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

**Nova metodologia experimental para medida de taxa de reação nuclear no
combustível do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Vareta)**

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

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

Orientador:
Prof. Dr. Roberto Navarro de Mesquita

São Paulo
2020

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

**Nova metodologia experimental para medida de taxa de reação nuclear no
combustível do reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)**

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

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

Orientador:
Prof. Dr. Roberto Navarro de mesquita

Versão Corrigida
Versão Original disponível no IPEN

São Paulo
2020

Fonte de Financiamento: Fundação CAPES

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho,
para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte

Como citar:

AREDES, V. O. G. . ***Nova metodologia experimental para medida de taxa de reação nuclear no combustível do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)***. 2020. 134 p. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, São Paulo. Disponível em: (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN/USP,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Aredes, Vitor Ottoni Garcia

Nova metodologia experimental para medida de taxa de reação nuclear no combustível do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) / Vitor Ottoni Garcia Aredes; orientador Roberto Navarro de Mesquita . -- São Paulo, 2020.
134 p.

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear (Reatores) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2020.

1. Taxa de Reação . 2. Medidas Experimentais. 3. Cobertura de Cádmiu . 4. Varetas combustíveis . I. Mesquita , Roberto Navarro de, orient. II. Título.

*Dedico à minha esposa Suellen e minhas
princesas Teodora e Aurora, pelo amor que
entusiasma meus dias.*

*Dedico aos meus pais Teófilo e Marilene pelo
apoio e carinho e aos meus irmãos Téo, Júlia e
Aurélío.*

*Dedico a Jesus, pois N'ele está o sentido da
minha vida.*

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Roberto Navarro de Mesquita pela orientação e confiança desse trabalho.

Ao Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli pela coorientação e compartilhamento intelectual durante a execução deste trabalho.

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

A Fundação CAPES pelo apoio financeiro.

Aos colegas de IPEN, Dr. Thiago Garcia João e Dr. Diogo Feliciano dos Santos, pela colaboração geral, principalmente no apoio aos cálculos neutrônicos.

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

Ao Dr. Adimir dos Santos pela disponibilização do código MCNP5, fundamental para os cálculos neutrônicos visando a validação do método.

A todos os professores de disciplinas do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pela contribuição intelectual.

NOVA METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA MEDIDA DE TAXA DE REAÇÃO NUCLEAR NO COMBUSTÍVEL DO REATOR IPEN/MB-01 (TIPO VARETAS)

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

Resumo

O presente estudo foi realizado para propor a validação de um novo método de medida experimental de taxas de reação nuclear epitérmicas (taxas de reação nuclear na faixa de energia do espectro neutrônico acima de 0,55eV), induzidas em detectores de ativação, dentro da vareta combustível.

Foram realizados experimentos de irradiação de detectores de ativação (folhas de ativação) dos materiais, Au, Sc, Ni, Ti, In e Mg, utilizando uma nova configuração de cobertura de cádmio, bem como irradiações dos detectores sem a cobertura de cádmio. Cálculos com o software MCNP5, foram utilizados para comparação e validação dessa nova metodologia.

A inserção de reatividade negativa da cobertura de cádmio não impôs restrição ao método, ficando bem abaixo dos 500pcm regulados pela IAEA. O novo dispositivo de cobertura de cádmio garantiu o posicionamento correto para os detectores. Resultados de taxas de reação com e sem a cobertura de cádmio de detectores com seção de choque de ativação em faixas de atuação epitérmica do espectro neutrônico, bem como das razões espectrais, evidenciaram baixa perturbação causada pela presença do cádmio no sistema.

Os resultados das comparações entre os valores medidos experimentalmente e calculados computacionalmente (MCNP5 e SANDBP) tiveram boa concordância estatística, com desvios próximos a 5%.

NEW EXPERIMENTAL METHODOLOGY FOR MEASURING THE NUCLEAR REACTION RATE IN THE FUEL OF THE IPEN/MB-01 REACTOR (RODS TYPE)

VITOR OTTONI GARCIA ARÊDES

Abstract

The present study was performed in order to validate a new methodology for experimental measurement of epidermal nuclear reaction rates (neutrons energy $> 0.55\text{eV}$), induced in activation foils, inside the fuel rod.

Experiments with activation detectors through irradiation (activation foill) of Au, Sc, Ni, Ti, In e Mg, were carried out in the region of interest using a new configuration of cadmium coverage, as well as irradiations of detectors without cadmium coverage. Calculations with the MCNP5 were implemented aiming the comparison and validation of this new methodology.

The insertion of negative reactivity of the cadmium coverage does not impose restrictions on the applied method, keeping below of the 500 pcm regulated by the IAEA. The new cadmium coverage device ensures correct placement for detectors. Results of reaction rates, bare and coverage with cadmium, of detectors with activation cross section for neutron energy $> 0,55\text{eV}$, and the spectral ratios, showed low disturbance caused by the presence of cadmium in the system.

The comparisons between the values measured experimentally and computationally calculated (MCNP5 and SANDBP) had good statistical agreement, with deviations close to 5%.

Sumário

Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos da Tese	1
1.3 Aspectos Relevantes e Originalidade	2
1.4 Introdução ao Desenvolvimento do Trabalho	3
1.4.1 Processo de Detecção de Nêutrons	3
1.4.2 Tipos de Detectores	6
1.4.3 Taxas de Reação Nuclear	8
1.4.4 Análise por Ativação	13
1.4.5 Validação da Metodologia Experimental	14
O Reator Nuclear IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)	16
Fundamentos Teóricos.....	18
3.1 Técnica de Análise por Ativação.....	18
3.2 Medida do Fluxo de Nêutrons	22
3.2.1 Técnica da Razão de Cádmio	22
3.2.2 Medida do Fluxo de Nêutrons Térmicos.....	24
3.2.3 Medida do Fluxo de Nêutrons Epitérmicos.....	24
3.3 Fatores de Correção para Perturbação do Fluxo de Nêutrons	26
3.4 Razões Espectrais	29
3.5 Espectro de Nêutrons.....	30
3.5.1 Espectro Rápido	31
3.5.2 Espectro Intermediário	32
3.5.3 Espectro Térmico	33
Materiais e Métodos Experimentais	35
4.1 Calibração das Barras de Controle	35
4.1.1 Experimento de Calibração das Barras de Controle.....	37
4.1.2 Resultados da Calibração de Barras	38
4.2 Características dos Detectores de Ativação.....	41
4.3 Características da Vareta Combustível Experimental	44

4.4 Novo Dispositivo de Cobertura Cádmio	45
4.5 Operações de Irradiação dos Detectores de Ativação.	48
4.6 Correções experimentais.....	51
4.6.1 Fator de Normalização	51
4.6.2 Fator de Rampa	52
4.7 Espectrometria Gama	54
4.7.1 Detector de Germânio Hiperpuro	55
4.8 Cálculo da Atividade de Saturação.....	59
Métodos Computacionais	62
5.1 O Método Monte Carlo	62
5.1.1 O Código MCNP5.....	64
5.1.2 Cálculo das taxas de Reação Nuclear.....	65
5.2 O Código SANDBP.....	68
Resultados e Discussões	70
6.1 Análise das perturbações causadas pelo cádmio	70
6.2 Taxas de Reação Nuclear	74
6.3 Razões Espectrais	78
6.4 Espectro de Nêutrons.....	81
Conclusões.....	86
Sugestões Para Trabalhos Futuros	88
APÊNDICES	89
APÊNDICE A – Modelagem do Reator Nuclear IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) no MCNP 5	89
APÊNDICE B – Código SANDBP	102
ANEXOS.....	109
ANEXO A – Aspectos Gerais Do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas).....	109
ANEXO B – Propagação de Erros	118
B.1 Variáveis independentes (não-correlacionadas)	118
B.2 Variáveis correlacionadas.....	119
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	121

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

Vários resultados obtidos em experimentos no Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) estão sendo utilizados como padrão de comparação pela comunidade internacional (Benchmark), que está muito interessada em novos experimentos no reator ^[1], tendo em vista que grande parte dos reatores de potência “zero” (térmicos) já foram descomissionados há alguns anos.

