	-0,26	0,41
2	0,08	0,27
3	0,10	0,27
4	0,11	0,28
5	0,08	0,33
6	-0,17	0,49

Da figura 6-3 podemos observar que a distribuição de taxa de reação nuclear de captura térmica calculado apresenta pequena discrepância com os valores experimentais. A maior diferença ocorreu no colimador 1 onde I vale 26%. A discrepância também é elevada na região 6 (17%). Claramente a forma da distribuição radial não é a mesma, já que o cálculo prevê mais capturas térmicas na região 6 e o experimento indica uma redução linear ao longo da

direção radial. Isso indica que o espectro térmico calculado não está representando a realidade física. A tabela 6-3 apresenta os valores de diferença percentual para taxa de reação nuclear de fissão no U nu e coberto com cádmio.

Tabela 6-3: Diferença percentual para taxa de reação nuclear de fissão no U nu e coberto com cádmio.

Anel	Disco Nu		Disco coberto com cádmio	
	I	σ_I	I	σ_I
1	-0,096	0,034	-0,093	0,053
2	-0,007	0,042	-0,074	0,067
3	0,010	0,045	-0,002	0,061
4	0,044	0,045	-0,002	0,070
5	0,054	0,048	0,147	0,072
6	-0,024	0,068	-0,017	0,115

Nas figuras 6-4 e 6-5 são apresentados, na forma de gráfico, os valores experimentais e calculados de taxa de reação nuclear de fissão em toda a faixa do espectro de energia e na faixa de energia epitérmica (A_F e A_{FE}).

FIGURA 6-4: Gráfico comparativo entre a taxa de reação nuclear de fissão experimental e calculada em função dos anéis concêntricos amostrados pelos colimadores.

Da figura 6-4 podemos observar que a distribuição de taxa de reação nuclear de fissão calculada apresenta discordância tanto na amplitude como na forma com os valores calculados ao longo de toda a direção radial do disco combustível. Esta análise deve ser vista com cuidado, pois os valores de incerteza são percentualmente mais elevados que os de taxa de captura. Em média a discrepância entre cálculo e experimento foi de 1,9%. A maior diferença ocorreu na região 1 (central) onde I vale 9,6%, porém também foi elevada na região 5, tendo uma redução significativa na região 6. Isso mostra que aparentemente o cálculo não está representando de forma fiel à realidade física do problema.

FIGURA 6-5: Gráfico comparativo entre a taxa de reação nuclear de fissão epicárdica experimental e calculada em função dos anéis concêntricos amostrados pelos colimadores.

Da figura 6-5 podemos observar que a distribuição de taxa de reação nuclear de fissão epicárdica calculada também apresenta discordância com os valores experimentais. A maior discrepância ocorreu na região 5 onde I vale 14,7%. Em média a discrepância entre cálculo e experimento foi de 4,1%.

As discrepâncias entre os valores de taxa de fissão calculada e experimental podem ser creditadas a duas razões majoritárias. Como citado no capítulo 2 o ^{99}Mo se desloca após a fissão. Como a região 6 (anel mais externo do disco combustível) é a mais estreita, há maior probabilidade dos produtos de fissão escaparem pela superfície da pastilha. Isso pode provocar uma redução de até 1% nos valores de taxa de reação de fissão experimentais nesta região. Apesar disso, este efeito tem pouca importância e não seria o suficiente para explicar essas discrepâncias.

O provável motivo das discrepâncias reside na possibilidade dos dados nucleares do ^{235}U (ENDF/B-VII.0) na região térmica estarem ligeiramente errôneos. Após a moderação, os nêutrons atravessam a região 6 do disco combustível tendo que vencer as ressonâncias de absorção do urânio. Isso desloca o espectro neutrônico para energias mais elevadas. Com as contribuições da região 6 e das regiões mais internas do combustível ocorre um pico de fissões na região 5. Assim se a região 1/v da seção de choque estiver erroneamente representada na biblioteca nuclear o cálculo não indicará este efeito apresentando somente o decaimento linear das fissões ao longo da direção radial. É importante lembrar que a região 1/v da seção de choque não é medida e sim fundamentada em modelos teóricos. Isso ocorre devido a dificuldade de mensurar a seção de choque para nêutrons com energias menores que dezenas de mili-eletronvolts.

Existem evidências na literatura que indicam este possível erro na região 1/v do ^{235}U . Em um trabalho de H. Weigmann e P. Geltenbort sobre medidas subtérmicas do η [53] são apresentados gráficos de η em função da energia do nêutron. O valor de η é dado por:

$$\eta(E) = \frac{\bar{\nu}\Sigma_f(E)}{\Sigma_f(E) + \Sigma_\gamma(E)} \quad (6.2)$$

É claro que η é proporcional as seções de choque de fissão e absorção, assim, se ambas estiverem na região 1/v η tem que ter um valor constante. A seguir são apresentados os gráficos obtidos no trabalho de H. Weigmann e P. Geltenbort que foram medidos em duas instalações diferentes de forma independente.

Figura 6-6: Dependência energética do η para o ^{235}U como obtido na instalação Geel linac juntamente com o valor médio de referência [53].

Figura 6-7: Dependência energética do η para o ^{235}U como obtido no reator ILL juntamente com o valor médio de referência [53].

Analisando as figuras 6-6 e 6-7 verifica-se que após a região da ressonância de 0,3 eV o valor de η cai indicando uma possível não linearidade nessa região para a seção de choque de fissão ou absorção. Nas bibliotecas nucleares mais atuais como a ENDF/B-VII, JENDL 4.0 e JEFF 3.2 esses dados não foram adicionados, já que, em todas elas é considerada a região $1/v$ linear para energias de meV. Isso pode ter refletido na discrepância entre os valores experimentais e calculados de fissão.

7 - CONCLUSÃO

Neste trabalho objetivou-se mensurar as taxas de reação nuclear ao longo do raio das pastilhas combustíveis do reator IPEN/MB-01. As melhorias propostas e implementadas nas medidas de taxa de reação nuclear tiveram resultados satisfatórios como redução nos valores percentuais de incertezas e fatores de correção. Entre as melhorias foram escolhidos os fotopicos de 106,2 keV para a taxa de captura no ^{238}U proveniente do decaimento do ^{239}Np e o fotopico de 140,5 keV para a taxa de fissão proveniente do ^{99}Mo e $^{99\text{m}}\text{Tc}$. A baixa energia desses fotopicos permitiu a utilização de colimadores menos espessos (1,5 mm) e de um detector HPGe com cristal de germânio menor. Esse tipo de detector tem eficiência maior para baixas energias e tempo morto reduzido o que consequentemente aumenta a estatística de contagem e reduz os fatores de correção.

Foi demonstrado que é possível utilizar a cadeia de formação do ^{99}Mo e do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ para inferir a taxa de fissão. Constatou-se que o ^{99}Mo é ideal para tal medida em razão de sua linearidade de formação em função do período de irradiação. Deve-se ter em mente que o ^{99}Mo e o $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (resultante do decaimento do próprio ^{99}Mo) emitem um fóton com a mesma energia, o que requer a contabilização de ambos para determinação da taxa de fissão.

Fatores de correção se fazem necessários quando há inserção de colimadores no sistema de detecção gama. Foram obtidos valores máximos de correção para os valores de FGC de 9% e FGA 4,6% que são pelo menos 30 vezes menores que os valores obtidos em trabalhos anteriores [19]. Os valores reduzidos nesses fatores repercutem positivamente nos valores das incertezas experimentais em cada uma das regiões analisadas do combustível, pois com valores reduzidos de correção as incertezas associadas também são reduzidas, aumentando a precisão nos dados.

