AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**CARACTERIZAÇÃO DO NUCLEO CILÍNDRICO DE MENOR EXCESSO DE REATIVIDADE
DO REATOR IPEN/MB-01, PELA MEDIDA DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E
ENERGÉTICA DO FLUXO DE NÊUTRONS.**

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

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

Orientador:
Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

São Paulo
2014

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

***CARACTERIZAÇÃO DO NÚCLEO CILÍNDRICO DE MENOR EXCESSO DE
REATIVIDADE DO REATOR IPEN/MB-01, PELA MEDIDA DA DISTRIBUIÇÃO
ESPACIAL E ENERGÉTICA DO FLUXO DE NÊUTRONS.***

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

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

Orientador:
Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

Versão Corrigida
Versão Original se encontra disponível no IPEN

SÃO PAULO

2014

Dedico a minha esposa Suellen pelo amor e presença ao meu lado que entusiasma meus dias.

Dedico aos meus pais Teófilo e Marilene pelo apoio e carinho e aos meus irmãos Teo, Júlia e Aurélio.

Dedico a Jesus por ter me ensinado o verdadeiro sentido da vida.

Agradecimentos

Agradeço a Deus por tudo que tenho, tudo que sou e por ter me permitido chegar até aqui.

Ao Dr. Ulysses d’Utra Bitelli pela competente orientação e ensinamentos, confiança, durante a execução deste trabalho.

Ao IPEN/CNEN-SP pela disponibilidade do reator IPEN/MB-01, dos laboratórios e materiais, por toda infraestrutura disponível para a realização deste trabalho.

A Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) pelo apoio financeiro.

Ao colegas de IPEN, M.Sc. Douglas Borges Domingos, M.Sc. Luis Felipe Liambos Mura, Dr. Pedro Rossi, M.Sc. Rafael Muniz pela ajuda, amizade e apoio;

Ao colega M.Sc. Eng. Luiz Ernesto Credídio Mura pela ajuda com o calculo do espectro de nêutrons pelo código SANDBP.

Ao colega M.Sc. Alexandre Povia Fonseca da Silva pela colaboração nas muitas horas dedicadas a espectrometria gama dos detectores de ativação.

Ao colega Diogo Feliciano dos Santos pela ajuda com as simulações no MCNP.

Aos operadores de reator o Físico Rogério Jerez, Engenheiro Flávio Betti e Hugo Rodrigues Landim pelas operações de irradiação e ajuda na montagem dos arranjos experimentais;

Ao Dr. Adimir dos Santos pela disponibilização do código MCNP-5 neste trabalho acadêmico na área de Física de Reatores.

A todos os professores e pesquisadores do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pelos ensinamentos.

CARACTERIZAÇÃO DO NÚCLEO CILÍNDRICO DE MENOR EXCESSO DE REATIVIDADE DO REATOR IPEN/MB-01, PELA MEDIDA DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E ENERGÉTICA DO FLUXO DE NÊUTRONS.

Vitor Ottoni Garcia Arêdes

RESUMO

Neste trabalho foi realizado o mapeamento do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos e o espectro energético dos nêutrons no núcleo do Reator IPEN/MB-01, em uma configuração cilíndrica de menor excesso de reatividade, ou seja de 28x28 varetas combustíveis dispostas nas direções norte-sul e Leste-Oeste. A calibração das barras de controle para essa configuração determinou seu excesso de reatividade. O menor excesso de reatividade no núcleo diminuiu a perturbação do fluxo de nêutrons causado pelas barras absorvedoras de nêutrons, já que o reator nuclear foi operado com as barras de controle quase totalmente retiradas. Foi utilizada a “Técnica de Análise de Ativação” com detectores de ativação do tipo folha (infinitamente diluídas e hiperpuras), de diferentes materiais que atuam em diferentes faixas de energia, para o cálculo da atividade de saturação, utilizado na determinação do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos e como entrada no código SANDBP para a determinação do espectro energético dos nêutrons. Para discriminar o fluxo de nêutrons térmico e epitérmico, foi utilizada a “Técnica da Razão de cádmio”. Os detectores de ativação foram distribuídos em um total de 140 posições radiais e axiais no núcleo do reator, em 24 irradiações com as folhas de ativação nuas e cobertas com cádmio. Um modelo dessa configuração foi simulado pelo código MCNP-5 para determinação do fator de cádmio e comparação dos resultados obtidos experimentalmente. A configuração cilíndrica desejada, com 17% menos de varetas combustíveis que a configuração padrão retangular (28x26 varetas combustíveis), atingiu a criticalidade com as barras de controle aproximadamente 90% retiradas, diminuindo consideravelmente a perturbação no fluxo neutrônico no interior do núcleo do reator. Dada a maior densidade de potência do núcleo cilíndrico 28x28, os valores de fluxo de nêutrons aumentou em mais de 50% nas regiões centrais do núcleo cilíndrico estudado quando comparado aos valores do núcleo padrão retangular 28x26.

**NEUTRONIC CHARACTERIZATION OF CYLINDRICAL CORE OF MINOR
EXCESS REACTIVITY IN THE NUCLEAR REACTOR IPEN/MB-01 FROM
THE MEASURE OF SPATIAL AND ENERGETIC DISTRIBUTION OF
NEUTRON FLUX DISTRIBUTION.**

Vitor Ottoni Garcia Arêdes

ABSTRACT

In this work was conducted the mapping of the thermal and epithermal neutrons flux and the energy spectrum of the neutrons in the reactor core IPEN/MB-01 for a cylindrical core configuration with minor excess reactivity, which is 28x28 fuel rods arranged in north-south and east-west directions. The calibration of control rods for this configuration determined their excess reactivity. The lower excess reactivity in the core decreased neutron flux disturbance caused by the neutron absorbing rods, given that the nuclear reactor was operated with the rods almost completely removed. Was used the "Activation Analysis Technique" with the thin foil activation detectors (infinitely diluted and hyper-pure), of different materials that work in different energy ranges, to calculate the saturation activity, used for determining the neutron flux and in the SANDBP code as input for the calculation of the neutrons energy spectrum. To discriminate thermal and epithermal flux, was used the "Cadmium Ratio Technique". The activation detectors were distributed in a total of 140 radial and axial positions in the reactor core and 16 irradiation, with bare and covered with cádmio activation foils. A model of this configuration was simulated by MCNP-5 code to determine the cadmium-correction factor and comparison of the results obtained experimentally. The cylindrical configuration desired, with 17% less fuel than the standard rectangular configuration (28x26 fuel rods), reached criticality with the control rods approximately 90% removed, which decreased considerably the disturbance in neutron flux. Given the highest power density of the 28x28 cylindrical core, the neutron flux increased by over 50% in the central regions of the core compared to the values of the 28x26 standard rectangular core.

SUMÁRIO

	Página
1 INTRODUÇÃO	9
2 OBJETIVOS	12
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	13
3.1 Processos de Detecção De Nêutrons	13
3.2 Tipos de Detectores	14
3.3 Técnica de Análise Por Ativação	16
3.4 Medidas do Fluxos de Nêutrons Térmico E Epitérmicos	21
3.4.1 Técnica da Razão de cádmio	21
3.4.2 Fluxo de Nêutrons Térmicos	23
3.4.3 Fluxo de Nêutrons Epitérmicos	23
3.5 Fatores de Correção Para Perturbação do Fluxo de Nêutrons	26
3.6 Espectro de Nêutrons de Um Reator nuclear Térmico.....	29
3.6.1 Espectro de Nêutrons Rápido	30
3.6.2 Espectro de Nêutrons Intermediário.....	31
3.6.3 Espectro de Nêutrons Térmico	32
3.7 Correções Experimentais	35
3.7.1 Fator de Normalização	35
3.7.2 Fator de Rampa	36
3.7.3 Correção Para Autoabsorvição.....	37
4 MATERIAIS E MÉTODOS	38
4.1 Calibração das Barras de Controle.....	41
4.1.1 Procedimentos Experimentais.....	43
4.1.2 Resultados.....	43
4.2 Seleção dos Detectores De Ativação	47
4.3 Características das Folhas De Ativação	48
4.4 Condições de Irradiações	49
4.5 Correções Experimentais	52
4.5.1 Fator de Normalização	52
4.5.2 Fator de Rampa	54

4.5.3 Fator de Correção (K) dos Detectores de Ativação Hiperpuros	55
4.6 Espectrometria Gama	56
4.6.1 Eficiência do Sistema de Detecção Gama	57
4.6.2 Análise dos Dados e Seus Desvios Padrões	59
4.7 Métodos Computacionais	61
4.7.1 Método de Monte Carlo	61
4.7.1.1 Código MCNP-5	62
4.7.1.2 Fator de cádmio	63
4.7.1.3 Cálculo dos Espectros de Nêutrons	64
4.7.2 Código SANDBP	65
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	67
5.1 Análise dos Resultados Experimentais	67
5.1.1 Distribuição Espacial do Fluxo De Nêutrons	67
5.2 Comparação Entre os Resultados Calculados e Medidos	74
5.3 Distribuição Energética do Fluxo De Nêutrons	79
6 CONCLUSÕES	83
APÊNDICE A – Modelagem do Reator Nuclear IPEN/MB-01 no MCNP 5C	85
APÊNDICE B – Atividades de Saturação	91
APÊNDICE C – Razão de cádmio	96
APÊNDICE D – Fluxo de Nêutrons Térmicos e Epitérmicos	100
APÊNDICE E – Espectro De Nêutrons	105
APÊNDICE F – Fator de Correção (k) dos detectores de ativação hiperpuros	110
APÊNDICE G – Comparação Entre os Resultados Calculados e Medidos	113
ANEXO A – O Reator Nuclear IPEN/MB-01	120
ANEXO B – Secção de Choque dos Materiais	
Utilizados como Detectores de Ativação	129
ANEXO C – Propagação de Erros	132
ANEXO D – CODIGO SAND/BP	135

1 INTRODUÇÃO

A forma cilíndrica do núcleo de um reator apresenta uma forma geométrica mais eficaz quando comparada a forma de um paralelepípedo retangular, pois na cilíndrica a probabilidade de não fuga de nêutrons é maior, acarretando um acréscimo na reatividade geral no sistema. Desta forma se usarmos todas as varetas combustíveis do núcleo padrão retangular (arranjo de 28x26 varetas combustíveis), um total de 680, para cilindrizar o núcleo, obteremos uma configuração com um excesso de reatividade de 3271 pcm, ou seja 814 pcm a mais que a configuração padrão retangular, razão pela qual tem-se que inserir ainda mais as barras de controle, acarretando uma maior distorção no perfil do fluxo de nêutrons, tanto interna como externamente onde se encontram os canais nucleares.

Neste trabalho desejamos obter uma configuração cilíndrica com o menor excesso de reatividade possível, a partir da retirada de certa quantidade de varetas combustíveis externas ao cilindro, ou seja, o cilindro será diminuído para que o menor excesso de reatividade obtido mantenha as barras de controle o menos inseridas possível, diminuindo assim a perturbação causada pelas barras no fluxo de nêutrons. A partir da obtenção da configuração cilíndrica desejada iremos caracterizar o campo neutrônico através da medida da distribuição espacial e energética dos nêutrons. Os resultados obtidos serão comparados a resultados de configurações onde as barras de controle foram mais inseridas.

Uma das metodologias de cálculo atualmente empregada que obtém valores de fluxo de nêutrons para as diferentes configurações de núcleo do reator são realizadas pelo programa MCNP-5, utilizando as bibliotecas de dados nucleares^[37], tais como ENDF-B.VII e JENDL, ou mesmo códigos determinísticos utilizando a teoria de difusão multigrupo, tais como o programa CITATION. Os valores calculados são comparados aos resultados experimentais obtidos neste trabalho e servem como mais um conjunto de dados de padrão de comparação à disposição da comunidade de Física de Reatores para validação de suas metodologias de cálculo e bibliotecas de dados nucleares associadas.

Os valores de fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos são obtidos experimentalmente através da irradiação de folhas de ouro nuas e cobertas com cádmio e da medida da taxa de reação nuclear de captura radioativa induzida nestes detectores de ativação irradiados em posições específicas no interior do núcleo do reator cilíndrico de

menor excesso de reatividade (28 varetas combustíveis ao longo do seu diâmetro) do Reator IPEN/MB-01.

No início do desenvolvimento nuclear, os experimentos de Física de Reatores, tinham como objetivo a obtenção de dados experimentais, que pudessem ser embutidos empiricamente em programas computacionais que possibilitassem a obtenção de parâmetros da Física de Reatores que fossem fundamentais no desenvolvimento de projetos de núcleos de reatores nucleares. Com o desenvolvimento de novas metodologias de cálculo, aliada à maior precisão de dados nucleares, as medidas experimentais passaram a ser de fundamental importância na validação dessas metodologias de cálculo, bem como no teste de diversas bibliotecas de dados nucleares. No entanto, os experimentos têm que ser suficientemente precisos para poderem servir de padrões de comparação (“benchmarks”). Assim, as medidas têm que ser cuidadosamente planejadas a fim de se obter parâmetros nucleares de interesse à Física de Reatores mais precisos do que as incertezas provenientes do cálculo (incerteza proveniente das bibliotecas de dados nucleares acrescidas às da metodologia de cálculo).

Vários parâmetros nucleares são obtidos através da espectrometria gama de alvos irradiados no núcleo de um reator de pesquisa. Este é o caso das folhas de ativação (folhas de ouro, índio, níquel, etc) que possibilitam através da medida da atividade nelas induzidas, após serem irradiadas num campo neutrônico, obter a taxa de reação nuclear e conhecida a seção de choque, o fluxo de nêutrons no local da irradiação. Para tal, devem ser conhecidos parâmetros como tempo de irradiação, tempo de contagem, tempo de espera para contagem (decaimento), eficiência do sistema de contagem, seção de choque para a reação nuclear, etc. Os valores obtidos de taxas de reação nuclear epicárdmio e subcárdmio, permitem conhecer a extensão da região assintótica no núcleo do reator (livre da perturbação das interfaces do núcleo-refletor e das barras de controle), o valor da razão de cádmio (razão espectral constante ao longo da região assintótica) para folhas de ouro, índices espectrais, a curvatura do fluxo de nêutrons (“Buckling” - parâmetro relacionado à fuga de nêutrons do núcleo do reator), etc, permitindo uma comparação direta com os mesmos parâmetros obtidos via cálculo, através de programas determinísticos como o CITATION^[33] que utiliza a teoria de Difusão, ou mesmo o MCNP-5^[44,45] que simula matematicamente o experimento utilizando método estatístico de Monte Carlo.

A distribuição energética dos nêutrons no reator, tal qual a distribuição espacial em grupos de energia térmicos, intermediários ou rápidos, é de fundamental importância, pois do seu conhecimento pode-se aferir com razoável precisão uma série de parâmetros neutrônicos como taxas de reação nuclear, queima de combustível, reatividade, etc. Nos códigos de difusão, normalmente se utilizam como entrada, o espectro de nêutrons ao nível da célula representativa do reator, resultados provenientes de cálculos baseados na teoria de transporte em programas tais como Hammer-Technion^[16].

O conhecimento da fuga de nêutrons do núcleo do reator é um problema fundamental da Física de Reatores, pois conhecido o balanço de nêutrons no núcleo do reator (absorção e fuga) podemos estimar com precisão parâmetros muito importantes, tais como taxas de reação nuclear, potência de operação, queima de combustível, etc. A probabilidade de fuga de nêutrons é um parâmetro que está diretamente ligado a curvatura do fluxo de nêutrons no interior do núcleo do reator , parâmetro este conhecido como “Buckling”.

2 OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho é o de se obter uma configuração cilíndrica com o menor excesso de reatividade possível, para que as barras absorvedoras de nêutrons fiquem ao máximo possíveis retiradas, não perturbando assim o fluxo de nêutrons no interior do núcleo do reator. O valor de excesso de reatividade é obtido através da curva de calibração das barras de controle apresentada no APÊNDICE A. A partir daí são obtidos valores experimentais da curvatura do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos em quatro canais de irradiação nas direções axiais, radiais, dentro da região assintótica do núcleo do reator, longe das perturbações causadas por refletor e barra de controle. Os valores obtidos serão comparados aos de outros trabalhos com configurações com maior excesso de reatividade.

Além disso, também é obtido na posição central do núcleo de configuração cilíndrica 28x28 a distribuição energética dos nêutrons, ou seja, o espectro neutrônico que é comparado àquele obtido em trabalhos anteriores utilizando a configuração padrão retangular de 28x26 varetas combustíveis.

Todos os resultados experimentais serão comparados com valores obtidos do cálculo utilizando programas como MCNP-5, CITATION e SANDBP com suas bibliotecas de dados nucleares associadas, permitindo assim, obtermos a exatidão destes valores em cada um dos pontos internos mapeados do núcleo do reator, bem como seu valor médio, obtidos quando comparados ao valor referência experimental.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Processos de detecção de nêutrons

Nêutrons são partículas sem carga que não produzem ionização direta ao se propagar através da matéria. Desta forma, não é possível detectá-los diretamente em qualquer instrumento (Contador Geiger, câmeras de gás) cujo processo de detecção dependa da ionização do dispositivo de detecção por partículas carregadas ^[1,2].

Os nêutrons são detectados indiretamente quando interagem com vários tipos de núcleos atômicos gerando reações nucleares que têm como consequência a liberação de partículas carregadas. Nos detectores de nêutrons essas partículas carregadas produzem sinais elétricos e esses sinais são proporcionais ao campo neutrônico. Os sinais são, por sua vez, processados por dispositivos eletrônicos, onde sua forma é alterada e amplificada ^[3,4].

São dois os tipos de interação entre os nêutrons e os núcleos atômicos:

- 1) Os nêutrons são espalhados pelo núcleo alvo onde parte da energia cinética do nêutron é transferida ao próprio núcleo alvo. O núcleo alvo energizado transfere a sua energia para o meio circundante (recoiling process) promovendo a ionização do mesmo. Entre os elementos leves que permitem esse tipo de interação estão o Hidrogênio e o Hélio.
- 2) O nêutron provoca uma reação no interior do núcleo atômico, denominada reação nuclear. Nesse tipo de interação os núcleos podem emitir como produto da reação partículas tais como, prótons, partículas alfa, raios gama entre outras ou se fissionar em elementos que ionizam o meio, permitindo assim detectar a reação.

A reação nuclear mais importante para reações em cadeia, *fissão (n,f)*, ocorre principalmente no ^{235}U com nêutrons que possuem energia na faixa entre 0,01 eV a 0,1 eV, sendo esses nêutrons denominados como nêutrons térmicos. Podem ocorrer outras reações nucleares de fissão em outros elementos férteis, tais como ^{238}U , ^{232}Th , onde são necessárias diferentes energias dos nêutrons, bem como reação em outros materiais do tipo (n,p), (n, α), (n,2n), etc. Assim, para que diferentes reações nucleares ocorram, é necessário que os nêutrons tenham no mínimo a chamada energia de limiar (threshold), ou seja a menor energia para que comece efetivamente a ocorrer determinada reação nuclear (reações nucleares endotérmicas). Isto geralmente ocorre para nêutrons de alta energia (Mev).

Os detectores que utilizados na detecção de nêutrons da faixa térmica do espectro

neutrônico podem ser usados para detectar nêutrons de mais alta energia, desde que sejam revestidos de materiais moderadores os quais promovam a redução da energia dos nêutrons.

Os materiais utilizados para detecção de nêutrons podem estar nas diferentes fases: sólida, líquida ou gasosa embora não sejam muitos os materiais que possam ser utilizados para detecção, haja vista as características especiais desses materiais.

Cada tipo de detector, tais como detectores a gás, cintiladores, câmaras de fissão entre outros, possuem vantagens e desvantagens. Um dos problemas dos detectores é a discriminação dos estados de energia dos nêutrons, isso é, os detectores possuem, muitas vezes, boa resposta para avaliar o fluxo integral dos nêutrons, mas não conseguem quantificar sua energia de forma acurada.

Os detectores de recuo (Recoil-type) podem ser utilizados para obter a energia dos nêutrons via os espectrômetros de prótons de recuo.

A utilização de vários detectores de ativação na forma de várias folhas finas interpostas entre si permitem, através da técnica conhecida como técnica do *sandwich de folhas* ^[42], obter o fluxo de nêutrons ressonantes, ou seja, na região da principal ressonância de ativação. Assim no caso do ¹⁹⁷Au centrada a energia de 4,9 eV no caso do ¹¹⁵In centrado a energia de 1,4 eV, ²⁴Mn centrado a energia de 330 eV e assim para outros detectores de ativação com energias bem características e bem isoladas das outras energias de ressonância na chamada região das ressonâncias resolvidas do espectro neutrônico. Essas ressonâncias principais e isoladas apresentam altos valores de seção de choque, sendo responsáveis pela maior parte da resposta da taxa de reação nuclear epitérmica induzidas em folhas de ativação (95% no caso do ¹⁹⁷Au).

3.2 Tipos de Detectores

Os nêutrons com energia nas faixas térmica e intermediária são detectados, normalmente, pelos seguintes métodos^[4,36]:

- Detecção instantânea da carga elétrica dos produtos da reação dos nêutrons com elementos leves. A mais importante reação desta categoria é a reação $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ devido à alta seção de choque da reação e do comportamento $1/v$ da seção de choque, (v é

a velocidade do nêutron), sendo muito utilizado o gás (BF_3) em detectores proporcionais;

- Detecção dos produtos gerados pela reação de captura radioativa de nêutrons (n, γ) ou devido a fissões induzidas. Os elementos fissionáveis que possuem alta seção de choque nas reações com nêutrons térmicos são: ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U e ^{239}Pu . A detecção dos produtos da reação pode ocorrer com detectores termoluminescentes, detectores de trajetória de estado sólido ou detectores a gás.

- Detecção dos fragmentos energéticos da fissão produzidos pela absorção dos nêutrons que atravessam o detector e dão a ionização necessária. Através de uma fina camada de ^{235}U com elevada seção de choque para nêutrons térmicos, 678 barns, depositada no cátodo da *câmara de fissão*, por isso costumeiramente usada para detecção de nêutrons lentos, na faixa térmica.

A detecção dos nêutrons rápidos geralmente é feita através dos seguintes procedimentos^[38]:

- Detecção dos prótons de recuo produzidos pelo espalhamento elástico dos nêutrons rápidos nos materiais hidrogenados. Esta forma de interação é usada em câmaras de ionização e emulsões nucleares;

- Detecção de radiação em um cintilador orgânico ^{213}Ne ^[38], que baseia-se na propriedade deste converter em Imninescencia parte da energia depositada, por partículas carregadas no cintilador. Raios gama e nêutrons são detectados se eles produzem respectivamente elétrons e prótons de recuo no material cintilador. A absorção de energia excita a configuração eletrônica da molécula do cintilador para estados excitados que podem ser singletos (spin 0) ou tripletos (spin 1) e, posteriormente tem-se a desexcitação com o retorno ao estado fundamental com a emissão luminosa fluorescente ou fosforescente dependendo se o estado que se desexcita era respectivamente singlete ou tripleto.

- Detecção instantânea da carga dos produtos da reação dos nêutrons com elementos leves, tais como ^3He (n, p) ^3H e ^6Li (n, γ) ^3H ;

- Detecção dos produtos das reações de limiar do tipo (n, p), (n, γ), entre outras, por folhas de ativação (detectores de limiar), e também dos produtos gerados em reações de fissão nuclear induzidas por nêutrons rápidos. Os radionuclídeos utilizados em câmaras de fissão, que apresentam alta seção de choque para nêutrons rápidos e, consequentemente,

possuem grande probabilidade de fissionar com a incidência de nêutrons rápidos são: ^{232}Th , ^{237}Np e ^{238}U .

As seções de choque para reações nucleares induzidas por nêutrons rápidos no ^{235}U , são significativamente menores do que para as reações com nêutrons na faixa térmica de energia. Dessa forma, em alguns casos, os nêutrons rápidos primeiro são moderados e posteriormente são detectados.

3.3 Técnica de Análise por Ativação

A análise por ativação é uma técnica experimental amplamente utilizada por grupos de Física de Reatores e isto se deve principalmente pelas vantagens apresentadas pelos detectores de ativação, dadas a seguir^[5,6]:

- Baixo custo quando comparados com detectores de indicação direta;
- Insensibilidade ao intenso campo gama do núcleo;
- Pequena perturbação no campo neutrônico, devido às suas diminutas dimensões;
- Acessibilidade a regiões do núcleo ou blindagens externas do reator onde detectores de indicação direta não têm acesso;
- Independência de conexões elétricas e de mecanismos mecânicos de arrasto, característica dos detectores de indicação direta;
- Altas seções de choques para nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos;
- Possibilidade de se fazerem medidas em faixas distintas de energia ao mesmo tempo, por exemplo, com nêutrons térmicos, intermediários e rápidos, através de detectores de ativação na forma de ligas.

Por sua vez, estes detectores também possuem suas desvantagens e a principal delas é a impossibilidade de se obter medidas em tempo real, sendo assim, conhecidos como detectores de indicação indireta, pois necessitam ser retirados do campo neutrônico após sua irradiação, para a espectrometria gama e consequentemente análise dos dados e obtenção dos parâmetros desejados que são basicamente a taxa de reação nuclear e o fluxo de nêutrons.

3.3.1 Taxa de reação nuclear

Um detector de ativação ao ser submetido a um campo neutrônico estacionário, produzido por um reator nuclear, produz átomos radioativos e a equação que rege tal fenômeno é dada por^[7],

$$\frac{dn}{dt} = N \bar{\sigma}_{act} \Phi - n \bar{\sigma}_a \Phi - n \lambda , \quad (3.1)$$

sendo n o número de átomos produzidos, N o número de átomos alvo contidos na amostra, σ_{atv} a seção de choque microscópica de ativação média, Φ o fluxo de nêutrons ao qual este detector esta submetido, σ_a a seção de choque microscópica de absorção média e λ a constante de decaimento do radionuclídeo produzido.

Por sua vez, a taxa de consumo dos átomos contidos no detector de ativação pode ser expressa por,

$$\frac{dN}{dt} = -N \bar{\sigma}_t \Phi , \quad (3.2)$$

Sendo $\bar{\sigma}_t$ seção de choque total do nuclídeo alvo e esta taxa conhecida como *taxa de consumo de núcleos alvo*. A solução da equação (3.2) é então,

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\sigma_t \Phi t} , \quad (3.3)$$

sendo N_0 o número de átomos alvos no início da irradiação. Substituindo esta equação em (3.1), encontra-se

$$\frac{dn}{dt} = N_0 e^{-\sigma_t \Phi t} \sigma_{atv} \Phi - n (\sigma_a \Phi + \lambda) . \quad (3.4)$$

A solução desta última equação é feita através de uma técnica matemática conhecida como técnica do fator integrante que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade pelo fator $e^{(\sigma_a \Phi + \lambda)t}$, resultando em

$$\frac{d}{dt} (n e^{(\lambda + \sigma_a \Phi)t}) = N_0 \sigma_{atv} \Phi e^{(\lambda + \sigma_a \Phi - \sigma_r \Phi)t} . \quad (3.5)$$

A solução da equação (3.5), considerando que $\sigma_a \phi \ll \lambda$ e $\sigma_r \phi \ll \lambda$ é

$$n = \frac{\sigma_{atv} \Phi N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) , \quad (3.6)$$

onde $N_0 = NV$, sendo V o volume do detector de ativação. Assim, multiplicando ambos os lados da equação (3.6) pela constante de decaimento, obtém-se:

$$A_0 = n \lambda = \sigma_{atv} N \Phi V (1 - e^{-\lambda t}) = \Sigma_{atv} \Phi V (1 - e^{-\lambda t}) . \quad (3.7)$$

A equação (3.7) fornece a atividade (A_0) ao término do tempo t_i de irradiação, sendo Σ_{atv} conhecido como seção de choque macroscópica média de ativação. Na FIG. 3.1, mostra-se a curva de ativação até o tempo t_0 ao termino da irradiação, e a curva de decaimento radioativo até o tempo de contagem t_1 - t_2 .

FIGURA 3.1: Atividade do radionuclídeo formado em função do tempo de irradiação (t_i) e de contagem ($t_2 - t_1$).