O Reator nuclear de pesquisa IPEN/MB-01(Tipo Varetas) representa uma ferramenta muito útil para a validação da precisão de um código, como o *Monte Carlo N-Particle* MCNP^[2], para calcular quantidades de dosimetria de nêutrons, pois pode fornecer ambientes com vários tipos de espectros de energia de nêutrons para cálculo das taxas de reação nucleares, fator de comparação muito importante para tal validação. Em particular, esse reator nuclear, com geometria de núcleo e propriedades neutrônicas bem delimitada, permite uma comparação precisa entre os dados experimentais e calculados.

Fatos como esse motivam o desenvolvimento do presente trabalho, a fim de se desenvolver uma nova metodologia experimental que possa atender de forma satisfatória as necessidades de pesquisas no futuro, facilitando, melhorando e até mesmo corrigindo falhas de outras metodologias.

1.2 Objetivos da Tese

O principal objetivo desse trabalho de doutorado é agregar dados de medidas experimentais a comunidade internacional de pesquisas, de taxas de reações nucleares induzidas em vários materiais, muito utilizados em física de reatores para técnica de análise por ativação, na região interna das varetas do combustível do reator IPEN/MB-01 (Núcleo Varetas).

Para isso estudamos a implementação e validação de uma nova metodologia de medidas experimentais para taxa de reação nuclear na região epitérmica do espectro neutrônico

(acima de 0,55eV de energia) ^[3], com a utilização de um novo dispositivo para uma nova configuração de cobertura de cádmio. Esse dispositivo foi usado para irradiação de núclídeos alvo, como detectores de ativação entre as pastilhas combustíveis do Reator IPEN/MB-01 (Núcleo Varetas).

O trabalho também teve como meta, a partir desse novo dispositivo, solucionar um problema de incerteza no posicionamento da cobertura de cádmio em relação a posição axial do detector de ativação (núclídeo alvo) dentro da vareta combustível no núcleo do Reator IPEN/MB-01 (Núcleo Varetas). Essa incerteza ocasiona, em experimentos desse tipo, na necessidade de retirada de várias varetas combustíveis do núcleo, bem como o uso de uma cobertura de cádmio muito maior, causando perturbações desnecessárias no fluxo de nêutrons. Tudo isso para verificação e garantia do posicionamento da vareta experimental dentro da luva de cadmio.

Foi desenvolvida, paralelamente aos experimentos, uma metodologia de cálculo computacional, visando reproduzir todos os experimentos e obter resultados calculados para comparação dos resultados e validação dos métodos.

1.3 Aspectos Relevantes e Originalidade

Este trabalho explora as características experimentais do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) visando contribuir com estudos e informações referentes a uma nova metodologia experimental e mais um conjunto de dados experimentais.

Deve-se destacar também que os estudos realizados aqui contribuem para futuros trabalhos e análise que possam vir a ser desenvolvidas no contexto de medidas experimentais com cobertura de cádmio, sobretudo para fins de cálculo de atividade em faixas de energia acima de 0,55eV ^[3].

O presente trabalho tem característica inovadora para esse tipo de estudo, visando uma proposta de inovação incremental ^[4], que é aquela em que o novo produto incorpora alguns novos elementos em relação ao anterior.

A análise completa dos resultados dessa metodologia com a nova configuração da cobertura de cádmio, através da análise neutrônica, constituindo o foco primário do presente trabalho de doutorado, origina um importante documento e ponto de partida para

pesquisas futuras, somando e gerando conhecimento e informações relevantes para futuras novas metodologias experimentais no Reator IPEN/MB-01.

1.4 Introdução ao Desenvolvimento do Trabalho

Após uma breve introdução metodológica feita a seguir, o Capítulo 2 apresentará informações pertinentes a respeito do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas), suas características experimentais, bem como sua história e as características da vareta combustível desmontável utilizada. O capítulo 3 introduz os aspectos teóricos fundamentais que dão suporte ao trabalho desenvolvido na presente tese. No capítulo 4, encontram-se os materiais utilizados e metodologias para os procedimentos experimentais e análises dos radionuclídeos após as irradiações, está detalhado também nesse capítulo todas as características da nova configuração de cobertura de cádmio.

No capítulo 5, encontram-se os métodos computacionais utilizados para análise neutrônica de fluxo e espectro de nêutrons e cálculo das taxas de reação nuclear.

No capítulo 6, tem-se a discussão e os comentários referentes aos resultados obtidos e, o capítulo 7, apresenta as conclusões do estudo. Sugestões para trabalhos futuros estão dispostas no capítulo 8.

1.4.1 Processo 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 e câmeras de gás, por exemplo) cujo processo de detecção dependa da ionização do dispositivo de detecção por partículas carregadas ^[5,6].

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.

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

- 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 dele. Entre os elementos leves que permitem esse tipo de interação estão o Hidrogênio e o Hélio.
- 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 $^{235}\text{U}(n,3n)$ Produtos com nêutrons que possuem energia na faixa entre 0,01eV a 0,1eV, sendo esses nêutrons denominados como nêutrons térmicos. Podendo ocorrer também, outras reações nucleares de fissão em outros elementos férteis, tais como ^{238}U , ^{232}Th , em outras faixas de energias dos nêutrons. Bem como reação em outros materiais (Produtos de fissão) 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 energia da ordem de Mega elétron-volts.

O balanço de nêutrons em um reator nuclear térmico, para relação com os processos de detecção, pode ser descrito através de um ciclo que mostra a história dos nêutrons em uma reação em cadeia autossustentada e baseada na fissão de núcleos de urânio por nêutrons térmicos, mais importante no Reator IPEN/MB-01 (Fig. 1.1). A reação em cadeia autossustentada é condição fundamental na criticalidade de um reator, onde, em média, cada nêutron produza um outro para substituí-lo, a despeito das possíveis absorções pelo moderador, pelo urânio e das perdas por escape do sistema.

Figura 1.1 – Representação esquemática de uma reação em cadeia autossustentada e baseada na fissão de núcleos de urânio por nêutrons térmicos [7].

Os detectores utilizados na detecção de nêutrons na 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, dentre 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 precisa.

A utilização de vários detectores de ativação na forma de folhas finas interpostas entre si permite, através da técnica conhecida como técnica do *sandwich de folhas* [8], obter o fluxo de nêutrons ressonantes, ou seja, na região da principal ressonância de ativação. Assim no caso do ^{197}Au centrada a energia de 4,9 eV no caso do ^{115}In centrado a energia de 1,4 eV, ^{24}Mg 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 ^{197}Au).

1.4.2 Tipos de Detectores

Os nêutrons com energia nas faixas térmica e intermediária são detectados, normalmente, pelos seguintes métodos [9,10]:

- 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 (fissil), ^{238}U e ^{239}Pu . A detecção dos produtos da reação pode ocorrer com detectores termo luminescentes, 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 [11]:

- 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 , que se baseia na propriedade deste converter em Luminescência 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 $^3\text{He} (n,p)^3\text{H}$ e $^6\text{Li} (n,\alpha)^3\text{H}$;

- 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, conseqüentemente, 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 (Fig. 1.2). Dessa forma, em alguns casos, os nêutrons rápidos primeiro são moderados e posteriormente são detectados.