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. Estas distribuições foram determinadas para o disco nu e para o disco coberto

com cádmio. A análise desses dados revelou um pico de captura epitérmica na região 6 (anel externo do disco combustível 7,74-8,49 mm) onde ocorrem 30% do total das capturas na pastilha combustível, efeito decorrente primordialmente da captura de nêutrons nas ressonâncias do ^{238}U . As incertezas associadas às medidas de taxa de captura em todo o espectro neutrônico apresentaram valores máximos de 3,8% e para as medidas de taxa de captura epicádmica apresentaram valores máximos de 4,5%.

As incertezas associadas às medidas de taxa de fissão em todo o espectro neutrônico apresentaram valores máximos de 6,6% e para as medidas de taxa de fissão epicádmica apresentaram valores máximos de 11,3%. Diferentemente da taxa de captura, a taxa de fissão apresentou valor máximo na região 5.

Estes valores de incerteza para as taxas de captura e fissão podem ser considerados pequenos, apesar de haver duas maneiras de reduzi-los: A primeira seria a repetição exaustiva do experimento até que o valor de incerteza esteja de acordo com o desejado. A segunda seria um estudo mais detalhado sobre uma possível correlação entre as medidas de taxas de reação de duas regiões seguidas do disco, pois na equação 2.16 foi considerado que não há correlação entre as duas medidas.

Também foram obtidas em unidades absolutas as taxas de reação nuclear de captura no ^{238}U para toda a faixa do espectro de energia neutrônico, para o espectro epicádmico e as taxas de reação nuclear de fissão no U para toda a faixa do espectro de energia. A partir desses valores foi obtido o índice espectral C8/F no valor de $0,306 \pm 0,0019$. Este valor é condizente com o benchmark referência validado anteriormente ($0,312 \pm 0,003$). A incerteza referente ao valor de C8/F obtido neste trabalho é de aproximadamente 6,2% e se deve principalmente a incerteza associada a eficiência do SDG. Estes valores de taxa de reação em unidades absolutas podem ser multiplicados pelas frações por região, assim se obtém o valor absoluto para cada uma das 6 regiões amostradas do disco combustível. O valor experimental do C8/F fortalece a viabilidade da nova metodologia que utiliza o ^{99}Mo como radionuclídeo de rastreamento de cada fissão.

Ambas as medidas de taxas de reação foram simuladas utilizando o MCNP-5 com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VII.0. Os resultados das simulações foram comparados aos experimentais utilizando a equação 6.1 que mostra a diferença percentual entre ambos. Dessas comparações observou-se que as distribuições de taxa de reação nuclear de captura total e epicádmica calculadas apresentam grande concordância com os valores experimentais, ao longo de toda a direção radial do disco combustível com valor máximo de 9% para I (equação 6.1). O mesmo não ocorreu para as capturas térmicas no ^{238}U . Foram observadas discrepâncias tanto na magnitude das taxas de reação bem como no comportamento espacial das capturas térmicas. Esse comportamento pode ser creditado às absorções térmicas no ^{235}U o qual domina amplamente o espectro térmico.

Os valores de taxa de fissão total e epicádmio calculados apresentam discrepâncias sensíveis quando comparados aos valores experimentais. As discrepâncias atingiram um valor máximo de 14,7% (região 5 dos valores epicádmio). O comportamento espacial das discrepâncias sugere uma forte dependência da forma da seção de choque de fissão térmica do ^{235}U em função da energia do nêutron visto que as fissões térmicas desse nuclídeo dominam as fissões totais. Essa dependência da seção de choque de fissão do ^{235}U na região térmica não é suportada pelos resultados experimentais indicando uma possível inconsistência nesses dados nucleares. Assim, recomenda-se uma investigação mais detalhada da região $1/v$ da seção de choque do ^{235}U que atualmente se baseia fortemente em modelos teóricos devido a escassez de dados nucleares para energias muito baixas.

Pode-se considerar que os dados obtidos para taxa de reação de captura podem ser utilizados como padrão de comparação, já que, além de possuírem rastreabilidade de todo o processo incluindo a bancada experimental, possuem incertezas pequenas, o que é de fundamental importância quando se quer estabelecer *benchmarks*.

Os dados para taxa de reação de fissão apresentaram incerteza elevada em relação aos valores de taxa de captura. A repetição destas medidas pode resultar em melhorias do ponto de vista estatístico. Vale lembrar que os dados

obtidos neste trabalho são únicos, não havendo similares na literatura. Tais medidas só foram realizadas para elevadas potências com queimas elevadas onde são introduzidas muitas incertezas com relação à rastreabilidade da localização da fissão. Assim, os dados apresentados neste trabalho são de extrema importância para o estudo dos fenômenos físicos que ocorrem em combustíveis deste tipo além de servirem como validação para os dados nucleares existentes.

Conclui-se então que os objetivos deste trabalho foram atingidos e que o aperfeiçoamento da metodologia experimental resultou em melhora significativa nos resultados principalmente dos dados de taxa de reação de captura que atingiram níveis de precisão e exatidão para se tornarem *benchmarks*.

A seguir são apresentadas propostas de trabalhos futuros com o objetivo de aperfeiçoar ainda mais os resultados obtidos.

8 - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

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

- Obtenção de outras fontes de calibração para a determinação da eficiência do detector HPGe, principalmente para a região entre 50-150 keV. Isso provocará uma redução nos valores de incerteza associados ao ajuste apresentado no anexo C o que consequentemente reduzirá a incerteza dos valores absolutos de taxa de reação nuclear.
- Fabricação de colimadores de urânio depletado que possui coeficiente de atenuação linear praticamente idêntico ao chumbo, porém com densidade 1,5 vezes maior. Tal procedimento pode reduzir os valores dos fatores de correção FGA aumentando a confiabilidade e exatidão das medidas. Dois pontos devem ser considerados para este procedimento. O urânio é um material controlado, necessitando de permissões especiais para seu transporte, o que dificulta sua fabricação fora de instalações sem proteção radiológica além de ser um material salvaguardado. A técnica de corte dos orifícios dos colimadores por eletroerosão a fio não foi testada no urânio, assim talvez seja necessário o desenvolvimento de uma nova técnica de corte de precisão.
- Realizar a análise da correção de efeito de soma em cascata (detecção de eventos coincidentes) na análise de eficiência.
- Realizar um estudo aprofundado da fuga de produtos de fissão da superfície do combustível com um código computacional ou dados experimentais adequados. Tal estudo pode ser de fundamental importância para determinação da taxa de reação nuclear de fissão de forma exata na região externa da pastilha combustível.

- Realizar mais repetições das medidas de taxa de reação nuclear de fissão para tentar reduzir mais a incerteza associada a esta medida.
- Recalcular os valores de taxa de reação nuclear ao longo do raio do combustível utilizando as bibliotecas de dados nucleares JENDL e JEFF mais atuais disponíveis e compará-los aos valores experimentais obtidos.
- Desenvolvimento de um procedimento experimental de determinação da potência do reator que tenha valores de incerteza inferiores a 1%. Isso pode ser obtido através da aquisição de melhores equipamentos (detectores de alta sensibilidade) para realização de análise por ativação ou análise por ruído neutrônico. Ambas dependem de detectores sofisticados inexistentes no reator IPEN/MB-01.
- Desenvolvimento de uma metodologia alternativa para determinação das taxas de reação de fissão na direção radial com objetivo de confrontá-los com os dados obtidos neste trabalho.