Para um tempo de irradiação muito longo ($t \rightarrow \infty$), o detector de ativação atingirá sua atividade máxima conhecida como *atividade de saturação*, dada por

$$A^{\infty} = \sigma_{atv} N \varphi V = \Sigma_{atv} V \varphi . \quad (3.8)$$

Portanto, pode-se escrever A_0 em termos de A^{∞} . Assim,

$$A_0 = A^{\infty} (1 - e^{-\lambda t}) . \quad (3.9)$$

Ao analisar a equação (3.8), nota-se que a atividade de saturação é a taxa de reação nuclear R de um detector de ativação de massa m , submetido a um fluxo de nêutrons φ , desta forma, pode-se reescrever a atividade de saturação, considerando $N = \frac{N_a \rho}{P_a}$, onde N_a é o número de Avogadro, ρ é a densidade do detector de ativação e P_a a massa atômica do núcleo alvo. Sendo $V = \frac{m}{\rho}$ e m a massa do detector de ativação, pode-se determinar a atividade de saturação como,

$$A^{\infty} = \frac{N_a m \varphi \sigma_{atv}}{P_a} . \quad (3.10)$$

Isolando o fluxo de nêutrons na equação (3.10), tem-se

$$\varphi = \frac{A^{\infty} P_a}{N_a m \sigma_{atv}} . \quad (3.11)$$

Agora será analisado outro parâmetro que pode ser obtido através da ativação de um detector, que é a contagem integrada entre os instantes t_1 e t_2 . A contagem integrada no sistema de detecção por espectrometria gama é dada por,

$$C = \varepsilon I \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t} dt + BG, \quad (3.12)$$

sendo ε a eficiência global da contagem, I a abundância gama do fotopico medido, BG a radiação de fundo (“background”) entre os instantes de contagem t_1 e t_2 e os limites t_1 e t_2 são o tempo inicial da contagem e tempo final da contagem, respectivamente. Assim, tem-se que

$$C = \frac{\varepsilon I A_0}{\lambda} e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)}) + BG. \quad (3.13)$$

De acordo com a FIG. 3.1 pode-se definir que t_1 é o tempo de espera para contagem conhecido como t_e e que $t_2 - t_1$ é o tempo no qual o detector de ativação foi analisado no sistema de espectrometria gama, representado por t_c . Pode-se observar que $t + t_e = t_1$, portanto $e^{-\lambda t_1} = e^{-\lambda t} \cdot e^{-\lambda t_e}$, sendo $e^{-\lambda t} = 1$ (probabilidade do átomo não se desintegrar em $t=t_0$ é de 100%), então reescrevendo (3.13), tem-se

$$C = \frac{\varepsilon \cdot I \cdot A_0}{\lambda} e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) + BG. \quad (3.14)$$

Isolando A_0 da equação (3.14), sabendo que $A_0 = A^\infty (1 - e^{-\lambda t})$ dado na equação (3.9), obtém-se a atividade de saturação dada por,

$$A^\infty = \frac{\lambda e^{\lambda t_e} (C - BG)}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda t_e})}. \quad (3.15)$$

Substituindo a equação (3.15) em (3.11) tem-se a expressão para o fluxo de nêutrons obtido experimentalmente através da contagem de detectores de ativação, sendo importante, entretanto, salientar que nesta expressão não aparecem os fatores de correções que são necessários para corrigir o fluxo de nêutrons quanto aos efeitos de perturbação destes citados detectores. Tais fatores serão apresentados ao longo deste trabalho. Assim,

$$\varphi = \frac{\lambda e_e^{\lambda t} (C - BG) P_a}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c}) N_a m \sigma_{atv}} . \quad (3.16)$$

A equação (3.16) pode ser utilizada para uma folha de ouro sem (dita nua) e com cobertura de cádmio infinitamente diluídas (perturbação desprezível do fluxo neutrônico) , irradiadas num campo neutrônico do núcleo do reator. Assim teríamos uma estimativa do fluxo de nêutrons responsável pela atividade induzida nestas folhas de ativação, respectivamente o fluxo de nêutrons total (térmico + epitérmico) e epicádmio (epitérmico) e pela subtração de ambas o térmico, desde que obviamente se utilizasse as seções de choque microscópicas de ativação apropriadas para as respectivas energias dos nêutrons consideradas, no caso a seção de choque em um grupo de energia para a reação nuclear considerada em todo o espectro de energia (fluxo total ou integral) e a integral de ressonância (fluxo epitérmico).

3.4 Medidas dos Fluxos de Nêutrons Térmicos e Epitérmicos

3.4.1 Técnica da Razão de cádmio

Para medidas na faixa térmica e epitérmica do espectro, utilizam-se detectores de ativação, cujas seções de choque de ativação seguem a lei $1/v$ na região térmica e apresentam ressonâncias isoladas na região epitérmica. Nesses detectores, como, por exemplo, o ouro e cobalto, prevalecem reações de captura radiativa (n,γ).

Um detector de ativação é sensível a nêutrons de todas as faixas de energia, portanto ao irradiar um detector sem cobertura de cádmio (nu), parte da atividade de saturação induzida será devida a nêutrons térmicos e outra a epitérmicos (intermediários e rápidos), desta forma, pode-se escrever a seguinte equação,^[8]

$$A_{nua}^{\infty} = A_{th}^{\infty} + A_{ep}^{\infty} , \quad (3.17)$$

sendo A_{th}^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons térmicos e A_{ep}^{∞} a atividade de saturação devida aos nêutrons epitérmicos. A parcela de atividade total do detector de

ativação *nu* (sem cobertura de cádmio) devida aos nêutrons térmicos é determinada através de uma técnica conhecida como *razão de cádmio*. Tal técnica consiste em irradiar no mesmo ponto do reator nuclear, em tempos diferentes, e sob idênticas condições um detector de ativação *nu* e um detector *coberto* com cádmio. Assim, obtendo a razão de cádmio para detectores de ativação de massas diferentes, tem-se

$$R_{Cd} = \frac{A_{Nua}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}} \frac{m_{cd}}{m_{nua}}, \quad (3.18)$$

sendo A_{cd}^{∞} a atividade de saturação do detector coberto com cádmio, m_{cd} a massa do detector coberto com cádmio e m_{nua} a massa do detector *nu* (sem cobertura).

A equação (3.18) é aplicada a detectores infinitamente diluídos para a qual não se faz necessária a correção devida ao fator de autoblindagem. Para detectores hiperpuros a equação para razão de cádmio é dada por ^[1],

$$R_{cd} = \left[\frac{A_{nua}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}} \frac{G_{ep}}{G_{th}} + F_{cd} \left(1 - \frac{G_{ep}}{G_{th}} \right) \right] \frac{m_{cd}}{m_{nua}}, \quad (3.19)$$

sendo G_{ep} o fator de autoblindagem para região epitérmica, G_{th} o fator de autoblindagem da região térmica e F_{cd} o fator de cádmio. Sobre o fator de autoblindagem, falaremos mais adiante.

O cádmio tem a função de filtro para os nêutrons térmicos, devido sua alta seção de choque de absorção térmica, portanto a atividade induzida em um detector coberto com cádmio é dada por nêutrons epitérmicos. Todavia o cádmio não é um filtro ideal, ou seja, uma pequena parcela de nêutrons epitérmicos é absorvida na cobertura de cádmio, desta forma, a atividade de saturação epitérmica é dada por,

$$A_{ep}^{\infty} = A_{cd}^{\infty} F_{cd}, \quad (3.20)$$

onde o fator de cádmio F_{cd} restaura a contribuição devida aos nêutrons epitérmicos absorvidos na cobertura de cádmio (Cd). Trabalhando com as equações (3.17), (3.18) e

(3.20) obtém-se, para a atividade de saturação térmica

$$A_{th}^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \right), \quad (3.21)$$

e para atividade de saturação epitérmica,

$$A_{ep}^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}. \quad (3.22)$$

3.4.2 Fluxo de Nêutrons Térmicos

Dada a equação (3.21) para a atividade de saturação térmica, substituindo-a na equação (3.11) obtém-se o fluxo de nêutrons térmicos dado pela expressão:

$$\Phi_{th} = \frac{A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \right) P_a}{N_A m \bar{\sigma}_{act} K_{th}}. \quad (3.23)$$

Nota-se que houve a introdução do fator K_{th} que leva em conta o fator de perturbação térmico, sendo este fator necessário para restaurar o fluxo de nêutrons ao seu valor não perturbado. Para o caso de detectores infinitamente diluídos o termo $K_{th} = 1$, mas para casos nos quais são usados detectores de ativação hiperpuros de espessuras significativas, este termo tem um valor particular. Este assunto será abordado de forma mais profunda em seções seguintes.

3.4.3 Fluxo de Nêutrons Epitérmicos

O fluxo de nêutrons epitérmicos, ou seja, todos nêutrons com energia acima da faixa térmica, é definido por,

$$\Phi_{ep} = \int_{E_{cd}}^{E_2} \Phi(E) dE, \quad (3.24)$$

sendo o limite de integração inferior E_{cd} definido como a energia de corte de cádmio^[6] e o limite superior E_2 a energia de limiar entre a região intermediária e a região rápida, já que a faixa de atuação da seção de choque do ^{197}Au , usado como detector de ativação, não atinge a região rápida do espectro de nêutrons. Na região intermediária o fluxo é proporcional a $1/E$, ou seja, varia com o inverso da energia do nêutron e para esta faixa de energia é conveniente introduzir a variável letargia, μ , no lugar da energia E , de tal forma que

$$\mu = \ln \frac{E_0}{E}, \quad (3.25)$$

sendo E_0 o limite da energia dos nêutrons em um reator nuclear e seu valor é normalmente adotado como 10 MeV. Conforme os nêutrons vão sendo moderados, isto é, perdendo sua energia, a letargia vai aumentando. Assim, o fluxo de nêutrons intermediários expresso por intervalo de letargia é dado por

$$\Phi(\mu) d\mu = -\Phi(E) dE, \quad (3.26)$$

sendo,

$$\Phi(\mu) = E\Phi(E), \quad (3.27)$$

Isolando $\Phi(E)$ na equação (3.27) e substituindo na integral (3.24), tem-se

$$\Phi_{ep} = \int_{E_{cd}}^{E_2} \Phi(\mu) \frac{dE}{E}, \quad (3.28)$$

assumindo $\Phi(\mu)=cte$, resultando em

$$\Phi_{ep} = \Phi(\mu) \ln \frac{E_2}{E_{cd}}. \quad (3.29)$$

Uma vez definido o fluxo de nêutrons epitérmicos, segue-se para a análise da

atividade de saturação de um detector de ativação coberto com cádmio. Pode-se definir a atividade de saturação do detector coberto com cádmio como,

$$A_{cd}^{\infty} = N_T \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE , \quad (3.30)$$

considerando a relação $\varphi(\mu) = E\varphi(E)$, tem-se

$$A_{cd}^{\infty} = N_T \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) \frac{dE}{E} = N_T \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E} . \quad (3.31)$$

Isolando $\varphi(\mu)$ da equação anterior, obtém-se a expressão,

$$\Phi(\mu) = \frac{A_{Cd}^{\infty}}{N_T \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E}} = \frac{A_{Cd}^{\infty}}{N_T I_R^{\infty}} , \quad (3.32)$$

sendo N_T o número total de átomos alvo no detector e I_R^{∞} a integral de ressonância, onde o limite da energia de corte E_{cd} é 0,55 eV, para uma cobertura de cádmio de 0,5mm de espessura^[5]. Portanto, os limites da integral de ressonâncias são $E_{cd}=0,55 \text{ eV}$ e $E_2=1,05.10^6 \text{ eV}$ para o fluxo de nêutrons intermediários.

Após a determinação do fluxo em função da letargia em (3.32), substitui-se a mesma na equação (3.29), obtendo para a região intermediária do espectro neutrônico,

$$\Phi_{ep} = A \frac{I_{cd}^{\infty}}{N_T I_R^{\infty}} \ln \frac{E_2}{E_{cd}} . \quad (3.33)$$

A equação (3.33) para o fluxo de nêutrons intermediários é aplicada a detectores de ativação onde o fator de autoblindagem é desprezível como os infinitamente diluídos, mas para os detectores hiperpuros, deve-se considerar o fator de perturbação devido aos nêutrons epitérmicos K_{int} . Assim,

$$\Phi_{ep} = \frac{A_{cd}^{\infty}}{N_T \cdot I_{R^*} \cdot K_{ep}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}} . \quad (3.34)$$

Logo o φ_{ep} em termos da atividade de saturação do detector nu será dado por,

$$\Phi_{ep} = \frac{A_{nua}^{\infty}}{N_T \cdot I_R^{\infty} \cdot K_{ep} \cdot R_{cd}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}} . \quad (3.35)$$

sendo o valor de E_2 de 1,05 MeV^[1].

3.5 Fatores de Correção para Perturbação do Fluxo de Nêutrons

As folhas de ativação, devido às suas pequenas dimensões, produzem perturbações no campo neutrônico bem menores que os detectores convencionais. No entanto, quando se deseja obter o valor absoluto do fluxo neutrônico é necessário conhecer os fatores de correção de fluxo, a fim de se determinar o valor deste, sem os efeitos de perturbação ^[9].

Os fatores de perturbação de fluxo podem ser divididos em dois: Autoblindagem (G) e depressão de fluxo (H).

O efeito de autoblindagem se deve à atenuação do fluxo neutrônico das camadas externas da folha para as internas, provocando uma distribuição de fluxo não homogênea no detector, tendo como consequência uma diminuição na ativação da folha causada pela diminuição do fluxo neutrônico.

O fator de autoblindagem é definido como sendo a razão entre o fluxo médio no detector e o fluxo na superfície, e é matematicamente expresso por:

$$G = \frac{\bar{\Phi}}{\Phi_s} . \quad (3.36)$$

O fator de autoblindagem térmico pode ser calculado, assumindo um fluxo de nêutrons isotrópicos através da seguinte equação ^[10,11]:

$$G_{ter} = \frac{1}{2x} (1 - 2E_3(x)), \quad (3.37)$$

onde $x = \Sigma_a \cdot s$, sendo Σ_a = seção de choque macroscópica média de absorção, s = espessura da folha e E_3 é a função exponencial de terceira ordem, que pode ser dada por^[12]:

$$E_3(x) = \frac{1}{2} (e^{-x}(1-x) + x^2 E_1(x)), \quad (3.38)$$

onde E_1 é a função exponencial de primeira ordem e pode ser expandida em série:

$$E_1(x) = x - \frac{x^2}{2 \cdot 2!} + \frac{x^3}{3 \cdot 3!} + \dots - \ln(x) - \gamma, \quad (3.39)$$

onde γ é a constante de Euler.

Na região epitérmica a seção de choque de ativação pode ser dividida na componente $1/v$ e, em uma ou mais ressonâncias descritas pela fórmula de Breit-Wigner. A autoblindagem da parte $1/v$ é desprezível quando comparada com a autoblindagem ressonante, tendo em vista os altos valores da seção de choque na ressonância.

O fator de autoblindagem epitérmico num campo isotrópico é dado por:

$$G_{epi}(\tau) = \frac{\tau}{2} \int_{\tau/2}^{\infty} z^{-2} e^{-z} (I_0(z) + I_1(z)) dz, \quad (3.40)$$

onde $\tau = \Sigma_a e$, I_0 e I_1 são as *funções de Bessel* modificadas de grau zero e grau um, de primeira ordem.

Uma função de aproximação simples para o fator de autoblindagem epitérmico, válida para quaisquer espessuras, é dada por Bensch ^[13,14]:

$$G_{ep} = \frac{1}{\sqrt{2 \Sigma_R d + 1}}, \quad (3.41)$$

onde $\Sigma_R = N\sigma_R$ sendo σ_R o valor máximo da seção de choque de ressonância corrigido quanto ao alargamento Doppler da ressonância, N o número de átomos alvo/cm³ e da espessura do detector.

O efeito de depressão de fluxo (H) se deve ao fato da folha de ativação ocupar um espaço anteriormente ocupado pelo meio moderador; com isso, além da folha não permitir no local a mesma taxa de espalhamento, ela absorve nêutrons, provocando ao seu redor uma depressão no fluxo neutrônico.

O fator de depressão de fluxo H pode ser definido como:

$$H = \frac{\Phi_S}{\Phi_M}, \quad (3.42)$$

Sendo, Φ_S o fluxo de nêutrons junto à superfície do moderador, Φ_M o fluxo não perturbado no moderador.

O fator de depressão de fluxo dado pela teoria de transporte pode ser escrito como ^[15]:

$$H(\gamma, \tau) = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{2} - {}_3E(\tau) \right) g(R, \gamma)}, \quad (3.43)$$

onde $\gamma = \frac{\lambda}{\lambda_s}$ é a razão entre o livre caminho médio total e o livre caminho médio de espalhamento e $g(R, \gamma)$ é o fator de Skyrme modificado por Kitch e Eldridge ^[16] para uma folha na forma de um disco de raio r tal que:

$$g(R, \gamma) = \frac{3}{2} \left(\frac{L}{\gamma} \right) S \left(\frac{2r}{L} \right) - K \left[\left(\frac{2r}{\lambda} \right), \gamma \right] r_g, \quad (3.44)$$

sendo L o comprimento de difusão, r_g o fator de correção de Skyrme-Ritch-Eldridge, S a função de Skyrme, é dada por :

$$S(x) = 1 - \frac{4}{x} \int_0^x e^{-xt} (1-t^2) dt, \quad (3.45)$$

onde $x = 2r/L$.

Assim, o fator de perturbação de fluxo térmico K_{th} é dado por,

$$K_{th} = G_{th} H, \quad (3.46)$$

e o fator de perturbação epitérmico K_{epi} é dado basicamente pelo fator de auto blindagem ressonante G_{epi} .

Neste trabalho os fatores de perturbação foram calculados experimentalmente a partir da modelagem das folhas de ativação no núcleo do Reator IPEN/MB- 01, utilizando o programa computacional MCNP-5. A metodologia usada para esse cálculo e os resultados, serão abordados mais adiante.

3.6 Espectro de Nêutrons de um Reator Térmico

Teoricamente a distribuição de energia dos nêutrons em um reator nuclear térmico pode ser dividida em três grandes grupos denominados como térmico, intermediário e rápido. As faixas de energia que caracterizam esses grupos estão relacionadas aos estágios de interação dos nêutrons com o meio e com a geração desses nêutrons. Esses estágios são, a geração de nêutrons com alta energia, a moderação da energia dos nêutrons e a termalização dos nêutrons, isso é o equilíbrio térmico dos nêutrons com o agente moderador e são representados respectivamente pelos espectros rápidos, intermediário e térmico.

Na FIG. 3.2 ilustra-se uma Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior do núcleo de um reator nuclear térmico homogeneizado.

FIGURA 3.2 – Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior núcleo de um reator nuclear térmico homogêneo.

3.6.1 Espectro Rápido

Em um reator nuclear térmico, praticamente só nêutrons rápidos são produzidos no processo de fissão^[17]. A distribuição de energia dos nêutrons prontos resultantes da fissão do U^{235} é denominada como espectro de fissão ou rápido e pode ser representada aproximadamente pela fórmula de Watt equação (3.47), até a energia de 17 MeV. A energia média dos nêutrons nessa distribuição é aproximadamente de 2 MeV, e a energia mais provável é de 0,72 MeV. Considera-se que a faixa rápida do espectro seja dos nêutrons com energia acima de 0,1 MeV^[18,19].

A distribuição de Watt é representada matematicamente como:

$$S(E) = A e^{-E} \sinh \sqrt{2E}, \quad (3.47)$$

sendo, E a energia do nêutron em MeV, $S(E)$ o número de nêutrons por unidade de energia e A uma constante de normalização $\sqrt{2/\pi} \cdot e = 0,484$.

Uma forma alternativa de expressar o espectro de fissão é a distribuição Maxwelliana:

$$S(E) = a \sqrt{E} e^{\left(\frac{-E}{\varepsilon}\right)}, \quad (3.48)$$

onde ε é a energia mais provável da distribuição e $a = 2 / \sqrt{(\pi \cdot \varepsilon^3)}$.

Na FIG. 3.3 mostra-se o espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana.

FIGURA 3.3 – Espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana

3.6.2 Espectro Intermediário

O grupo intermediário corresponde ao estágio onde os nêutrons perdem sua energia para o meio via a interação com materiais que têm como características específicas pouca absorção de nêutrons e grande poder de moderação da energia dos nêutrons. Este grupo pode ser subdividido nas regiões

de ressonância e na região de moderação onde a distribuição energética dos nêutrons apresenta-se na forma do inverso da energia do nêutron $1/E$, ou seja, o espectro de nêutrons intermediários varia na razão inversa de sua energia. Essa região corresponde à faixa de energia dos nêutrons de 0,55 eV até $\sim 0,1$ MeV ^[14].

Considerando um meio moderador infinito, homogêneo e não absorvedor, o espectro de nêutrons intermediários pode ser escrito da seguinte forma:

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\xi N \sigma_s} \frac{1}{E} \quad (3.49)$$

Sendo, Q a densidade de moderação, σ_s a seção de choque de espalhamento microscópica, N quantidade de átomos por volume, $\xi N \sigma_s$ poder de moderação e $\frac{Q}{\xi N \sigma_s}$ é o fluxo por intervalo logaritmo de energia, onde $\xi = \overline{\Delta \ln E}$.

Dada a extensão de várias ordens de grandeza do espectro de nêutrons num reator, utiliza-se de um recurso matemático onde se substitui a energia do nêutron por uma grandeza adimensional, chamada de letargia, como demonstrado na seção 3.4.3 *Fluxo de Nêutrons epitérmicos*.

A energia dos nêutrons rápidos diminui por colisões elásticas com os materiais que compõem o núcleo do reator, até os nêutrons entrarem em equilíbrio térmico com o elemento moderador, quando se tornam nêutrons térmicos.

3.6.3 Espectro Térmico

Quando os nêutrons atingem o estado de equilíbrio térmico com os átomos do moderador, suas energias passam a ser determinadas pela distribuição de energia térmica dos átomos do moderador e o espectro de energia dos nêutrons pode ser representado por uma distribuição maxwelliana na temperatura T do material moderador. Assim, tanto o fluxo de nêutrons, como a densidade de nêutrons podem ser expressos como função da velocidade dos nêutrons ou da energia dos nêutrons e da temperatura do meio.

Embora a distribuição maxwelliana seja uma boa aproximação do espectro de nêutrons térmicos em algumas posições do reator, os nêutrons só atingem de fato o equilíbrio térmico com o meio em regiões onde a absorção é pequena, como por exemplo, uma coluna de grafite ^[21].

A densidade de nêutrons como função da velocidade $n(v)$ é dada por :

$$n(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\left(\frac{m}{2kT}\right)^3}{2} v^2 e^{\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right)}. \quad (3.50)$$

O fluxo de nêutrons em função da energia $\Phi(E)$ é dado por:

$$\Phi(E) = \frac{E}{(KT)^2} e^{\left(\frac{-E}{KT}\right)}. \quad (3.51)$$

A equação (3.50) e (3.51) são normalizadas por unidade de área, como pode ser visto nas FIG. 3.4 e 3.5 :

FIGURA - 3.4 - Distribuição Maxwelliana de Velocidades

FIGURA 3.5 - Distribuição Maxwelliana do Fluxo

Da equação (3.50) tem-se que a velocidade mais provável é dada por:

$$v_0 = \left(\frac{2KT}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.52)$$

o que corresponde à energia de $\frac{mv_0^2}{2} = KT$.

Para muitos propósitos é adequado utilizar o fluxo convencional Φ_0 :

$$\Phi_0 = nv_0, \quad (3.53)$$

sendo, n a densidade total de nêutrons, v_0 a velocidade mais provável (2200 m/s).

Esta velocidade é escolhida por ser a velocidade mais provável de uma distribuição de velocidades maxwelliana a uma temperatura de 20,44°C, que corresponde à energia mais provável de 0,025 eV.

3.7 Correções Experimentais

Após a espectrometria gama dos detectores de ativação, para o cálculo do fluxo de nêutrons, devem-se realizar algumas correções experimentais, devido ao fator de que todas as irradiações deveriam ser idênticas, pois as folhas (detectores) de ativação deveriam ser irradiadas a uma só potência e sem perturbar o fluxo no local onde foram inserida. Essas correções são o fator de normalização monitorado pelo canal 10 da instrumentação nuclear, que monitora pequenas diferenças de potências entre irradiações distintas, a rampa de subida de potência e por fim à autoabsorção nas folhas de ativação durante a espectrometria gama após serem irradiadas.

3.7.1 Fator de Normalização

Devido às pequenas variações de potência existentes entre as diversas operações de irradiações dos detectores de ativação, em que a potência oscila para mais ou para menos do valor desejado, é necessário normalizar a condição de irradiação [20,21].

Este fator é obtido através de aquisições de contagens do canal 10 da instrumentação nuclear, a cada 1 segundo durante o tempo de irradiação à potência desejada. O fator de normalização F_n é obtido pela expressão (3.54):

$$F_n = \frac{\overline{C_i}}{\overline{C}}, \quad (3.54)$$

onde $\overline{C_i}$ é a média das contagens registradas pelo canal 10 durante a operação que se tem o objetivo de normalizar e $\overline{C}$ é a média das médias das contagens de todas as operações que serão normalizadas.

É fundamental que durante a irradiação, as barras de controle do reator estejam igualmente inseridas no núcleo do reator, mantendo assim constante a distribuição espacial do fluxo de nêutrons ao longo do comprimento ativo do detector B-10 do canal 10, bem como na folha de ativação irradiada.

3.7.2 Fator de Rampa

A rampa de subida de potência do reator, tempo em que a potência do reator vai de 0,01W até 100W, varia de irradiação para irradiação, sendo assim é necessário descontar a contribuição na taxa de reação induzida nas folhas de ativação durante este tempo.

Matematicamente o fator de rampa é expresso por^[20,21] :

$$F_r = \frac{\frac{1}{\lambda \cdot \left(\frac{e^{Tr}}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda t})}}{\frac{1}{\lambda \cdot \left(\frac{e^{Tr}}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda t}) + W}} \quad (3.55)$$

Onde, W assume o valor,

$$W = \frac{T}{(1 + \lambda T) \lambda \left(e^{Tr/T} \right) (e^{-\lambda t}) - (e^{-\lambda Tr})}, \quad (3.56)$$

Sendo, T o período de subida de potência, λ a constante de decaimento do radionuclídeo formado, T_r o tempo de subida da rampa de potência e t o tempo de irradiação do detector de ativação.

Por simplicidade pode-se utilizar a equação (3.57), que deriva das equações (3.55) e (3.56) e apresenta resultados muito próximos ao das equações mencionadas:

$$Fr = \frac{1}{1 + \frac{T}{t}}. \quad (3.57)$$

O tempo de subida da rampa de potência foi obtido através de um cronômetro, após a mudança dos canais de controle do reator de partida para potência. Assim, o cronômetro é acionado em 100 miliwatt e travado na potência de irradiação de 100 watts.

O período correspondente a rampa de subida de potência é determinado através

da seguinte equação:

$$T = \frac{T_r}{\ln\left(\frac{P}{P_0}\right)}, \quad (3.58)$$

sendo, P o potência final de irradiação (100 W), P_0 o potência inicial em que se dá inicio a cronometragem (100mW) e T_r o tempo de subida da rampa de potência cronometrado entre P_0 e P .

3.7.3 Correção para Autoabsorção

Outra importante correção, que se aplica aos detectores de ativação irradiados, é a correção quanto à auto absorção gama. Esta correção é realizada através da seguinte expressão:

$$f_{abs} = \frac{1}{T}, \quad (3.59)$$

onde o valor de T é dado por,

$$T = \frac{S \left[1 - e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\left(\frac{m}{S}\right)} \right]}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)m}, \quad (3.60)$$

sendo f_{abs} o fator de auto absorção gama, μ o coeficiente de atenuação linear, S a área superficial da folha, ρ a densidade do material da folha, m a massa da folha, μ/ρ o coeficiente de atenuação de massa.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

O Reator IPEN/MB-01 é um reator de potência zero especialmente projetado para a medida de uma grande variedade de parâmetros de Física de Reatores, objetivando correlacionar teoria ao experimento. Após quase 18 anos de operação e mais de 3100 operações (ano 2014), vários dos experimentos realizados no Reator IPEN/MB-01 se tornaram padrões de comparação internacional (“Benchmark”).

O núcleo do reator em sua configuração padrão retangular, ilustrado na FIG. 4.1, consiste de um arranjo de 28x26 com 680 varetas combustíveis, enriquecidas a 4,3% com um encamisamento de aço inox (304), inseridas dentro de um tanque moderador de água leve. Uma completa descrição do reator pode ser obtida no Anexo A.

Para esse trabalho, foi feito uma mudança de configuração para que fosse atingido o menor excesso de reatividade do núcleo. O resultado foi uma forma cilíndrica de núcleo com 568 varetas combustíveis, com diâmetro de 28 varetas, como mostrado na FIG.4.2.

O Reator atingiu a criticalidade para esta configuração, à temperatura média entre as irradiações de $24,32 \pm 0,32$ C° com as barras de controle BC1 e BC2 igualmente retiradas 87,7%.

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb		
00																															0	
01																																0
02		UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178	UC 272	UC 641	UC 327	UC 252	UC 124		0	
03		UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330		0	
04		UC 679	UC 645	UC 174	UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196	UC 219	UC 655	UC 701		0	
05		UC 153	UC 657	UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 116	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 606	UC 736	UC 200		0	
06		UC 123	UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240	UC 133		0	
07		UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642		0	
08		UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 376	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 644	UC 317		0	
09		UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 583	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 180		0	
10		UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 521	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270		0	
11		UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 399	UC 542	UC 383	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331		1	
12		UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689	UC 358	UC 470	UC 681	UC 572	UC 485	UC 359	UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 269	UC 312	UC 630		1	
13		UC 085	UC 368	UC 152	UC 169	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699	UC 374	UC 552	UC 402	UC 435	UC 378	UC 332	UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059		1	
14		UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 536	UC 466	UC 343	UC 406	UC 449	UC 354	UC 569	UC 711	UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 226	UC 348	UC 504	UC 260		1	
15		UC 222	UC 316	UC 489	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477	UC 549	UC 322	UC 326	UC 361	UC 523	UC 695	UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259		1	
16		UC 293	UC 518	UC 266	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717	UC 335	UC 498	UC 401	UC 375	UC 555	UC 353	UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 066		1	
17		UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682	UC 536	UC 544	UC 697	UC 708	UC 556	UC 390	UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734		1	
18		UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610		1	
19		UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 560	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087		1	
20		UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 288	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 089	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217		2	
21		UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	AC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 660	UC 597		2	
22		UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636		2	
23		UC 163	UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 160	UC 458	UC 309	UC 268	AS 020	UC 576	UC 493	UC 244	AS 021	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279	UC 177		2	
24		UC 165	UC 325	UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648	UC 675	UC 175		2	
25		UC 704	UC 696	UC 139	UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187	UC 127	UC 633	UC 302		2	
26		UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680		2	
27		UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118		2	
28																															2	
29																																2
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb		

FIGURA 4.1 – Representação da configuração padrão retangular 28x26 varetas combustíveis.

4.1 Calibração das Barras de Controle

É de grande interesse na operação de um reator que se conheça não só a magnitude da reatividade total das barras de controle, como também a reatividade diferencial em cada um de seus trechos. Assim sendo, utiliza-se normalmente em operação, o termo calibração de uma barra, como a determinação do valor da reatividade em cada trecho, bem como a reatividade total ou integral da barra. Existem vários métodos de se determinar a reatividade de uma barra, entre elas têm-se as seguintes^[1]:

- Método do período estável;
- Método da cinética inversa.