Figura 1.2 – Seção de choque total do ^{235}U $\{^{235}\text{U}(n,\text{total}) \text{ JEFF-3.1}\}$. Fonte <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/#> ^[12].

1.4.3 Taxas de Reação Nuclear

Atualmente, a área de física de reatores atravessa um período de evolução, principalmente na interpretação física de vários fenômenos que envolvem medidas de taxa de reação nuclear. Historicamente, esses valores apresentaram várias discrepâncias entre teoria e experimento, como por exemplo, a superestimativa da seção de choque de captura do ^{238}U , a qual acarreta discrepâncias entre o índice espectral ρ ^[13] calculado e medido do fator de multiplicação efetivo.

Por vários anos, métodos e bibliotecas de dados nucleares aplicados à área de física de reatores impuseram restrições severas nas previsões teóricas (calculadas). Era comum adotar procedimentos empíricos tais como o ajuste das seções de choque para obter melhor concordância entre teoria e experimento ^[14,15].

Os principais progressos alcançados na comparação teoria-experimento devem-se aos avanços nas seguintes áreas: dados nucleares, técnicas de medidas de parâmetros nucleares e aumento significativo na velocidade de processamento dos computadores atuais, já que estes, realizam em segundos, cálculos que na década de 80 levavam dias. Os códigos computacionais que fazem transporte de partículas foram fortemente beneficiados por esse avanço tecnológico.

Somado a todo esse avanço tecnológico, foram criados bancos internacionais de dados nucleares para facilitar ainda mais os trabalhos em física de reatores. Todos esses dados nucleares são validados por cálculos que utilizam códigos computacionais.

As taxas de reação nuclear são normalmente estimadas a partir de cálculos de Física de Reatores que utiliza vários códigos computacionais, dentre eles o MCNP (*Monte Carlo N-Particle Code*) [2] e suas bibliotecas de dados nucleares associadas (ENDF, JENDL, JEFF)^[15,16,17].

O conhecimento das taxas de reações nucleares induzidas por núcleo alvo é um problema fundamental, pois, muitos dos parâmetros da Física de Reatores são obtidos através da técnica de análise por ativação, que consiste em irradiar detectores de ativação de composição química muito bem definida e posteriormente realizar a espectrometria gama dos detectores irradiados no interior do núcleo do reator^[18], medindo sua taxa de reação nuclear por núcleo alvo^[19].

De seu conhecimento podemos obter informações extremamente importantes sobre a operação e comportamento de um reator nuclear ^[20,21], torna-se possível a determinação de parâmetros tais como atividade de saturação, fluxo de nêutrons, potência de operação, e conseqüentemente, a otimização da operação do mesmo. Outro parâmetro fundamental derivado dessas taxas é o espectro de energia dos nêutrons no local da irradiação ^[20], já que vários materiais com diferentes reações e faixas de energia de ativação podem ser irradiados, como mostrado pelas Tabelas.1.1, 1.2 e 1.3.

Tabela 1.1 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação térmicos.

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

Tabela 1.2 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação intermediários.

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

* Folhas irradiadas com cobertura de cádmio

Tabela1.3 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação rápidos.

Detectores	Reação Nuclear	Faixa de Atuação no Espectro (MeV)
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	1,0 ____ 6,7
In*	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	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
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	6,7 ____ 13
Mg*	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	6,7 ____ 13

* Folhas irradiadas com cobertura de cádmio

Nas Figuras 1.3 a 1.8 a seguir, são mostradas as curvas de secção de choque totais desses materiais geradas a partir da biblioteca nuclear JENDL 2011^[22], justificando suas escolhas para cada faixa de energia.

Figura 1.3 - Curva de secção de choque da reação $^{45}\text{Sc}(n, \gamma)^{46}\text{Sc}$.

Figura 1.4 - Curva de secção de choque da reação $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$.

Figura 1.5 - Curva de secção de choque da reação $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$.

Figura 1.6 - Curva de secção de choque da reação $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$.

Figura 1.7 - Curva de secção de choque da reação $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$.

Figura 1.8 - Curva de secção de choque da reação $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$.

1.4.4 Análise por Ativação

A análise por ativação neutrônica tem alta sensibilidade, e por esse motivo, é muito utilizada em experimentos no reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) onde o fluxo médio de nêutrons térmicos é da ordem de 9×10^8 (n/cm².s)^[23], provocando baixa magnitude nos valores das taxas de reações nucleares e consequentemente induzindo baixas atividades radioativas nos alvos irradiados. Dentre as vantagens de utilização dos detectores de ativação, estão ^[18,19]:

- 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, são conhecidos como detectores de indicação indireta, pois necessitam ser retirados do campo neutrônico após sua irradiação, para a espectrometria gama e conseqüentemente análise dos dados e obtenção dos parâmetros desejados que são, em última instância, a taxa de reação nuclear e o fluxo de nêutrons.

1.4.5 Validação da Metodologia Experimental

No processo de validação e verificação de metodologias experimentais e de cálculo, e das bibliotecas de dados nucleares associadas, o reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) tem dado uma contribuição fundamental ^[24] para todos esses procedimentos, principalmente por ser um reator de pesquisa com características e composição bem estabelecidas, sendo uma instalação experimental versátil onde é possível inserir diversos tipos de amostras e alterar facilmente a geometria do núcleo.

Existem alguns fatores importantes para a validação de uma metodologia experimental e de cálculo, como a incerteza do experimento em si, as incertezas dos dados experimentais e dos cálculos, bem como o desvio padrão entre os dados medidos experimentalmente e calculados.

Segundo “*International Reactor Physics Experiments Evaluation Project Guide to the Expression of Uncertainty*”^[25], na validação de código, os valores calculados e experimentais são ambos sobrecarregados com incertezas aleatórias e sistemáticas. Os primeiros são aleatórios devido às incertezas estatísticas dos dados nucleares e às incertezas dos dados de entrada, enquanto os segundos são aleatórios devido aos erros estatísticos das medições e às incertezas tecnológicas do reator nuclear. As incertezas sistemáticas decorrentes dos dados nucleares utilizados nos cálculos e do método de medição também desempenham um papel importante neste processo.

Segue-se que as incertezas tecnológicas afetam os valores calculados e os experimentais, mas o fazem de maneiras diferentes e em diferentes graus. Isso torna a contabilidade de incertezas na validação de código bastante delicada. Portanto, é essencial obter os detalhes de cada experimento, a fim de determinar quais efeitos das incertezas

tecnológicas estão incluídos nos desvios padrão empiricamente estimados e quais não são.

Exemplos das incertezas que devem ser controladas para validação de metodologia incluem:

- Desvios descontrolados de alguns parâmetros do reator (como a temperatura),
- Reprodutibilidade insuficiente de alguns parâmetros do reator (como posição de barras de controle, reatividade),
- Irregularidades da estrutura do reator,
- Inconsistência na homogeneidade das características do combustível (isto é, diâmetro do pellet, diâmetro do *clad*, densidade do UO_2 , intervalos de ar entre os pellets etc.),
- Perturbações introduzidas deliberadamente (tais como detectores de ativação tipo folhas de ativação, coberturas de cádmio ou câmaras de fissão).

Depois de tomados todos os cuidados citados, por fim, um artigo de validação da metodologia e apresentação dos resultados deve ser apresentado, com padrão de escrita e parâmetros regidos por norma do “*Evaluation Guide for the International Reactor Physics Experiments Evaluation Project (IRPhEP)*”^[26].

Capítulo 2

O Reator Nuclear IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)

Um grande complicador na verificação e validação de modelos existentes em Física de Reatores, é a ausência de experimentos adequados que forneçam grandezas físicas possíveis de serem tratadas por esses modelos. Nesse contexto o Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) tem sido de extrema importância por se tratar de uma instalação com características geométricas e materiais muito bem definidos, integrando um benchmark internacional em vários experimentos de configuração crítica ^[27,28] e em outros experimentos clássicos de Física de Reatores ^[29]. No ANEXO A.1, se encontram as características do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas).