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 necessita 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 cilindrado. 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, de controle e de segurança podem ser vistos nas figura A-3 e A-4 a seguir.

FIGURA A-3: Diagrama esquemático das varetas combustíveis.

FIGURA A-4: Diagrama esquemático das varetas de segurança e controle.

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

A reatividade integral de cada barra de controle/segurança é suficiente para desligar o reator, ou seja, é de aproximadamente 3050 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 austenístico.

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.

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 fluido 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 BF₃), 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 BF₃). 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.

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

Canal		Posição ^(*)			Tipo de Detector
Número	Função	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	
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.

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.

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 a 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 pode-se destacar alguns deles, como teses de doutorado (medidas de índices espectrais, determinação de fração de nêutrons atrasados pela técnica de análise de ruído, obtenção de reatividade subcrítica por meio de medidas de APSD e CPSD, medida de formação de molibdênio 99 em miniplacas combustíveis), dissertações de mestrado (mapeamento do fluxo com câmaras de fissão miniatura, determinação de densidade de potência através da varredura gama de varetas combustíveis, caracterização de flux-traps), cursos de graduação fornecidos a USP (IPN 0025 – Física de Reatores: Experimentos no reator nuclear IPEN/MB-01), cursos de pós-graduação (Medidas de parâmetros nucleares), cursos de formação de operadores de centrais nucleares oferecidos a Eletronuclear e 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).

Dentre os experimentos mais importantes realizados no reator IPEN/MB-01 estão a determinação de parâmetros nucleares utilizados em validação de bibliotecas nucleares (*benchmarks*) como o NEA-IRPhE Project. O International Reactor Physics Experiment Evaluation (IRPhE) [54] visa proporcionar à comunidade nuclear conjuntos de dados qualificados através da

coleta de dados experimentais de física de reatores de instalações nucleares do mundo todo. A seguir a lista de experimentos já aprovados do reator IPEN/MB-01 para o benchmark:

- IPEN(MB01)-LWR-RESR-001 Reactor Physics Experiments in the IPEN/MB-01 Research Reactor Facility;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-002 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with a Heavy SS-304 Reflector;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-003 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with a Heavy SS-304 Reflector;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-004 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor Considering Temperature Variation from 14°C to 85°C
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-005 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with UO₂, and UO₂-Gd₂O₃ Rods;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-006 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with Large Void in the Reflector;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-007 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with Low Enriched Fuel and Burnable Poison Rods;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-008 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with a Big Central Void;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-009 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with a Central Cruciform Rod;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-010 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with UO₂ and Borated Stainless Steel Plate;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-011 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with UO₂ and Stainless Steel Rods;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-012 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with UO₂, Stainless Steel and GD₂O₃ Rods;
- IPEN(MB01)-LWR-RESR-013 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with Soluble Boron;

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 a sua alta resolução para raios gama, sem grandes perdas na eficiência. O germânio ao ser resfriado se torna um excelente semicondutor e por esse motivo sua banda de valência está 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 seguir estão listadas algumas vantagens deste tipo de detector:

- Pequena quantidade de energia para produzir uma ionização (~ 3.5 eV);
- Resposta linear energia-pulso;
- Alto $Z(\text{Ge})=32$, alta seção de choque fotoelétrica;
- Refrigeração necessária somente quando ligado;
- Alta resolução, menor que 0,2% para o pico de 1.33 MeV do ^{60}Co ($\sim 8\%$ para o NaI);

Os detectores HPGe são fabricados em vários tamanhos para priorizar determinadas faixas de energias de fótons. Detectores menores como o utilizado neste trabalho priorizam a resolução (separação entre fotopicos) tendo sua faixa de energia de detecção entre 50 e 500 keV. Detectores maiores priorizam a detecção de fótons mais energéticos, porém tem sua resolução em energia prejudicada, não sendo eficientes em fotopicos muito próximos.

Associando esse tipo de detector a um multicanal de alta precisão é possível obter alta discriminação entre os pulsos gerados no interior do detector possibilitando a determinação da energia dos fótons detectados com alta precisão.

B.2 Eletrônica Associada

A bancada experimental utilizada na espectrometria gama dos discos combustíveis, ilustrada na Figura B-1, consiste de um detector de germânio de alta pureza (HPGe) da marca CANBERRA acoplado a um reservatório de nitrogênio líquido para refrigeração; castelo de chumbo para diminuição da radiação de fundo e instrumentação associada. A eletrônica associada é toda condensada no módulo DSA 2000, que contém o pré-amplificador, o amplificador, o multicanal e a fonte de alimentação de baixa e de alta tensão e um microcomputador com o software Genie 2000 [29], que faz a comunicação entre o microcomputador e o módulo DSA 2000, e também tem a função de realizar a aquisição de dados na espectrometria gama.

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 o amplificador que o amplifica e transforma os pulsos gerados em formato gaussiano. Então o pulso amplificado é enviado para uma placa de aquisição multicanal que discrimina as diferentes alturas de pulsos associando-os a um dos 4096 canais do sistema. Cada canal tem 0,1 keV de precisão.

O sinal do multicanal é processado e pode ser analisado utilizando o software Genie 2000, 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. Neste trabalho foi utilizado o detector HPGe Camberra modelo GL0520S.

Figura B-1: Diagrama esquemático da bancada experimental com detector HPGe da CANBERRA.

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 de radiação. A figura B-2 mostra o sistema de detecção com detalhe do castelo de chumbo, com suas gavetas e posicionamento do detector.

Figura B-2: Geometria do sistema de detecção gama com detalhe das gavetas onde são inseridos os suportes de acrílico nos quais estão apoiados os discos combustíveis.

Internamente ao castelo existem 10 gavetas que permitem um posicionamento preciso da amostra em distâncias pré-definidas. A gaveta número 6 utilizada nas medidas desse trabalho dista 3,84 cm da janela de berílio do detector HPGe.

B.4 Software Genie 2000

O sinal gerado pelo multicanal é processado no microcomputador através do software Genie 2000. Esse sinal é transformado em um espectro energético que pode ser visualizado graficamente. O Genie 2000 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. A figura B-3 mostra um exemplo de fotopico selecionado no software.

Figura B-3: Exemplo de seleção de fotopicos utilizando o programa GENIE 2000.

Foi criado no software Labview 7.0 [55] um programa, denominado *Lê espectro CAMBERRA 2.0*, para leitura automática de espectros. Ele foi criado devido a grande quantidade de espectros gerados nas espectrometrias gama realizadas neste trabalho. O programa obtém as contagens integrais dos canais a partir do espectro gerado pelo Genie 2000 e calcula a área do fotopico desejado, juntamente com sua incerteza, de forma idêntica à metodologia utilizada pelo Genie 2000, automatizando o processo de análise de dados. As características do detector HPGe estão na tabela B.1.

TABELA B.1 – Características dos equipamentos da bancada experimental de espectrometria gama de vareta combustíveis.

Equipamento		Características
Detector HPGe Camberra	Modelo	GL 0520S
	Modelo do criostato	790630SL
	Modelo do pré-amplificador	2002CPSL
	Diâmetro ativo	25,2 (mm)
	Área ativa	500 (mm ²)
	Espessura	20 (mm)
	Distância da janela	5 (mm)
	Espessura da janela do criostato	0,5 (mm)
	Material da janela do criostato	Alumínio
	Faixa de operação recomendada	-2000 (V) dc
Alta tensão	Tensão recomendada no ponto de teste do pré-amplificador	-0,13 (V)

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 nuclear. 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 estes não são carregados, sendo necessário que 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: autoabsorção) [26, 25]. Neste trabalho a eficiência só será utilizada para determinação dos parâmetros C8 e F apresentados no capítulo 2.