Para o Método *do Período Estável* é utilizada a equação de Inhour (4.1), que relaciona reatividade com período do reator. O Período (4.2) é definido como tempo, em segundos, necessário para que a potência do reator aumente de um fator exponencial ($e=2,7182$).

$$\rho = \frac{l^*}{KT} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{(1 + \lambda_i T)} \quad (4.1)$$

Onde o primeiro termo se relaciona com os nêutrons prontos e o segundo com os atrasados. Os parâmetros λ_i 's, β_i 's (TABELA 4.1) e l são característicos do reator e T é o período de crescimento da população de nêutrons após a retirada da BC (barra de controle) ^[43].

O tempo de dobramento (δ), por sua vez, é o tempo em segundos necessário para que a potência do reator aumente de um fator 2, e esse foi o parâmetro medido no experimento com o auxílio de um cronômetro e da leitura das potências nos canais 5 e 6 e convertendo-os posteriormente em período de acordo com (4.2).

$$T = \frac{\delta}{\ln 2} = \frac{\delta}{0,693} \quad (4.2)$$

TABELA 4.1 - Parâmetros cinéticos efetivos totalmente experimentais para o reator IPEN/MB-01* utilizadas neste trabalho

β_i	$\lambda_i(s^{-1})$
$(2,679 \pm 0,023)E-4$	0,012456
$(1,463 \pm 0,069)E-3$	$0,0319 \pm 0,0032$
$(1,34 \pm 0,13)E-3$	$0,1085 \pm 0,0054$
$(3,10 \pm 0,10)E-3$	$0,3054 \pm 0,0055$
$(8,31 \pm 0,62)E-4$	$1,085 \pm 0,044$
$(4,99 \pm 0,27)E-4$	$3,14 \pm 0,11$

* Comunicação pessoal com o Físico Rogério Jerez gerente adjunto de operação do Reator nuclear IPEN/MB-01, novembro de 2013.

Experimentalmente, o método consiste em criticalizar o reator a uma baixa potência, efetuando-se em seguida, uma retirada parcial da barra. Nestas condições, o reator torna-se supercrítico. Mede-se adequadamente o período obtendo-se assim por intermédio da expressão (4.1) a reatividade correspondente. Em seguida retorna-se o reator à condição de criticalidade mediante a inserção da outra barra até atingir a potência original.

O *Método da Cinética Inversa*(4.3) baseia-se na avaliação temporal e em tempo real da população neutrônica do reator através dos sinais de detectores de nêutrons, sendo obtidos durante a operação através da leitura de dois canais experimentais em um programa computacional instalado em PC, que resolve a equação abaixo para reatividade instantânea $\rho(t)$.

$$\rho(t) = \frac{\Lambda}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} + \beta - \frac{\Lambda}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(0) e^{-\lambda_i t} - \frac{1}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i e^{-\lambda_i t} \int_0^t N(t') e^{\lambda_i t'} dt \quad (4.3)$$

4.1.1 Procedimentos experimentais

O reator foi ligado e criticalizado a 2W. A barra de controle 2 foi totalmente extraída e a barra de controle 1 inserida em 18,82% posição relativa. Foi retirada então a barra de controle 1 até o período de 100s à posição de 84%. Essa configuração deve ser mantida por um tempo para estabilização da população de nêutrons atrasados +ou- 5s. Em seguida, o tempo de dobramento é medido com cronômetro enquanto se vigia a reatividade no reatímetro calculada no software pelo método da cinética inversa. Após isso, a barra de controle 2 é inserida para compensar a reatividade inserida pela barra de controle 1 para o reator fique novamente crítico a 2W.

Esse procedimento (com todas as anotações e medições das posições das barras, reatividade e tempo de dobramento) de retirada da barra de controle 1 e inserção da barra de controle 2 foi repetido até que a barra de controle 1 fosse totalmente extraída e equivalentemente a barra de controle 2 chegasse a uma posição mínima (18,82% inserida) sem que isso levasse o reator a subcriticalidade.

Ao final do experimento, após as 7 posições de barra consideradas, a barra de controle 2 foi levada a 0% manualmente e a variação da reatividade verificada utilizada para os cálculos de reatividade integral.

A temperatura do moderador foi mantida constante em aproximadamente 20,29°C para não interferir na reatividade do sistema.

4.1.2 Resultados

Para a obtenção dos valores de reatividade discretos da barra de controle 2 foram necessárias medições de tempo de dobramento δ , reatividade inserida pela movimentação percentual da barra no reatímetro de dois canais. Foi calculado o período, média dos canais de reatividade, somatório da reatividade integral da barra, e reatividade inserida pela equação Inhour.

Nas duas figuras a seguir, mostra-se as curvas de reatividade em oito postos de movimentação da barra de controle 1, com um ajuste pela equação de *Boltzmann*, para o cálculo da reatividade integral, pelos métodos da Cinética inversa (FIG. 4.3) e período estável (FIG. 4.4). Os dados coletados e calculados estão apresentados abaixo:

FIGURA 4.3 - Curva de calibração de reatividade integral da BC#1 (barra de controle 1) pelo método da Cinética Inversa.

FIGURA 4.4 - Curva de calibração de reatividade integral da BC#1 (barra de controle 1) pelo método do período estável.

Os parâmetros da equação de Boltzmann (4.4) foram determinados por software Origin e utilizados para o cálculo da reatividade integral da barra e reatividade da barra até o ponto de partida de 81,18% de barra retirada com o reator crítico a 2 Watts, veja TAB. 4.2.

$$Y = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{(x-x_0)/dx}} + A_2 . \quad (4.4)$$

TABELA 4.2 - Reatividade medida por Cinética inversa e Boltzman.

	Cin. Inv.	Boltzman
ρ integral da Barra	2632,62	2636,33
até 81,18%	2353,8	2353,6

Analisando a tabela acima percebemos a proximidade dos resultados obtidos pelos dois métodos.

O excesso de reatividade no núcleo do reator foi de 278,92 pcm. Esse resultado veio da soma das variações de reatividade de cada trecho de calibração de barra pelo método da cinética inversa.

O excesso de reatividade no núcleo do reator é compensada pela reatividade negativa introduzida por 18,82% de barras, já que o reator foi criticalizado com uma barra totalmente retirada.

A intenção dos gráficos mostrados nas FIGURAS 4.5 e 4.6 a seguir, é mostrar a variação da reatividade das barras de controle ao longo de seu comprimento. Sabe-se que a reatividade tem um comportamento de menor efetividade no início e final de curso da barra de controle, mas devido ao menor excesso de reatividade dessa configuração e ao pequeno número de pontos, essa visualização não ficou tão clara.

FIGURA 4.5 – Curva de calibração de reatividade diferencial da BC#1 (barra de controle 1) pelo método da Cinética inversa

FIGURA 4.6 - Curva de calibração de reatividade diferencial da BC#1 (barra de controle 1) pelo método do período estável.

4.2 Seleção dos Detectores de Ativação

As folhas de ativação a serem utilizadas para medida do espectro de energia dos nêutrons devem ser selecionadas de acordo com os seguintes critérios^[22] :

1. Folhas com alto grau de pureza e consequentemente reações indesejadas,
2. Elementos quimicamente estáveis, na forma metálica,
3. Folhas em pequenas dimensões ou na forma de ligas infinitamente diluídas,
4. As folhas devem ter uma seção de choque de ativação suficiente para se medir uma taxa de contagens no sistema de detecção,
5. Elemento radioativo formado na reação nuclear,
6. Meia-vida do elemento radioativo formado,
7. Faixa de Atuação no espectro de energia dos nêutrons.

Antes da irradiação, as folhas foram devidamente limpas com álcool isopropílico, a fim de se evitar impurezas que possam ocasionar interferências nas medidas. Em seguida foram pesadas em balança de alta precisão. Suas espessuras e diâmetros, são dados normalmente fornecidos pelos fabricantes.

Para a determinação experimental do fluxo térmico e epitérmico foram escolhidos detectores na forma de folhas hiperpuras e infinitamente diluídas. As folhas infinitamente diluídas possuem 1% de átomos de ouro dispersos numa matriz de alumínio contendo 99% de átomos deste elemento. Estas folhas possuem como grande vantagem a não necessidade de serem corrigidas quanto a auto blindagem, devido ao fato do mesmo ser desprezível devido ao pequeno percentual de átomos de ouro e a pequena densidade e seção de choque para nêutrons térmicos do alumínio.

Para o cálculo do espectro de nêutrons foram escolhidas folhas hiperpuras, isto é, 99,99% de átomos de ouro, índio e escândio nuas e cobertas com cádmio e níquel e titânio sem cobertura de cádmio (*nuas*). A escolha das folhas de ouro hiperpuras é feita devido à alta concentração de ouro da qual se pode obter grande ativação e consequentemente uma boa estatística.

4.3 Características das Folhas de Ativação

Nas TAB. 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6 mostram-se as características dos detectores de ativação utilizados para a obtenção do espectro de nêutrons.

TABELA 4.3 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação térmicos.

<i>Folhas</i>	<i>Reação Nuclear</i>	<i>Faixa de Atuação no Espectro *</i> (MeV)
Sc	$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}$	$1,0 \times 10^{-9}$ ____ $1,3 \times 10^{-6}$
Au	$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	$1,0 \times 10^{-8}$ ____ $6,3 \times 10^{-6}$

* 90% da Taxa de Reação Nuclear^[17]

TABELA 4.4 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação intermediários.

<i>Folhas</i>	<i>Reação Nuclear</i>	<i>Faixa de Atuação no Espectro *</i> (MeV)
Sc	$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}^{**}$	$2,5 \times 10^{-7}$ ____ $4,5 \times 10^{-3}$
Au	$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}^{**}$	$2,8 \times 10^{-6}$ ____ $3,0 \times 10^{-5}$

* 90% da Taxa de Reação Nuclear ** Folhas irradiadas com cobertura de cádmio;

TABELA 4.5 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação rápidos.

<i>Folhas</i>	<i>Reação Nuclear</i>	<i>Faixa de Atuação no Espectro *</i> (MeV)
In	$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	1,0 ____ 6,7
In	$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}^{**}$	1,0 ____ 6,7
Ni	$^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{Co}$	1,8 ____ 8,2
Ni	$^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{Co}^{**}$	1,8 ____ 8,2
Ti	$^{47}\text{Ti}(n, p) ^{47}\text{Sc}$	1,8 ____ 8,2
Ti	$^{47}\text{Ti}(n, p) ^{47}\text{Sc}^{**}$	1,8 ____ 8,2
Ti	$^{48}\text{Ti}(n, p) ^{48}\text{Sc}^{**}$	5,5 ____ 13

* 90% da Taxa de Reação Nuclear ** Folhas irradiadas com cobertura de cádmio.

TABELA 4.6 - Massa e espessura das folhas irradiadas.

<i>Folhas Irradiadas</i>	<i>Massa (g)±0,001%**</i>	<i>Espessura (cm)</i>
1% Au – 99% Al	0,02394	0,02
1% Au – 99% Al *	0,02478	0,02
Sc	0,01843	0,00127
Sc *	0,01848	0,00127
Ti	0,05007	0,00254
Ni	0,10009	0,00254
In	0,04046	0,00127
In *	0,03926	0,00127

* Com cobertura de cádmio de 0,5 mm de espessura.

** incertezas relacionadas a 5ª casa decimal da balança de precisão .

4.4 Condições de Irradiações

As folhas de ativação são afixadas a uma placa de lucite FIG. 4.7 a qual possui uma série de rebaixos onde estas folhas são inseridas. O lucite é um material hidrogenado que apresenta característica neutrônicas semelhante à água, o que provoca uma menor perturbação no fluxo de nêutrons no núcleo do reator, quando comparado a uma placa de alumínio (vazio). Essas placas têm dimensões tais que permitem a sua inserção entre os canais do núcleo do reator (espaços entre varetas combustíveis).

FIGURA 4.7 - Ilustração da placa de lucite e das posições dos encaixes dos detectores de ativação e as suas respectivas cotas.

Para uma melhor distribuição do fluxo de nêutrons, foram feitas irradiações em quatro diferentes canais de irradiação, ilustrados na FIG. 4.8.

FIGURA 4.8 – Canais de irradiação da configuração cilíndrica.

O tempo de irradiação foi estimado levando-se em conta a meia-vida do radionuclídeo formado na reação nuclear de interesse e a seção de choque de ativação do alvo irradiado. Em algumas folhas foram utilizadas caixas de cádmio como cobertura, a fim de evitar-se interferência de nêutrons térmicos. As seções de choque de ativação das folhas de ativação formados nas reações nucleares, bem como a meia-vida podem ser vistos na TAB. 4.7^[7].

Todas as irradiações foram realizadas à potência de 100 watts considerando a medida do canal 6 (calibrado em potência ^[23]) configurada para forma padrão de núcleo 28x26. De acordo com trabalho de SILVA (2014)^[24], para a configuração cilíndrica 28x28 varetas combustíveis, a potencia do reator é $74,64 \pm 2,43$ Watts. As folhas foram posicionadas na posição central do núcleo do reator no caso da caracterização do espectro, no moderador e as irradiações foram normalizadas entre si, através do registro da contagem do canal 10 do reator, durante o tempo de irradiação, que dista 50,6 cm do núcleo da configuração cilíndrica em relação a sua face leste e trata-se de um detector de Boro-10 operando no modo pulso. Com isso qualquer pequena flutuação na potência do reator de uma irradiação para a outra pode ser corrigida e normalizada. No caso do fluxo no centro do núcleo do reator, como a alteração de configuração alterou a distribuição de fluxo no interior do núcleo o canal 10 serviu de fato como um canal de medida da potência, pois o canal 6 não detectou corretamente as alteração da configuração do núcleo devido a sua proximidade da placa matriz do núcleo do reator. Assim, apesar de fixarmos a corrente elétrica do canal 6 no valor correspondente a 100 watts ($0,69 \times 10^{-5}$ A), o canal 10 nos mostra que a potência de irradiação das folhas de *Au-Al* é precisamente de $(74,64 \pm 2,43)$ watts, segundo minucioso trabalho realizado por Silva ^[24].

TABELA 4.7 - Meia-vida dos produtos formados e tempo de irradiação dos detectores

Reação Nuclear/Produto Formado	Tempo de Irradiação (horas)	Meia-Vida dos Produtos Formados (horas)
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198}$	1 h	64,56
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198*}$	1 h	64,56
$\text{Sc}^{45}(\text{n}, \gamma) \text{Sc}^{46}$	1 h	2011,92
$\text{Sc}^{45}(\text{n}, \gamma) \text{Sc}^{46*}$	1 h	2011,92
$\text{Ti}^{47}(\text{n},\text{p}) \text{Sc}^{47}$	3 h	44
$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p})\text{Co}^{58}$	2 h	1728
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}}$	1 h	4,5
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}*}$	1 h	4,5

* Folhas irradiadas com cobertura de cádmio.

4.5 Correções Experimentais

Durante as irradiações dos detectores de ativação, devem-se realizar algumas correções experimentais, devido à rampa de subida de potência, ao fator de normalização das irradiações obtidas pelo canal 10 da instrumentação nuclear, que monitora pequenas diferenças de potências durante a irradiação e entre irradiações distintas.

4.5.1 Fator de Normalização

Durante as irradiações, com o reator crítico, a potência do reator oscila minimamente entre o valor estipulado para as irradiações. Assim, devido a essas pequenas variações de potência existentes entre as diversas operações de irradiações dos detectores de ativação, é necessário normalizar a condição de todas as irradiações [20,21,23].

Este fator é calculado através de aquisições de contagens do canal 10 da instrumentação nuclear, a cada 5 minutos de irradiação em tempos de aquisição de 6 segundos.

O fator de normalização F_n é obtido pela expressão (4.1):

$$F_n = \frac{\bar{C}_i}{\bar{C}} \quad (4.1)$$

Onde $\bar{C}_i$ é a média das contagens registradas pelo canal 10 durante a operação que se tem o objetivo de normalizar e $\bar{C}$ é a média das médias das contagens de todas as operações que serão normalizadas. O resultado para cada irradiação é mostrado na TAB.4.8.

É fundamental que durante a irradiação, as barras de controle do reator estejam igualmente inseridas no núcleo do reator, mantendo assim constante a distribuição espacial do fluxo de nêutrons ao longo do comprimento ativo do detector B-10 do canal 10, bem como na posição do núcleo onde se encontra a folha de ativação irradiada.

TABELA 4.8- Resultados de Fator de normalização de potencia para todas as irradiação utilizada nos cálculos de fluxo de nêutrons.

Detector	cádmio	Canal de irradiação	Fn ± Desvio (%)
¹⁹⁷ Au 99%	não	14-15	0,9700±1,518
¹⁹⁷ Au 99%	sim	14-15	0,9650±1,268
¹⁹⁷ Au 1%	não	14-15	0,8850±1,526
¹⁹⁷ Au 1%	sim	14-15	0,9925±1,618
¹⁹⁷ Au 1%	não	10-11	0,9800±1,247
¹⁹⁷ Au 1%	sim	10-11	0,9725±1,502
¹⁹⁷ Au 1%	não	06-07	0,9723±1,592
¹⁹⁷ Au 1%	sim	06-07	0,9726±1,516
¹⁹⁷ Au 1%	não	02-03	0,9750±1,543
¹⁹⁷ Au 1%	sim	02-03	0,9925±1,376
¹¹⁵ In	não	14-15	1,0050±1,807
¹¹⁵ In	sim	14-15	1,0200±1,261
⁴⁵ Sc	não	14-15	1,0100±1,512
⁴⁵ Sc	sim	14-15	1,0050±1,826
⁴⁷ Ti	não	14-15	1,0250±1,557
⁵⁸ Ni	não	14-15	1,0100±1,741

4.5.2 Fator de Rampa

Durante o período em que o reator está crítico até atingir a potência de irradiação desejada, as folhas já estão sendo irradiadas por um campo neutrônico. Assim, se faz necessário corrigir esse acréscimo de ativação devido à rampa de subida de potência, pois é de interesse apenas a atividade induzida nas folhas devido ao fluxo de nêutrons à potência desejada.

A FIG. 4.9 ilustra o comportamento da subida de potência em função do tempo e pode-se notar que o nível de potência desejado para a operação foi de 100 watts.

FIGURA 4.9 - Nível de potência em função do tempo.

Com a ajuda de um cronômetro e a metodologia mostrada na seção 3.8.2, foi obtido o Fator de Rampa para cada irradiação, como mostrado na TAB. 4.9.

TABELA 4.9 – Fator de rampa calculado para todas as irradiações utilizadas para medida da distribuição de nêutrons.

Detector	cádmio	Canal de irradiação	Fr
^{197}Au 99%	não	14-15	0,9764
^{197}Au 99%	sim	14-15	0,9696
^{197}Au 1%	não	14-15	0,9787

Detector	cádmio	Canal de irradiação	Fr
^{197}Au 1%	sim	14-15	0,9719
^{197}Au 1%	não	10-11	0,9857
^{197}Au 1%	sim	10-11	0,9834
^{197}Au 1%	não	06-07	0,9836
^{197}Au 1%	sim	06-07	0,9831
^{197}Au 1%	não	02-03	0,9787
^{197}Au 1%	sim	02-03	0,9829
^{115}In	não	14-15	0,9787
^{115}In	sim	14-15	0,9811
^{45}Sc	não	14-15	0,9787
^{45}Sc	sim	14-15	0,9811
^{47}Ti	não	14-15	0,9920
^{58}Ni	não	14-15	0,9892

4.5.3 Fator de correção (k) dos detectores de ativação hiperpuros

Para comparação dos valores medidos experimentalmente de fator de correção, foi considerado duas folhas de ouro com densidades diferentes. Uma considerando a densidade natural do elemento de $19,32 \text{ g/cm}^{-3}$ e outra diluída em 10^{-3} vezes. Foram irradiadas folhas de ouro nessas duas densidades em todas as 35 posições e em quatro canais de irradiação do reator. Os grupos de energia considerados para serem amostrados foram de 0 a 0,55 eV e acima de 0,55 eV. O cálculo do fator de correção (K) para a faixa térmica é obtido pela expressão (4.19):

$$k = \frac{\left(\frac{A_{\infty}}{N_t}\right)^{^{197}\text{Au}}}{\left(\frac{A_{\infty}}{N_t}\right)^{^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}}} \quad , \quad (4,19)$$

Uma simples relação entre a atividade de saturação por núcleo alvo das folhas

hiperpuras $\left(\frac{A^\infty}{N_t}\right)^{Au}$ e a atividade de saturação por núcleo alvo das folhas infinitamente diluídas $\left(\frac{A^\infty}{N_t}\right)^{^{197}\text{Au}-^{27}\text{Al}}$. O valor obtido para a autoblindagem da folha de Au (K_{th}) na região térmica foi,

$$K_{th} = 0,7 \pm 1,5\%$$

O valor obtido para a autoblindagem epitérmica da folha de Au (K_{ep}) foi,

$$K_{Cd} = 0,58 \pm 1,9\%$$

Esses valores corrigem os valores de fluxo de nêutrons quanto aos efeitos de autoblindagem nas folhas de ouro irradiações no centro do núcleo do reator. Todos os valores medidos para fator de correção de fluxo dos detectores hiperpuros estão apresentados do APÊNDICE G, para folhas nuas e cobertas com cádmio, bem como suas parcelas térmicas e epitérmicas. A perturbação devido a depressão de fluxo não foi considerada devido à sua pequena magnitude em comparação a autoblindagem ^[8].

4.6 Espectrometria Gama

Após a irradiação, as folhas de ativação são levadas ao laboratório, para se realizar a espectrometria gama destas folhas, e determinar a taxa de contagem ao término da irradiação, parâmetro diretamente proporcional a atividade da folha neste mesmo período de tempo. Para tal, utiliza-se um sistema de contagem composto de um detector semicondutor de germânio hiper puro com eficiência intrínseca de 40% e eletrônica associada (amplificador, fonte de alta tensão, multicanal e microcomputador). O sistema é calibrado em energia usando fontes radioativas padrões de ^{152}Eu , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{137}Cs , e sua estabilidade e qualidade são testados rotineiramente com fontes padrões, como também são realizados testes estatísticos como por exemplo o qui-quadrado^[4,40].

4.6.1 Eficiência do Sistema de Detecção Gama

Foi obtida a curva de Eficiência^[41] a partir da fonte radioativa padrão de Eu¹⁵², para a 7ª gaveta do sistema de detecção HPGE, distantes do detector 6,9 cm, pois esta foi a utilizada. Tal fonte possuía uma atividade de 13,3 kBq em 01 de março de 1991. A eficiência de um sistema de detecção pode ser expressa matematicamente por^[25]:

$$\varepsilon = \frac{\lambda C e^{\lambda t_e}}{A \cdot I \cdot (1 - e^{-\lambda t_c})} , \quad (4.6)$$

onde, ε é a eficiência do sistema para o material irradiado, λ é a constante de decaimento, C é o número de contagens líquidas no fotopico de interesse, I é a abundância gama do fotopico de interesse, t_e é o tempo de espera para contagem (intervalo de tempo entre o término da irradiação e o início das contagens no detector), A é a atividade da fonte e t_c é o tempo de contagem no detector.

Considerando que o t_c e o t_e são parâmetros definidos na estratégia do experimento e que λ , A e I são obtidos por meio de bibliotecas de dados nucleares, torna-se simples o cálculo da eficiência. A fim de simplificar o cálculo das incertezas dos valores da eficiência pode-se fazer uma aproximação expandindo o termo $e^{-\lambda t_c}$ em série de Taylor, até a 1ª ordem, conforme descrito abaixo.

$$e^{-\lambda t_c} = 1 - \lambda t_c \quad \therefore \quad (1 - e^{-\lambda t_c}) = \lambda t_c \quad \therefore \quad t_c = \text{LT (LiveTime)} \quad \therefore \quad 1 - e^{-\lambda t_c} = \text{LT} \cdot \lambda ,$$

onde LT (*Live Time*) é o tempo de contagem descontado o tempo morto, ou seja, o tempo em que as partículas gama estavam sendo captadas pelo sistema de detecção.

Esta aproximação pode ser feita considerando que na maioria dos casos o tempo de contagem é muito menor que a meia vida dos radionuclídeos, ou seja, considera-se que a atividade do detector é constante durante o tempo de contagem.

Após as devidas substituições a equação da eficiência pode ser reescrita por:

$$\varepsilon = \frac{C \cdot e^{\lambda t_e}}{A \cdot I \cdot LT} \quad (4.7)$$

O cálculo das incertezas pode ser realizado então, usando o método matemático de propagação de erros, conforme a equação dada a seguir^[40]:

$$\left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_c}{C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + (\sigma_\lambda t_e)^2 \quad (4.8)$$

Onde σ representa o desvio-padrão de cada grandeza apresentada na equação (4.7).

A eficiência medida para a 7ª gaveta do sistema de detecção HPGE, onde o sistema é mais eficiente, foi $0,91741\% \pm 0,02\%$. Na FIG. 4.10 mostra-se a curva de eficiência para a 7ª gavetas do sistema de detecção, obtidas através da fonte radioativa de Eu^{152} :

FIGURA 4.10 – Curva de Eficiência da 7ª gaveta com fonte de Eu^{152} .

4.6.2 Análise dos Dados

Após a espectrometria gama das folhas de Ouro, Índio, Escândio, Níquel e Titânio (200 folhas nuas e 198 folhas cobertas com cádmio) e com os dados obtidos são determinadas as atividades de saturação. A equação para a atividade de saturação (3.15) recebe as devidas correções experimentais, devido ao fator de normalização e fator de rampa. Assim a equação final obtida é

$$A^{\infty} = \frac{\lambda C_0}{\varepsilon \cdot I (1 - e^{-\lambda t_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_c})} \frac{F_r}{F_n} \quad (4.9)$$

sendo t_i o tempo de irradiação, t_c o tempo de contagem (LT) e C_0 a contagem do foto pico gama do Au^{198} no instante em que o reator foi desligado, obtido através de um ajuste pelo software ORIGIN $C_0 = NET e^{-\lambda t_e}$, onde NET é nada mais do que a contagem líquida e t_e o tempo de espera desde o SCRAM (*safety control rod axe man*) do reator.

Para cada uma das 356 folhas de ouro, foram feitas três espectrometrias gama em tempos de espera diferentes para o ajuste de decaimento feito no ORIGIN. O mesmo processo foi feito para as folhas de Níquel, Índio, Titânio e Escândio usadas para o cálculo do espectro neutrônico. Portanto, neste trabalho foram realizadas 2958 espectrometrias, isto equivale, a 1482 espectrometrias gamas para as folhas nuas e 1476 para as folhas cobertas com cádmio.

O desvio padrão da atividade de saturação é dado por:

$$\delta_{A^{\infty}} = A^{\infty} \sqrt{\left(\frac{\delta \lambda}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\delta C_0}{C_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta (1 - e^{-\lambda t_i})}{1 - e^{-\lambda t_i}}\right)^2 + \left(\frac{\delta (1 - e^{-\lambda t_c})}{1 - e^{-\lambda t_c}}\right)^2} \cdot (4.10)$$

Os erros percentuais segundo aos tempos são estimados como sendo metade da menor divisão dos cronômetros, isto é,

$$\left(\frac{\delta (1 - e^{-\lambda t_i})}{1 - e^{-\lambda t_i}}\right)^2 + \left(\frac{\delta (1 - e^{-\lambda t_c})}{1 - e^{-\lambda t_c}}\right)^2 \ll 0,1\% ,$$

e assim, desprezando estes termos o desvio padrão final para a atividade de saturação resulta em,

$$\delta_{A^{\infty}} = A^{\infty} \sqrt{\left(\frac{\delta_{\lambda}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{C_0}}{C_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{\varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta_I}{I}\right)^2} \quad (4.11)$$

sendo esta a equação aplicada para obtenção do desvio padrão da atividade de saturação, tanto da folha nua, quanto da folha coberta com cádmio.

O desvio padrão da equação para a razão de cádmio dada por (3.18),

$$\delta_{R_{cd}} = R_{cd} \sqrt{\left(\frac{\delta_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{A_{cd}^{\infty}}}{A_{cd}^{\infty}}\right)^2 - 2 \operatorname{cov} \frac{(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty})}{A_{nua}^{\infty} A_{cd}^{\infty}}}, \quad (4.12)$$

onde $\operatorname{cov}(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty})$ é a covariância entre as atividades de saturação, sendo este fator expresso por

$$\operatorname{cov}(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty}) = \rho \sigma_{A_{nua}^{\infty}} \sigma_{A_{cd}^{\infty}} \quad (4.13)$$

assumindo que o fator de correlação ρ seja 1 significa que estes $(A_{nua}^{\infty} \text{ e } A_{cd}^{\infty})$ termos estão completamente correlacionados, como demonstra BITELLI 1988^[8].

Dada a equação para a atividade de saturação térmica na equação (3.5), o seu desvio padrão associado é

$$\begin{aligned} A_{th}^{\infty} &= A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{cd}}{R_{cd}}\right) \\ &\downarrow \\ \sigma_{A_{th}^{\infty}} &= \sqrt{(\sigma_{A_{nua}^{\infty}})^2 + \left(A_{nua}^{\infty} \frac{F_{cd}}{R_{cd}}\right)^2 \left[\left(\frac{\sigma_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{F_{cd}}}{F_{cd}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_{cd}}}{R_{cd}}\right)^2\right]}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

As equações para os fluxos de nêutrons térmicos e intermediários, e seus desvios padrões são, respectivamente,

$$\Phi_{th} = \frac{A_{\infty}^{th} P_a}{N_a m_{Au} \sigma_{act} K_{th}} \rightarrow \sigma_{\Phi_{th}} = B \sigma_{A_{th}^{\infty}} \quad (4.15)$$

$$\Phi_{int} = \frac{A_{nua}^{\infty}}{N_T \cdot I_R^{\infty} \cdot K_{ep} \cdot R_{cd}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}} \rightarrow \sigma_{\Phi_{ep}} = \Phi_{ep} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_{cd}}}{R_{cd}}\right)^2} \quad (4.16)$$

sendo $B = N_a m_{Au} \sigma_{act} K_{th}$.