Dentre os inúmeros experimentos realizados nestes 35 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 neutrônico, 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, distribuição energética de nêutrons (Espectro).

Dentre os experimentos mais importantes realizados no Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) estão a determinação de parâmetros nucleares utilizados em validação de bibliotecas nucleares (*benchmarks*) como o NEA-IRPhE Project. O *International Reactor Physics Experiment Evaluation* (IRPhE)^[26] visa proporcionar à comunidade

nuclear conjuntos de dados qualificados através da coleta de dados experimentais de física de reatores de instalações nucleares do mundo todo.

Em se tratando de medidas de taxa de reação nuclear no combustível do reator nuclear, que é o foco do presente trabalho, existe uma grande dificuldade em se medir essas taxas experimentalmente. Estas são normalmente estimadas a partir de cálculos de Física de Reatores que utiliza vários códigos computacionais, dentre eles o MCNP (Monte Carlo N-Particle) e suas bibliotecas de dados nucleares.

Nesse sentido, as características de pesquisa do Reator IPEN/MB-01, com composições bem estabelecidas, sendo uma instalação experimental versátil, onde é possível inserir diversos tipos de amostras e alterar facilmente a geometria do núcleo, contando com uma vareta combustível desmontável, foram fundamentais para execução desse trabalho, disponibilizando resultados experimentais de taxa de reação nuclear no combustível nuclear.

Capítulo 3

Fundamentos Teóricos

3.1 Técnica de Análise por Ativação

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 ^[22],

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

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 está 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,

$$N(t) = N_0 e^{-\sigma_T \phi t}, \quad (3.3)$$

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

$$\frac{d}{dt}(ne^{(\lambda+\sigma_a\phi)t}) = N_0\sigma_{atv}\phi e^{(\lambda+\sigma_a\phi-\sigma_T\phi)t}. \quad (3.5)$$

A solução da equação (3.5), considerando que $\sigma_a\phi \ll \lambda$ e $\sigma_T\phi \ll \lambda$ 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 Figura 3.1, mostra-se a curva de ativação até o tempo t_0 ao término da irradiação, e a curva de decaimento radioativo entre os tempos de contagem t_1 e 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

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

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,

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

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

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

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 Figura 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 $t + t_e = t_I$, portanto $e^{-\lambda t_I} = e^{-\lambda t} \cdot e^{-\lambda t_e}$, sendo $e^{-\lambda t} = I$ (probabilidade do átomo não se desintegrar em $t=t_0$ é de 100%), então reescrevendo (3.13), tem-se

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

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

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

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 da rampa de subida da potência à 100W e de normalização das oscilações da potência em 100W, 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,

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

A equação (3.16) pode ser utilizada para uma folha de ouro sem 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).

3.2 Medida do Fluxo de Nêutrons

3.2.1 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 ^[30]:

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

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* ^[30]. 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 (4.18) 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,

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

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, energia $<0,55\text{eV}$, devido sua alta seção de choque de absorção térmica (Fig. 3.2)^[12], portanto a atividade induzida em um detector coberto com cádmio é dada por nêutrons epitérmicos.

Figura 3.2 – Seção de choque total do Cádmio. $\{^{113}\text{Cd}(\text{n},\text{total}) \text{ ENDF/B-VII.1}\}$. Fonte <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/#>.

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,

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

onde o fator de cádmio F_{cd} restaura a contribuição devido 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

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

e para atividade de saturação epitérmica,

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

3.2.2 Medida do 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:

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

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 novamente em seções seguintes.

3.2.3 Medida do Fluxo de Nêutrons Epitérmicos

O fluxo de nêutrons epitérmicos, ou seja, 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^[8] 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 $\phi(\mu) = E \phi(E)$, 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 $\phi(\mu)$ 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 0,55eV , para uma cobertura de cádmio de 0,5mm de espessura ^[31]. Portanto, os limites da integral de ressonâncias são $E_{cd}=0,55eV$ e $E_2=1,05.10^6 eV$ 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,

$$\phi_{ep} = \frac{A_{cd}^{\infty}}{N_T I_R^{\infty}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}}. \quad (3.33)$$

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,

$$\phi_{ep} = \frac{A_{cd}^{\infty}}{N_T I_R^{\infty} \cdot K_{ep}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}}. \quad (3.34)$$

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^[4].

3.3 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^[32,33]. 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:

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

O fator de autoblindagem térmico pode ser calculado, assumindo um fluxo de nêutrons isotrópicos através da seguinte equação:

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

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

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

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

$$E_1(x) = x - \frac{x^2}{2.2!} + \frac{x^3}{3.3!} + \dots - \ln(x) - \gamma, \quad (3.39)$$

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:

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

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*:

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

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 de a 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:

$$H(\gamma, \tau) = \frac{l}{l + (\frac{l}{2} - \frac{1}{3}E(\tau))g(R, \gamma)}, \quad (3.43)$$

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 ^[32,34] 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*, dada por:

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

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 MCNP5 ^[2]. A metodologia usada para esse cálculo e os resultados, serão abordados mais adiante.

3.4 Razões Espectrais

As quantidades que medem as características do núcleo do reator são as razões espectrais, as quais checam a acurácia dos modelos computacionais e as bibliotecas de dados nucleares ^[35].

O espectro de energia dos nêutrons depende da posição, e por vez, a cota axial em 10,5cm, mais abaixo da vareta combustível desmontável foi escolhida para as irradiações das folhas de ativação no centro do núcleo do reator nuclear. Uma região onde o fluxo de nêutrons é máximo e longe da perturbação causada pelas barras de controle e pela proximidade do refletor. A razão espectral, como o próprio nome diz, é uma razão entre os espectros capturados pelos detectores de ativação, medida direta da razão entre as taxas de reações por núcleo alvo,

$$R_e = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\int \phi(E)\sigma_1(E)dE}{\int \phi(E)\sigma_2(E)dE} \quad (3.47)$$

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

$$R_e = \frac{R_1}{R_2} = \frac{(A^\infty/N_0)_1}{(A^\infty/N_0)_2} . \quad (3.48)$$

Multiplicando e dividindo a equação (3.47) pelo fluxo de nêutrons,

$$R_e = \frac{\int \phi(E)\sigma_1(E)dE}{\int \phi(E)dE} \cdot \frac{\int \phi(E)dE}{\int \int \phi(E)\sigma_2(E)dE} = \frac{\bar{\sigma}_1}{\bar{\sigma}_2}. \quad (3.49)$$

Obtém-se uma razão entre as seções de choque médias de ativação. A razão espectral mede diretamente a razão entre as seções de choque, por esse motivo são utilizadas na comparação direta com as bibliotecas de dados nucleares associadas dos códigos computacionais, sem o uso de fatores de normalização ou fórmulas.

A razão de cádmio, R_{cd} , é um caso especial da razão espectral, definida como a razão entre a atividade saturada por núcleo alvo do detector de ativação sem cobertura de cádmio e de um detector semelhante coberto com cádmio na mesma posição, expostos ao mesmo fluxo de nêutrons. Essa razão se aproxima do infinito quando todos os nêutrons se aproximam da termalização ^[36]. Esse parâmetro é uma grandeza quantitativa que mede a proporção de nêutrons térmicos no local da irradiação. Outra propriedade da razão de cádmio é mostrar a região assintótica do campo neutrônico^[37], cuja razão é aproximadamente constante. As razões de cádmio foram obtidas experimentalmente com as folhas de ouro e escândio.

3.5 Espectro de Nêutrons

Basicamente 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 Figura 3.3 ilustra-se uma Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior do núcleo de um reator nuclear térmico homogeneizado.