C.2 Eficiência Global

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

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

Assim, se o número de contagens for igual ao número de partículas emitidas pela fonte em um intervalo de tempo (tc) 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, sendo discutida no capítulo 2. 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.

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:

$$\varepsilon(E) = \frac{\lambda C(E) e^{-\lambda t_e}}{IA_0(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (C.2)$$

Onde $C(E)$ são as contagens obtidas pelo sistema de aquisição para a energia E , λ é a constante de decaimento da fonte padrão, A_0 é a atividade inicial da fonte, 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 é obtida pela equação de propagação de erros, que aplicada a equação (C.2) fica:

$$\sigma_\varepsilon(E) = \varepsilon(E) \sqrt{\left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{A_0}}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + \sigma_\lambda^2 t_e^2} \quad (C.3)$$

Onde não há termos correlacionados.

C.3 Fontes Padrão

São utilizadas duas fontes para determinação da eficiência do SDG. A primeira é uma fonte Eu-152 ($T_{1/2} \approx 13,35$ anos). 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

(120 keV a 1500 keV). Algumas das energias emitidas por essa fonte e suas principais características podem ser visualizadas na tabela C-1. A fonte possui uma geometria cilíndrica com 8,5 mm de diâmetro e 0,3 mm de espessura (reduzindo efeitos de autoblindagem). Ela possuía uma atividade inicial (A_0) no dia 01/11/2014 igual a $49,20 \pm 1,47$ kBq. O Európio é homogeneamente distribuído em toda a cavidade cilíndrica misturado a uma matriz gelatinosa que não interfere nas medidas.

A segunda é uma fonte Ba-133 ($T_{1/2} \approx 10,51$ anos). Ela emite alguns fótons de baixa energia que servem como complemento para a fonte de Eu-152. Algumas das energias emitidas por essa fonte e suas principais características podem ser visualizadas na tabela C-2. A fonte de Ba-133 tem formato similar ao de Eu-152. Ela possuía uma atividade inicial (A_0) no dia 01/10/1987 igual a $430,998 \pm 10,34$ kBq.

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

Energia (keV)	Probabilidade de Emissão Gama	σ /
121,78	0,2841	0,0013
244,17	0,7510	0,0005
344,62	0,2658	0,0018

TABELA C.2- Energias características e abundância gama do Ba-133

Energia (keV)	Probabilidade de Emissão Gama	σ /
81,00	0,329	0,0030
302,85	0,186	0,0013
356,01	0,623	0,0019

C.4 Resultados

Nesse experimento foi determinada a eficiência da sexta gaveta do SDG. Para tanto, foi utilizada as fontes padrão descritas anteriormente, apoiadas em um suporte de lucite.

Os espectros da sexta gaveta foram obtidos com o software Genie 2000, com um tempo de contagem (t_c) de 14400 s para fonte de Eu-152 e 3600 s para a fonte de Ba-133. A contagens foram extraídas através de um programa escrito em

linguagem Labview desenvolvido para este trabalho. O programa utiliza o critério de delimitar o fotopico gama em 3 FWHM (3 vezes a resolução à meia-altura), garantindo que todos os fótons sejam computados e que o background seja removido corretamente.

As contagens obtidas devem ser corrigidas conforme o tempo morto de contagem (tempo em que o sistema não está disponível à aquisição de fótons). O tempo de contagem do sistema (Live Time) é definido pelo software Genie 2000.

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.

A expressão mais indicada para realizar a interpolação é a definida por Gray em [56] e testada por Harb em [57], já que as energias de interesse se encontram na região não linear de eficiência do detector. Essa expressão é definida a seguir:

$$\varepsilon(E) = \frac{P1+P2.\ln(E)+P3.\ln^2(E)+P4.\ln^3(E)}{E} \quad (C.5)$$

cuja incerteza é dada por:

$$\sigma_{\varepsilon}(E) = \frac{1}{E} \sqrt{\sigma_{P1}^2 + \sigma_{P2}^2 \ln^2(E) + \sigma_{P3}^2 (\ln^2(E))^2 + \sigma_{P4}^2 (\ln^3(E))^2 + 2 \times \ln(E) \times cov(P1, P2) + 2 \times \ln^2(E) \times cov(P1, P3) + 2 \times \ln^3(E) \times cov(P1, P4) + 2 \times \ln^3(E) \times cov(P2, P3) + 2 \times \ln^4(E) \times cov(P2, P4) + 2 \times \ln^5(E) \times cov(P3, P4)} \quad (C.6)$$

Os valores de eficiência obtidos para cada uma das energias podem ser visualizados na tabela C-3.

TABELA C.3- Eficiência em função da energia

Energia (keV)	Eficiência (ϵ)	$\sigma\epsilon$
81,0	0,01417	0,00036
121,8	0,01190	0,00036
244,7	0,00457	0,00014
276,4	0,00384	0,00009
295,8	0,00319	0,00012
302,9	0,00330	0,00008
344,3	0,00267	0,00008
356,0	0,00259	0,00006

A partir desses resultados foi realizado o ajuste com a equação C-5 utilizando o programa Origin 8.0. Desse ajuste foram determinados os valores de P1, P2, P3, P4 e suas respectivas incertezas e correlações. Os valores ajustados são apresentados na figura C-1.

Figura C-1: Eficiência da 6ª gaveta em função da energia e ajuste da equação C.5.

O programa Origin 8.0 pode ser configurado para apresentar a matriz covariância dos resultados do ajuste que, é de vital importância para obtenção da incerteza associada. Neste caso, os termos P1, P2, P3 e P4 tem alto grau de

correlação que não deve ser ignorado. Outra consideração importante neste caso é a quantidade de casas decimais que devem ser consideradas (nove), já que, caso desconsideradas geram uma raiz negativa na incerteza. A matriz de covariância resultante é apresentada a seguir:

$$\text{cov}(P_x, P_y) = \begin{pmatrix} 442,716610117 & -257,555526517 & 49,596672573 & -3,163901222 \\ -257,555526517 & 149,934882144 & -28,892140537 & 1,844374867 \\ 49,596672573 & -28,892140537 & 5,571394121 & -0,355913998 \\ -3,163901222 & 1,844374867 & -0,355913998 & 0,022753266 \end{pmatrix} \quad (\text{C.7})$$

Os valores de eficiência utilizados neste trabalho são apresentados na tabela a seguir:

TABELA C.4- Eficiência em função da energia obtidos através da equação C.5

Energia (keV)	Eficiência (ϵ)	$\sigma\epsilon$
106,12	0,01330	0,00055
140,51	0,01025	0,00044

ANEXO D - DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO PARA DETERMINAÇÃO DO VALOR DA ATIVIDADE EXPERIMENTAL DO ⁹⁹MO

Ao inserirmos uma fonte radioativa num Sistema de Detecção Gama com um detector de HPGe, obtemos entre os instantes de contagem t_1 e t_2 a contagem integrada num determinado fotopico gama da fonte. O valor integral dessa contagem pode ser representado:

$$Cont = \gamma \epsilon I \int_{t_1}^{t_2} A dt \quad (D.1)$$

onde ϵ é a eficiência total do fotopico que se está contando a uma dada energia E , I a probabilidade de emissão deste fóton nesta energia específica (também chamado de abundância gama), γ é o “branch” de decaimento da fonte para o fóton de energia analisada e A é a atividade radioativa da fonte entre os instantes t_1 e t_2 .