A técnica utilizada para os cálculos de desvio-padrão está demonstrada no ANEXO C.

Todos os cálculos, iniciando pelas atividades de saturação (nua e cádmio) até obterem-se os valores dos fluxos de nêutrons térmicos e intermediários foram realizados utilizando o programa computacional EXCEL através da elaboração de planilhas eletrônicas.

Os valores para as atividades de saturação, razão de cádmio, fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos para as 98 posições podem ser observados nos APÊNDICES B, C e D respectivamente.

4.7 Métodos Computacionais

4.7.1 Método de Monte Carlo

O método Monte Carlo utiliza amostragem aleatória para solucionar um problema físico ou matemático. Um modelo estatístico é construído de tal forma que a amostragem de distribuição de probabilidades apropriadas leva a respostas através de médias das grandezas de interesse.

Este método estatístico é amplamente usado em aplicações nucleares como cálculo de blindagens, física neutrônica e transporte de radiação.

No presente trabalho, o método foi utilizado para comparação e validação dos cálculos dos resultados obtidos experimentalmente [26].

4.7.1.1 Código MCNP-5

O código MCNP utiliza o método de Monte Carlo, método este, estatístico, cujas características das partículas que se propagam num determinado meio, são estimadas por meio de amostragem de um grande número de histórias individuais dessas partículas, cujas trajetórias são simuladas matematicamente através de um computador.

Neste trabalho utiliza-se o código computacional “Monte Carlo N Particles” (MCNP) na versão 5, gentilmente cedido pelo Prof. Dr Admir dos Santos, para solucionar problemas através do método de Monte Carlo. Neste código é possível modelar a geometria do problema em questão como, por exemplo, o núcleo de um reator e calcular grandezas de interesse à Física de Reatores. Para a modelagem, o código trabalha com diversas geometrias como planos, cilindros, esferas, etc. utilizados para constituir o problema em questão. Juntamente com a parte geométrica é necessário trabalhar os materiais que preenchem estas geometrias usando bibliotecas de dados nucleares [27,28].

Os resultados das simulações foram normalizados pela potência de 74,65W^[24] pela equação (4.17) [39].

$$\Phi_N \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right] = \frac{P[w] \cdot \bar{v} \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{fissão}} \right]}{1,60217657 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\text{Ws}}{\text{MeV}} \right) \cdot \bar{Q} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{fissão}} \right] \cdot K_{eff}} \cdot \Phi_j \left[\frac{1}{\text{cm}^2} \right], \quad (4.17)$$

onde $\bar{v}$ é o número médio de nêutrons por fissão, Φ_j é o fluxo médio de nêutrons no intervalo de energia em unidades do MCNP e K_{eff} é o fator de multiplicação K efetivo estimado pelo MCNP. A energia media liberada por fissão Q , assim como o número médio de nêutrons $\bar{v}$, foi calculado no MCNP.

No APÊNDICE A está detalhada a modelagem do reator IPEN/MB-01 (arquivo de entrada) utilizado pelo código MCNP-5 para a obtenção dos parâmetros necessários para realização do trabalho.

4.7.1.2 Fator de cádmio

O fator de cádmio, F_{cd} , utilizado neste trabalho foi calculado pelo MCNP-5 utilizando a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI. Para esta análise foi simulado um arranjo quadrado de 4x4 varetas combustíveis e não o arranjo total de varetas combustíveis do núcleo do reator IPEN/MB-01. Este procedimento foi adotado a fim de obter boa estatística devido ao diminuto tamanho dos detectores de ativação simulados nos arquivos de entrada do código. Portanto, dois casos foram calculados, sendo o primeiro caso para um detector sem cobertura de cádmio (nu) e o segundo caso para um detector coberto com cádmio. Em ambos os casos são de interesse a obtenção da taxa de reação devido aos nêutrons epitérmicos.

Assim, aplicando a equação^[6]

$$F_{cd} = \frac{R_{epit}^{\infty}}{R_{cd}^{\infty}}, \quad (4.18)$$

onde R_{epit} é a taxa de reação para nêutrons acima da energia de junção entre o espectro térmico e intermediário (E_j) em um detector nu e R_{cd} é a taxa de reação de um detector coberto com cádmio acima da energia de corte (E_{cd}). O resultado obtido pelo MCNP-5 para o fator de cádmio foi,

$$F_{cd} = 1,06 \pm 2,9\% \text{ para folhas infinitamente diluídas;}$$

$$F_{cd} = 1,10 \pm 2,87\% \text{ para folhas hiperpuras.}$$

Foram feitas simulações com as folhas nuas e cobertas com cádmio, um total de 4 simulações com 100 ciclos com 10.000.000 de partículas cada.

Os detectores de ativação simulados são do tipo folha e suas dimensões são 0,75 cm de diâmetro e 0,02 cm de espessura. A caixa de cádmio simulada possui 1,69 cm de diâmetro e 0,0508 cm (0,020 polegadas) de espessura. Estas dimensões simuladas concordam com as dimensões dos materiais utilizados nos experimentos no reator IPEN/MB-01.

4.7.1.3 Cálculo do Espectro de Nêutrons

O código do MCNP-5 também foi utilizado para calcular o espectro de nêutrons no centro do núcleo do reator nuclear para essa configuração cilíndrica, conforme poderemos ver no próximo capítulo. Na linha do código relativa às faixas de energia dos nêutrons (Definição do Tally-cartão e4)^[29], no caso do cálculo do espectro de nêutrons, são discriminados 620 e 51 grupos de energia para cálculo dos fluxos relativos nesses grupos. Tally é uma instrução utilizada pelo código MCNP-5 referente aos dados que são gerados na saída do código.

Os resultados de distribuição de nêutrons calculados através no MCNP-5 são mostrados no APÊNDICE F.

Na FIG. 4.11 mostra-se o espectro de entrada utilizado no código SANDBP obtido via cálculo pelo código MCNP-5 em unidades relativas em percentuais normalizados pelo fluxo total em 620 grupos de energia.

FIGURA 4.11- Espectro de nêutrons calculado pelo MCNP-5 na posição central do núcleo cilíndrico 28x28 em unidades relativas em percentuais normalizadas pelo fluxo total em 620 grupos de energia.

4.7.2 Código SANDBP

O código computacional SANDBP ^[30,31] foi desenvolvido no Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste e é uma versão modificada e aperfeiçoada do código SAND-II ^[33]. O código SANDBP pode ser usado para determinar o espectro de nêutrons pelo método de ativação por múltiplas folhas. O código faz o ajuste do espectro por meio de um processo de iteração de ajuste^[32], iniciando o processo a partir de um espectro de entrada (inicial). A solução apropriada do espectro será atingida após certo número de iterações, quando as atividades de saturação calculadas comparadas às medidas estiverem apresentando certos desvios especificados na entrada do código. A faixa de energia da solução do espectro é representada por no máximo 640 intervalos de energia e pode-se incluir a possibilidade de calcular a atenuação de fluxo das folhas cobertas com materiais como cádmio, boro e ouro. O código também calcula diferentes funções resposta da solução do espectro e também permite uma análise das incertezas através do método de Monte Carlo, gerando a matriz covariância da solução do espectro de nêutrons.

Na entrada do código devem ser especificados uma série de parâmetros como: o tipo de iteração realizada, a quantidade de folhas irradiadas, a descrição das folhas, o número de grupos de energia do espectro, o número limite de iterações, os critérios de descarte (quando deve parar o processo iterativo), as extrapolações para as regiões térmica e rápida (quando utilizadas), o tratamento das incertezas (método de Monte Carlo) e principalmente o espectro de entrada e as atividades de saturação por núcleo alvo. Um modelo de entrada e saída do código SANDBP pode ser visto no ANEXO D.

Os espectros de entrada foram obtidos através dos códigos MCNP-5 em 620 grupos de energia (FIG.4.11).

É de extrema importância que os espectros de entrada, calculados pelos códigos MCNP-5, estejam o mais próximo possível da realidade física do problema.

Para determinar a atividade de saturação por núcleo alvo da amostra (folha de ativação) irradiada, é necessário conhecer o número de núcleos alvos presentes na mostra, que é dado por:

$$N_0 = \frac{N_a}{A} \cdot m \cdot f_{iso} , \quad (4.19)$$

sendo, N_a o número de Avogadro, m a massa da folha, f_{iso} a fração isotópica do material irradiado, A o peso atômico.

Dividindo a equação 3.15 pela equação 4.20 e introduzindo-se os fatores de correção Fr e Fn que se referem a fatores de correção devido a rampa de subida de potência durante a irradiação das folhas e ao fator de normalização monitorado pelo canal 10 da instrumentação nuclear, obtém-se a atividade de saturação por núcleo-alvo:

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{(C - BG) \cdot e^{\lambda t_e}}{I \cdot \varepsilon \cdot t_c \cdot (1 - e^{-\lambda t_i})} \cdot \frac{A}{N_a \cdot m \cdot f_{iso}} \cdot \frac{Fr}{Fn} . \quad (4.21)$$

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos da medida da distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos do núcleo cilíndrico de menor excesso de reatividade a partir da irradiação de folhas de ouro, bem como a medida da distribuição energética dos nêutrons, a partir da irradiação de folhas de ativação de diversos materiais diferentes em sua posição central.

Também serão analisados os resultados simulados para a distribuição espacial e energética do fluxo de nêutrons, que serão comparados aos resultados calculados.

Discutiremos sobre a efetividade dessa configuração de núcleo, comparando com resultados obtidos em trabalhos anteriores utilizando-se a configuração de núcleo padrão retangular de 28x26 varetas combustíveis.

5.1 Análise Dos Resultados Experimentais

5.1.1 Distribuição Espacial do fluxo de Nêutrons Térmicos e Epitérmicos

A distribuição espacial dos nêutrons térmicos e epitérmicos do Núcleo do Reator IPEN/MB-01 utilizando a configuração cilíndrica 28x28 foi obtido pela técnica da ativação folhas de ouro nuas e cobertas de cádmio, conforme de procedimento descrito no item 3.5 do Capítulo 3.

Todos os resultados de fluxo de nêutrons térmicos (F_{th}) e epitérmicos (F_{ep}), obtidos experimentalmente na direção axial e radial, nos quatro canais de irradiação, referente às 35 posições da placa de lucite (FIG.4.2), podem ser visualizados nos APÊNDICE D. A distribuição espacial do fluxo de nêutrons nas regiões centrais do núcleo do reator nuclear, pode ser visualizados nas figuras dadas a seguir.

O fluxo de nêutrons na região central do núcleo é maior, com melhor estatística de contagem na espectrometria gama e longe da perturbação causada pelos refletores de nêutrons na região externa ao cilindro ativo do núcleo. Por região central entende-se a cota 364 mm da região ativa para a cota axial e 210 mm para cota radial, em relação a placa suporte das varetas combustíveis no caso axial e início do núcleo ativo no caso radial, ou seja o início da furação para inserção de varetas combustíveis na placa matriz superior do

núcleo). Todos os valores de fluxo de nêutrons apresentados, correspondem à potencia de $74,64 \pm 2,43\text{W}$, que é a potencia de operação dessa configuração de acordo com SILVA(2014)[24].

FIGURA 5.1. Distribuição Axial do Fluxo de Nêutrons na Região central do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração cilíndrica 28x28.

FIGURA 5.2. Distribuição Axial do Fluxo Térmicos de Nêutrons na Região central em 4 canais de irradiação no núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração cilíndrica 28x28.

FIGURA 5.3. Comparação entre os fluxos térmicos de nêutrons axiais na região central 14-15 nas configurações cilíndrica 28x28 e padrão retangular 28x26 no núcleo do reator IPEN/MB-01.

FIGURA 5.4. Distribuição radial leste-oeste do Fluxo de Nêutrons na Região central 14-15 do núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração cilíndrica 28x28.

FIGURA 5.5. Comparação entre os fluxos térmicos de nêutrons radiais leste-oeste na região central 14-15 nas configurações cilíndrica e padrão retangular no núcleo do reator IPEN/MB-01.

FIGURA 5.6. Distribuição radial leste-oeste do fluxo de nêutrons térmicos na região central em 4 canais de irradiação no núcleo cilíndrica 28x28 do reator IPEN/MB-01.

FIGURA 5.7. Distribuição radial norte-sul (canal M-N) do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos na região central no núcleo cilíndrica 28x28 do reator IPEN/MB-01.

FIGURA 5.8. Comparação entre os fluxos térmicos de nêutrons radiais norte-sul (canal M-N) na região central nas configurações cilíndrica e padrão retangular no núcleo do reator IPEN/MB-01.

Nas TAB. 5.1 e 5.2 mostram-se as relações entre os fluxos da parte superior, mais próximos das barras absorvedoras de controle e os fluxos da parte inferior longe de tal perturbação, na configuração cilíndrica deste trabalho (28x28) e a configuração padrão retangular de 28x26 varetas combustíveis. Na TAB. 5.3 é exposta a relação entre os fluxos nas regiões centrais das configurações cilíndrica e padrão retangular, normalizados para o mesmo nível de potência de operação do reator.

TABELA 5.1 Relação dos fluxos térmicos e epitérmicos das partes simétricas superiores e inferiores axiais do núcleo do reator na configuração cilíndrica 28x28.

Posição radial (mm)	Relação Térmica ± desvio %	Relação Epitérmica ± desvio %
15	0,99±2,22	0,81±2,44
112,5	0,88±3,04	0,75±2,24
210	0,96±4,98	0,7±2,20
307,5	0,88±3,17	0,73±2,18
405,5	0,98±2,22	0,70±2,32

TABELA 5.2 Relação entre os fluxos térmicos e epitérmicos das partes simétricas superiores e inferiores axiais do núcleo do reator na configuração padrão retangular 28x26.

Posição radial (mm)	Relação Térmica ± desvio %	Relação Epitérmica ± desvio %
15	0,61±4,33	0,58±1,65
112,5	0,40±4,89	0,58±1,50
210	0,45±4,69	0,59±1,48
307,5	0,41±5,01	0,59±1,52
405,5	0,46±3,86	0,67±1,62

Essas tabelas mostram como as barras de controle pouco distorcem os valores de fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos no caso da configuração cilíndrica em comparação com o núcleo padrão retangular. Assim a perturbação das barras de controle é mínima e, por conseguinte podemos afirmar que os fluxos de nêutrons medidos neste trabalho o foram ao longo da região assintótica do núcleo cilíndrico.

TABELA 5.3 Relação entre os fluxos das regiões centrais nas conf. cilíndrica e padrão retangular.

Radial → Axial ↓	15mm	112mm	210mm	307mm	405mm
637mm			$2,12 \pm 0,096$		
546mm			$2,26 \pm 0,105$		
455mm			$2,38 \pm 0,11$		
364mm	$1,98 \pm 0,023$	$1,60 \pm 0,069$	$1,50 \pm 0,078$	$1,81 \pm 0,13$	$2,07 \pm 0,093$
273mm			$1,60 \pm 0,74$		
182mm			$1,54 \pm 0,075$		
91mm			$1,00 \pm 0,038$		

O fluxo de nêutrons térmicos integra todos os nêutrons térmicos até a energia de 0,55eV, correspondente à energia de corte do cádmio em função da espessura da cobertura (0,508 mm) e do material que se está ativando ^[21]. O fluxo de nêutrons epitérmicos não integra todos os nêutrons com energia acima do corte do cádmio. No caso específico do ouro, o fluxo é devido praticamente a ressonância centrada em 4,906 eV, sendo pequenas as contribuições devidas as demais ressonâncias e a parte $1/v$ da integral de ressonância.

5.2 Comparação entre os fluxos de nêutrons medidos e calculados

Serão apresentadas agora, comparações entre os fluxos de nêutrons medidos (obtidos experimentalmente) e calculados através de códigos computacionais, nas regiões centrais na configuração cilíndrica de núcleo do reator IPEN/MB-01 na configuração cilíndrica 28x28. Os fluxos obtidos pelo código MCNP em unidades relativas, foram transformados em fluxo real (n/cm².s) pela multiplicação de um fator transformação, calculado através da media de fluxo de nêutrons experimental, calculado por SILVA (2014)^[24] e o fluxo médio de nêutrons calculados pelo MCNP-5.

Na TAB. 5.4 mostra-se a comparação entre os fluxos térmicos medidos experimentalmente e calculados pelo código MCNP-5 e CITATION. As cotas radiais A, B, C, D e E correspondem a 15mm, 112mm, 210mm, 307mm e 405mm respectivamente.

TABELA 5.4 - Comparação entre os fluxos térmicos medidos e calculados no canal de irradiação 14-15 á potência de $74,64 \pm 2,43 \text{W}^{[24]}$.

Posição	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
637A	$1,91.10^8 \pm 7,94$	$2,0659.10^8 \pm 1,28$	$1,56.10^8$
637B	$3,10.10^8 \pm 8,38$	$3,0660.10^8 \pm 1,28$	$2,52.10^8$
637C	$4,79.10^8 \pm 7,13$	$5,0048.10^8 \pm 1,28$	$2,88.10^8$
637D	$4,03.10^8 \pm 6,37$	$3,9096.10^8 \pm 1,28$	$2,36.10^8$
637E	$3,66.10^8 \pm 7,66$	$2,0519.10^8 \pm 1,28$	$1,50.10^8$
546A	$1,59.10^8 \pm 12,72$	$4,3639.10^8 \pm 1,28$	$2,39.10^8$
546B	$5,73.10^8 \pm 8,58$	$5,7929.10^8 \pm 1,28$	$3,95.10^8$
546C	$8,02.10^8 \pm 8,67$	$7,9662.10^8 \pm 1,28$	$4,48.10^8$
546D	$8,16.10^8 \pm 7,24$	$6,0361.10^8 \pm 1,28$	$3,74.10^8$
546E	$5,89.10^8 \pm 6,6$	$4,4065.10^8 \pm 1,28$	$2,31.10^8$
455A	$2,30.10^8 \pm 14,43$	$2,4515.10^8 \pm 1,28$	$3,95.10^8$
455B	$7,28.10^8 \pm 8,81$	$7,3974.10^8 \pm 1,28$	$6,56.10^8$
455C	$1,05.10^9 \pm 7,93$	$1,1460.10^9 \pm 1,28$	$7,44.10^8$
455D	$1,15.10^9 \pm 7,29$	$8,081.10^8 \pm 1,28$	$6,26.10^8$
455E	$8,32.10^8 \pm 6,08$	$3,1439.10^8 \pm 1,28$	$3,85.10^8$
364A	$2,61.10^8 \pm 14,88$	$3,2851.10^8 \pm 1,28$	$4,86.10^8$
364C	$1,13.10^9 \pm 7,95$	$1,1105.10^9 \pm 1,28$	$9,16.10^8$
364D	$1,04.10^9 \pm 8,41$	$1,0199.10^9 \pm 1,28$	$8,11.10^8$
364E	$8,89.10^8 \pm 6,04$	$3,6904.10^8 \pm 1,28$	$4,82.10^8$
273A	$2,37.10^8 \pm 13,24$	$3,5983.10^8 \pm 1,28$	$5,36.10^8$
273B	$7,39.10^8 \pm 8,34$	$8,3205.10^8 \pm 1,28$	$9,05.10^8$
273C	$1,08.10^9 \pm 8,19$	$1,1434.10^9 \pm 1,28$	$1,01.10^9$
273D	$1,08.10^9 \pm 7,82$	$9,9577.10^8 \pm 1,28$	$9,04.10^8$
273E	$7,26.10^8 \pm 7,19$	$3,9980.10^8 \pm 1,28$	$5,35.10^8$
182A	$2,02.10^8 \pm 13,18$	$2,0711.10^8 \pm 1,28$	$3,76.10^8$
182B	$5,27.10^8 \pm 8,73$	$5,5835.10^8 \pm 1,28$	$6,34.10^8$
182C	$7,88.10^8 \pm 8,25$	$7,7131.10^8 \pm 1,28$	$7,09.10^8$
182D	$7,56.10^8 \pm 7,21$	$5,4625.10^8 \pm 1,28$	$6,34.10^8$
182E	$5,44.10^8 \pm 6,07$	$2,3276.10^8 \pm 1,28$	$3,76.10^8$
91A	$1,94.10^8 \pm 8,39$	$2,0890.10^8 \pm 1,28$	$2,61.10^8$

Posição	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
91B	$3,55.10^8 \pm 7,11$	$3,3476.10^8 \pm 1,28$	$4,33.10^8$
91C	$4,99.10^8 \pm 8,72$	$5,2660.10^8 \pm 1,28$	$4,87.10^8$
91D	$5,19.10^8 \pm 6,78$	$3,7582.10^8 \pm 1,28$	$4,33.10^8$
91E	$3,76.10^8 \pm 6,71$	$2,9907.10^8 \pm 1,28$	$2,61.10^8$

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

Apesar da pequena discrepância entre os valores de fluxo pontuais medidos e calculados, ambos os métodos, CITATION, MCNP e experimental apresentam um fluxo médio bastante concordante, discrepante apenas aproximadamente 1%, de acordo com a TABELA 5.5.

TABELA 5.5 – Comparação entre os fluxos de nêutrons médios calculados pelo CITATION e MCNP-5 e medidos experimentalmente.

Faixa de Energia(MeV)	CITATION (n/cm ² .s)	MCNP-5 (n/cm ² .s)	Experimental (n/cm ² .s)
$\Phi < 0,55 \times 10^{-7}$	$4,1008 \times 10^8 \pm 5,25\%$	$4,0188 \times 10^8 \pm 1,2\%$	$4,0529 \times 10^8 \pm 3,27\%$
$\Phi > 0,55 \times 10^{-7}$	$5,2301 \times 10^8 \pm 4,89\%$	$5,1759 \times 10^8 \pm 1,18\%$	$5,1991 \times 10^8 \pm 3,86\%$

As tabelas de comparação entre fluxos térmicos para as outras posições de canal de irradiação estão apresentadas no APÊNDICE G. No APÊNDICE G também se encontram tabelas que mostram o desvio entre valores de fluxo de nêutrons térmicos medidos experimentalmente e calculados, em todas as posições e nos quatro canais de irradiação.

Nas figuras a seguir, mostram-se comparações entre fluxo de nêutrons medidos experimentalmente e calculados pelo código CITATION^[33], de acordo com trabalho apresentado por Bitelli e Lima ^[34]. Com incertezas associadas de 95% ao nível de confiança estatística de 2σ .

FIGURA 5.9. Comparação entre os fluxos térmicos de nêutrons medidos e calculados, na região axial.

FIGURA 5.10. Comparação entre os fluxos térmicos de nêutrons medidos e calculados, na região radial leste-oeste.

Na TAB. 5.6 mostram-se os fluxos de nêutrons medidos e calculados no centro do reator nuclear em três faixas de energia à potencia de . No código CITATION e MCNP-5 a faixa de energia máxima é 1.10^{-10} , bem acima da faixa de ativação do ouro. Resultados obtidos para a região central do núcleo do reator nuclear

TABELA 5.6 – Fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos medidos experimentalmente e calculados pelo MCNP-5 e desdobramento SANDBP/MCNP-5 .

Energia (MeV)	Fluxos de nêutrons SANDBP (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Fluxos de nêutrons medido (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Fluxos de nêutrons MCNP-5 (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
$>1.10^{-10}$	$4,3787.10^9$	$2,523.10^9 \pm 8,57^*$	$4,399.10^9 \pm 9,08^*$
$< 0,56.10^{-6}$	$1,1212.10^9$	$1,133.10^9 \pm 7,53$	$1,1105.10^9 \pm 1,28$
$0,1 < \Phi < 0,56.10^{-6}$	$1,4993.10^9$	$1,407.10^9 \pm 7,82$	$1,389.10^9 \pm 5,64$

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

A diferença entre os fluxos totais (entre 0 e 1.10^{-10} MeV), apresentados na TAB.5.5 acima, se da pelo fato de que os resultados calculados pelo SANDBP e MCNP abrangem todo esse *range* de energia, já que o *range* de energia é uma opção de entrada de ambos os códigos, enquanto que os resultados experimentais medidos pela ativação das folhas de ouro, abrangem a faixa de de atuação do ouro, que vai até aproximadamente 0,1MeV.

5.3 Distribuição Energética do fluxo de Nêutrons

A medida do espectro de energia dos nêutrons no reator IPEN/MB-01 foi efetuada a partir da ativação de várias folhas de ativação (TAB. 4.4). Para o desdobramento do espectro se utilizou o código SANDBP (ANEXO D) a partir da atividade de saturação por núcleo alvo (A^∞/Nt) medida e o espectro de energia calculado pelo código MCNP-5 em 620 grupos de energia, basicamente os principais dados de

entrada do código.

O resultado obtido depois de apenas 3 iterações com um tempo de CPU de aproximadamente 4 segundos, mostra um desvio de 4,54% entre as atividades de saturação por núcleo alvo medidas e calculada, conforme mostra a TAB. 5.7. O fluxo integral de nêutrons em todo o espectro de energia foi de $4,3787 \times 10^9$ neutrons/cm².s. Os fluxos obtidos em cada intervalo de energia pode ser visto na TAB. 5.8.

TABELA 5.7 – Fluxos de nêutrons por intervalos de energia obtido pelo desdobramento SANDBP/MCNP-5 .

Energia (MeV)	Fluxos de nêutrons por grupos (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)
$> 1.10^{-10}$	$4.3787.10^9$
$< 0,20.10^{-6}$	9.4436.108
$< 0,56.10^{-6}$	$1.1214.10^9$
$> 0,1$	$1.7582.10^9$
$> 0,4$	$1.3497.10^9$
$> 0,5$	$1.2610.10^9$
$> 1,0$	8.8903.108

TABELA 5.8 - Valores da A^∞ / N_{at} medidos e calculados, e desvio da medida para o obtido pelo desdobramento com entrada do espectro neutrônico do MCNP-5.

Reação Nuclear	Valores das Atividades de Saturação por Núcleo Alvo		Desvio dos Valores Medidos para os Calculados.	
	Medidos	Calculados	(%)	(Conf)
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46*}$	1.475E-15	1.453E-15	1,23	0,89
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46}$	1.944E-14	2.056E-14	0,42	0,13
$Ti^{47}(n,p) Sc^{47}$	3.994E-17	3.545E-17	2,74	0,21
$Ni^{58}(n,p) Co^{58}$	2.011E-16	2.104E-16	0,03	0,01

Reação Nuclear	Valores das Atividades de Saturação por Núcleo Alvo		Desvio dos Valores Medidos para os Calculados.	
	Medidos	Calculados	(%)	(Conf)
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}*}$	3.570E-16	3.531E-16	1,71	0,24
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}}$	3.311E-16	3.572E-16	-2,07	0,62
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198*}$	1.964E-13	1.939E-13	-10,00	-5,00
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198}$	2.868E-13	2.668E-13	4,43	2,21
Desvio Padrão Total			4,54	1,82

O espectro de energia de nêutrons obtidos no centro do núcleo do reator nuclear pode ser visualizado nas FIG. 5.11, 5.12 e 5.13 a seguir. Os dados utilizados para gerar esses gráficos e as tabelas com todos os resultados do espectro neutrônico se encontram no APÊNDICE E.

FIGURA 5.11 - Espectro desdobrado pelo SANDBP/MCNP-5 ambos colapsados em 50 grupos de energia.

FIGURA 5.12 – Comparação entre o espectro medido experimentalmente ajustado pelo SANDBP e espectro calculado pelo MCNP-5.

FIGURA 5.13 – Comparação entre as configurações cilíndrica 28x28 e padrão 28x26 do

espectro de nêutrons desdobrados pelo SAND/MCNP-5 no formato diferencial em 50 intervalos de energia.

6. CONCLUSÕES

Este trabalho apresenta a metodologia experimental e computacional, para obtenção da distribuição espacial e energética do fluxo de nêutrons do núcleo do reator IPEN/MB-01, em uma configuração com menor excesso de reatividade.

A configuração de núcleo escolhida atingiu a criticalidade com aproximadamente 90% das barras de controle retiradas, obtendo resultados satisfatórios, já que cumpriu com o objetivo de diminuir a perturbação do fluxo de nêutrons causados pela absorção das barras de controle (TAB 5.1) e, com isso, obteve uma distribuição de fluxo de nêutrons mais próxima dos valores teóricos assintóticos, ou seja, cossenoidal na direção axial e assumindo a forma da função de Bessel na direção radial.

O núcleo cilíndrico com 28 varetas ao longo do seu diâmetro se tornou crítico com apenas 568 varetas combustíveis, devido a forma cilindrizada que diminui a fuga de nêutrons quando comparada a forma retangular 28x26 com 680 varetas combustíveis. Apresentou um fluxo de nêutrons térmicos de até 50% maior, para a mesma potência, em algumas regiões que o núcleo padrão retangular (28x26) com 680 caretas combustíveis, devido a sua maior densidade de potência, quando comparados ambos os núcleos à mesma potência de operação.

O espectro de energia dos nêutrons obtido pela ativação de múltiplos detectores apresentou um desvio padrão de 4,54% entre as atividades de saturação por núcleo alvo medido e ajustadas a partir do espectro calculado pelo MCNP-5 que serviu de entrada ao código SANDBP.

Observando as figuras do subitem 5.1.2 vemos que o espectro de energia dos nêutrons no núcleo do Reator IPEN/MB-01, na posição central, no moderador, é bem dividido nas três faixas de energia, característico de um reator térmico, com forma semelhante à de outras configurações, mas com aumento na magnitude do valor do fluxo de nêutrons térmicos.