Figura 3.3 – Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior núcleo de um reator nuclear térmico homogêneo^[38].

3.5.1 Espectro Rápido

Em um reator nuclear térmico, praticamente só nêutrons rápidos são produzidos no processo de fissão^[39]. 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 pelo espectro de fissão de Watt (Eq. 3.50), até a energia de 17MeV. 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^[40].

A distribuição de Watt é representada matematicamente como:

$$S(E) = Ae^{-E} \sinh \sqrt{2E}, \quad (3.50)$$

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:

$$S(E) = a\sqrt{E}e^{\left(\frac{-E}{\epsilon}\right)}, \quad (3.51)$$

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

Na Figura 3.4 mostra-se o espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana.

Figura 3.4 – Espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana

3.5.2 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. 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 0,55eV até $\sim 0,1$ MeV [39,40].

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

$$\phi(E) = \frac{Q}{\xi N \sigma_s} \frac{1}{E} \quad (3.52)$$

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 $\varepsilon = \overline{\Delta \ln E}$.

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, 3.2.3 Fluxo de Nêutrons epitérmicos, desse mesmo capítulo.

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.

3.5.3 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 [39,40].

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

$$n(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right)}. \quad (3.53)$$

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

$$\phi(E) = \frac{E}{(kT)^2} e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)}. \quad (3.54)$$

A equação (3.53) e (3.54) são normalizadas por unidade de área, como pode ser visto na Figura 3.5.

Figura 3.5 - Distribuição Maxwelliana de Energia.

Da equação (3.53) tem-se que a velocidade mais provável é dada por:

$$v_0 = \left(\frac{2KT}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.55)$$

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

Para muitos propósitos é adequado utilizar o fluxo convencional ϕ_0 :

$$\phi_0 = nv_0, \quad (3.56)$$

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.

Capítulo 4

Materiais e Métodos Experimentais

4.1 Calibração das Barras de Controle

A movimentação das barras de controle (BC#1 e BC#2), ao alterar o fator de utilização térmica f (Eq. 4.1) devido a absorção de nêutrons, altera K pela relação da fórmula de quatro fatores (Eq. 4.2) e consequentemente a reatividade, que é um parâmetro que está relacionado com a variação de K (Eq. 4.3).

$$f = \frac{(\sum_a \cdot \phi \cdot V)_{(comb)}}{(\sum_a \cdot \phi \cdot V)_{(comb)} + (\sum_a \cdot \phi \cdot V)_{(mod)} + (\sum_a \cdot \phi \cdot V)_{(absorv)}} \quad (4.1)$$

$$K = \varepsilon \cdot \rho \cdot \eta \cdot f \quad (4.2)$$

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} \quad (4.3)$$

A determinação da reatividade foi feita através da inserção de BC#2 no núcleo, compensando sua variação de reatividade pela retirada de BC#1.

É de grande interesse na operação de um reator que se conheça não só a magnitude da reatividade total desta barra, como também 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 mesma. Para esse trabalho de doutorado, especificamente, objetiva-se analisar o valor da reatividade negativa inserida no sistema pela nova configuração de cobertura de cádmio proposta e, posteriormente, comparar os resultados com os cálculos computacionais e outras configurações de trabalhos anteriores^[41]. Por isso, é importante conhecer a reatividade de cada porcentagem de barra de controle inserida.

Existem vários métodos de se determinar a reatividade de uma barra de controle, entre eles têm-se os seguintes, usados nesse trabalho:

- Método do período estável;

- Método da cinética inversa.

Para o *Método do Período Estável* é utilizada a equação de *Inhour* (Eq. 4.4), que relaciona reatividade com período do reator. O Período (Eq. 4.5) é definido como tempo, em segundos, necessário para que a potência do reator aumente de um fator $e = 2,7182$.

$$\rho = \frac{l^*}{KT} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{(1 + \lambda_i T)} \quad (4.4)$$

Onde o primeiro termo se relaciona com os nêutrons prontos e o segundo com os nêutrons atrasados. Os parâmetros λ_i 's, β_i 's, (Tab. 4.1) e l são característicos do reato e T é o período.

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 será o parâmetro medido no experimento com o auxílio de um cronômetro e da leitura das potências nos canais 5 e 6, convertendo-os posteriormente em período de acordo com (Eq. 4.5).

$$T = \frac{\delta}{\ln 2} = \frac{\delta}{0,693} \quad (4.5)$$

Tabela 4.1 - Parâmetros cinéticos efetivos totalmente experimentais para o reator IPEN/MB-01(tipo Varetas) ^[42] utilizadas neste trabalho

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

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 equação 4.5 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* (Eq. 4.6) 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 $\rho(t)$.

$$\rho(t) = \frac{\Lambda}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} + \beta - \frac{\Lambda}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(0) e^{-\lambda_i t} - \frac{1}{N(t)} \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i e^{-\lambda_i t} \int_0^t N(t') e^{\lambda_i t'} dt \quad (4.6)$$

4.1.1 Experimento de Calibração das Barras de Controle

O reator nuclear IPEN/MB-01 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 $\pm 5s$. 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 da Calibração de Barras

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. 4.1) e período estável (Fig. 4.2). Os dados coletados e calculados estão apresentados abaixo:

Figura 4.1 - Curva de calibração de reatividade integral da BC#1 (barra de controle 1) pelo método da Cinética Inversa.

Figura 4.2 – Curva de calibração de reatividade integral da BC#1 (barra de controle 1) pelo método do período estável.

Os parâmetros da equação de Boltzmann (Eq. 4.7) foram determinados pelo software *Origin*^[43] 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 Tabela 4.2.

$$Y = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{(x - x_0)/dx}} + A_2. \quad (4.7)$$

Tabela 4.2 - Reatividade medida por Cinética inversa e Boltzman.

(pcm)	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, principalmente para 81,18% de barra, quando ela já está fora da região ativa do núcleo.

O excesso de reatividade no núcleo do reator foi de 278,92pcm. 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 compensado pela reatividade negativa introduzida por 18,82% de barras, já que o reator foi criticalizado com uma barra de controle totalmente retirada.

A intenção dos gráficos mostrados nas Figuras 4.3 e 4.4 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.

Figuras 4.3 – Curva de calibração de reatividade diferencial da BC#1 (barra de controle 1) pelo método da Cinética inversa

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

4.2 Características dos Detectores de Ativação

Durante esse trabalho, foram utilizados detectores de ativação em forma de folhas, com pequenas dimensões e alto grau de pureza, quimicamente estáveis na forma metálica ou de ligas metálicas, para a não ocorrência de reações indesejadas. A escolha do material do detector (nuclídeos alvo), dependeu da faixa de atuação no espectro de energia dos nêutrons, da seção de choque de captura e do tempo de meia vida dos radionuclídeos formados na irradiação.

As folhas de ativação, ou detectores de ativação a serem utilizadas para medida do espectro de energia dos nêutrons, devem ser selecionadas de acordo com os seguintes critérios ^[37]:

- Folhas com alto grau de pureza e consequentemente reações indesejadas,
- Elementos quimicamente estáveis, na forma metálica,
- Folhas em pequenas dimensões ou na forma de ligas infinitamente diluídas,
- As folhas devem ter uma seção de choque de ativação suficiente para se medir uma taxa de contagens no sistema de detecção,

- Elemento radioativo formado na reação nuclear,
- Meia-vida do elemento radioativo formado,
- 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 superficiais 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, mas também foram aferidas e confirmadas.

Nas Tabelas 4.2 a 4.4 a seguir, encontram-se as características dos detectores de ativação, bem como as características das irradiações e detecção gama do decaimento dos radionuclídeos formados. Esses detectores de ativação podem ser visualizados na Figura 4.5.