No caso em que há a irradiação de material, para posterior contagem, temos que t_i é o término da irradiação, $t_c = t_2 - t_1$ é o tempo de contagem e t_e é o tempo de espera entre o término da irradiação e o início da contagem. O esquema de decaimento radioativo e posterior contagem pode ser visualizado na figura a seguir:

Figura D-1: Contagem de fonte entre os instantes t_1 e t_2 .

Ao medir o fotopico de 140,51 keV proveniente da contagem de um disco combustível irradiado, são medidos os fótons de decaimento do ^{99}Mo e os fótons do decaimento $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Cada um contribuindo de forma diferente para a área total do fotopico. A equação D.1 pode ser reescrita para contabilizar a contribuição de cada um dos componentes:

$$Cont = \varepsilon_{140,51} \gamma^{99\text{mTc}} I^{99\text{mTc}} \int_{t_1}^{t_2} A^{99\text{mTc}} dt + \varepsilon_{140,51} \gamma^{99\text{Mo}} I^{99\text{Mo}} \int_{t_1}^{t_2} A^{99\text{Mo}} dt \quad (\text{D.2})$$

onde:

$\varepsilon_{140,51}$ = eficiência do detector para energia de 140,51 keV;

$\gamma^{99\text{mTc}}$ = Branch do decaimento do ^{99}Mo para o $^{99\text{m}}\text{Tc}$;

$\gamma^{99\text{Mo}}$ = Branch do decaimento do ^{99}Mo para o ^{99}Tc ;

$I^{99\text{mTc}}$ = Probabilidade de emissão do fóton com 140,51 keV no decaimento do $^{99\text{m}}\text{Tc}$;

$I^{99\text{Mo}}$ = Probabilidade de emissão do fóton com 140,51 keV no decaimento do ^{99}Mo ;

Sabemos pela lei de decaimento radioativo que:

$$A^{99\text{mTc}} = A_0^{99\text{mTc}} e^{-\lambda^{99\text{mTc}} t} + \frac{\lambda^{99\text{mTc}} A_0^{99\text{Mo}}}{\lambda^{99\text{mTc}} - \lambda^{99\text{Mo}}} \left(e^{-\lambda^{99\text{Mo}} t} - e^{-\lambda^{99\text{mTc}} t} \right) \quad (\text{D.3})$$

$$A^{99\text{Mo}} = A_0^{99\text{Mo}} e^{-\lambda^{99\text{Mo}} t} \quad (\text{D.4})$$

onde:

$A^{99\text{mTc}}$ = Atividade inicial do $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ao término da irradiação e

$A_0^{99\text{Mo}}$ = Atividade inicial do ^{99}Mo ao término da irradiação.

Substituindo D.3 e D.4 em D.2 temos:

$$\frac{Cont}{\varepsilon_{140,51}} = \gamma^{99mTc} I^{99mTc} \left(A_0^{99mTc} \int_{t1}^{t2} e^{-\lambda^{99mTc} t} dt + \frac{\lambda^{99mTc} A_0^{99Mo}}{\lambda^{99mTc} - \lambda^{99Mo}} \int_{t1}^{t2} (e^{-\lambda^{99Mo} t} - e^{-\lambda^{99mTc} t}) dt \right) + \gamma^{99Mo} I^{99Mo} A_0^{99Mo} \int_{t1}^{t2} e^{-\lambda^{99Mo} t} dt \quad (D.5)$$

Resolvendo as integrais em termos de t temos:

$$\int_{t1}^{t2} e^{-\lambda t} dt = -\frac{1}{\lambda} (e^{-\lambda \cdot t2} - e^{-\lambda \cdot t1}) = \frac{1}{\lambda} (e^{-\lambda \cdot t1} - e^{-\lambda \cdot t2}) = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{e^{-\lambda \cdot t1}}{e^{-\lambda \cdot t1}} (e^{-\lambda \cdot t1} - e^{-\lambda \cdot t2}) = \frac{e^{-\lambda \cdot t1}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \cdot (t2-t1)}) = \frac{e^{-\lambda \cdot t_e}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \cdot t_c}) \quad (D.6)$$

Substituindo o resultado de D.6 em D.5:

$$\frac{Cont}{\varepsilon_{140,51}} = \gamma^{99mTc} I^{99mTc} \left[A_0^{99mTc} \frac{e^{-\lambda^{99mTc} \cdot t_e}}{\lambda^{99mTc}} (1 - e^{-\lambda^{99mTc} \cdot t_c}) + \frac{\lambda^{99mTc} \cdot A_0^{99Mo}}{\lambda^{99mTc} - \lambda^{99Mo}} \left(\frac{e^{-\lambda^{99Mo} \cdot t_e}}{\lambda^{99Mo}} (1 - e^{-\lambda^{99Mo} \cdot t_c}) - \frac{e^{-\lambda^{99mTc} \cdot t_e}}{\lambda^{99mTc}} (1 - e^{-\lambda^{99mTc} \cdot t_c}) \right) \right] + \gamma^{99Mo} I^{99Mo} \cdot A_0^{99Mo} \cdot \frac{e^{-\lambda^{99Mo} \cdot t_e}}{\lambda^{99Mo}} (1 - e^{-\lambda^{99Mo} \cdot t_c}) \quad (D.7)$$

Por fim, rearranjando D.7 em função de A_0^{99Mo} chegamos na equação 2.4, para a atividade inicial do ^{99}Mo .

ANEXO E - INPUTS DO MCNP-5 UTILIZADOS NO TRABALHO

A seguir é apresentado um exemplo de input utilizado no cálculo das eficiência do SDG. A geometria modelada neste input caracteriza com fidelidade o sistema de detecção gama utilizado nas medidas. Não foi utilizado nenhum método de redução de variâncias, nas regiões de pouca importância para as simulações. Neste input foi simulado o colimador com orifício de 0,173 mm de raio com uma fonte isotrópica com mesmo raio emitindo nas energias de 106 keV e 140,5 keV.