Finalmente, os resultados apresentados neste trabalho fornecem uma contribuição para um melhor conhecimento da distribuição de nêutrons no reator IPEN/MB-01, em uma configuração que utiliza uma quantidade menor de combustível, ou seja, com uma extensão da região assintótica considerável no interior do núcleo do reator, o que nos permite, ao compararmos os valores medidos experimentalmente e calculados

dos fluxos de nêutrons térmicos, estimar o desvio entre os resultados desses métodos e a incerteza de tais valores calculados.

No caso do CITATION quando comparamos os valores ponto a ponto obtemos conforme podemos ver na tabela 5.4 e anexo G discrepâncias significativas, no entanto quando comparamos os valores médios de fluxo de nêutrons térmicos e medidos neste trabalho no núcleo cilíndrico à mesma potência, encontramos uma discrepância de apenas 1% , absolutamente dentro das margens de incertezas dos valores experimentais. Já o MCNP apresenta valores pontuais bem menos discrepantes que o CITATION, mas também apresenta um fluxo médio de nêutrons bastante concordante, discrepante apenas 2% com os valores medidos pelas folhas de ativação, ou seja, ambos os códigos dentro das margens de incertezas experimentais. Por conseguinte podemos afirmar que o CITATION é um programa excelente para obter valores integrais como o fluxo integral de nêutrons no núcleo ou o fluxo médio, enquanto o MCNP por reproduzir o experimento matematicamente através de um processo estatístico de amostragem reproduz com melhor exatidão os valores diferenciais das grandezas, tais como o fluxo de nêutrons num determinado ponto do núcleo do reator, bem como os seus valores integrais.

Como proposta de trabalho futuro sugerimos obter a distribuição do fluxo de nêutrons com outros tipos de detectores de ativação térmicos e epitérmicos como, por exemplo, o escândio, índio e outros e um mapeamento completo com fios de ativação que dará uma melhor visão da distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos no núcleo do reator IPEN/MB-01. Na parte de cálculo sugerimos a utilização de um CLUSTER computacional para obter valores de fluxo de nêutrons bem mais precisos com um tempo computacional que estimamos ser 10 vezes menores ao tempo gasto em computadores pessoais de alto desempenho.

APÊNDICE A – Modelagem do Reator Nuclear IPEN/MB-01 no MCNP 5

O código foi utilizado para simulações do sistema real utilizado nas irradiações, para cálculo do Fator de Cádmiu, Auto Blindagem das folhas hiperpuras e fluxo de nêutrons usados para comparação dos resultados calculados experimentalmente e como entrada no código SANDBP.

O arquivo de entrada no MCNP deve conter informações sobre a geometria do problema, as fontes e os materiais utilizados, assim como as informações sobre qual biblioteca de dados a ser utilizada e quais tarefas que serão executadas. A seguir, tem-se a estrutura segundo a qual o arquivo deve ser organizado:

- Linha de título (amarelo);
- Especificação das células (verde);
- Linha em branco;
- Especificações das superfícies (vermelho);
- Linha em branco;
- Especificações dos materiais, das bibliotecas de dados, da fonte e das tarefas a serem executadas (azul).

Podem ser introduzidas linhas para comentários em qualquer lugar do arquivo, mas tais linhas devem começar com a letra c e para inserir um comentário no final de uma linha de comando utiliza-se o símbolo \$.

A seguir, apresentam-se os dados de entrada da modelagem do reator IPEN/MB- 01.

```
folha de ouro hiper-pura nua $ titulo
c Reator IPEN/MB-01 - Enriquecimento 4.3 % U-235
c arranjo cilíndrico 28 varetas de diâmetro
c
c vareta combustível padrão (material densidade e geometria)
c parte inferior - alumina ----> -9.00 a 0.00 cm
10 5 1.11860e-01 -1 -8 u=1 $ alumina
20 2 -0.0001 1 -2 -8 u=1 $ gap
30 3 8.65716e-02 2 -3 -8 u=1 $ clad (SS)
c parte ativa - UO2 -----> 0.0 a 54.84 cm
40 1 6.81901e-02 -1 8 -9 u=1 $ uo2 (pastilha)
50 2 -0.0001 1 -2 8 -9 u=1 $ gap
60 3 8.65716e-02 2 -3 8 -9 u=1 $ clad (SS)
c parte superior - alumina ----> 54.84 a 60.24 cm
70 5 1.11860e-01 -1 9 -23 u=1 $ alumina
80 2 -0.0001 1 -2 9 -23 u=1 $ gap
```

90 3 8.65716e-02 2 -3 9 -23 u=1 \$ clad (SS)
 c parte superior - tubo espacador ---> 60.24 a 98.84 cm
 100 0 -28 23 -24 u=1 \$ vazio (interno)
 110 7 8.79133e-02 28 -1 23 -24 u=1 \$ tubo (SS)
 120 3 8.65716e-02 2 -3 23 -24 u=1 \$ clad (SS)
 130 2 -0.0001 1 -2 23 -24 u=1 \$ gap
 c moderator
 140 4 1.00104e-01 3 u=1 \$ agua
 c tubo guia (material densidade e geometria)
 150 4 1.00104e-01 -18 -24 u=2 \$ agua (interna)
 160 9 8.43026e-02 18 -17 -24 u=2 \$ tubo (SS)
 170 4 1.00104e-01 17 u=2 \$ 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=8 \$ agua
 c
 c Volume de uma Folha de Ouro
 360 15 5.96415e-02 -60 -61 62 vol=0.00883125
 c
 c
 c Placa de Acrilico
 600 14 1.06657e-01 25 -51 52 -53 54 -55 #360
 c
 c
 c Universo u=1 vareta combustivel especial
 c Universo u=1 vareta combustivel padrao
 c Universo u=2 tubo guia
 c Universo u=5 barra de controle #1 (BC#1)
 c Universo u=6 barra de controle #2 (BC#2)
 c Universo u=8 moderador (agua)
 c

[illegible]

15 py 21.75 \$ limite em y (1.5 x 14.5)
 16 py -23.25 \$ limite em -y (1.5 x 15.5)
 17 cz 0.6000 \$ raio externo do tubo guia
 18 cz 0.565 \$ raio interno do tubo guia
 23 pz 60.24 \$ fim da alumina superior
 24 pz 98.84 \$ fim do tubo espacador
 25 pz -9.00 \$ fim da alumina inferior
 28 cz 0.365 \$ raio interno do tubo espacador
 29 cz 0.416 \$ raio interno da vareta de controle
 30 pz 47.09704 \$ final da ponteira da BC#1 (2/3 de 2.50 cm)
 31 pz 48.7637 \$ insercao da barra de controle BC#1
 32 pz -11.20 \$ fim da placa matriz
 33 pz -50.00 \$ inicio do tanque do reator (parte inferior)
 34 px 29.400 \$ largura da placa matriz +X
 35 px -29.400 \$ largura da placa matriz -X
 36 py 29.400 \$ largura da placa matriz +Y
 37 py -29.400 \$ largura da placa matriz -Y
 40 pz 47.097 \$ final da ponteira da BC#2 (2/3 de 2.50 cm)
 41 pz 48.7637 \$ insercao da barra de controle BC#2
 c 42 pz 7 \$ inicio da luva de cadmio
 c 43 pz 14 \$ fim da luva de cadmio
 50 pz 150.00 \$ fim do tanque do reator (parte superior)
 60 c/y -0.75 27.30 0.375 \$ cilindro da folha
 61 py -0.74 \$ plano
 62 py -0.76 \$ plano
 c
 c Placa de acrilico
 51 pz 57.7
 52 px -28.55
 53 px 27.05
 54 py -1.00125
 55 py -0.6275
 #####linha em branco#####
 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 0
 c
 c Definicao dos Materiais
 c ----> densidade (atom/barn.cm)
 c pastilha - uo2
 m1 92235.70c 9.99240e-04 92238.70c 2.1694e-02 8016.70c 4.54890e-02
 92234.70c 7.84620e-06
 c vazio (gap)
 m2 8016.70c 0.0001
 c encamisamento da vareta combustivel - SS304 - (clad)
 m3 26054.70c 3.57366e-03 26056.70c 5.40491e-02 26057.70c 1.22693e-03
 26058.70c 1.59256e-04
 24050.70c 7.61902e-04 24052.70c 1.41123e-02 24053.70c 1.56980e-03
 24054.70c 3.82755e-04
 28058.70c 5.62942e-03 28060.70c 2.09590e-03 28061.70c 8.96301e-05
 28062.70c 2.80805e-04 28064.70c 6.96915e-05
 14028.70c 6.28990e-04 14029.70c 3.07498e-05 14030.70c 1.97329e-05
 16032.70c 1.48849e-05 16033.70c 1.13926e-07 16034.70c 6.20747e-07
 16036.70c 2.78500e-09
 42092.70c 1.30932e-05 42094.70c 7.98754e-06 42095.70c 1.36022e-05

42096.70c 1.41032e-05 42097.70c 7.99122e-06 42098.70c 1.99853e-05
 42100.70c 7.81608e-06
 25055.70c 1.46450e-03 15031.70c 4.00400e-05 6000.70c 1.12390e-04
 27059.70c 1.74020e-04
 c agua
 m4 1001.70c 6.67160e-02 8016.70c 3.33580e-02
 mt4 lwtr.01t
 c 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 tubo guia - SS
 m9 26054.70c 3.44894e-03 26056.70c 5.21628e-02 26057.70c 1.18411e-03
 26058.70c 1.53698e-04
 24050.70c 7.38069e-04 24052.70c 1.36708e-02 24053.70c 1.52070e-03
 24054.70c 3.70782e-04
 28058.70c 6.27853e-03 28060.70c 2.33757e-03 28061.70c 9.99650e-05
 28062.70c 3.13183e-04 28064.70c 7.77273e-05
 25055.70c 1.15010e-03
 14028.70c 6.12655e-04 14029.70c 2.99512e-05 14030.70c 1.92205e-05
 15031.70c 4.50000e-05 6000.70c 8.89680e-05
 c placa matriz - SS
 m10 26054.70c 3.63630e-03 26056.70c 5.49964e-02 26057.70c 1.24843e-03
 26058.70c 1.62047e-04
 24050.70c 7.56501e-04 24052.70c 1.40122e-02 24053.70c 1.55868e-03
 24054.70c 3.80042e-04
 28058.70c 5.28566e-03 28060.70c 1.96791e-03 28061.70c 8.41568e-05
 28062.70c 2.63658e-04 28064.70c 6.54358e-05
 14028.70c 8.01962e-04 14029.70c 3.92060e-05 14030.70c 2.51595e-05
 16032.70c 4.25282e-06 16033.70c 3.25504e-08 16034.70c 1.77356e-07
 16036.70c 7.95715e-10
 42092.70c 4.62114e-06 42094.70c 2.81913e-06 42095.70c 4.80079e-06
 42096.70c 4.97759e-06 42097.70c 2.82043e-06 42098.70c 7.05364e-06
 42100.70c 2.75861e-06
 25055.70c 1.25030e-03 15031.70c 5.54400e-05 6000.70c 7.94260e-05
 c encamisamento das barras de controle e de segurança - SS304
 m13 26054.70c 3.50278e-03 26056.70c 5.29770e-02 26057.70c 1.20259e-03

```

26058.70c 1.56097e-04
24050.70c 7.62733e-04 24052.70c 1.41277e-02 24053.70c 1.57152e-03
24054.70c 3.83172e-04
28058.70c 6.54682e-03 28060.70c 2.43746e-03 28061.70c 1.04236e-04
28062.70c 3.26566e-04 28064.70c 8.10488e-05
14028.70c 7.07614e-04 14029.70c 3.45935e-05 14030.70c 2.21996e-05
16032.70c 4.25282e-06 16033.70c 3.25504e-08 16034.70c 1.77356e-07
16036.70c 7.95715e-10
42092.70c 2.31057e-06 42094.70c 1.40957e-06 42095.70c 2.40040e-06
42096.70c 2.48879e-06 42097.70c 1.41022e-06 42098.70c 3.52682e-06
42100.70c 1.37931e-06
29063.70c 9.43728e-05 29065.70c 4.07687e-05
50112.70c 3.30769e-08 50114.70c 2.17761e-08 50115.70c 1.12914e-08
50116.70c 4.78714e-07 50117.70c 2.50690e-07 50118.70c 7.83891e-07
50119.70c 2.75677e-07 50120.70c 1.03719e-06 50122.70c 1.44933e-07
50124.70c 1.78316e-07
15031.70c 4.15796e-05 6000.70c 8.33972e-05 27059.70c 1.37594e-04
25055.70c 1.18080e-03
c placa de acrilico
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
c ouro 100%
m15 79197.70c 5.96415e-02
c
c controle de execucao
c rand gen=2 seed=2147483647
c
kcode 5000000 1.02 50 100
c
C DEFINICAO DE PONTOS INICIAIS X-Y-Z
C #####
sdef pos= 0.0 0.0 0 $ center vol. source
    axs= 0 0 1 $ axis vol source
    rad d1 $ radial - distributions 1
    ext d2 $ axial - distributions 2
    erg d3 $ energy - distributions 3
si1 h 0 18 $ radii vol. source
sp1 -21 1
si2 h 0 53 $ extension of cylinder
sp3 -3 $ Watt spectrum
c
c definicao de tally
f4:n 360
fm4:n 5.96415e-02 15 102
e4 0.55e-06 20
prdmp 1000 1000 -1 j
print

```

APÊNDICE B – Atividades de Saturação

Nas TAB. B.1, B.2, B.3 e B.4 mostram-se os valores obtidos para as atividades de saturação para as folhas nuas e para as folhas cobertas com cádmio nas 35 posições nos 4 canais de irradiação. Para obtenção destes valores foi usada a constante de decaimento (λ) do Au^{198} igual a $2,9768 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ e probabilidade de emissão do foto pico gama (I) em 411,80 keV do Au^{198} igual a $0,9556 \pm 0,0007$.

Para o canal de irradiação 02-03, foram utilizados apenas as sete posições axiais centrais (posição radial 210mm) da placa de acrílico, pois as outras posições ficariam fora da região assintótica do núcleo do reato, ou seja, ficariam fora do diâmetro dessa configuração cilíndrica. Pelo mesmo motivo no canal de irradiação 06-07 foram usadas as sete posições axiais e as posições radiais 112,5mm, 210mm e 307,5mm da placa de acrílico.

Nas tabelas abaixo e para os próximos apêndices e anexos, as posições radiais A, B, C, D e E correspondem respectivamente a 15mm, 112,5mm, 210mm, 307,5mm e 405,5mm.

TABELA B.1 - Atividades de saturação das folhas nuas e cobertas com cádmio, no canal de irradiação 02-03.

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
637C	$2,7281 \cdot 10^4$	2,530	$1,5364 \cdot 10^4$	2,921
546C	$5,0606 \cdot 10^4$	2,455	$3,6925 \cdot 10^4$	2,184
455C	$7,5064 \cdot 10^4$	2,184	$5,2471 \cdot 10^4$	2,425
364C	$8,3334 \cdot 10^4$	2,184	$5,9086 \cdot 10^4$	2,439
273C	$7,8124 \cdot 10^4$	2,182	$5,5323 \cdot 10^4$	3,191
182C	$5,6591 \cdot 10^4$	2,191	$4,1100 \cdot 10^4$	2,393
91C	$3,2720 \cdot 10^4$	2,633	$1,9706 \cdot 10^4$	2,238

TABELA B.2 - Atividades de saturação das folhas nuas e cobertas com cádmio, no canal de irradiação 06-07.

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
637B	$3,6894 \cdot 10^4$	2,319	$2,1502 \cdot 10^4$	2,182
637C	$3,7343 \cdot 10^4$	2,329	$1,9393 \cdot 10^4$	2,182
637D	$2,3366 \cdot 10^4$	2,460	$1,1232 \cdot 10^4$	2,196
546B	$6,9716 \cdot 10^4$	2,247	$4,9685 \cdot 10^4$	2,181
546C	$8,3240 \cdot 10^4$	2,261	$5,4675 \cdot 10^4$	2,181
546D	$6,0810 \cdot 10^4$	2,200	$2,7914 \cdot 10^4$	2,182
455B	$9,3890 \cdot 10^4$	2,627	$7,0458 \cdot 10^4$	2,183
455C	$1,1408 \cdot 10^5$	2,223	$8,3370 \cdot 10^4$	2,182
364B	$1,0808 \cdot 10^5$	2,514	$8,2430 \cdot 10^4$	2,269
364C	$1,2940 \cdot 10^5$	2,205	$9,3835 \cdot 10^4$	2,181
364D	$1,1279 \cdot 10^5$	2,265	$5,6759 \cdot 10^4$	2,189
273B	$1,0237 \cdot 10^5$	2,217	$7,6529 \cdot 10^4$	2,219
273C	$1,1863 \cdot 10^5$	2,182	$8,5438 \cdot 10^4$	2,308
273D	$1,0539 \cdot 10^5$	2,191	$5,5579 \cdot 10^4$	3,585
182B	$7,8957 \cdot 10^4$	2,294	$6,2668 \cdot 10^4$	2,213
182C	$8,9515 \cdot 10^4$	2,540	$6,6272 \cdot 10^4$	2,594
182D	$8,9515 \cdot 10^4$	2,540	$4,5398 \cdot 10^4$	2,406
91B	$4,2327 \cdot 10^4$	2,765	$2,9602 \cdot 10^4$	3,922
91C	$4,6767 \cdot 10^4$	2,410	$3,0747 \cdot 10^4$	2,253
91D	$4,5434 \cdot 10^4$	2,317	$2,2765 \cdot 10^4$	2,205

TABELA B.3 - Atividades de saturação das folhas nuas e cobertas com cádmio, no canal de irradiação 10-11.

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
637A	$3,0610 \cdot 10^4$	2,181	$1,5527 \cdot 10^4$	2,489
637B	$5,7094 \cdot 10^4$	2,181	$3,4196 \cdot 10^4$	2,360
637C	$6,1341 \cdot 10^4$	2,181	$4,0135 \cdot 10^4$	2,224
637D	$3,8271 \cdot 10^4$	2,181	$2,7655 \cdot 10^4$	2,859
637E	$2,7536 \cdot 10^4$	2,181	$1,4157 \cdot 10^4$	3,072

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
546A	$5,7135 \cdot 10^4$	2,181	$3,4196 \cdot 10^4$	2,450
546B	$1,1436 \cdot 10^5$	2,181	$7,6638 \cdot 10^4$	2,297
546C	$1,2204 \cdot 10^5$	2,181	$9,0958 \cdot 10^4$	2,187
546D	$1,0869 \cdot 10^5$	2,181	$7,3111 \cdot 10^4$	3,608
546E	$5,5769 \cdot 10^4$	2,181	$3,3051 \cdot 10^4$	2,245
455A	$8,3882 \cdot 10^4$	2,181	$4,8234 \cdot 10^4$	2,368
455B	$1,5363 \cdot 10^5$	2,181	$1,0486 \cdot 10^5$	2,376
455C	$1,8149 \cdot 10^5$	2,181	$1,2409 \cdot 10^5$	2,283
455D	$1,5494 \cdot 10^5$	2,181	$1,0648 \cdot 10^5$	2,573
455E	$8,3495 \cdot 10^4$	2,181	$4,7373 \cdot 10^4$	2,571
364A	$9,1631 \cdot 10^4$	2,181	$5,1731 \cdot 10^4$	2,903
364B	$1,7907 \cdot 10^5$	2,181	$1,2349 \cdot 10^5$	2,782
364C	$2,0355 \cdot 10^5$	2,181	$1,4340 \cdot 10^5$	2,322
364D	$1,8520 \cdot 10^5$	2,181	$1,2035 \cdot 10^5$	2,339
364E	$9,5095 \cdot 10^4$	2,181	$5,2678 \cdot 10^4$	2,183
273A	$8,7843 \cdot 10^4$	2,181	$4,9426 \cdot 10^4$	2,184
273B	$1,6856 \cdot 10^5$	2,181	$1,0987 \cdot 10^5$	2,197
273C	$1,8651 \cdot 10^5$	2,181	$1,2881 \cdot 10^5$	2,215
273D	$1,6029 \cdot 10^5$	2,181	$1,0258 \cdot 10^5$	2,182
273E	$8,3152 \cdot 10^4$	2,181	$4,5801 \cdot 10^4$	2,422
182A	$6,6416 \cdot 10^4$	2,181	$3,6528 \cdot 10^4$	2,248
182B	$1,2057 \cdot 10^5$	2,181	$8,0463 \cdot 10^4$	2,642
182C	$1,3462 \cdot 10^5$	2,181	$9,5834 \cdot 10^4$	2,380
182D	$1,2495 \cdot 10^5$	2,181	$8,0243 \cdot 10^4$	2,268
182E	$6,0796 \cdot 10^4$	2,181	$3,4120 \cdot 10^4$	2,403
91A	$3,7287 \cdot 10^4$	2,181	$1,6788 \cdot 10^4$	2,365
91B	$6,7311 \cdot 10^4$	2,181	$3,7166 \cdot 10^4$	2,252
91C	$7,7615 \cdot 10^4$	2,181	$4,1818 \cdot 10^4$	2,997
91D	$6,7184 \cdot 10^4$	2,181	$3,5190 \cdot 10^4$	2,220
91E	$3,5019 \cdot 10^4$	2,181	$1,5870 \cdot 10^4$	4,246

TABELA B.4 - Atividades de saturação das folhas nuas e cobertas com cádmio, no canal de irradiação 14-15.

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
637A	$9,2138 \cdot 10^5$	2,203	$3,4579 \cdot 10^5$	2,446
637B	$1,3980 \cdot 10^6$	2,183	$6,9704 \cdot 10^5$	2,239
637C	$1,6798 \cdot 10^6$	2,222	$9,0010 \cdot 10^5$	2,198
637D	$1,3280 \cdot 10^6$	2,259	$6,7317 \cdot 10^5$	2,185
637E	$8,9146 \cdot 10^5$	2,186	$3,3203 \cdot 10^5$	2,324
546A	$1,4516 \cdot 10^6$	2,199	$7,4526 \cdot 10^5$	2,189
546B	$2,6663 \cdot 10^6$	2,203	$1,5844 \cdot 10^6$	2,330
546C	$3,3134 \cdot 10^6$	2,211	$1,8862 \cdot 10^6$	2,185
546D	$2,6652 \cdot 10^6$	2,211	$1,5568 \cdot 10^6$	2,199
546E	$1,4352 \cdot 10^6$	2,269	$7,2509 \cdot 10^6$	2,280
455A	$2,1913 \cdot 10^6$	2,297	$1,0850 \cdot 10^6$	2,186
455B	$3,7136 \cdot 10^6$	2,188	$2,1617 \cdot 10^6$	2,195
455C	$4,6885 \cdot 10^6$	2,199	$2,7204 \cdot 10^6$	2,214
455D	$3,6401 \cdot 10^6$	2,184	$2,1791 \cdot 10^6$	2,241
455E	$2,1765 \cdot 10^6$	2,192	$1,0593 \cdot 10^6$	2,279
364A	$2,3793 \cdot 10^6$	2,213	$1,1866 \cdot 10^6$	2,257
364B	$4,2812 \cdot 10^6$	2,221	$2,4721 \cdot 10^6$	2,181
364C	$5,1522 \cdot 10^6$	2,182	$2,8988 \cdot 10^6$	2,205
364D	$4,2329 \cdot 10^6$	2,208	$2,4281 \cdot 10^6$	2,181
364E	$2,4530 \cdot 10^6$	2,203	$1,1261 \cdot 10^6$	5,121
273A	$2,1753 \cdot 10^6$	2,181	$1,1060 \cdot 10^6$	2,183
273B	$4,0630 \cdot 10^6$	2,189	$2,2450 \cdot 10^6$	2,205
273C	$4,8409 \cdot 10^6$	2,199	$2,7663 \cdot 10^6$	2,181
273D	$3,9462 \cdot 10^6$	2,195	$2,3429 \cdot 10^6$	2,190
273E	$2,3436 \cdot 10^6$	2,460	$1,0838 \cdot 10^6$	2,194
182A	$1,6213 \cdot 10^6$	2,282	$7,8972 \cdot 10^6$	2,185
182B	$2,9234 \cdot 10^6$	2,194	$1,6654 \cdot 10^6$	2,189
182C	$3,5012 \cdot 10^6$	2,262	$2,0184 \cdot 10^6$	2,182
182D	$2,9054 \cdot 10^6$	2,189	$1,6363 \cdot 10^6$	2,287
182E	$1,6565 \cdot 10^6$	2,266	$7,7720 \cdot 10^5$	2,186

Posição axial (mm)	A_{nua}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{nua}^{\infty}}$ (%)	A_{cd}^{∞} (Bq)	$\sigma_{A_{cd}^{\infty}}$ (%)
91A	$1,0730 \cdot 10^6$	2,182	$3,7496 \cdot 10^5$	2,197
91B	$1,9001 \cdot 10^6$	2,182	$7,7209 \cdot 10^5$	2,181
91C	$2,0363 \cdot 10^6$	2,227	$9,5910 \cdot 10^5$	2,264
91D	$1,8383 \cdot 10^6$	2,193	$7,7119 \cdot 10^5$	2,183
91E	$1,0951 \cdot 10^6$	2,184	$3,710^9 \cdot 10^5$	2,211

APÊNDICE C – Razão de cádmio

A partir dos resultados demonstrados pelas TAB. C.1, C.2, C.3 e C.4 e pelas equações (3.15) e (3.18-19) tem-se os valores para a razão de cádmio e seu desvio padrão em cada posição para os quatro canais de irradiação.

TABELA C.1 - Razões de cádmio para as posições do canal de irradiação 2-3.

Posição axial (mm)	R_{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%) *
637C	1,7757	3,8639
546C	1,3705	3,2860
455C	1,4306	3,2638
364C	1,4104	3,2737
273C	1,4121	3,8651
182C	1,3769	3,2448
91C	1,6604	3,4554

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ

TABELA C.2 - Razões de cádmio para as posições do canal de irradiação 6-7.

Posição axial (mm)	R_{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
637B	1,7067	3,184
637C	1,9255	3,191
637D	2,0802	3,298
546B	1,4032	3,131
546C	1,5224	3,142
546D	2,1785	3,098
455B	1,3326	3,416
455C	1,3684	3,115
364B	1,3111	3,387
364C	1,3790	3,102
364D	1,9871	3,150

Posição axial (mm)	R _{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
273B	1,3376	3,137
273C	1,3885	3,176
273D	1,8963	4,201
182B	1,2599	3,188
182C	1,3507	3,630
182D	1,9718	3,498
91B	1,4299	4,798
91C	1,5210	3,299
91D	1,9957	3,198

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ

TABELA C.3 - Razões de cádmio para as posições do canal de irradiação 10-11.

Posição axial (mm)	R _{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
637A	1,9714	3,309
637B	1,6696	3,214
637C	1,5283	3,115
637D	1,3839	3,596
637E	1,9451	3,768
546A	1,6708	3,280
546B	1,4922	3,167
546C	1,3417	3,089
546D	1,4866	4,216
546E	1,6874	3,130
455A	1,7391	3,220
455B	1,4652	3,226
455C	1,4626	3,158
455D	1,4550	3,373
455E	1,7625	3,372

Posição axial (mm)	R_{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
364A	1,7713	3,631
364B	1,4501	3,535
364C	1,4195	3,186
364D	1,5389	3,198
364E	1,8052	3,086
273A	1,7773	3,086
273B	1,5342	3,096
273C	1,4480	3,10 ⁹
273D	1,5626	3,086
273E	1,8155	3,260
182A	1,8182	3,132
182B	1,4984	3,426
182C	1,4047	3,229
182D	1,5571	3,147
182E	1,7819	3,246
91A	2,2210	3,218
91B	1,8111	3,135
91C	1,8560	3,707
91D	1,9092	3,112
91E	2,2066	4,774

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ

TABELA C.4 - Razões de cádmio para as posições do canal de irradiação 14-15.

Posição axial (mm)	R_{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
637A	2,5670	3,391
637B	1,9997	3,224
637C	1,5751	3,223
637D	1,8686	3,241
637E	2,5564	3,289
546A	1,6299	3,199

Posição axial (mm)	R _{cd}	$\sigma_{R_{cd}}$ (%)*
546B	1,4452	3,307
546C	1,6607	3,205
546D	1,6840	3,215
546E	1,4742	3,320
455A	1,5967	3,269
455B	1,5182	3,195
455C	1,6633	3,218
455D	1,5794	3,227
455E	1,6067	3,261
364A	1,7013	3,260
364B	1,6372	3,209
364C	1,6323	3,198
364D	1,6655	3,200
364E	1,8586	5,061
273A	1,5346	3,181
273B	1,4993	3,204
273C	1,6554	3,193
273D	1,4230	3,197
273E	2,2132	3,395
182A	2,0088	3,258
182B	1,7589	3,195
182C	1,6287	3,240
182D	1,8077	3,265
182E	2,0745	3,247
91A	2,9199	3,192
91B	2,3488	3,180
91C	1,6766	3,277
91D	2,3219	3,190
91E	2,8780	3,204

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ

APÊNDICE D – Fluxo de Nêutrons Térmicos e Epitérmicos

Determinadas as atividades de saturação e as razões de cádmio, obtêm-se os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos em cada uma das posições em cada canal de irradiação. Esses valores de fluxo de nêutrons se referem a potência de $74,64 \pm 2,43$ Watts obtidas por SILVA 2014.

TABELA D.1 - Fluxo de nêutrons térmicos do canal de irradiação 2-3.