Figura 4.5 – Folhas de Ativação (detectores de Ativação) irradiadas.

Tabela 4.2 – Reações nucleares, frações isotópicas ^[44], massa e geometria dos detectores de ativação.

Folhas de Ativação	Fração isotópica	Massa (g)	Diâmetro (mm)	Espessura (mm)
¹⁹⁷ Au – ²⁷ Al	0,01	0,0292	8,49	0,23
¹⁹⁷ Au – ²⁷ Al*	0,01	0,290	8,49	0,21
⁴⁵ Sc	1	0,0172	8,49	0,14
⁴⁵ Sc*	1	0,0183	8,49	0,16
Ni	0,6808±0,0002	0,1262	8,49	0,28
Ti	0,0744±0,0002	0,0744	8,49	0,21

Folhas de Ativação	Fração isotópica	Massa (g)	Diâmetro (mm)	Espessura (mm)
Ti*	0,0744±0,0002	0,0744	8,49	0,21
$^{115}\text{In}(\text{n},\text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$	0,9571±0,0005	0,1977	8,49	0,56
$^{115}\text{In}(\text{n},\text{n}')^{115\text{m}}\text{In} *$	0,9571±0,0005	0,2085	8,49	0,67
Mg	0,7899±0,0004	0,0165	8,49	0,245

Tabela 4.3 – Reação nuclear, meia-vida, energia do fotopico e probabilidade de emissão gama do fotopico dos radionuclídeos formados ^[37].

Reação nuclear	T _½ (dia)	Energia (keV)	I
$^{197}\text{Au}(\text{n},\gamma)^{198}\text{Au}$	2,6947 ± 0,0003	411,80205 ± 0,00017	0,9562 ± 0,0006
$^{45}\text{Sc}(\text{n},\gamma)^{46}\text{Sc}$	83,79 ± 0,04	889,277 ± 0,003	0,99984 ± 0,00001
$^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})^{58}\text{Co}$	70,86 ± 0,06	810,7593 ± 0,002	0,9945 ± 0,0001
$^{47}\text{Ti}(\text{n},\text{p})^{47}\text{Sc}$	3,3492 ± 0,0006	159,381 ± 0,015	0,683 ± 0,004
$^{115}\text{In}(\text{n},\text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$	0,18692 ± 0,00017	336,244 ± 0,017	0,458 ± 0,022
$^{24}\text{Mg}(\text{n},\text{p})^{24}\text{Na}$	0,624875 ± 0,0005	1368,626 ± 0,005	0,999936 ± 0,000015

Tabela 4.4 – Características das operações de Irradiação dos detectores de ativação.

Finalidade da operação	Tempo (hora)	Posição inserida (%)		Temperatura do Moderador (°C)
		BC#1	BC#2	
$^{197}\text{Au} - ^{27}\text{Al}$	1	58	57,7	20,1±0,06
$^{197}\text{Au} - ^{27}\text{Al}^*$	2	59	58,8	20,2±0,04
^{45}Sc	2	58	57,8	20,15±0,07
$^{45}\text{Sc}^*$	1	59	58,9	20,09±0,05
Ni	2	57,9	57,89	20,01±0,04
Ti	2	57,9	57,9	20,04±0,05
Ti*	2	59	58,87	20,03±0,08
In	1	57,95	57,91	20,00±0,05
In*	2	59	58,9	20,00±0,06

Finalidade da operação	Tempo (hora)	Posição inserida (%)		Temperatura do Moderador (°C)
		BC#1	BC#2	
Mg	1	57,95	57,88	20,07±0,05

*Detectores irradiados com cobertura de Cd.

4.3 Características da Vareta Combustível Experimental

O Reator de pesquisas IPEN/MB-01 é um reator de potência zero especialmente projetado para comprovação de metodologias utilizadas na área de Física de Reatores. Com 35 anos e mais de 3600 operações, vários dos experimentos de criticalidade realizados no Reator IPEN/MB-01 se tornaram padrões de comparação internacional (“Benchmark”) [45].

Uma das principais características desse Reator nuclear é a dinâmica do seu núcleo, e a mobilidade das varetas combustíveis, possibilitando diferentes arranjos geométricos de núcleo. Outra característica experimental importante, é a existência das varetas combustíveis desmontáveis que torna possível a realização do presente trabalho. Cada uma delas compostas por 54 pastilhas combustíveis de UO₂ e por 20 pastilhas de Alumina (Fig. 4.6). Essa disposição nas varetas combustíveis experimentais permite que detectores de ativação sejam colocados entre as pastilhas combustíveis.

Figura 4.6: Vareta combustível experimental desmontável [46].

No presente trabalho, os detectores de ativação foram colocados na cota axial de 10,5 cm (entre a 10ª e a 11ª pastilha), distâncias medidas a partir do início da região ativa do elemento combustível, como ilustrado na Figura 4.7. Essa posição foi escolhida por ficar bem abaixo, das barras de controle, longe da perturbação causada por elas.

Figura 4.7 – Esquema da vareta combustível experimental desmontável com os detectores de ativação na cota axial de 10,5cm^[41].

4.4 Novo Dispositivo de Cobertura Cádmio

Para medida da taxa de reação de nêutrons com anergia acima de 0,55eV, nêutrons epitérmicos, os detectores de ativação são irradiados cobertos com cádmio (filtro para nêutrons térmicos), como explicado no Cap. 3. Para detectores de ativação, inseridos dentro da vareta combustível experimental (desmontável), isso é feito através de uma

luva de cádmio, que cobre a região externa da vareta combustível onde se encontra os detectores de ativação.

Essa luva, ou cobertura de cádmio, foi utilizada em trabalhos anteriores ^[13,41], com geometria de 0,05mm de espessura e 70mm de altura, como mostra a Figura 4.8 (NUNES, 2012). Essa altura foi usada, para certificar que o detector de ativação estava totalmente coberto, filtrando todos os nêutrons térmicos incidentes, eliminando as incertezas com a posição da luva em relação ao detector, durante a fixação da placa de lucite e inserção da vareta combustível no núcleo do Reator nuclear IPEN/MB-01.

Figura 4.8 – Montagem da vareta combustível experimental com as luvas de Cádmio de 7cm de altura na placa de Lucite ^[46].

Como proposta de diminuir a perturbação no espectro, por absorção de nêutrons, causado pela cobertura de cádmio, o novo dispositivo de cobertura de cádmio é composto de uma luva com a mesma espessura usada anteriormente, 0,5mm, mas com apenas 40mm de altura. E para certificar a total cobertura dos detectores de ativação, foi utilizado uma cobertura interna a placa, composta de dois discos de 0,5mm de espessura de cádmio. A Figura 4.9, mostra a vareta combustível, inserida na cobertura de cádmio, a Figura 4.10 mostra as duas luvas de cádmio, (a) 4cm e (b) 7cm, e a Figura 4.11 mostra o detector entre os discos de cádmio.

Figura 4.9 – Placa de lucite e luva de cádmio.

Figura 4.10 – Luvas (Coberturas) de cádmio de (a) 4cm e (b) 7cm de altura em escala real de altura.

Figura 4.10 – Posição dos detectores de irradiação na vareta desmontável entre os discos de cobertura de cádmio.

4.5 Operações de Irradiação dos Detectores de Ativação.

Todas as operações no Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas), ou irradiações dos detectores de ativação, foram realizadas à potência de 100 watts considerando a medida do canal 6 (calibrado em potência ^[1]), utilizando uma vareta combustível experimental desmontável, posicionada na região central do núcleo do reator, sendo esta, com seu volume ativo (54,84cm) dividido em 54 pastilhas combustíveis. 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. A Figura 4.8 a seguir, é uma representação do núcleo do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas), na configuração padrão retangular de 28x26 varetas combustíveis.