Projeto Eficiencia

c aneis de chumbo

1 1 -11.34 200 -210 -510 imp:p=0.2

3 1 -11.34 210 -230 -510 517 imp:p=1

7 1 -11.34 230 -390 -510 516 imp:p=0.2

8 1 -11.34 230 -390 -515 520 imp:p=1

c acrilico da blindagem

26 10 -1.29 230 -450 515 -516 imp:p=1

c tampa do detector

27 5 -2.7 -605 606 616 -390 imp:p=1

28 5 -2.7 601 -616 -605 609 imp:p=1

c cristal de germanio

29 7 -5.76 600 -618 -620 #31 imp:p=1

c berilio

30 9 -1.85 616 -615 -617 imp:p=1

c contato eletrico

31 5 -2.7 -625 626 -618 imp:p=1

c fonte

32 6 -10.96 700 -701 -702 imp:p=1

c gavetas

40 5 -2.70 220 -235 500 -517 410 imp:p=1

41 5 -2.70 235 -240 550 -517 410 imp:p=1

42 5 -2.70 240 -250 500 -517 410 imp:p=1

43 5 -2.70 250 -260 550 -517 410 imp:p=1

44 5 -2.70 260 -270 500 -517 410 imp:p=1

45 5 -2.70 270 -280 550 -517 410 imp:p=1

46 5 -2.70 280 -290 500 -517 410 imp:p=1

47 5 -2.70 290 -300 550 -517 410 imp:p=1

48 5 -2.70 300 -310 500 -517 410 imp:p=1

49 5 -2.70 310 -320 550 -517 410 imp:p=1

50 5 -2.70 320 -330 500 -517 410 imp:p=1

51 5 -2.70 330 -340 550 -517 410 imp:p=1

52 5 -2.70 340 -350 500 -517 410 imp:p=1

53 5 -2.70 350 -360 550 -517 410 imp:p=1

54 5 -2.70 360 -370 500 -517 410 imp:p=1

c suporte de lucite da fonte

60 10 -1.29 250 -700 -550 imp:p=1

61 10 -1.29 700 -701 702 -550 imp:p=1

62 10 -1.29 701 -260 -550 750 imp:p=1

c colimador

70 2 -11.30 701 -751 -750 752 imp:p=1

c blindagem secundaria

80 1 -11.30 260 -780 750 -500 imp:p=1

100 0 997 -998 -999 #1 #3 #7 #8 &

#26 #27 #28 #29 #30 #31 #32 #40 #41 #42 #43 #44 #45 &

#46 #47 #48 #49 #50 #51 #52 #53 #54 #60 #61 #62 #70 #80 imp:p=1

101 0 (-997:998:999) imp:p=0

c blindagem

c planos

200 pz 0

210 pz 3.5

220 pz 5.36

230 pz 13.36

390 pz 24.62

c gavetas

235 pz 6.185

240 pz 6.585

250 pz 7.185

260 pz 7.585

270 pz 8.185

280 pz 8.585

290 pz 9.185

300 pz 9.585

310 pz 10.185

320 pz 10.585

330 pz 11.185

340 pz 11.585

350 pz 12.185

360 pz 12.585

370 pz 13.185

410 px 0

c altura acrilico

450 pz 17

c cilindros

500 cz 4.62

510 cz 10

515 cz 5.13

516 cz 7

517 cz 6

520 cz 4.13

550 cz 5.53

c detector de germanio

c tampa end cap

c planos

602 pz 35.89
 604 pz 27.02
 601 pz 11.19
 c cilindros
 605 cz 3.765
 606 cz 3.635
 607 cz 3.755
 608 cz 3.625
 609 cz 1.4
 c mount cup
 610 pz 22.07
 614 cz 2.955
 c janela de berilio
 615 pz 11.42
 616 pz 11.37
 617 cz 1.5
 c cristal
 c planos390
 600 pz 11.87
 618 pz 13.87
 c cilindros
 620 cz 1.26
 c contato eletrico
 625 cz 0.3
 626 pz 13.77
 c fonte
 700 pz 7.43
 701 pz 7.53
 702 cz 0.4245
 c colimadores e suporte
 750 cz 1.25
 751 pz 7.68
 752 cz 0.173
 c blindagem secundária
 780 pz 8.1
 c meio externo
 c cilindro
 997 pz -0.5
 998 pz 25
 999 cz 10.5

 c materiais
 mode p e
 m1 82000.01p 1
 c composição do colimador de chumbo e blindagem secundária
 m2 82000.01p -0.994 51000.01p -0.0026 13000.01p -0.0684 20000.01p -0.001017 &
 14000.01p -0.00077 29000.01p -0.00038 28000.01p -0.0001 26000.01p -0.00042
 m9 4000.01p 1
 m4 29000.01p 1
 m5 13000.01p 1

```

m6 92000.01p -0.881467 8000.01p -0.118533
m7 32000.01p 1
m8 29000.01p 0.68 30000.01p 0.32
c lucite
m10 1000.01p 0.53332 6000.01p 0.333345 8000.01p 0.133335
c fonte
sdef pos 0 0 7.43 rad d1 axs 0 0 1 ext d2 erg d4 par 2
c raio interno e raio externo da fonte
si1 0 0.173 $ raio da fonte
sp1 -21 1
si2 0 0.1
sp2 -21 0
si4 1 0 0.1061 0.1405 $ energias emitidas pela fonte
sp4 d 0 0.5 0.5
f8:p 29
nps 64000000 $ 64 milhoes de historias
e8 0 0.105 3i 0.107 0.139 3i 0.141
prdmp 2e6 2e6 1 4 2e6

```

A seguir é apresentado o input utilizado no cálculo das taxas de reação nuclear na direção radial sem luva de cádmio. A geometria modelada neste input é a mesma utilizada na maioria dos trabalhos da física de reatores do IPEN, porém com as modificações necessárias para os cálculos como a modelagem explícita das 6 regiões amostradas pelos colimadores e os tallies de fluxo e taxa de reação nuclear. Não foi utilizado nenhum método de redução de variâncias, ou seja, em toda a geometria o cálculo foi explícito.

Reator IPEN/MB-01 - Taxa de reacao nuclear na direcao radial

```

c
c arranjo 28x26 - posicao s/cd = 10.0 cm e sem placa de acrilico
c execucao direta 2.000.000.000 de historias - com lamina de agua
c
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)
 150 4 1.00104e-01 -18 -24 u=3 \$ agua (interna)
 160 9 8.43026e-02 18 -17 -24 u=3 \$ tubo (SS)
 170 4 1.00104e-01 17 u=3 \$ agua (externa)
 c barra de controle #1 -----> superficie 31 define insercao
 180 6 5.82335e-02 -29 31 -24 u=5 \$ absorvedor (AgInCd)
 190 2 -0.0001 29 -2 31 -24 u=5 \$ gap
 200 13 8.65451e-02 2 -3 31 -24 u=5 \$ clad
 210 4 1.00104e-01 3 -18 -24 u=5 \$ agua (interna)
 220 9 8.43026e-02 18 -17 -24 u=5 \$ tubo (SS)
 230 4 1.00104e-01 17 u=5 \$ agua (externa)
 c ponteira da barra de controle #1
 240 13 8.65451e-02 -3 30 -31 u=5 \$ ponteira (SS)
 250 4 1.00104e-01 -3 -30 u=5 \$ agua
 c barra de controle #2 -----> superficie 41 define insercao
 260 6 5.82335e-02 -29 41 -24 u=6 \$ absorvedor (AgInCd)
 270 2 -0.0001 29 -2 41 -24 u=6 \$ gap
 280 13 8.65451e-02 2 -3 41 -24 u=6 \$ clad
 290 4 1.00104e-01 3 -18 -24 u=6 \$ agua (interna)
 300 9 8.43026e-02 18 -17 -24 u=6 \$ tubo (SS)
 310 4 1.00104e-01 17 u=6 \$ agua (externa)
 c ponteira da barra de controle #2
 320 13 8.65451e-02 -3 40 -41 u=6 \$ ponteira (SS)
 330 4 1.00104e-01 -3 -40 u=6 \$ agua
 c
 c celula de agua
 340 4 1.00104e-01 -24 u=7 \$ agua
 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)
 c 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 -0.0001 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

[illegible]

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 8.50 \$ inicio da luva de cadmio
 43 pz 15.50 \$ fim da luva de cadmio
 50 pz 150.00 \$ fim do tanque do reator (parte superior)
 51 pz 15.60 \$ limite superior do suporte de lucite
 52 px -28.55
 53 px 1.05
 54 py -1.00125
 c 55 py -0.6275
 55 py -0.63125
 61 cz 0.1733014 \$ regio de taxa de reacao 1 (disco interno)
 62 cz 0.2450852 \$ regio de taxa de reacao 2 (anel 1)
 63 cz 0.3001668 \$ regio de taxa de reacao 3 (anel 2)
 64 cz 0.3466028 \$ regio de taxa de reacao 4 (anel 3)
 65 cz 0.3875137 \$ regio de taxa de reacao 5 (anel 4)
 66 c/z 0.0 -1.5 0.5725 \$ raio externo da luva (e=0.55 mm)
 67 pz 12.50 \$ limite inferior do suporte de lucite

c Importancia das celulas

c