Posição axial (mm)	ϕ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{th}}$ (%)*	ϕ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{ep}}$ (%)
637C	$2,0709 \cdot 10^8$	4,618	$1,9554 \cdot 10^8$	2,922
546C	$2,1830 \cdot 10^8$	4,102	$4,6994 \cdot 10^8$	2,185
455C	$3,7063 \cdot 10^8$	3,927	$6,7060 \cdot 10^8$	2,427
364C	$3,9332 \cdot 10^8$	3,935	$7,5199 \cdot 10^8$	2,440
273C	$3,6249 \cdot 10^8$	4,438	$6,8966 \cdot 10^8$	3,192
182C	$2,4893 \cdot 10^8$	3,915	$5,2527 \cdot 10^8$	2,394
91C	$2,2227 \cdot 10^8$	4,344	$2,4976 \cdot 10^8$	2,239

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA D.2 - Fluxo de nêutrons térmicos do canal de irradiação 6-7.

Posição axial (mm)	ϕ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{th}}$ (%)*	ϕ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{ep}}$ (%)
637B	$2,6317 \cdot 10^8$	3,94	$2,7463 \cdot 10^8$	2,18
637C	$3,1571 \cdot 10^8$	3,95	$2,4682 \cdot 10^8$	2,18
637D	$2,2180 \cdot 10^8$	4,11	$1,4727 \cdot 10^8$	2,20
546B	$3,2816 \cdot 10^8$	3,85	$6,4038 \cdot 10^8$	2,18
546C	$4,6668 \cdot 10^8$	3,87	$6,7881 \cdot 10^8$	2,18
546D	$6,2002 \cdot 10^8$	3,80	$3,7570 \cdot 10^8$	2,18
455B	$3,9290 \cdot 10^8$	4,31	$9,6106 \cdot 10^8$	2,18
455C	$4,9793 \cdot 10^8$	3,83	$1,0791 \cdot 10^9$	2,18
364B	$4,0783 \cdot 10^8$	4,22	$1,0807 \cdot 10^9$	2,27

Posição axial (mm)	φ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{th}}$ (%)*	φ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{ep}}$ (%)
364C	5,7203.10 ⁸	3,81	1,1993.10 ⁹	2,18
364D	1,0104.10 ⁹	3,88	7,3781.10 ⁸	2,19
273B	4,1229.10 ⁸	3,84	9,9056.10 ⁸	2,22
273C	5,4999.10 ⁸	3,85	1,1202.10 ⁹	2,31
273D	8,8925.10 ⁸	4,74	7,1940.10 ⁸	3,59
182B	2,2861.10 ⁸	3,93	7,5643.10 ⁸	2,21
182C	3,6126.10 ⁸	4,43	8,2956.10 ⁸	2,60
182D	7,6231.10 ⁸	4,32	5,6593.10 ⁸	2,41
91B	2,0871.10 ⁸	5,54	3,7832.10 ⁸	3,92
91C	2,8240.10 ⁸	4,09	4,1200.10 ⁸	2,25
91D	3,8748.10 ⁸	3,95	2,8035.10 ⁸	2,21

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA D.3 - Fluxo de nêutrons térmicos do canal de irradiação 10-11.

Posição axial (mm)	φ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{th}}$ (%)*	φ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{ep}}$ (%)
637A	2,1553.10 ⁸	3,964	1,610 ⁹ .10 ⁸	2,490
637B	2,8826.10 ⁸	3,884	3,5118.10 ⁸	2,361
637C	3,1429.10 ⁸	3,803	4,1926.10 ⁸	2,225
637D	1,8764.10 ⁸	4,206	2,9916.10 ⁸	2,860
637E	1,4225.10 ⁸	4,354	1,4441.10 ⁸	3,073
546A	3,1921.10 ⁸	3,939	3,5599.10 ⁸	2,451
546B	3,9022.10 ⁸	3,846	7,8971.10 ⁸	2,298
546C	5,0104.10 ⁸	3,782	9,4367.10 ⁸	2,188
546D	4,6869.10 ⁸	4,747	7,4829.10 ⁸	3,609
546E	3,1908.10 ⁸	3,815	3,4644.10 ⁸	2,246
455A	5,0230.10 ⁸	3,889	5,0385.10 ⁸	2,370
455B	6,6995.10 ⁸	3,894	1,1263.10 ⁹	2,377

Posição axial (mm)	ϕ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{th}}$ (%)*	ϕ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\phi_{ep}}$ (%)
455C	7,6093.10 ⁸	3,838	1,2874.10 ⁹	2,285
455D	6,4290.10 ⁸	4,017	1,1085.10 ⁹	2,574
455E	5,1037.10 ⁸	4,016	4,9486.10 ⁸	2,572
364A	5,5853.10 ⁸	4,236	5,3487.10 ⁸	2,904
364C	7,8779.10 ⁸	3,861	1,2725.10 ⁹	2,783
364D	7,2869.10 ⁸	4,154	1,4928.10 ⁹	2,323
364E	8,6891.10 ⁸	3,872	1,2359.10 ⁹	2,341
273A	5,9386.10 ⁸	3,779	5,4282.10 ⁸	2,184
273B	5,4181.10 ⁸	3,779	5,1453.10 ⁸	2,185
273C	7,9085.10 ⁸	3,787	1,1360.10 ⁹	2,199
273D	7,6116.10 ⁸	3,798	1,3364.10 ⁹	2,217
273E	8,2169.10 ⁸	3,779	1,1137.10 ⁹	2,184
182A	5,4374.10 ⁸	3,922	4,9023.10 ⁸	2,423
182B	4,1757.10 ⁸	3,817	3,7513.10 ⁸	2,249
182C	5,3545.10 ⁸	4,062	8,3195.10 ⁸	2,643
182D	4,9974.10 ⁸	3,896	9,8751.10 ⁸	2,382
182E	6,0346.10 ⁸	3,829	8,2685.10 ⁸	2,269
91A	3,9115.10 ⁸	3,910	3,6910.10 ⁸	2,404
91B	3,0202.10 ⁸	3,887	1,7720.10 ⁸	2,367
91C	4,2086.10 ⁸	3,820	3,8168.10 ⁸	2,254
91D	5,0873.10 ⁸	4,301	4,3534.10 ⁸	2,998
91E	4,7123.10 ⁸	3,801	3,7798.10 ⁸	2,221
	2,7810.10 ⁸	5,248	1,6521.10 ⁸	4,247

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA D.4 - Fluxo de nêutrons térmicos do canal de irradiação 14-15.

Posição axial (mm)	φ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{th}}$ (%)*	φ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{ep}}$ (%)
637A	1,9063.10 ⁸	2,761	2,1232.10 ⁸	2,446
637B	3,1025.10 ⁸	4,356	3,6502.10 ⁸	2,239
637C	4,7899.10 ⁸	6,067	3,6585.10 ⁸	2,198
637D	4,0288.10 ⁸	4,820	2,7988.10 ⁸	2,185
637E	3,6619.10 ⁸	2,694	8,5802.1007	2,324
546A	1,5872.10 ⁸	5,511	4,9778.10 ⁸	2,189
546B	5,7284.10 ⁸	7,834	8,0873.10 ⁸	2,330
546C	8,0186.10 ⁸	6,235	8,5875.10 ⁸	2,185
546D	8,1549.10 ⁸	6,417	6,3056.10 ⁸	2,199
546E	5,8878.10 ⁸	6,193	2,1840.10 ⁸	2,280
455A	2,2964.10 ⁸	5,554	7,2289.10 ⁸	2,186
455B	7,2727.10 ⁸	7,024	1,2413.10 ⁹	2,195
455C	1,0537.10 ⁹	6,419	1,2293.10 ⁹	2,214
455D	1,1473.10 ⁹	7,120	9,4786.10 ⁸	2,241
455E	8,3201.10 ⁸	5,328	3,3883.10 ⁸	2,279
364A	2,6111.10 ⁸	5,182	8,3749.10 ⁸	2,257
364C	1,1328.10 ⁹	6,197	1,4077.10 ⁹	2,205
364D	1,2414.10 ⁹	6,281	1,0792.10 ⁹	2,181
364E	8,8892.10 ⁸	6,102	3,9557.10 ⁸	5,121
273A	2,3715.10 ⁸	5,749	7,5503.10 ⁸	2,183
273B	7,3856.10 ⁸	6,588	1,2801.10 ⁹	2,205
273C	1,0837.10 ⁹	6,264	1,3639.10 ⁹	2,181
273D	1,0818.10 ⁹	7,752	1,0075.10 ⁹	2,190
273E	7,2591.10 ⁸	3,922	4,0456.10 ⁸	2,194
182A	2,0157.10 ⁸	4,319	5,4962.10 ⁸	2,185
182B	5,2634.10 ⁸	5,867	9,8550.10 ⁸	2,189
182C	7,8812.10 ⁸	6,579	1,0195.10 ⁹	2,182
182D	7,5615.10 ⁸	5,690	7,7073.10 ⁸	2,287
182E	5,4398.10 ⁸	4,006	3,1515.10 ⁸	2,186
91A	1,9370.10 ⁸	2,221	2,6341.10 ⁸	2,197

Posição axial (mm)	φ_{th} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{th}}$ (%)*	φ_{ep} (nêutrons/cm ² s)	$\sigma_{\varphi_{ep}}$ (%)
91B	3,5455.10 ⁸	3,043	4,9103.10 ⁸	2,181
91C	4,9903.10 ⁸	4,977	5,2228.10 ⁸	2,264
91D	5,1931.10 ⁸	3,168	3,8511.10 ⁸	2,183
91E	3,7582.10 ⁸	2,220	1,5442.10 ⁸	2,211

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

APÊNDICE E – Spectro de nêutrons

Serão apresentados agora, resultados de cálculos do espectro neutrons no núcleo do reator IPEN/MB-01, utilizando o MCNP-5 (TAB.E.1 e FIG.E.1), assim como os resultados de toda a metodologia empregada para os cálculos com SANDBP (TAB.E.2) .

TABELA E.1 - Tabela com a Distribuição de Fluxo em 51 grupos de energia Calculado pelos Códigos MCNP-5.*

Energia (MeV)	Fluxo Relativo (1/cm ²)	% Fluxo	Fluxo (n/cm ² .s)
1,0.10 ⁻⁹	4,50.10 ⁻⁰⁸	5,8414.10 ⁻⁵	2,7881.10 ⁵
1,00.10 ⁻⁰⁸	4,38.10 ⁻⁰⁶	5,6850.10 ⁻³	2,7135.10 ⁷
2,80.10 ⁻⁰⁸	2,08.10 ⁻⁰⁵	2,6999.10 ⁻²	1,2887.10 ⁸
7,60.10 ⁻⁰⁸	1,13.10 ⁻⁰⁴	1,4626.10 ⁻¹	6,9810.10 ⁸
1,150.10 ⁻⁰⁷	4,61.10 ⁻⁰⁵	5,9902.10 ⁻²	2,8592.10 ⁸
2,550.10 ⁻⁰⁷	2,22.10 ⁻⁰⁵	2,8808.10 ⁻²	1,3750.10 ⁸
5,50.10 ⁻⁰⁷	1,50.10 ⁻⁰⁵	1,9519.10 ⁻²	9,3166.10 ⁷
1,275.10 ⁻⁰⁶	1,56.10 ⁻⁰⁵	2,0219.10 ⁻²	9,6509.10 ⁷
2,80.10 ⁻⁰⁶	1,37.10 ⁻⁰⁵	1,7759.10 ⁻²	8,4767.10 ⁷
6,30.10 ⁻⁰⁶	1,38.10 ⁻⁰⁵	1,7881.10 ⁻²	8,5345.10 ⁷
1,350.10 ⁻⁰⁵	1,29.10 ⁻⁰⁵	1,6774.10 ⁻²	8,064.10 ⁷
3,00.10 ⁻⁰⁵	1,42.10 ⁻⁰⁵	1,8439.10 ⁻²	8,8010.10 ⁷
6,90.10 ⁻⁰⁵	1,53.10 ⁻⁰⁵	1,9848.10 ⁻²	9,4735.10 ⁷
1,350.10 ⁻⁰⁴	1,29.10 ⁻⁰⁵	1,6781.10 ⁻²	8,096.10 ⁷
2,20.10 ⁻⁰⁴	9,65.10 ⁻⁰⁶	1,2530.10 ⁻²	5,9807.10 ⁷
3,60.10 ⁻⁰⁴	9,82.10 ⁻⁰⁶	1,2751.10 ⁻²	6,0860.10 ⁷
5,750.10 ⁻⁰⁴	9,47.10 ⁻⁰⁶	1,230.10 ⁻²	5,8708.10 ⁷
9,60.10 ⁻⁰⁴	1,05.10 ⁻⁰⁵	1,3693.10 ⁻²	6,5359.10 ⁷
1,60.10 ⁻⁰³	1,06.10 ⁻⁰⁵	1,3793.10 ⁻²	6,5837.10 ⁷
2,70.10 ⁻⁰³	1,11.10 ⁻⁰⁵	1,4410.10 ⁻²	6,8778.10 ⁷
4,50.10 ⁻⁰³	1,08.10 ⁻⁰⁵	1,4018.10 ⁻²	6,6911.10 ⁷
7,20.10 ⁻⁰³	1,03.10 ⁻⁰⁵	1,3393.10 ⁻²	6,3924.10 ⁷
1,20.10 ⁻⁰²	1,16.10 ⁻⁰⁵	1,5034.10 ⁻²	7,1757.10 ⁷
1,90.10 ⁻⁰²	1,08.10 ⁻⁰⁵	1,4035.10 ⁻²	6,6988.10 ⁷

Energia (MeV)	Fluxo Relativo (1/cm ²)	% Fluxo	Fluxo (n/cm ² .s)
3,20.10 ⁻⁰²	1,29.10 ⁻⁰⁵	1,6820.10 ⁻²	8,0285.10 ⁷
5,250.10 ⁻⁰²	1,38.10 ⁻⁰⁵	1,7907.10 ⁻²	8,5473.10 ⁷
8,80.10 ⁻⁰²	1,60.10 ⁻⁰⁵	2,0769.10 ⁻²	9,9133.10 ⁷
1,350.10 ⁻⁰¹	1,57.10 ⁻⁰⁵	2,0376.10 ⁻²	9,7257.10 ⁷
1,90.10 ⁻⁰¹	1,49.10 ⁻⁰⁵	1,9398.10 ⁻²	9,2590.10 ⁷
2,550.10 ⁻⁰¹	1,48.10 ⁻⁰⁵	1,9193.10 ⁻²	9,1611.10 ⁷
3,20.10 ⁻⁰¹	1,36.10 ⁻⁰⁵	1,7612.10 ⁻²	8,4061.10 ⁷
4,00.10 ⁻⁰¹	1,42.10 ⁻⁰⁵	1,8417.10 ⁻²	8,7905.10 ⁷
5,00.10 ⁻⁰¹	1,34.10 ⁻⁰⁵	1,7346.10 ⁻²	8,2796.10 ⁷
6,00.10 ⁻⁰¹	1,46.10 ⁻⁰⁵	1,8961.10 ⁻²	9,0503.10 ⁷
7,20.10 ⁻⁰¹	1,66.10 ⁻⁰⁵	2,1570.10 ⁻²	1,0295.10 ⁸
8,40.10 ⁻⁰¹	1,65.10 ⁻⁰⁵	2,1495.10 ⁻²	1,0260.10 ⁸
1,00	1,55.10 ⁻⁰⁵	2,070.10 ⁻²	9,5793.10 ⁷
1,40	3,11.10 ⁻⁰⁵	4,0370.10 ⁻²	1,9269.10 ⁸
1,80	2,60.10 ⁻⁰⁵	3,3788.10 ⁻²	1,6127.10 ⁸
2,30	2,45.10 ⁻⁰⁵	3,1795.10 ⁻²	1,5176.10 ⁸
2,90	2,51.10 ⁻⁰⁵	3,2644.10 ⁻²	1,5581.10 ⁸
3,70	1,89.10 ⁻⁰⁵	2,4592.10 ⁻²	1,1738.10 ⁸
4,50	1,13.10 ⁻⁰⁵	1,4627.10 ⁻²	6,9815.10 ⁷
5,50	8,26.10 ⁻⁰⁶	1,0734.10 ⁻²	5,1234.10 ⁷
6,70	4,78.10 ⁻⁰⁶	6,2033.10 ⁻³	2,9609.10 ⁷
8,20	2,30.10 ⁻⁰⁶	2,9836.10 ⁻³	1,4241.10 ⁷
1,00.10 ⁰¹	8,28.10 ⁻⁰⁷	1,0750.10 ⁻³	5,1313.10 ⁶
1,250.10 ⁰¹	2,36.10 ⁻⁰⁷	3,0616.10 ⁻⁴	1,4613.10 ⁶
1,60.10 ⁰¹	4,29.10 ⁻⁰⁸	5,5687.10 ⁻⁵	2,6580.10 ⁵
2,00.10 ⁰¹	3,40.10 ⁻⁰⁹	4,4164.10 ⁻⁶	2,1080.10 ⁴

* Incertezas associadas de 2,5% ao nível de confiança estatística de 2 σ , referentes à simulação do MCNP-5.

FIGURA E.1. Espectro de Nêutrons Calculados pelo MCNP-5 (Fluxo Diferencial).

TABELA E.2 - Fluxos relativos colapsados em 50 grupos normalizados desdobrados pelo SANDBP

Energy (MeV)	Valores Absolutos		Normalizados para 1,00e-10 Mev		
	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Razão da Energia (MeV)
1,000.10 ⁻⁸	3,782.10 ¹⁹	2,513.10 ¹³	1,495.10 ⁶	9,938.10 ⁻¹	4,587.10 ⁻⁴
2,800.10 ⁻⁸	3,325.10 ¹⁹	2,445.10 ¹³	1,315.10 ⁶	9,669.10 ⁻¹	6,317.10 ⁻⁴
7,600.10 ⁻⁸	1,883.10 ¹⁹	2,286.10 ¹³	7,445.10 ⁵	9,037.10 ⁻¹	1,340.10 ⁻³
1,150.10 ⁻⁷	5,796.10 ¹⁸	2,212.10 ¹³	2,292.10 ⁵	8,747.10 ⁻¹	1,951.10 ⁻³
2,550.10 ⁻⁷	1,402.10 ¹⁸	2,131.10 ¹³	5,544.10 ⁴	8,426.10 ⁻¹	3,303.10 ⁻³
5,500.10 ⁻⁷	5,165.10 ¹⁷	2,090.10 ¹³	2,042.10 ⁴	8,263.10 ⁻¹	4,330.10 ⁻³
1,275.10 ⁻⁶	5,641.10 ¹⁷	2,052.10 ¹³	2,230.10 ⁴	8,115.10 ⁻¹	5,358.10 ⁻³
2,800.10 ⁻⁶	2,601.10 ¹⁷	1,966.10 ¹³	1,029.10 ⁴	7,775.10 ⁻¹	8,346.10 ⁻³

Energy (MeV)	Valores Absolutos		Normalizados para 1,00e-10 Mev		
	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Razão da Energia (MeV)
6,300.10 ⁻⁶	1,342.10 ¹⁷	1,875.10 ¹³	5,304.10 ³	7,415.10 ⁻¹	1,387.10 ⁻²
1,350.10 ⁻⁵	2,392.10 ¹⁶	1,779.10 ¹³	9,457.10 ²	7,033.10 ⁻¹	2,609.10 ⁻²
3,000.10 ⁻⁵	1,218.10 ¹⁶	1,739.10 ¹³	4,816.10 ²	6,877.10 ⁻¹	3,459.10 ⁻²
6,900.10 ⁻⁵	7,635.10 ¹⁵	1,692.10 ¹³	3,019.10 ²	6,689.10 ⁻¹	4,694.10 ⁻²
1,350.10 ⁻⁴	4,618.10 ¹⁵	1,641.10 ¹³	1,826.10 ²	6,490.10 ⁻¹	6,256.10 ⁻²
2,200.10 ⁻⁴	3,324.10 ¹⁵	1,602.10 ¹³	1,314.10 ²	6,334.10 ⁻¹	7,679.10 ⁻²
3,600.10 ⁻⁴	2,413.10 ¹⁵	1,556.10 ¹³	9,540.10 ¹	6,150.10 ⁻¹	9,735.10 ⁻²
5,750.10 ⁻⁴	1,493.10 ¹⁵	1,504.10 ¹³	5,903.10 ¹	5,945.10 ⁻¹	1,270.10 ⁻¹
9,600.10 ⁻⁴	1,109.10 ¹⁵	1,446.10 ¹³	4,384.10 ¹	5,718.10 ⁻¹	1,732.10 ⁻¹
1,600.10 ⁻³	2,987.10 ¹⁴	1,375.10 ¹³	1,181.10 ¹	5,437.10 ⁻¹	2,657.10 ⁻¹
2,700.10 ⁻³	1,467.10 ¹⁴	1,342.10 ¹³	5,801.10 ⁰	5,308.10 ⁻¹	3,287.10 ⁻¹
4,500.10 ⁻³	8,593.10 ¹³	1,316.10 ¹³	3,398.10 ⁰	5,203.10 ⁻¹	3,852.10 ⁻¹
7,200.10 ⁻³	5,830.10 ¹³	1,293.10 ¹³	2,305.10 ⁰	5,111.10 ⁻¹	4,360.10 ⁻¹
1,200.10 ⁻²	3,739.10 ¹³	1,265.10 ¹³	1,478.10 ⁰	5,001.10 ⁻¹	4,986.10 ⁻¹
1,900.10 ⁻²	2,376.10 ¹³	1,239.10 ¹³	9,394.10 ⁻¹	4,897.10 ⁻¹	5,562.10 ⁻¹
3,200.10 ⁻²	1,542.10 ¹³	1,208.10 ¹³	6,099.10 ⁻¹	4,775.10 ⁻¹	6,233.10 ⁻¹
5,250.10 ⁻²	1,059.10 ¹³	1,176.10 ¹³	4,186.10 ⁻¹	4,650.10 ⁻¹	6,878.10 ⁻¹
8,800.10 ⁻²	7,870.10 ¹²	1,139.10 ¹³	3,112.10 ⁻¹	4,501.10 ⁻¹	7,594.10 ⁻¹
1,350.10 ⁻¹	6,733.10 ¹²	1,102.10 ¹³	2,662.10 ⁻¹	4,355.10 ⁻¹	8,224.10 ⁻¹
1,900.10 ⁻¹	5,816.10 ¹²	1,065.10 ¹³	2,299.10 ⁻¹	4,209.10 ⁻¹	8,787.10 ⁻¹
2,550.10 ⁻¹	6,292.10 ¹²	1,027.10 ¹³	2,488.10 ⁻¹	4,059.10 ⁻¹	9,310.10 ⁻¹
3,200.10 ⁻¹	8,085.10 ¹²	9,858.10 ¹²	3,197.10 ⁻¹	3,898.10 ⁻¹	9,826.10 ⁻¹
4,000.10 ⁻¹	8,783.10 ¹²	9,211.10 ¹²	3,472.10 ⁻¹	3,642.10 ⁻¹	1,063.10 ⁰
5,000.10 ⁻¹	9,594.10 ¹²	8,333.10 ¹²	3,793.10 ⁻¹	3,295.10 ⁻¹	1,176.10 ⁰
6,000.10 ⁻¹	7,313.10 ¹²	7,374.10 ¹²	2,891.10 ⁻¹	2,915.10 ⁻¹	1,313.10 ⁰
7,200.10 ⁻¹	6,761.10 ¹²	6,496.10 ¹²	2,673.10 ⁻¹	2,568.10 ⁻¹	1,457.10 ⁰
8,400.10 ⁻¹	4,960.10 ¹²	5,685.10 ¹²	1,961.10 ⁻¹	2,248.10 ⁻¹	1,609.10 ⁰
1,000.10 ⁰	3,233.10 ¹²	4,891.10 ¹²	1,278.10 ⁻¹	1,934.10 ⁻¹	1,785.10 ⁰
1,400.10 ⁰	2,437.10 ¹²	3,598.10 ¹²	9,634.10 ⁻²	1,422.10 ⁻¹	2,195.10 ⁰

Energy (MeV)	Valores Absolutos		Normalizados para 1,00e-10 Mev		
	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Differential Flux 1/M2/S/Mev	Integral Flux 1/M2/S	Razão da Energia (MeV)
$1,800.10^0$	$1,726.10^{12}$	$2,623.10^{12}$	$6,823.10^{-2}$	$1,037.10^{-1}$	$2,590.10^0$
$2,300.10^0$	$1,120.10^{12}$	$1,760.10^{12}$	$4,427.10^{-2}$	$6,960.10^{-2}$	$3,091.10^0$
$2,900.10^0$	$6,015.10^{11}$	$1,088.10^{12}$	$2,378.10^{-2}$	$4,303.10^{-2}$	$3,705.10^0$
$3,700.10^0$	$3,217.10^{11}$	$6,073.10^{11}$	$1,272.10^{-2}$	$2,401.10^{-2}$	$4,494.10^0$
$4,500.10^0$	$1,837.10^{11}$	$3,499.10^{11}$	$7,265.10^{-3}$	$1,384.10^{-2}$	$5,182.10^0$
$5,500.10^0$	$8,702.10^{10}$	$1,662.10^{11}$	$3,441.10^{-3}$	$6,571.10^{-3}$	$6,054.10^0$
$6,700.10^0$	$3,113.10^{10}$	$6,178.10^{10}$	$1,231.10^{-3}$	$2,443.10^{-3}$	$7,117.10^0$
$8,200.10^0$	$6,790.10^9$	$1,508.10^{10}$	$2,685.10^{-4}$	$5,963.10^{-4}$	$8,574.10^0$
$1,000.10^1$	$9,578.10^8$	$2,860.10^9$	$3,787.10^{-5}$	$1,131.10^{-4}$	$1,037.10^1$
$1,250.10^1$	$1,331.10^8$	$4,660.10^8$	$5,264.10^{-6}$	$1,842.10^{-5}$	$1,250.10^1$

APÊNDICE F – Fator de Correção (k) dos detectores de ativação hiperpuros

A seguir apresentamos os fatores de correção do fluxo de nêutrons obtidos experimentalmente para as folhas de ouro irradiadas com e sem cobertura de cádmio nas mesmas condições experimentais de potência (TAB.F.1), posições das barras de controle, temperatura do moderador, posição no núcleo, etc. Os valores dos fatores de correção térmicos K_{th} e epitérmicos K_{ep} (TAB.F.2) foram obtidos através da expressão dada pela equação (4.19) e alculados para a região central (canal de irradiação 14-15) do núcleo do reator nuclear.

TABELA F.1- Fator de correção (K) para cálculo de fluxo de nêutrons das folhas de ativação hiperpuras (^{197}Au) nuas e cobertas com cádmio (cd).

Posição axial (mm)	K nua	Incerteza (%)	K cd	Incerteza (%)
637A	0,693	1,526	0,435	1,063
637B	0,613	1,337	0,501	1,121
637C	0,617	1,371	0,645	1,418
637D	0,637	1,439	0,659	1,440
637E	0,693	1,514	1,024	2,379
546A	0,620	1,364	0,407	1,890
546B	0,570	1,256	0,523	1,218
546C	0,612	1,354	0,591	1,292
546D	0,571	1,262	0,647	1,423
546E	0,627	1,423	0,918	2,094
455A	0,612	1,406	0,387	,846
455B	0,542	1,186	0,461	1,011
455C	0,614	1,349	0,585	1,296
455D	0,563	1,231	0,636	1,425
455E	0,611	1,339	0,813	1,853
364A	0,591	1,307	0,375	1,846
364D	0,573	1,264	0,606	1,321
364E	0,622	1,371	0,740	3,790

Posição axial (mm)	K nua	Incerteza (%)	K cd	Incerteza (%)
273A	0,593	1,294	0,384	,838
273B	0,568	1,243	0,456	1,005
273C	0,597	1,312	0,546	1,191
273D	0,568	1,248	0,605	1,324
273E	0,654	1,610	0,691	1,515
182A	0,612	1,396	0,390	,853
182B	0,566	1,241	0,459	1,004
182C	0,588	1,330	0,538	1,173
182D	0,582	1,274	0,566	1,296
182E	0,638	1,447	0,670	1,464
91A	0,678	1,480	0,370	,813
91B	0,671	1,464	0,423	,923
91C	0,598	1,331	0,482	1,090
91D	0,633	1,387	0,525	1,146
91E	0,667	1,456	0,614	1,358

TABELA F.2- Fator de correção Térmico (K_{th}) e Eptérmico (K_{ep}) para cálculo de fluxo de nêutrons das folhas de ativação hiperpuras (99,9%) , no canal de irradiação 14-15.

Posição axial (mm)	K_{th}	Incerteza (%)	K_{ep}	Incerteza (%)
637A	1,140	0,023	0,435	4,837
637B	0,809	0,016	0,505	6,307
637C	0,576	0,012	0,651	6,117
637D	0,607	0,012	0,665	5,180
637E	0,568	0,011	1,033	7,354
546A	1,643	0,033	0,410	8,538
546B	0,664	0,013	0,528	8,370
546C	0,638	0,013	0,597	6,873
546D	0,472	0,009	0,654	6,104

Posição axial (mm)	K _{th}	Incerteza (%)	K _{ep}	Incerteza (%)
546E	0,454	0,009	0,927	5,454
455A	1,697	0,034	0,391	8,458
455B	0,748	0,015	0,465	8,251
455C	0,655	0,013	0,591	6,825
455D	0,463	0,009	0,642	6,592
455E	0,478	0,010	0,820	5,619
364A	1,650	0,033	0,378	7,961
364B	0,728	0,015	0,570	6,858
364D	0,520	0,010	0,611	6,522
364E	0,536	0,011	0,747	5,632
273A	1,610	0,032	0,388	8,493
273B	0,858	0,017	0,460	8,010
273C	0,686	0,014	0,551	6,995
273D	0,508	0,010	0,610	7,476
273E	0,617	0,012	0,697	5,175
182A	1,535	0,031	0,394	6,860
182B	0,864	0,017	0,463	7,309
182C	0,678	0,014	0,543	7,384
182D	0,598	0,012	0,572	6,054
182E	0,604	0,012	0,676	4,624
91A	1,323	0,026	0,374	5,384
91B	1,197	0,024	0,427	5,453
91C	0,779	0,016	0,486	6,364
91D	0,751	0,015	0,530	4,619
91E	0,697	0,014	0,620	5,833

APÊNDICE G – Comparação Entre os Resultados Calculados e Medidos

Os valores de fluxo calculados pelo MCNP-5 (unidade relativa de MCNP) foram relacionados ao Fluxo real ($n/cm^2.s$) através da média dos fluxos medidos e a média dos fluxos relativos calculados pelo MCNP.