Figura 4.8 – Configuração do núcleo e posição da vareta combustível experimental desmontável ^[46].

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 Tabela 4.5^[32].

Tabela 4.5 - 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)
Au ¹⁹⁷ (n,γ) Au ¹⁹⁸	1 h	64,56
Au ¹⁹⁷ (n,γ) Au ¹⁹⁸ *	1 h	64,56
Sc ⁴⁵ (n, γ) Sc ⁴⁶	1 h	2011,92
Sc ⁴⁵ (n, γ) Sc ⁴⁶ *	1 h	2011,92
Ti ⁴⁷ (n,p) Sc ⁴⁷	3 h	44
Ni ⁵⁸ (n,p)Co ⁵⁸	2 h	1728
In ¹¹⁵ (n,n') In ^{115m}	1 h	4,5
In ¹¹⁵ (n,n') In ^{115m} *	1 h	4,5

* Folhas irradiadas com cobertura de cádmio.

A Tabela 4.6 mostra as posições das barras de controle, com os valores de porcentagem de retirada das barras, para cada um dos experimentos de irradiação dos detectores de ativação.

Tabela 4.6 – Dados dos Experimentos de Irradiação

Operação	Detectores de Ativação	Tempo de Irradiação	Posição da BC 1	Posição da BC 2	Temperatura do Moderador(°C)
3544	⁴⁵ Sc	120min	58,00	57,81	20,1±0,07
3545	¹⁹⁷ Au	70min	58,0	57,78	20,1±0,06
3546	⁵⁸ Ni	120min	57,90	57,79	20,01±0,04
3547	¹¹⁵ In	60min	57,95	57,92	20,00±0,05
3548	⁴⁷ Ti	120min	57,90	57,91	20,04±0,05
3549	²⁴ Mg*	150min	58,91	58,92	20,03±0,06
3551	²⁴ Mg	120min	57,95	57,87	20,07±0,05
3561	⁴⁵ Sc*	42min	59,00	58,89	20,03±0,04
3563	¹⁹⁷ Au*	113min	59,00	58,87	20,05±0,05
3565	¹¹⁵ In*	120min	59,00	58,86	20,00±0,07
3566	⁴⁷ Ti*	107min	59,00	58,85	20,02±0,06

*Detectores de ativação irradiados com cobertura de cádmio

Os detectores foram posicionados entre a 10ª e a 11ª pastilha de UO₂, correspondente a posição de 10,5cm na região ativa, como mostrou a Fig. 4.7. As irradiações com cobertura de cádmio (0,5mm de espessura), foram realizadas na mesma posição, com acréscimo do dispositivo de cobertura de cádmio.

4.6 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.

4.6.1 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 ^[32].

Este fator foi 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 Eq. 4.8 a seguir:

$$F_n = \frac{\bar{C}_i}{\bar{C}} \quad (4.8)$$

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 Tabela 4.7.

É fundamental que, durante a irradiação, as barras de controle do reator estejam igualmente inseridas no núcleo, 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 4.7- Resultados de Fator de normalização de potência para todas as irradiações utilizadas nos cálculos de fluxo de nêutrons.

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

4.6.2 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, faz-se 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 na potência desejada.

A rampa de subida de potência do reator varia de irradiação para irradiação, sendo assim, é necessário descontar esta contribuição na taxa de reação induzida nas folhas de ativação, que pode chegar a 2% dos valores de contagem.

Matematicamente, o fator de rampa é expresso por:

$$F_r = \frac{\frac{1}{\lambda \cdot \left(\frac{e^{T_r}}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda t})}}{\frac{1}{\lambda \cdot \left(\frac{e^{T_r}}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda t}) + W}} \quad (4.9)$$

Onde,

$$W = \frac{T}{(1 + \lambda T) \lambda \left(e^{\frac{T_r}{T}} \right) (e^{-\lambda t}) - (e^{-\lambda T_r})}, \quad (4.10)$$

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, t o tempo de irradiação do detector de ativação.

Por simplicidade pode-se utilizar a equação (4.11), que deriva das equações (4.9) e (4.10) e apresenta resultados muito próximos ao das equações mencionadas:

$$Fr = \frac{1}{1 + \frac{T}{t}} \quad (4.11)$$

O tempo de subida da rampa de potência foi obtido através de um arquivo de saída que grava as contagens de todos os anais nucleares a cada segundo.

O período correspondente a rampa de subida de potência é determinado através da seguinte equação:

$$T = \frac{T_r}{\ln\left(\frac{P}{P_0}\right)} \quad (4.12)$$

Sendo, P a potência final de irradiação (100 W), P_0 a potência inicial escolhida para a variação de tempo T_r , tempo de subida da rampa de potência cronometrado entre P_0 e P .

A Figura 4.11 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 4.11- Nível de potência em função do tempo.

Foram obtidos os Fatores de Rampa para cada irradiação, como mostrado na Tabela 4.8.

Tabela 4.8 – Fator de rampa calculado para todas as irradiações utilizadas para medida da distribuição de nêutrons.

Detector	cádmio	Fr
^{197}Au 1%	não	0,9787
^{197}Au 1%	sim	0,9719
^{115}In	não	0,9787
^{115}In	sim	0,9811
^{45}Sc	não	0,9787
^{45}Sc	sim	0,9811
^{24}Mg	não	0,9834
^{24}Mg	sim	0,9836
^{47}Ti	não	0,9920
^{47}Ti	sim	0,9829
^{58}Ni	não	0,9892

4.7 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 hiperpuro 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 [5,6,46].

4.7.1 Detector de Germânio Hiperpuro

Passado o tempo de espera do decaimento dos produtos de fissão no núcleo reator nuclear, os detectores de ativação foram submetidos a espectrometria gama pelo detector de alta pureza (HPGe). Este detector de alta resolução é constituído basicamente por um cristal de germânio, constantemente resfriado por nitrogênio, que fica em um reservatório (*Dewar*), blindado por chumbo (castelo de chumbo) para bloquear a radiação externa; a eletrônica associada, constituída pela fonte de alimentação, pré-amplificador, amplificador, analisador multicanal (AMC) e o computador com software que classifica, agrupa em canais (faixas de energia) e conta os eventos em tempo real (Fig. 4.12 e Fig. 4.13).

Figura 4.12 – Sistema de detecção gama de germânio de alta pureza [32].

Figura 4.13 – Detalhe das gavetas onde são inseridos os suportes de acrílico nos quais são apoiadas as amostras irradiadas ^[32].

A Figura 4.14 mostra o diagrama esquemático com as características da eletrônica da bancada experimental associada ao detector HPGe^[46].

O sinal gerado pelo multicanal é processado no microcomputador através do software MESTRO ^[47]. Esse sinal é transformado em um espectro energético que pode ser visualizado graficamente. Quando o fotopico selecionado é bem definido (forma gaussiana) o software calcula a contagem integral líquida e a incerteza associada, descontando o *background* da medida. Outro dado importante calculado pelo software é a largura a meia-altura do fotopico ou FWHM (*Full Width at Half-Maximum*). Para que haja garantias de que os canais selecionados incluam 99,99% (3σ) do fotopico, sua base deve possuir 3 FWHM, ou seja, 3 vezes a largura a meia-altura (Fig. 4.15). A partir desses dados e da eficiência do sistema de detecção (mostrada a seguir), é possível determinar o número de fótons emitidos pela fonte amostrada.

Figura 4.15 – Exemplo de seleção de fotopico utilizando o programa MAESTRO^[46].