```

imp:n 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 0
      1 1 1 1 1 1
  
```

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 mt4 HH2O.00t
 c mt4 h2o20.01t
 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 seguranca - SS304
m13 26054.70c 3.50278e-03 26056.70c 5.29770e-02 26057.70c 1.20259e-03
26058.70c 1.56097e-04
24050.70c 7.62733e-04 24052.70c 1.41277e-02 24053.70c 1.57152e-03
24054.70c 3.83172e-04
28058.70c 6.54682e-03 28060.70c 2.43746e-03 28061.70c 1.04236e-04
28062.70c 3.26566e-04 28064.70c 8.10488e-05
14028.70c 7.07614e-04 14029.70c 3.45935e-05 14030.70c 2.21996e-05
16032.70c 4.25282e-06 16033.70c 3.25504e-08 16034.70c 1.77356e-07
16036.70c 7.95715e-10
42092.70c 2.31057e-06 42094.70c 1.40957e-06 42095.70c 2.40040e-06
42096.70c 2.48879e-06 42097.70c 1.41022e-06 42098.70c 3.52682e-06
42100.70c 1.37931e-06
29063.70c 9.43728e-05 29065.70c 4.07687e-05
50112.70c 3.30769e-08 50114.70c 2.17761e-08 50115.70c 1.12914e-08
50116.70c 4.78714e-07 50117.70c 2.50690e-07 50118.70c 7.83891e-07
50119.70c 2.75677e-07 50120.70c 1.03719e-06 50122.70c 1.44933e-07
50124.70c 1.78316e-07
15031.70c 4.15796e-05 6000.70c 8.33972e-05 27059.70c 1.37594e-04
25055.70c 1.18080e-03
c placa de acrilico
m14 1001.70c 5.5063e-02 8016.70c 1.4369e-02 6000.70c 3.4916e-02
7014.70c 3.0208E-05
mt14 poly.60t
c controle de execucao
c rand gen=2 seed=2147483647
kcode 1000000 1.02 40 250
c pontos para inicializacao das fissoes (x,y,z)
ksrc 0.0 0.0 25.0

f44:n 1001 1002 1003 1004 1005 1006 T $calculo das taxas de reacao nas 6 regioes
fc44 "taxas de reacao" $ captura nos mat6rias 1 e 11 e fiss6o nos materiais 1,11 e 12
fm44:n (1.0 11 102) (1.0 11 -6) (1.0 12 -6) (1.0) (1.0 1 -6) (1.0 1 102)
print

```


REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ANDRIANOV, A. N. ; BARANOV, V. G.; TIKHOMIROV, G. V.; KNLUNOV, A. V., "Simulation of neutron-physical processes in the surface layer of a fuel kernel," *Atomic Energy*, vol. 104, n. 6, pp. 463-469, 2008.
- [2] MACKU, K.; JATUFF, F.; MURPHY, M.; PLASCHY, M., "Radial and azimuthal ²³⁵U fission and ²³⁸U capture distributions in BWR UO₂ pins: CASMO-4 and MCNP4C versus activation foil measurements," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 155, n. ANS, pp. 96-101, 2007.
- [3] H. MATZKE, "On the rim effect in high burnup UO₂ LWR fuels," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 189, pp. 141-148, 1992.
- [4] STOKER, C. C.; WEISS, Z. J., "Spatially dependent resonance cross-sections in a fuel rod," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 23, pp. 765-778, 1996.
- [5] R. N. HWANG, "An overview of the current status of resonance theory in reactor physics applications," em *School of Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy*, Sofia, Bulgaria, 1993.
- [6] GOLTSEV, A. O.; DAVIDENKO, V. D.; TSIBULSKY, V. F.; LEKOMTSEV, A. A., "The influence of a non-uniform radial temperature distribution in the fuel on the results of calculation of transients," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 30, pp. 1135-1153, 2003.
- [7] MATSUMOTO, H.; OUISLOUMEN, M.; TAKEDA, T., "Developmen of Spatially Dependent Resonace Shielding Method," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 8, pp. 688-694, 2005.
- [8] W. J. M. DE KRUIJF, "ROLAIDS-CPM: A CODE FOR ACCURATE RESONANCE ABSORPTION CALCULATIONS," ECN (Energy research Centre of the Netherlands), Netherlands , 1993.
- [9] SANTOS, A. DOS; FANARO, L.C.C.B.; YAMAGUCHI, M.; JEREZ, R.; E SILVA, G.S.A.; SIQUEIRA, P.T.D.; ABE, A.Y.; FUGA, R., "LEU-COMP-THERM-077 Critical Loading Configuration of the IPEN/MB-01 Reactor," em *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*, Paris, Nuclear Energy Agency, 2004.
- [10] A. D. SANTOS, "LEU-COMP-THERM-043 Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor with a Heavy SS-304 Reflector," em *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*, Paris,

Nuclear Energy Agency, 2004.

- [11] SANTOS, A. DOS; FANARO, L.C.C.B.; YAMAGUCHI, M.; JEREZ, R.; E Silva, G.S.A.; DINIZ, R.; KURAMOTO, R. Y. R.;, “IÈN(MB01)-LWR-COEF-KIN-RESR-001 Reactor Physics Experiments in the IPEN/MB-01 Research Reactor Facility,” em *International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments*, Paris, Nuclear Energy Agency, 2009, pp. 1-142.
- [12] STRAWBRIDGE, L.E; BARRY, R.F.;, “Criticality Calculations for Uniform Water-Moderated lattices,” *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 23, pp. 58-73, 1965.
- [13] E. HELLSTRAND, “Measurement of Resonance Integrals Reactor Physics in the Resonance and Thermal Range,” em *Proc. of the National Meeting of the American Nuclear Society*, San Diego, 1996.
- [14] D. B. WITTRY, “Electron Probe Microanalyzer”. US Patente 2916621 (1958), 1969.
- [15] E. A. Group, “<http://www.eaglabs.com/files/appnotes/AN339.pdf>,” 22 11 2007. [Online]. [Acesso em 02 2015].
- [16] MACKU,K.; JATUFFA, F.; MURPHYA, M.F.; JONEJAA,O.P.; BISCHOFBERGERC,R.; CHAWLAA, R.;, “Advanced foil activation techniques for the measurement of within-pin distributions of the $^{63}\text{Cu}(n,g)^{64}\text{Cu}$ reaction rate in nuclear fuel,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, p. 393–400, 2006.
- [17] L.-P. E. Programme, “<http://proteus.web.psi.ch/LWR-PROTEUS/?-?forprint>,” [Online]. [Acesso em 02 2015].
- [18] D. KNOTT, B. H. FORSSEN e M. EDENIUS, “CASMO-4, A FuelAssembly Burnup Program, Methodology, STUDSVIK/SOA-95/2,” STUDSVIK of America, Inc., USA, Sweden, 1995.
- [19] L. F. L. MURA, MEDIDAS DE TAXAS DE REAÇÃO NUCLEAR - Dissertação de Mestrado, São Paulo: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2010.
- [20] J. R. LAMARSH, Introduction to Nuclear Reactor Theory, Addison-Wesley, 1966.
- [21] W. M. STACEY, Nuclear Reactor Physics, John Wiley & Sons, 2001.
- [22] D. G. CACUCI, “Physics of Self-Shielding and Major Resonance Calculations,” em *Handbook of Nuclear Engineering*, Karlsruhe, Springer, 2010, pp. 972-973.