TABELA G.1- Comparação entre os fluxos térmicos calculados através dos dados experimentais e medidos através de dois métodos computacionais, MCNP-5 e CITATION, no canal de irradiação 10-11.

Posição axial (mm)	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)*	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
637A	$2,16.10^8 \pm 4,62$	$2,0918.10^8 \pm 4,41$	$1,7408.10^8$
637B	$2,88.10^8 \pm 5,88$	$2,7970.10^8 \pm 4,83$	$2,6727.10^8$
637C	$3,14.10^8 \pm 7,65$	$3,1153.10^8 \pm 4,14$	$2,4608.10^8$
637D	$1,88.10^8 \pm 10,7$	$1,7668.10^8 \pm 4,31$	$1,5003.10^8$
637E	$1,42.10^8 \pm 6,08$	$1,4370.10^8 \pm 4,69$	$1,0487.10^8$
546A	$3,19.10^8 \pm 5,38$	$3,1350.10^8 \pm 4,66$	$2,7401.10^8$
546B	$3,90.10^8 \pm 7,46$	$3,9347.10^8 \pm 4,69$	$4,2407.10^8$
546C	$5,01.10^8 \pm 10,4$	$5,0341.10^8 \pm 4,53$	$3,9054.10^8$
546D	$4,69.10^8 \pm 8,16$	$4,5490.10^8 \pm 4,23$	$2,5926.10^8$
546E	$3,19.10^8 \pm 8,34$	$3,4308.10^8 \pm 4,26$	$1,7492.10^8$
455A	$5,02.10^8 \pm 5,92$	$5,0333.10^8 \pm 4,35$	$4,4125.10^8$
455B	$6,70.10^8 \pm 8,10$	$6,7236.10^8 \pm 4,42$	$6,9117.10^8$
455C	$7,61.10^8 \pm 9,52$	$7,6448.10^8 \pm 4,96$	$6,5403.10^8$
455D	$6,43.10^8 \pm 9,6$	$6,3327.10^8 \pm 4,96$	$4,5439.10^8$
455E	$5,11.10^8 \pm 8,24$	$5,1486.10^8 \pm 4,84$	$3,0296.10^8$
364A	$5,59.10^8 \pm 5,75$	$5,5357.10^8 \pm 4,96$	$5,2535.10^8$
364B	$7,29.10^8 \pm 8,30$	$7,3404.10^8 \pm 4,64$	$8,2876.10^8$
364C	$7,88.10^8 \pm 9,44$	$7,8778.10^8 \pm 4,92$	$8,5571.10^8$
364D	$8,69.10^8 \pm 10,8$	$8,6816.10^8 \pm 4,85$	$7,7752.10^8$
364E	$5,94.10^8 \pm 7,24$	$5,9200.10^8 \pm 4,76$	$4,8887.10^8$
273A	$5,42.10^8 \pm 6,06$	$5,3865.10^8 \pm 4,02$	$5,6688.10^8$
273B	$7,91.10^8 \pm 8,66$	$7,8948.10^8 \pm 4,78$	$9,0329.10^8$
273C	$8,22.10^8 \pm 9,46$	$8,3709.10^8 \pm 4,84$	$9,5284.10^8$

Posição axial (mm)	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)*	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
273D	$7,61.10^8 \pm 9,98$	$7,5177.10^8 \pm 4,40$	$8,9270.10^8$
273E	$5,44.10^8 \pm 7,70$	$5,4793.10^8 \pm 4,64$	$5,5706.10^8$
182A	$4,18.10^8 \pm 5,94$	$4,2630.10^8 \pm 4,23$	$3,9865.10^8$
182B	$5,36.10^8 \pm 9,06$	$5,3322.10^8 \pm 4,42$	$6,3186.10^8$
182C	$6,04.10^8 \pm 10,6$	$6,0995.10^8 \pm 4,47$	$6,6806.10^8$
182D	$5,00.10^8 \pm 9,94$	$4,9946.10^8 \pm 4,92$	$6,2973.10^8$
182E	$3,91.10^8 \pm 8,04$	$3,8948.10^8 \pm 4,54$	$3,9642.10^8$
91A	$3,02.10^8 \pm 4,98$	$2,9343.10^8 \pm 4,20$	$2,6588.10^8$
91B	$4,21.10^8 \pm 6,74$	$4,1462.10^8 \pm 4,03$	$4,2086.10^8$
91C	$5,09.10^8 \pm 7,08$	$5,0205.10^8 \pm 4,16$	$4,5562.10^8$
91D	$4,71.10^8 \pm 7,82$	$4,6052.10^8 \pm 4,17$	$4,2029.10^8$
91E	$2,78.10^8 \pm 6,48$	$2,8058.10^8 \pm 4,40$	$7,6795.10^8$

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA G.2- Comparação entre os fluxos térmicos calculados através dos dados experimentais e medidos através de dois métodos computacionais, MCNP-5 e CITATION, no canal de irradiação 06-07.

Posição axial (mm)	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)*	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
637B	$2,6317.10^8 \pm 7,94$	$2,4476.10^8 \pm 4,18$	$2,10.10^8$
637C	$3,1571.10^8 \pm 7,90$	$3,1976.10^8 \pm 4,28$	$1,87.10^8$
637D	$2,2180.10^8 \pm 8,22$	$2,2578.10^8 \pm 4,57$	$1,07.10^8$
546B	$3,2816.10^8 \pm 7,70$	$3,4597.10^8 \pm 4,34$	$3,29.10^8$
546C	$4,6668.10^8 \pm 7,73$	$4,7615.10^8 \pm 4,61$	$2,97.10^8$
546D	$6,2002.10^8 \pm 7,60$	$6,0750.10^8 \pm 4,16$	$1,86.10^8$
455B	$3,9290.10^8 \pm 8,60$	$3,8076.10^8 \pm 4,88$	$5,32.10^8$
455C	$4,9793.10^8 \pm 7,64$	$5,0109.10^8 \pm 4,39$	$4,98.10^8$
364B	$4,0783.10^8 \pm 8,42$	$3,9948.10^8 \pm 4,71$	$6,32.10^8$
364C	$5,7203.10^8 \pm 7,60$	$5,7479.10^8 \pm 4,45$	$6,55.10^8$
364D	$1,0104.10^9 \pm 7,76$	$9,8290.10^8 \pm 4,25$	$5,80.10^8$
273B	$4,1229.10^8 \pm 7,68$	$4,1813.10^8 \pm 4,89$	$6,85.10^8$

Posição axial (mm)	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)*	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
273C	$5,4999.10^8 \pm 7,70$	$5,4576.10^8 \pm 4,52$	$7,31.10^8$
273D	$8,8925.10^8 \pm 9,46$	$8,3505.10^8 \pm 4,26$	$6,73.10^8$
182B	$2,2861.10^8 \pm 7,84$	$2,1620.10^8 \pm 4,71$	$4,79.10^8$
182C	$3,6126.10^8 \pm 8,86$	$3,6360.10^8 \pm 4,64$	$1,33.10^8$
182D	$7,6231.10^8 \pm 8,64$	$7,4335.10^8 \pm 4,13$	$4,76.10^8$
91B	$2,0871.10^8 \pm 11,08$	$2,4838.10^8 \pm 4,73$	$3,21.10^8$
91C	$2,8240.10^8 \pm 8,16$	$2,8853.10^8 \pm 4,87$	$3,50.10^8$
91D	$3,8748.10^8 \pm 7,90$	$3,4092.10^8 \pm 4,92$	$3,20.10^8$

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA G.3- Comparação entre os fluxos térmicos calculados através dos dados experimentais e medidos através de dois métodos computacionais, MCNP-5 e CITATION, no canal de irradiação 02-03.

Posição axial (mm)	Fluxo Th $\pm$ incerteza(%)*	MCNP $\pm$ incerteza(%)	CITATION
637C	$2,07.10^8 \pm 7,22$	$2,1013.10^8 \pm 4,84$	$1,41.10^8$
546C	$2,18.10^8 \pm 8,20$	$2,1417.10^8 \pm 4,17$	$2,20.10^8$
455C	$3,71.10^8 \pm 7,84$	$3,6553.10^8 \pm 4,15$	$3,63.10^8$
364C	$3,93.10^8 \pm 7,86$	$3,9027.10^8 \pm 4,80$	$4,51.10^8$
273C	$3,62.10^8 \pm 8,86$	$3,6071.10^8 \pm 4,00$	$4,97.10^8$
182C	$2,49.10^8 \pm 7,82$	$2,4756.10^8 \pm 4,93$	$3,51.10^8$
91C	$2,22.10^8 \pm 8,68$	$2,3967.10^8 \pm 4,95$	$2,41.10^8$

* Incertezas associadas (%) ao nível de confiança estatística de 2σ .

TABELA G.4- Desvio entre valores de fluxo de nêutron térmicos medidos experimentalmente e calculados experimentalmente, na posição 14-15 dos canais de irradiação.

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
637A	0,925	1,224
637B	1,011	1,230
637C	0,957	1,663
637D	1,031	1,708
637E	1,784	2,440
546A	0,364	0,665
546B	0,989	1,451
546C	1,007	1,790
546D	1,352	2,182
546E	1,337	2,550
455A	0,938	0,582
455B	0,984	1,110
455C	0,916	0,141
455D	0,142	0,184
455E	2,646	2,161
364A	0,794	0,537
364C	1,018	0,123
364D	1,020	0,128
364E	2,409	1,844
273A	0,659	0,442
273B	0,888	0,817
273C	0,945	1,069
273D	0,108	0,119
273E	1,816	1,357
182A	0,975	0,537
182B	0,944	0,831
182C	1,022	1,111
182D	1,384	1,192
182E	2,337	1,447

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
91A	0,929	0,743
91B	1,060	0,820
91C	0,948	1,025
91D	1,381	1,199
91E	1,257	1,441

TABELA G.5- Desvio entre valores de fluxo de nêutron térmicos medidos experimentalmente e calculados experimentalmente, na posição 10-11 dos canais de irradiação.

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
637A	1,033	1,241
637B	1,030	1,078
637C	1,008	1,276
637D	1,064	1,253
637E	0,988	1,354
546A	1,018	1,164
546B	0,991	0,920
546C	0,995	1,283
546D	1,031	1,809
546E	0,930	1,824
455A	0,997	1,138
455B	0,996	0,969
455C	0,995	1,164
455D	1,015	1,415
455E	0,993	1,687
364A	1,010	1,064
364C	0,993	0,880
364D	1,000	0,921
364E	1,001	1,118

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
273A	1,003	1,215
273B	1,006	0,956
273C	1,002	0,876
273D	0,982	0,863
273E	1,012	0,852
182A	0,993	0,977
182B	0,981	1,049
182C	1,005	0,848
182D	0,990	0,904
182E	1,001	0,794
91A(	1,004	0,986
91B	1,029	1,136
91C	1,015	1,000
91D	1,014	1,117
91E	1,023	1,121

TABELA G.6- Desvio entre valores de fluxo de nêutrons térmicos medidos experimentalmente e calculados experimentalmente, na posição 06-07 dos canais de irradiação.

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
637B	1,075	1,253
637C	0,987	1,688
637D	0,982	2,073
546B	0,949	0,997
546C	0,980	1,571
546D	1,021	3,333
455B	1,032	0,739
455C	0,994	1,000
364B	1,021	0,645

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
364C	0,995	0,873
364D	0,103	0,174
273B	0,986	0,602
273C	1,008	0,752
273D	1,065	1,321
182B	1,057	0,477
182C	0,994	2,716
182D	1,026	1,601
91B	0,840	0,650
91C	0,979	0,807
91D	1,137	1,211

TABELA G.7- Desvio entre valores de fluxo de nêutrons térmicos medidos experimentalmente e calculados experimentalmente, na posição 02-03 dos canais de irradiação.

Posição axial (mm)	Desvio Medido/MCNP	Desvio Medido/CITATION
637C	0,985	1,468
546C	1,018	0,991
455C	1,015	1,022
364C	1,007	0,871
273C	1,004	0,728
182C	1,006	0,709
91C	0,926	0,921

ANEXO A – O Reator Nuclear IPEN/MB-01

A.1 Introdução

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

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 em escala reduzida, sem que haja a necessidade de construir-se um complexo sistema de remoção de calor. Esse tipo de

reator é conhecido mundialmente como Reator de Potência Zero ou Unidade Crítica, sendo no nosso caso, projetado para operar a uma potência máxima de 100 watts. Esses reatores representam uma ferramenta básica, que permitem aos pesquisadores estudarem não apenas por cálculos teóricos, mas também com medidas experimentais, o desempenho e as características do núcleo de um reator de potência ou de propulsão naval, antes da sua efetiva instalação, simulando as condições de projeto na própria instalação.

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

A.2 Descrição do Reator

O primeiro núcleo do Reator IPEN/MB-01 possui a forma de paralelepípedo com dimensões ativas de 39 x 42 x 54,6 cm, sendo constituído de um arranjo de 28 x 26 varetas combustíveis e 48 tubos guias, destinados a inserção das varetas de controle/segurança, responsáveis pelo controle da reação em cadeia e desligamento do reator. Nesta configuração, dita retangular, temos um total de 680 varetas e um excesso de reatividade de aproximadamente 2415 pcm.

No entanto o núcleo do Reator Nuclear IPEN/MB-01 possibilita 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, em um arranjo de 30x30. Nesta placa matriz foram montados os arranjos críticos retangulares, quadrado e cilindrizado.

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 54,6 cm, sendo que 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 TAB. A.1, A.2, A.3 e A.4 dadas a seguir, em que são apresentadas detalhadamente as composições, bem como as geometrias das varetas combustíveis e de controle do Reator IPEN/MB-01. O diagrama esquemático da vareta combustível e de controle, podem ser vistos na FIG.A.3 a seguir.

FIGURA A.3- Diagrama Esquemático das Varetas Combustíveis e de Controle.

A reatividade integral de cada barra de controle/segurança é suficiente para desligar o reator, ou seja, é de aproximadamente 3200 pcm. As barras de segurança apresentam as mesmas características geométricas das barras de controle, diferenciando das mesmas pelo material absorvedor de nêutrons utilizado, no caso B₄C e pelo fato de que durante a operação normal do reator, serem mantidas totalmente retiradas do núcleo ativo do mesmo, 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 um certo nível fixo de potência.

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

TABELA A.1- Dados Geométricos da Vareta de Controle do Reator 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 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	1,0034E-03
²³⁸ U	2,17938E-02
¹⁶ O	4,55138E-02
Revestimento, Tubo Guia	Concentração (átomos/barn-cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
⁵⁵ Mn	1,59898E-03
Si	3,34513E-04
Pastilha de Alumina	Concentração (átomos/barn-cm)
Al	4,30049E-02
¹⁶ O	6,45074E-02

TABELA A.4- Composição isotópica da Vareta de Controle.

Absorvedor	Concentração (átomos/barn-cm)
^{107}Ag	2,35462E-02
^{109}Ag	2,18835E-02
^{113}In	3,42506E-04
^{115}In	7,6599E-03
Cd	2,72492E-03
Revestimento, Tubo guia, Tampão Inferior	Concentração (átomos/barn-cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
^{55}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 como sabemos, é um elemento fundamental para a moderação da energia dos nêutrons rápidos de fissão, termalizando-os e com isso tornando a probabilidade de fissão dos núcleos de Urânio-235, muito maiores para os nêutrons de baixa energia, os chamados nêutrons térmicos. A água drenada caindo por gravidade é estocada no primeiro subsolo do reator, mais propriamente no Tanque de estocagem, onde ficará armazenada até ser novamente bombeada para o tanque moderador numa futura operação do reator, ou mesmo para tratamento da mesma, através de filtração 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 (detetores 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 detetor B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detetor 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 á água.

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos detetores 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 logica de proteção do reator. Existem vários valores de limiar operacionais (“set points”) que constituem a rede de intertravamento dos canais nucleares.

Assim, só para citar alguns exemplos, temos:

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

Para se atingir a contagem mínima nos canais lineares e liberar a partida do reator é necessária a utilização de uma fonte de nêutrons de Am-Be de atividade de 1 Ci e intensidade de $2,5 \cdot 10^6$ nêutrons/s. Esta fonte fica armazenada no segundo subsolo do prédio do reator e durante a partida do mesmo é levada através de um pequeno carrinho 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 as cegas, ou seja numa faixa operacional em que os detetores dos canais de partida e de segurança não estejam aptos a monitorar a taxa de crescimento da população de nêutrons, quando do início de sua operação (partida do reator).

Outros intertravamentos se fazem presentes nos canais nucleares. Talvez o mais

importante seja aquele referente ao período de crescimento da população neutrônica quando da supercriticalidade do reator, quando a população de nêutrons cresce exponencialmente. Assim, para períodos menores ou iguais a 17 segundos ocorrem o desligamento involuntário (“Scram”) de primeiro nível, com a correspondente queda das 4 barras . Para períodos menores ou iguais 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), a até intertravamentos que provocam o desligamento do reator (Operacionais). Podemos citar vários que vão desde a abertura da porta de acesso da Célula Crítica (Saguão onde 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, detetores dos canais nucleares, controle das barras, etc) estão situados dentro de um prédio estanque, mantido à pressão negativa, situada na faixa de -50 a -200 Pa (caso haja uma perda de estanqueidade o ar de fora é que entra), denominado de célula crítica, construído com paredes de concreto, com funções de confinamento e blindagem. Um dos intertravamentos de segurança é impedir a partida do reator caso a pressão negativa no interior da célula crítica não atinja a valores operacionais pré-estabelecidos em projeto, ou mesmo provocar o seu desligamento automático, caso a pressão negativa diminua em sua magnitude.

Dentre os inúmeros experimentos realizados nestes 26 anos de operação podemos destacar alguns deles, como teses de doutorado (medidas de índices espectrais, determinação da fração de nêutrons atrasados pela técnica de análise de ruído), mestrado (mapeamento de fluxo com Câmaras de fissão miniatura, determinação de densidade de potência através da varredura gama de varetas combustíveis, etc), cursos de graduação fornecidos a USP (IPN0025- 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, experimentos de arranjos críticos considerados padrões de comparação internacional junto a OECD/NEA, experimentos de interesse a validação de metodologia de cálculo (ex: 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 e este trabalho que vem se somar a tantos outros e que objetivou a determinação experimental da distribuição energética de nêutrons na região central do núcleo do reator IPEN/MB-01 e espacial ao longo dos canais de irradiação 14-15, 10-11, 06-07, 02-03 para o núcleo em sua configuração cilíndrica de menor excesso de reatividade (28x28 varetas nas direções norte-sul e leste-oeste), ou seja, de apenas 270pcm's.

ANEXO B – Secção de Choque dos Materiais Utilizados como Detectores de Ativação

Neste anexo serão exibidas as curvas de seção de choque dos materiais utilizados como detectores de ativação em função da energia dos nêutrons.

Detectores de Limiar:

$\text{Ti}^{48}(\text{n,p}) \text{Sc}^{48}$

$\text{Ti}^{47}(\text{n,p}) \text{Sc}^{47}$

$\text{Ni}^{58}(\text{n}, \text{p}) \text{Co}^{58}$

$\text{In}^{115}(\text{n}, \text{n}') \text{In}^{115\text{m}}$

Detectores Térmicos e Epitérmicos:

ANEXO C – Propagação de erros

Muitos parâmetros nucleares são obtidos através da adição, subtração, multiplicação ou divisão de grandezas físicas. Quando estas grandezas associadas apresentam desvios padrões é necessária a propagação de erros para obter uma estimativa da incerteza final. Portanto, para determinar a estimativa da incerteza é utilizada a lei geral de propagação de erros^[17], sendo esta utilizada para o tratamento de variáveis independentes e não correlacionadas, assim como variáveis dependentes e correlacionadas entre si.

C.1 Variáveis independentes (não-correlacionadas)

Para variáveis independentes e não correlacionadas, a lei geral de propagação de erro é dado por

$$\sigma_u^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial u}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2 . \quad (C.1)$$

Portanto, torna-se relevante analisar alguns casos aplicados neste trabalho. O primeiro caso é a adição ou subtração de grandezas, isto é, $u = x_1 \pm x_2$, resultando em

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} , \quad (C.2)$$

sendo σ_1 o desvio padrão da grandeza x_1 e σ_2 o desvio padrão de x_2 .

O segundo caso é a multiplicação de uma variável x por uma constante A , $u = Ax$, e o seu desvio padrão é dado por

$$\sigma_u = A \sigma_x , \quad (C.3)$$

sendo σ_x o desvio padrão da grandeza x .

A multiplicação ou divisão entre variáveis, ou seja, $u = x_1 \cdot x_2$ ou $u = \frac{x_1}{x_2}$ tem-se como desvio padrão,

$$\frac{\sigma_u}{u} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{x_2}\right)^2} \quad (\text{C.4})$$

C.2 Variáveis correlacionadas

Para variáveis correlacionadas, a lei de propagação é dada por

$$\sigma_u^2 = \sum_{i,j}^n \left(\frac{\partial u}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial x_j} \right) \text{cov}(x_i, x_j) \quad (\text{C.5})$$

sendo $\text{cov}(x_i, x_j)$ a covariância entre as variáveis x_i e x_j .

A covariância entre mesma grandeza é a variância desta grandeza em questão, por exemplo, $\text{cov}(x_i, x_i)$ é $\sigma_{x_i}^2$.

Procedendo da mesma maneira que no caso das variáveis independentes, alguns casos serão analisados. Inicia-se pela adição entre variáveis correlacionadas, e $u = x_1 + x_2$ aplicando a expressão (C.5) tem-se que a expressão para o desvio padrão dada por

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2 \text{cov}(x_1, x_2)} \quad (\text{C.6})$$

e o desvio padrão para a subtração de variáveis é

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2 \text{cov}(x_1, x_2)} \quad (\text{C.7})$$

No caso da multiplicação de variáveis correlacionadas $u = x_1 \cdot x_2$, o resultado obtido para o desvio padrão é

$$\frac{\sigma_u}{u} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{x_2}\right)^2 + 2 \frac{\text{cov}(x_1, x_2)}{x_1 x_2}} \quad (\text{C.8})$$

e para a divisão entre variáveis, $u = \frac{x_1}{x_2}$, o desvio padrão é dado por

$$\frac{\sigma_u}{u} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{x_2}\right)^2 - 2 \frac{\text{cov}(x_1, x_2)}{x_1 x_2}} \quad (\text{C.9})$$

A relação entre correlação(ρ) e covariância pode ser obtida da expressão abaixo:

$$\rho(x, y) = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma(x) \cdot \sigma(y)} \quad (\text{C.10})$$

Para n valores das grandezas x e y , temos:

$$\text{cov}(x, y) = \left(\frac{1}{n-1}\right) \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y}) \quad (\text{C.11})$$

A correlação varia entre os valores -1 e +1, ou seja, $-1 \leq \rho \leq +1$.

Exemplificando, quando $\rho=1$, significa que as grandezas x e y , estão totalmente correlacionadas, ou seja, se a grandeza x sofrer um acréscimo de por exemplo +10%, a grandeza y sofrerá um acréscimo de também 10%. Se $\rho=-1$, e se x aumentar, por exemplo, +10%, y sofrerá um decréscimo de -10% e dizemos que as grandezas estarão totalmente antirelacionadas.

ANEXO D – Código SANDBP

Neste anexo é mostrado o conjunto de dados de entrada e saída do código SANDBP que foi utilizado para obtenção do espectro de energia dos nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01, junto a posição central do núcleo do reator na configuração cilíndrica de menor excesso de reatividade 28x28.

D.1 Input do Código SANDBP

T Espectro de Energia dos Nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01

T INPUT SPECTRUM : MCNP5C

T 84 grupos

T SANDBP

ITERATION 2 0

2 FOILS

AU197G CADMIUM 2.3535+25 1.52-13 2

AU197G 2.45-13 2

51 POINTS

SPECTRUM TABULAR

640 POINTS

ENER	1.00E-010	1.05E-010	1.10E-010	1.15E-010	1.20E-010	1.28E-010
ENER	1.35E-010	1.43E-010	1.50E-010	1.60E-010	1.70E-010	1.80E-010
ENER	1.90E-010	2.00E-010	2.10E-010	2.20E-010	2.30E-010	2.40E-010
ENER	2.55E-010	2.70E-010	2.80E-010	3.00E-010	3.20E-010	3.40E-010
ENER	3.60E-010	3.80E-010	4.00E-010	4.25E-010	4.50E-010	4.75E-010
ENER	5.00E-010	5.25E-010	5.50E-010	5.75E-010	6.00E-010	6.30E-010
ENER	6.60E-010	6.90E-010	7.20E-010	7.60E-010	8.00E-010	8.40E-010
ENER	8.80E-010	9.20E-010	9.60E-010	1.00E-009	1.05E-009	1.10E-009
ENER	1.15E-009	1.20E-009	1.28E-009	1.35E-009	1.43E-009	1.50E-009
ENER	1.60E-009	1.70E-009	1.80E-009	1.90E-009	2.00E-009	2.10E-009
ENER	2.20E-009	2.30E-009	2.40E-009	2.55E-009	2.70E-009	2.80E-009
ENER	3.00E-009	3.20E-009	3.40E-009	3.60E-009	3.80E-009	4.00E-009
ENER	4.25E-009	4.50E-009	4.75E-009	5.00E-009	5.25E-009	5.50E-009
ENER	5.75E-009	6.00E-009	6.30E-009	6.60E-009	6.90E-009	7.20E-009
ENER	7.60E-009	8.00E-009	8.40E-009	8.80E-009	9.20E-009	9.60E-009
ENER	1.00E-008	1.05E-008	1.10E-008	1.15E-008	1.20E-008	1.28E-008
ENER	1.35E-008	1.43E-008	1.50E-008	1.60E-008	1.70E-008	1.80E-008
ENER	1.90E-008	2.00E-008	2.10E-008	2.20E-008	2.30E-008	2.40E-008
ENER	2.55E-008	2.70E-008	2.80E-008	3.00E-008	3.20E-008	3.40E-008
ENER	3.60E-008	3.80E-008	4.00E-008	4.25E-008	4.50E-008	4.75E-008
ENER	5.00E-008	5.25E-008	5.50E-008	5.75E-008	6.00E-008	6.30E-008
ENER	6.60E-008	6.90E-008	7.20E-008	7.60E-008	8.00E-008	8.40E-008
ENER	8.80E-008	9.20E-008	9.60E-008	1.00E-007	1.05E-007	1.10E-007
ENER	1.15E-007	1.20E-007	1.28E-007	1.35E-007	1.43E-007	1.50E-007
ENER	1.60E-007	1.70E-007	1.80E-007	1.90E-007	2.00E-007	2.10E-007