- [23] R. C. D. TEAM, "RELAP5/MOD3 CODE MANUAL," Idaho National Engineering Laboratory, Idaho Falls, 1995.
- [24] K. J. a. L. W. GEELHOOD, "FRAPCON-3.5: A Computer Code for the Calculation of Steady-State, Thermal-Mechanical Behavior of Oxide Fuel Rods for High Burnup," Pacific Northwest National Laboratory, Richland, 2014.
- [25] N. TSOULFANIDIS, *Measurement and Detection of Radiation*, McGraw-Hill Book Company, 1983.
- [26] G. KNOLL, *Radiation Detection and Measurements*, New York: Wiley, 2000.
- [27] U. D. BITELLI, *Medida de Parâmetros Integraís no Reator IPEN/MB-01 - Tese de Doutorado*, São Paulo: INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES, 2001.
- [28] M.-5. X.-5. M. C. TEAM, *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*, Los Alamos: Argonne National Laboratory, 2003.
- [29] C. Industries, "Genie 2000 Spectroscopy Software," Canberra Industries, Meriden, USA, 2006.
- [30] O. Corporation, *OriginPro 8.0*, Northampton, MA, USA, 2007.
- [31] K. NAKAJIMA e M. a. S. T. AKAI, "Measurement of the Modified Conversion Ratio by Gamma-Ray Spectrometry of Fuel Rods For Water-Moderated UO₂ Cores," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 116, pp. 138-146, 1994.
- [32] K. NAKAJIMA e M. AKAI, "Modified Conversion Ratio Measurement in Light Water- Moderated UO₂ Lattices," *Nuclear Technology*, vol. 113, pp. 375-379, 1995.
- [33] K. NAKAJIMA, M. AKAI, T. YAMAMOTO e T. SUZAKI, "Measurement and Analyses of the Ratio of ²³⁸U Captures to ²³⁵U Fission in Low-Enriched UO₂ Tight Lattices," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 31, pp. 1160-1170, 1994.
- [34] M. R. SCHMORAK, "Nuclear Data Sheet 66," 1992, p. 839.
- [35] R. KINSEY, "The NUDAT/PCNUDAT Program for Nuclear Data," em *9th International Symposium of Capture-Gamma_ray Spectroscopy and Related Topics*, Budapest, Hungary, 1999.
- [36] L. N. H. Becquerelhere, "Nucleonica.net," 22 02 2014. [Online]. Available: http://www.nucleonica.net/wiki/index.php?title=Decay_Schemes#References_8.

[Acesso em 02 2015].

- [37] M.B. CHADWICK; M. HERMAN; P. OBLOŽINSKÝ; M.E. DUNN; Y. DANON; A.C. KAHLER; D.L. SMITH; B. PRITYCHENKO; G. ARBANAS; R. ARCILLA; R. BREWER; D.A. BROWN; F. R. CAPOTE; A.D. CARLSON; Y.S. CHOM; H. DERRIEN; K. GUBER; G.M. HALE; S. HOBLIT; S., “ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 112, n. 12, p. 2887–2996, 2011.
- [38] A. TRKOV, M. HERMAN and D. A. BROWN, “ENDF-6 Formats Manual; Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data Files ENDF/B-VI and ENDF/B-VII,” Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, 2011.
- [39] A. G. CROFF, ORIGEN2: A REVISED AND UPDATED VERSION OF THE ORIGEN COMPUTER CODE, OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, 1991.
- [40] L. K. PEKER, “Nuclear Data Sheet 73,” 1994, p. 1.
- [41] S. M. BOWMAN, “SCALE 6: Comprehensive Nuclear Safety Analysis Code System,” *Nuclear Technology*, vol. 174, n. 2, pp. 126-148, 2011.
- [42] J. R. a. B. LAMARSH, Introduction to Nuclear Engineering, Addison-Wesley Publishing Company, 1983.
- [43] Z. F. J., The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vols 5 and 6, New York: Pergamon Press, 1980.
- [44] WIEGAND, C.; SEGRE, E., “Stopping power of various substances for fission fragments,” Technical Information Division, Atomic Energy Commission, 1946.
- [45] ENGLAND, T. R. and RIDER, B. F., “Evaluation and Compilation of Fission Product Yields,” Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA, October, 1994.
- [46] A. D. SANTOS, REACTOR PHYSICS EXPERIMENTS IN THE IPEN/MB-01 RESEARCH REACTOR FACILITY, São Paulo: NEA/NSC/DOC, 2006.
- [47] Jerez, R.; Veneziani, C.; Fuga, R.; Bitelli, U., “Relatório de Análise de Segurança (RAS) do Reator IPEN/MB-01,” Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2012.
- [48] E. C. JAMESON, Electrical Discharge Machining, Society of Manufacturing Engineers, 2011.

- [49] BERGER M.J.; HUBBELL, J.H.; SELTZER, S.M.; CHANG,J.; COURSEY, J.S.; SUKUMAR, R.; ZUCKER, D.S. and OLSEN,K; , "XCOM: Photon Cross Section Database (version1.5)," National Institute of Standards and Technology, 2010. [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/xcom>. [Acesso em 01 2015].
- [50] BECKHOFF, B., KANNGIEBER, B., LANGHOFF, N., WEDELL, R., WOLFF, H., Handbook of Practical X-Ray Fluorescence Analysis, Berlin: Springer, 2006.
- [51] "R10-IPN-213PR-6DF-032, Data Book - Pastilhas de UO2 - VOLUME 1," Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 1987.
- [52] SAEGUSA, J., OISHI, T., KAWASAKI, K., YOSHIZAWA,M., YOSHIDA,M., SAWAHATA,T. AND HONDA, T., "Determinations of Gamma-ray Efficiency Curves for Volume Samples by the Combination of Monte Carlo Simulations and Point Source Calibration," *Journal of Nuclear Science and Tecnology*, vol. 37, pp. 1075-1081, 2000.
- [53] H. WEIGMANN; P. GELTENBORT; B. KECK; J. A. WARTENA; K. SCHRECKENBACH, "Measurements of Eta of 235U for Subthermal Energies," em *Int.Conf.on the Physics of Reactors*, Marseille, 1990.
- [54] N. E. Agency, "International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments (DVD)," OECD Nuclear Energy Agency, March 2013.
- [55] W. T. S. a. P. Information, "LabVIEW Getting Started with LabVIEW," National Instruments Corporation, Austin, USA, 2003.
- [56] GRAY, P.W. and AHMAD, A., "LINEAR CLASSES OF Ge(Li) DETECTOR EFFICIENCY FUNCTIONS," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A237, pp. 577-589, 1985.
- [57] HARB, S. ,DIN K. S., and ABBADY A., "Study of Efficiency Calibrations of HPGe Detectors forRadioactivity Measurements of Environmental Samples," em *Proceedings of the 3rd Environmental Physics Conference*, Aswan, Egypt, 2008.