ENER 2.20E-007 2.30E-007 2.40E-007 2.55E-007 2.70E-007 2.80E-007
ENER 3.00E-007 3.20E-007 3.40E-007 3.60E-007 3.80E-007 4.00E-007
ENER 4.25E-007 4.50E-007 4.75E-007 5.00E-007 5.25E-007 5.50E-007
ENER 5.75E-007 6.00E-007 6.30E-007 6.60E-007 6.90E-007 7.20E-007
ENER 7.60E-007 8.00E-007 8.40E-007 8.80E-007 9.20E-007 9.60E-007
ENER 1.00E-006 1.05E-006 1.10E-006 1.15E-006 1.20E-006 1.28E-006
ENER 1.35E-006 1.43E-006 1.50E-006 1.60E-006 1.70E-006 1.80E-006
ENER 1.90E-006 2.00E-006 2.10E-006 2.20E-006 2.30E-006 2.40E-006
ENER 2.55E-006 2.70E-006 2.80E-006 3.00E-006 3.20E-006 3.40E-006
ENER 3.60E-006 3.80E-006 4.00E-006 4.25E-006 4.50E-006 4.75E-006
ENER 5.00E-006 5.25E-006 5.50E-006 5.75E-006 6.00E-006 6.30E-006
ENER 6.60E-006 6.90E-006 7.20E-006 7.60E-006 8.00E-006 8.40E-006
ENER 8.80E-006 9.20E-006 9.60E-006 1.00E-005 1.05E-005 1.10E-005
ENER 1.15E-005 1.20E-005 1.28E-005 1.35E-005 1.43E-005 1.50E-005
ENER 1.60E-005 1.70E-005 1.80E-005 1.90E-005 2.00E-005 2.10E-005
ENER 2.20E-005 2.30E-005 2.40E-005 2.55E-005 2.70E-005 2.80E-005
ENER 3.00E-005 3.20E-005 3.40E-005 3.60E-005 3.80E-005 4.00E-005
ENER 4.25E-005 4.50E-005 4.75E-005 5.00E-005 5.25E-005 5.50E-005
ENER 5.75E-005 6.00E-005 6.30E-005 6.60E-005 6.90E-005 7.20E-005
ENER 7.60E-005 8.00E-005 8.40E-005 8.80E-005 9.20E-005 9.60E-005
ENER 1.00E-004 1.05E-004 1.10E-004 1.15E-004 1.20E-004 1.28E-004
ENER 1.35E-004 1.43E-004 1.50E-004 1.60E-004 1.70E-004 1.80E-004
ENER 1.90E-004 2.00E-004 2.10E-004 2.20E-004 2.30E-004 2.40E-004
ENER 2.55E-004 2.70E-004 2.80E-004 3.00E-004 3.20E-004 3.40E-004
ENER 3.60E-004 3.80E-004 4.00E-004 4.25E-004 4.50E-004 4.75E-004
ENER 5.00E-004 5.25E-004 5.50E-004 5.75E-004 6.00E-004 6.30E-004
ENER 6.60E-004 6.90E-004 7.20E-004 7.60E-004 8.00E-004 8.40E-004
ENER 8.80E-004 9.20E-004 9.60E-004 1.00E-003 1.05E-003 1.10E-003
ENER 1.15E-003 1.20E-003 1.28E-003 1.35E-003 1.43E-003 1.50E-003
ENER 1.60E-003 1.70E-003 1.80E-003 1.90E-003 2.00E-003 2.10E-003
ENER 2.20E-003 2.30E-003 2.40E-003 2.55E-003 2.70E-003 2.80E-003
ENER 3.00E-003 3.20E-003 3.40E-003 3.60E-003 3.80E-003 4.00E-003
ENER 4.25E-003 4.50E-003 4.75E-003 5.00E-003 5.25E-003 5.50E-003
ENER 5.75E-003 6.00E-003 6.30E-003 6.60E-003 6.90E-003 7.20E-003
ENER 7.60E-003 8.00E-003 8.40E-003 8.80E-003 9.20E-003 9.60E-003
ENER 1.00E-002 1.05E-002 1.10E-002 1.15E-002 1.20E-002 1.28E-002
ENER 1.35E-002 1.43E-002 1.50E-002 1.60E-002 1.70E-002 1.80E-002
ENER 1.90E-002 2.00E-002 2.10E-002 2.20E-002 2.30E-002 2.40E-002
ENER 2.55E-002 2.70E-002 2.80E-002 3.00E-002 3.20E-002 3.40E-002
ENER 3.60E-002 3.80E-002 4.00E-002 4.25E-002 4.50E-002 4.75E-002
ENER 5.00E-002 5.25E-002 5.50E-002 5.75E-002 6.00E-002 6.30E-002
ENER 6.60E-002 6.90E-002 7.20E-002 7.60E-002 8.00E-002 8.40E-002
ENER 8.80E-002 9.20E-002 9.60E-002 1.00E-001 1.05E-001 1.10E-001
ENER 1.15E-001 1.20E-001 1.28E-001 1.35E-001 1.43E-001 1.50E-001
ENER 1.60E-001 1.70E-001 1.80E-001 1.90E-001 2.00E-001 2.10E-001
ENER 2.20E-001 2.30E-001 2.40E-001 2.55E-001 2.70E-001 2.80E-001
ENER 3.00E-001 3.20E-001 3.40E-001 3.60E-001 3.80E-001 4.00E-001
ENER 4.25E-001 4.50E-001 4.75E-001 5.00E-001 5.25E-001 5.50E-001
ENER 5.75E-001 6.00E-001 6.30E-001 6.60E-001 6.90E-001 7.20E-001
ENER 7.60E-001 8.00E-001 8.40E-001 8.80E-001 9.20E-001 9.60E-001
ENER 1.00E+000 1.10E+000 1.20E+000 1.30E+000 1.40E+000 1.50E+000

ENER 1.60E+000 1.70E+000 1.80E+000 1.90E+000 2.00E+000 2.10E+000
 ENER 2.20E+000 2.30E+000 2.40E+000 2.50E+000 2.60E+000 2.70E+000
 ENER 2.80E+000 2.90E+000 3.00E+000 3.10E+000 3.20E+000 3.30E+000
 ENER 3.40E+000 3.50E+000 3.60E+000 3.70E+000 3.80E+000 3.90E+000
 ENER 4.00E+000 4.10E+000 4.20E+000 4.30E+000 4.40E+000 4.50E+000
 ENER 4.60E+000 4.70E+000 4.80E+000 4.90E+000 5.00E+000 5.10E+000
 ENER 5.20E+000 5.30E+000 5.40E+000 5.50E+000 5.60E+000 5.70E+000
 ENER 5.80E+000 5.90E+000 6.00E+000 6.10E+000 6.20E+000 6.30E+000
 ENER 6.40E+000 6.50E+000 6.60E+000 6.70E+000 6.80E+000 6.90E+000
 ENER 7.00E+000 7.10E+000 7.20E+000 7.30E+000 7.40E+000 7.50E+000
 ENER 7.60E+000 7.70E+000 7.80E+000 7.90E+000 8.00E+000 8.10E+000
 ENER 8.20E+000 8.30E+000 8.40E+000 8.50E+000 8.60E+000 8.70E+000
 ENER 8.80E+000 8.90E+000 9.00E+000 9.10E+000 9.20E+000 9.30E+000
 ENER 9.40E+000 9.50E+000 9.60E+000 9.70E+000 9.80E+000 9.90E+000
 ENER 1.00E+001 1.01E+001 1.02E+001 1.03E+001 1.04E+001 1.05E+001
 ENER 1.06E+001 1.07E+001 1.08E+001 1.09E+001 1.10E+001 1.11E+001
 ENER 1.12E+001 1.13E+001 1.14E+001 1.15E+001 1.16E+001 1.17E+001
 ENER 1.18E+001 1.19E+001 1.20E+001 1.21E+001 1.22E+001 1.23E+001
 ENER 1.24E+001 1.25E+001 1.26E+001 1.27E+001 1.28E+001 1.29E+001
 ENER 1.30E+001 1.31E+001 1.32E+001 1.33E+001 1.34E+001 1.35E+001
 ENER 1.36E+001 1.37E+001 1.38E+001 1.39E+001 1.40E+001 1.41E+001
 ENER 1.42E+001 1.43E+001 1.44E+001 1.45E+001 1.46E+001 1.47E+001
 ENER 1.48E+001 1.49E+001 1.50E+001 1.51E+001 1.52E+001 1.53E+001
 ENER 1.54E+001 1.55E+001 1.56E+001 1.57E+001 1.58E+001 1.59E+001
 ENER 1.60E+001 1.61E+001 1.62E+001 1.63E+001 1.64E+001 1.65E+001
 ENER 1.66E+001 1.67E+001 1.68E+001 1.69E+001 1.70E+001 1.71E+001
 ENER 1.72E+001 1.73E+001 1.74E+001 1.75E+001 1.76E+001 1.77E+001
 ENER 1.78E+001 1.79E+001 1.80E+001 1.81E+001 1.82E+001 1.83E+001
 ENER 1.84E+001 1.85E+001 1.86E+001 1.87E+001 1.88E+001 1.89E+001
 ENER 1.90E+001 1.91E+001 1.92E+001 1.93E+001 1.94E+001 1.95E+001
 ENER 1.96E+001 1.97E+001 1.98E+001 1.99E+001
 FLUX 2.4916E+3 0.0000E+0 0.0000E+0 4.8190E+3 0.0000E+0 0.0000E+0
 FLUX 2.5408E+3 3.7748E+3 0.0000E+0 2.1537E+4 1.2630E+4 9.4698E+3
 FLUX 2.0022E+4 3.8423E+3 6.9552E+3 1.1108E+4 2.1474E+4 9.0010E+4
 FLUX 3.2072E+4 3.2146E+4 8.5654E+4 2.6134E+4 1.7696E+4 2.5615E+4
 FLUX 3.3281E+4 3.9507E+4 7.0252E+4 4.7283E+4 5.2764E+4 3.9212E+4
 FLUX 6.8709E+4 5.5397E+4 1.2776E+5 8.1445E+4 9.0176E+4 5.7899E+4
 FLUX 6.2267E+4 8.9848E+4 5.7065E+4 1.4270E+5 1.4253E+5 8.8462E+4
 FLUX 1.5999E+5 9.2751E+4 1.2387E+5 1.4817E+5 1.7310E+5 1.0533E+5
 FLUX 1.1152E+5 1.4139E+5 1.4376E+5 1.7597E+5 2.0038E+5 1.7975E+5
 FLUX 2.2517E+5 2.1769E+5 2.2044E+5 2.4598E+5 2.3736E+5 2.4929E+5
 FLUX 2.7962E+5 3.7967E+5 3.7938E+5 4.4000E+5 3.6903E+5 3.3134E+5
 FLUX 4.3019E+5 8.1757E+5 6.3072E+5 9.7255E+5 4.5429E+5 5.3723E+5
 FLUX 5.8786E+5 5.4448E+5 6.8472E+5 6.2454E+5 6.5568E+5 6.4414E+5
 FLUX 6.9222E+5 7.0366E+5 7.6287E+5 8.9850E+5 8.1475E+5 8.8586E+5
 FLUX 8.7741E+5 1.0159E+6 9.1399E+5 1.0125E+6 1.1493E+6 1.1218E+6
 FLUX 1.1535E+6 1.2022E+6 2.7555E+6 1.2322E+6 1.1988E+6 1.2936E+6
 FLUX 1.2934E+6 1.3403E+6 1.3586E+6 1.4013E+6 1.4940E+6 1.5157E+6
 FLUX 1.5315E+6 1.6570E+6 1.7554E+6 1.7204E+6 2.0559E+6 2.6666E+6
 FLUX 1.7779E+6 1.8015E+6 1.7802E+6 1.7207E+6 1.6906E+6 1.8300E+6
 FLUX 1.8325E+6 1.7450E+6 1.7796E+6 1.6857E+6 1.7111E+6 1.7422E+6

FLUX 1.6337E+6 1.6252E+6 1.5324E+6 1.4785E+6 1.4114E+6 1.3311E+6
 FLUX 1.2591E+6 1.1896E+6 1.1346E+6 1.0362E+6 9.7536E+5 1.0341E+6
 FLUX 8.9815E+5 8.5050E+5 7.6813E+5 7.1263E+5 6.4087E+5 5.8036E+5
 FLUX 5.3527E+5 4.8202E+5 4.2851E+5 4.0724E+5 3.4982E+5 3.0588E+5
 FLUX 2.8931E+5 2.4064E+5 2.1524E+5 1.9549E+5 1.7945E+5 1.6229E+5
 FLUX 1.4763E+5 1.4105E+5 1.3557E+5 1.2796E+5 1.1103E+5 1.0547E+5
 FLUX 1.0224E+5 9.3536E+4 8.5450E+4 8.2621E+4 7.5829E+4 6.9291E+4
 FLUX 6.7814E+4 6.6488E+4 6.3092E+4 5.9216E+4 5.7927E+4 5.3404E+4
 FLUX 5.0154E+4 4.7738E+4 4.3368E+4 4.2218E+4 4.1220E+4 3.7544E+4
 FLUX 4.0489E+4 3.5764E+4 3.3488E+4 3.1730E+4 2.8979E+4 2.8827E+4
 FLUX 2.6995E+4 2.4834E+4 2.4848E+4 2.2468E+4 2.2147E+4 2.1845E+4
 FLUX 1.9505E+4 1.8419E+4 1.7635E+4 1.6588E+4 1.6159E+4 1.4067E+4
 FLUX 1.4149E+4 1.3460E+4 1.2150E+4 1.1990E+4 1.1410E+4 1.1144E+4
 FLUX 1.0055E+4 9.8855E+3 9.2991E+3 8.8307E+3 8.0295E+3 7.8357E+3
 FLUX 7.3925E+3 6.8058E+3 6.5777E+3 6.1933E+3 5.6472E+3 5.3271E+3
 FLUX 4.9514E+3 4.9466E+3 4.6119E+3 4.0887E+3 4.1732E+3 3.8797E+3
 FLUX 3.2147E+3 2.7403E+3 3.3683E+3 3.4938E+3 3.3594E+3 3.0620E+3
 FLUX 2.9039E+3 2.8055E+3 2.6924E+3 2.4933E+3 2.6279E+3 2.4799E+3
 FLUX 2.3446E+3 2.1342E+3 2.1135E+3 1.9790E+3 1.8847E+3 1.7727E+3
 FLUX 1.6703E+3 1.5296E+3 1.4819E+3 1.3866E+3 1.2408E+3 1.1652E+3
 FLUX 1.2230E+3 1.1895E+3 1.1768E+3 1.1050E+3 1.0415E+3 9.7659E+2
 FLUX 9.3323E+2 8.8390E+2 8.0419E+2 7.2845E+2 6.4560E+2 6.8289E+2
 FLUX 6.4758E+2 6.2519E+2 6.1296E+2 5.6490E+2 5.2184E+2 4.9050E+2
 FLUX 4.7774E+2 4.8334E+2 4.6369E+2 4.4602E+2 3.9697E+2 3.9710E+2
 FLUX 3.8957E+2 3.6696E+2 3.3908E+2 3.4113E+2 3.1181E+2 2.9499E+2
 FLUX 2.9113E+2 2.7622E+2 2.6097E+2 2.5514E+2 2.3866E+2 2.3161E+2
 FLUX 2.0861E+2 2.0729E+2 2.0263E+2 1.8807E+2 1.7338E+2 1.6880E+2
 FLUX 1.5730E+2 1.4709E+2 1.4015E+2 1.3611E+2 1.3037E+2 1.2141E+2
 FLUX 1.2051E+2 1.1223E+2 1.1020E+2 1.0381E+2 9.7810E+1 8.7316E+1
 FLUX 7.7300E+1 8.0871E+1 7.5801E+1 7.2273E+1 6.7434E+1 6.5257E+1
 FLUX 6.1961E+1 5.6185E+1 5.6420E+1 5.2134E+1 4.9969E+1 4.9696E+1
 FLUX 4.8510E+1 4.4294E+1 4.3808E+1 4.0611E+1 3.8489E+1 3.6103E+1
 FLUX 3.5247E+1 3.4460E+1 3.1695E+1 3.1182E+1 2.9085E+1 2.7686E+1
 FLUX 2.7477E+1 2.5893E+1 2.4376E+1 2.3174E+1 2.2042E+1 2.0960E+1
 FLUX 2.0588E+1 1.9097E+1 1.8047E+1 1.7230E+1 1.5831E+1 1.5808E+1
 FLUX 1.4521E+1 1.4120E+1 1.2979E+1 1.2387E+1 1.1282E+1 1.1262E+1
 FLUX 1.0520E+1 9.9196E+0 9.2860E+0 9.0115E+0 8.5979E+0 7.8768E+0
 FLUX 7.5529E+0 7.2555E+0 6.8109E+0 6.7418E+0 6.1438E+0 5.7432E+0
 FLUX 5.7512E+0 5.5467E+0 5.4856E+0 4.8973E+0 4.8890E+0 4.6544E+0
 FLUX 4.3677E+0 4.1551E+0 4.0486E+0 3.8640E+0 3.6335E+0 3.4340E+0
 FLUX 3.3703E+0 3.2631E+0 3.2709E+0 2.9464E+0 3.0613E+0 2.7407E+0
 FLUX 2.4763E+0 2.5340E+0 2.3414E+0 2.2448E+0 2.0952E+0 1.9724E+0
 FLUX 1.9844E+0 1.8111E+0 1.7492E+0 1.6459E+0 1.5974E+0 1.5619E+0
 FLUX 1.5175E+0 1.5554E+0 1.2918E+0 1.2031E+0 1.1850E+0 1.2035E+0
 FLUX 1.1457E+0 1.0619E+0 1.0086E+0 1.0039E+0 9.4925E-1 9.1461E-1
 FLUX 8.6092E-1 8.4501E-1 7.7901E-1 7.4595E-1 7.7856E-1 7.3117E-1
 FLUX 6.8375E-1 6.6230E-1 6.4512E-1 6.3071E-1 6.1116E-1 5.9529E-1
 FLUX 5.5978E-1 5.5021E-1 5.5157E-1 5.2103E-1 5.0714E-1 5.0179E-1
 FLUX 4.8925E-1 4.5501E-1 4.6294E-1 4.4400E-1 4.3440E-1 4.1617E-1
 FLUX 4.0412E-1 3.9137E-1 3.7782E-1 3.8401E-1 3.4897E-1 3.5000E-1
 FLUX 3.5280E-1 3.2170E-1 3.2837E-1 3.1406E-1 3.1370E-1 3.1484E-1

```

FLUX 3.0063E-1 3.0361E-1 2.9349E-1 2.8125E-1 2.4052E-1 2.2726E-1
FLUX 2.0943E-1 1.6147E-1 1.9476E-1 2.1987E-1 2.1717E-1 2.1823E-1
FLUX 2.1532E-1 2.0794E-1 2.0613E-1 2.0778E-1 2.0389E-1 1.9620E-1
FLUX 1.9772E-1 2.0984E-1 2.0083E-1 1.7008E-1 1.5140E-1 1.3264E-1
FLUX 1.1391E-1 1.1125E-1 1.2481E-1 1.2029E-1 1.0069E-1 1.0769E-1
FLUX 9.8104E-2 8.7725E-2 8.9006E-2 7.7262E-2 7.2484E-2 7.1015E-2
FLUX 6.8881E-2 7.0323E-2 7.4862E-2 6.6283E-2 6.2843E-2 6.1508E-2
FLUX 5.5293E-2 4.8784E-2 4.5720E-2 4.4468E-2 4.2519E-2 3.5158E-2
FLUX 3.1055E-2 2.8310E-2 2.6842E-2 2.4343E-2 2.3589E-2 2.3224E-2
FLUX 2.2081E-2 2.2970E-2 2.1076E-2 2.0090E-2 1.5813E-2 1.6751E-2
FLUX 1.5431E-2 1.4803E-2 1.5406E-2 1.3263E-2 1.2963E-2 1.1529E-2
FLUX 9.6154E-3 9.8232E-3 9.6840E-3 9.0065E-3 7.9604E-3 6.5435E-3
FLUX 6.6819E-3 6.7748E-3 6.1353E-3 6.1304E-3 5.8249E-3 5.4918E-3
FLUX 5.1508E-3 4.7508E-3 4.5709E-3 4.2144E-3 3.6141E-3 3.1373E-3
FLUX 3.2524E-3 2.8780E-3 2.7277E-3 2.5775E-3 2.2328E-3 2.0135E-3
FLUX 1.9520E-3 1.9334E-3 1.6967E-3 1.4344E-3 1.5375E-3 1.4976E-3
FLUX 1.2931E-3 1.0457E-3 1.1063E-3 1.1455E-3 8.8461E-4 9.3465E-4
FLUX 8.0935E-4 7.4378E-4 7.2054E-4 6.0287E-4 6.5623E-4 5.2912E-4
FLUX 4.6305E-4 7.0286E-4 4.5702E-4 3.5452E-4 4.0687E-4 3.5240E-4
FLUX 2.5563E-4 2.8534E-4 1.8052E-4 1.9071E-4 2.6681E-4 2.5856E-4
FLUX 2.9503E-4 2.2104E-4 1.4296E-4 1.9816E-4 1.7926E-4 1.1946E-4
FLUX 1.1095E-4 1.2478E-4 1.5255E-4 9.9126E-5 1.1578E-4 1.0416E-4
FLUX 5.1051E-5 4.3805E-5 9.4408E-5 4.4336E-5 5.2733E-5 5.0805E-5
FLUX 4.4462E-5 3.9356E-5 4.0646E-5 6.3856E-5 4.4831E-5 6.0164E-5
FLUX 2.9880E-5 1.3147E-5 1.2152E-5 2.9200E-5 1.8630E-5 2.4186E-5
FLUX 3.2630E-5 3.3394E-5 1.0098E-5 2.0400E-5 5.5520E-6 1.3831E-5
FLUX 7.4296E-6 2.5796E-5 2.9568E-5 5.4096E-6 4.4163E-5 4.4956E-6
FLUX 0.0000E+0 4.9409E-6 0.0000E+0 4.1761E-6 8.2986E-6 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 1.0462E-5 5.6794E-6 1.4679E-5 0.0000E+0 1.2755E-5
FLUX 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 1.1178E-5 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 7.4273E-6 0.0000E+0 2.0587E-5 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 6.5802E-6 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 4.2277E-6 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
FLUX 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0 0.0000E+0
LIMIT 10
DEVIATION 5 2
DISCARD 10
LOW END SQRT
HIGH END FISSION
NORM 1-10
PLOT CARDS TABLE DOSE
SMOOTH 2
MONTE-CARLO 50,0,0,0

```

A saída auxiliar CARDS do código, fornece após cada iteração de ajuste uma tabela contendo os desvios entre os valores medidos e calculados de cada iteração, além

da faixa energética de atuação de cada detector no espectro, e após encontrada a solução do espectro neste caso após 3 iterações, é exibido os valores absolutos das atividades de saturação por núcleo alvo e seus respectivos desvios. Esta saída fornece ainda o espectro representado nas estruturas de grupo Abgajan (26 grupos) e Sabine-3 (27 e 19 grupos). Para este trabalho foram utilizadas outras saídas, como a saída DOSE que fornece os valores absolutos de fluxo integral acima e abaixo de determinadas energias, e as saídas PLOT, INPUTSP, INTSPEC, DFDE.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

- [1] ZAMBONI, C.B., BITELLI, U.D'U., et alli. ***Fundamentos da Física de Nêutrons***. Capítulo 4: Medida do fluxo de nêutrons térmicos, Editora Livraria da Física, São Paulo, 2007.
- [2] LAMARSH, J.R. ***Introduction to nuclear reactor theory***. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., USA, 1966.
- [3] BITTELI, T. ***Física e dosimetria das radiações***. 2ª edição, Ed. Atheneu, 2006.
- [4] KNOLL, G.F. ***Radiation detection and measurement***. John Wiley & Sons, 1989.
- [5] Aredes, V. O. G. ***Neutronic Characterization Of Cylindrical Core Of Minor Excess Reactivity In The Nuclear Reactor Ipen/Mb-01 From The Measure Of Neutron Flux Distribution And Its Reactivity Ratio***. International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2013. Recife. PE. Brazil. November 24-29. 2013
- [6] PROFIO, A.E. ***Experimental reactor physics***. John Wiley & Sons, 1976.
- [7] MURA, L. E. C. ***Caracterização Dos Campos Neutrônicos Obtidos Por Meio De Armadilhas De Nêutrons No Interior Do Núcleo Do Reator Nuclear Ipen/Mb-01***. São Paulo: 2011 . Dissertação(Mestrado)- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- [8] BITELLI, U. d'U. ***Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energéticas de Nêutrons no Núcleo do Reator IEA - R1***. São Paulo: 1988. Dissertação(Mestrado)- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- [9] RANT, J. ***Measurements of neutron flux distributions by activation detectors***. In: International Atomic Energy Agency. Application of small computers to research reactor operation: international training course, Ljubljana, 1-26 Jun., 1987.
- [10] RITCHIE, R.H. & ELDRIDGE, H.B. ***Thermal neutron flux depression by absorbing foils***. Nucl. Sci. Eng., 8:300-11, 1960.
- [11] MARTINHO, E.; SALGADO, J.; GONÇALVES, I. F. ***Universal curve of the thermal neutron self-shielding factor in foils, wires, spheres and cylinders***. Instituto Tecnológico e Nuclear, ITN, Estrada Nacional 10, Apartado 21, 2686-953 Sacavém, Portugal (Received March 9, 2004).

- [12] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Nêutron Fluence Measurem*t Vienna, 1970. (Technical Reports Series n° 107).
- [13] BENSCH, F. *Flux depression and the absolute measurement of the thermal neutron flux density*. *Atomkernergie*, 25 (4):257-63, 1975.
- [14] SALGADO, J.; GONSALVES, I.F.; MARTINHO, E. *Epithermal neutron self-shielding factors in foils for collimated beams*. Instituto Tecnológico e Nuclear, Estrada Nacional 10, Sacav!m 2686-953, Portugal e Received 25 October 2002; received in revised form 8 September 2003; accepted 1 October 2003
- [15] MO, S.C & OTT, K.O. *Resonance self shielding corrections for detector foils in fast neutron spectra*. Nucl. Sci. Eng., 95:214-24, 1987.
- [16] SUICH, J.E, HONECK, H.C. *The Hammer System Heterogeneous Analysis of MiltGrroup Methods of Exponential and Reactor*. Aiken, S.C., Du Pont de Nemours, Savannah River Laboratory, 1967.
- [17] WATT, B.E. *Energy Spectrum of neutrons from thermal fission of U235*. Phys. Rev. 87 (1952). 1037.
- [18] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Nêutron Fluence Measurent*. Vienna, 1970. (Technical Reports Series n° 107).
- [19] GONÇALVES, I.M.C. *Sobre a determinação de Espectros de Neutrões Rápidos num Reactor Nuclear*. Aplicação ao Reator Português de Investigação. Instituto de Ciências e Engenharia Nucleares. Outubro, 1986.
- [20] GONÇALVES, F.P. *Medida do Espectro de Energia dos Nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01*. Dissertação de Mestrado, IPEN, 2006.
- [21] BITELLI, U. d'U. *Medida de Parâmetros Integrais no Reator IPEN/MB-01*. São Paulo : 2001. Tese (Doutorado)- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- [22] ZSOLNAY, E.M. *On the Quality of Uncertainty Information in the Internacional Reactor Dosimetry File IRDF 90*. Netherlands Energy Research Foundation ECN, June, 1992.
- [23] GONÇALVES, L.B. *Calibração dos canais nucleares do Reator IPEN/MB- 01, obtida a partir da Medida da Distribuição Espacial do Fluxo de Nêutrons Térmicos no Núcleo do Reator Através da Irradiação de Folhas de Ouro Infinitamente Diluídas*. Dissertação de mestrado, IPEN, 2008.

- [24] SILVA, A. P. **Cálculo Da Potência Do Reator Ipen/Mb-01 No Formato Cilíndrico 28x28 Varetas Combustíveis De Menor Excesso De Reatividade**. São Paulo: 2014. Dissertação De Mestrado- Instituto De Pesquisas Energéticas E Nucleares.
- [25] *Curso Introdutório de Operação de Reatores de Pesquisa -CIORPE*. Comissão Nacional de Energia Nuclear–CNEN , Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares–IPEN . 2011
- [26] ISLARNABAD, P. O. N. **Comparison of Experimental and calculated neutron spectra for pakistain reseach reactor-1**. Nuclear Engeneering Division Pakistan Institute of Nuclear Science and Tecnology. Pakistan 1995.
- [27] HARMON, C.D., BUSCH, R.D., BRIESMEISTER, J.F., FORSTER, R.A. **Criticality calculations with MCNP: A Primer**. Los Alamos National Laboratory, LA-12827-M Manual, 1994.
- [28] BITELLI, U.D’U., MARTINS, F.P.G., JEREZ, R., CACURE, R.R. **Medida do espectro de energia dos nêutrons no núcleo do reator IPEN/MB-01**. International Nuclear Atlantic Conference – INAC, Santos, Brazil, 2005.
- [29] RIEMEISTER, J.F. **MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version - 4C)**. Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, 2000.
- [30] ZSOLNAY, E.M.; SZONDI, E.J. **Experiences with neutron spectrum unfolding codes in different neutron spectra**. Report BME-TER-RES- 3/82. Nuclear reactor of the technical University, Budapest, April 1982, ISBN 963 421 166 6.
- [31] SZONDI. E.J.; ZSOLNAY. E.M. *Documentation of the Code SANDBP*. Report, Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, September 1992.
- [32] BERG, S. Modification of SAND II. Richland, WA, Battelle Pacific Northwest Labs. 1968. p.1-29. (BNWL-855).
- [33] MALKAWI, S. R.; AHMAD, N. **Solution of neutrons spectrum adjustmente problem in a typical MTR type research reactor**. Pakistan Institute of Engineering and Applied Sciences (PIEAS), Pakistan, 2000.
- [34] FOWLER,T.B.; VONDY, D.R.; CUNNINGHAM, G.W., **Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION**. Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-2496, Revision2, July,1971.

- [35] BITTELI, U.d'U.; LIMA, A.C.S. ***Cálculo da Distribuição de Fluxo de Neutrons no Nucleo Cilindrico de 28x28 do Reator IPEN/MB-01***. Relatório P&D.CENR.069.00, abril, 2014.
- [36] MURRAY, R. L.; HOLBERT, K. E.: Nuclear Energy, An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes. Seventh edition.
- [37] Biblioteca ENDF/B-VII.0, endereço eletrônico:
<http://www.nds.iaea.org/exfor/endf.htm>.
- [38] COELHO, P.R.P. **Padrão experimental em espectrometria de nêutrons rápidos utilizando nêutrons da reação DT e avaliação de métodos de cálculo de blindagem**. São Paulo: 1993. Tese de Doutorado- Instituto De Pesquisas Energéticas E Nucleares.
- [39] Luka Snoj, Matjaž Ravnik. Calculation of Power Density with MCNP in TRIGA reactor. International Conference Nuclear Energy for New Europe 2006 , Portorož, Slovenia, September 18-21, 2006.
- [40] CAMPOS, G. M. Estatística Prática para Docentes e Pós-Graduados. Disponível em: <http://www.forp.usp.br/restauradora/gmc/gmc_livro/gmc_livro_cap14.html>. Acesso em: 23 nov. 2007.
- [41] VERHEIJKE, M. L. - Calculated efficiencies of a 3x3 inches NaI(Tl) well-type scintillation crystal. **Intern. J. Appl. Rad. Isotopes**, 13: 583 - 585, 1962.
- [42] ZSOLNAY, E.M. Neutron Flux and Spectrum Measurement by Activation Method. Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, 1993.
- [43] DINIZ, R.; **Obtenção das Constantes de decaimento e abundância relativas de nêutrons atrasados através da análise de ruído em reatores de potência zero**. São Paulo: 2005. Tese (Doutorado). Instituto de Pesquisas Energeticas e Nucleares.
- [44] BRIEMEISTER, J.F. MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version - 4C). Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, 2000.
- [45] HARMON, C.D.; BUSCH, R.D.; BRIEMEISTER, J.F.; FORSTER, R.A. Criticality calculations with MCNP: A Primer. Los Alamos National Laboratory, LA-12827-M Manual, 1994.