Antes da medida das taxas de contagem dos detectores de ativação, foi obtida a curva de Eficiência ^[46] a partir da fonte radioativa padrão de Eu¹⁵², para a 7ª gaveta do sistema de detecção HPGE, pois esta foi a utilizada para a espectrometria gama dos detectores de ativação irradiados (Fig. 4.12 e Fig. 4.13). 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:

$$\varepsilon = \frac{\lambda C_e e^{\lambda t}}{A \cdot I \cdot (1 - e^{-\lambda t_c})}, \quad (4.13)$$

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.

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

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:

$$\varepsilon = \frac{C \cdot e^{\lambda t_e}}{AI \cdot \text{LT}} \quad (4.14)$$

O cálculo das incertezas pode ser realizado então, usando o método matemático de propagação de erros, conforme a equação dada a seguir ^[38]:

$$\left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + (\sigma_\lambda t_e)^2 \quad (4.15)$$

Onde σ representa o desvio-padrão de cada grandeza apresentada na equação (4.10).

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 Figura 4.16 mostra-se a curva de eficiência para a 7ª gavetas do sistema de detecção, obtidas através da fonte radioativa de Eu¹⁵²:

Figura 4.16 – Curva de Eficiência da 7ª gaveta com fonte de Eu-152.

4.8 Cálculo da Atividade de Saturação

Após a espectrometria gama das folhas de ativação de Ouro, Índio, Escândio, Níquel, Titânio e Magnésio, com e sem a cobertura de cádmio, e com os dados obtidos para as correções experimentais, 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

$$A^{\infty} = \frac{\lambda C_0}{\epsilon \cdot I(1 - e^{-\lambda t_i}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_c})} \frac{F_r}{F_n} \quad (4.14)$$

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^[43], $C_0 = NETe^{-\lambda t_e}$, como mostra a Figura 4.17, onde NET é a contagem líquida e t_e o tempo de espera desde o SCRAM do reator.

Figura 4.17 – Curva de decaimento dos átomos de ^{198}Au

Para cada uma das folhas de ativação, foram feitas várias contagens de espectrometrias gama em tempos de espera diferentes para o ajuste de decaimento feito no ORIGIN mostrado acima, de modo a dar consistência estatística aos resultados obtidos.

O desvio padrão da atividade de saturação é dado por:

$$\delta_{A^{\infty}} = A^{\infty} \sqrt{\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\delta C_0}{C_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta(1-e^{-\lambda t_i})}{1-e^{-\lambda t_i}}\right)^2 + \left(\frac{\delta(1-e^{-\lambda t_c})}{1-e^{-\lambda t_c}}\right)^2}. \quad (4.15)$$

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

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

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

$$\delta_{A^{\infty}} = A^{\infty} \sqrt{\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\delta C_0}{C_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2} \quad (4.16)$$

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),

$$\delta_{R_{cd}} = R_{cd} \sqrt{\left(\frac{\delta_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{A_{cd}^{\infty}}}{A_{cd}^{\infty}}\right)^2 - 2cov \frac{(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty})}{A_{nua}^{\infty} A_{cd}^{\infty}}}, \quad (4.17)$$

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

$$cov(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty}) = \rho \sigma_{A_{nua}^{\infty}} \sigma_{A_{cd}^{\infty}} \quad (4.18)$$

assumindo que o fator de correlação ρ seja 1 significa que estes $(A_{nua}^{\infty}, A_{cd}^{\infty})$ termos estão completamente correlacionados, como demonstra BITELLI 1988^[10].

Dada a equação para a atividade de saturação térmica na equação (3.21), o seu desvio padrão associado é

$$\begin{aligned} A_{th}^{\infty} &= A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{cd}}{R_{cd}}\right) \\ &\downarrow \\ \sigma_{A_{th}^{\infty}} &= \sqrt{(\sigma_{A_{nua}^{\infty}})^2 + (A_{nua}^{\infty} \frac{F_{cd}}{R_{cd}})^2 \left[\left(\frac{\sigma_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{F_{cd}}}{F_{cd}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_{cd}}}{R_{cd}}\right)^2 \right]}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

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

$$\phi_{th} = \frac{A_{\infty}^{th} P_a}{N_a m_{Au} \sigma_{act} K_{th}} \rightarrow \sigma_{\phi_{th}} = B \sigma_{A_{th}^{\infty}} \quad (4.20)$$

$$\phi_{int} = \frac{A_{nua}^{\infty}}{N_T \cdot I_R^{\infty} \cdot K_{ep} \cdot R_{cd}} \cdot \ln \frac{E_2}{E_{cd}} \rightarrow \sigma_{\phi_{ep}} = \phi_{ep} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{A_{nua}^{\infty}}}{A_{nua}^{\infty}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_{cd}}}{R_{cd}}\right)^2} \quad (4.21)$$

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

A técnica utilizada para a propagação dos erros está demonstrada no ANEXO B.

Capítulo 5

Métodos Computacionais

5.1 O Método Monte Carlo

O método Monte Carlo é usado para simular processos estatísticos (i.e., interação de partículas nucleares com a matéria) extremamente úteis para abordar problemas complexos que não podem ser abordados por softwares que usam métodos determinísticos [7].

No Monte Carlo, os eventos probabilísticos individuais que compreendem um dado processo são simulados sequencialmente. As distribuições de probabilidade que governam esses processos são estatisticamente sorteadas para descrever o fenômeno total.

Em geral, a simulação é realizada por um computador, pois o número de iterações necessárias para adequadamente descrever os fenômenos é bem alto. O processo de sorteio estatístico é baseado na seleção de números aleatórios – assim como o jogar de dados em um jogo de cassino – daí o nome “Monte Carlo”.

No transporte de partículas, o método consiste em seguir cada uma delas a partir de uma partícula fonte desde seu nascimento até sua morte (i.e., absorção, escape etc.). Distribuições probabilísticas são aleatoriamente sorteadas usando bibliotecas de dados de transporte para determinar o resultado em cada passo da vida de uma partícula (veja a Figura 5.1 para o caso de um nêutron incidente).

Números entre 0 e 1 são selecionados aleatoriamente para determinar qual (se alguma) e onde a interação ocorre, baseado nas leis físicas e nas probabilidades (bibliotecas de transporte) que governam os processos e os materiais envolvidos. No exemplo abaixo, uma colisão do nêutron com o material ocorre no evento 1. O nêutron é espalhado na direção indicada pela linha contínua, que é escolhida aleatoriamente através da distribuição física de espalhamento.

Note que o fóton também é produzido e é temporariamente armazenado para análise mais lente. No evento 2, ocorre a fissão, resultando no fim do nêutron incidente e no

nascimento de dois novos e um fóton. Um dos nêutrons e o fóton são armazenados novamente. O primeiro nêutron de fissão é então capturado no evento 3 e finalizado.

Figura 5.1 – História aleatória de um nêutron incidente num *slab* de material físsil [7].

O nêutron que foi armazenado é retomado e, através de um sorteio aleatório, escapa do *slab* no evento 4. O fóton produzido na fissão colide no evento 5 e escapa no evento 6. O fóton restante, gerado no evento 1, é então capturado no evento 7.

Assim, a história desse nêutron incidente, no caso particular acima, está então finalizada. Quanto mais histórias são computadas, mais as distribuições de nêutrons e fótons se tornam mais precisas e bem conhecidas. As quantidades de interesse são computadas. Juntamente com as estimativas de precisão estatística (incerteza) dos resultados.

5.1.1 O Código MCNP5

O programa MCNP (*Monte Carlo N-Particle*)^[2] utiliza o método de Monte Carlo, apresentado anteriormente, para resolver a equação de transporte. Através deste, obtém-se a solução da mencionada equação via simulações de partículas individuais. O comportamento médio dessas partículas é inferido a partir do comportamento médio das partículas simuladas.

Neste trabalho utilizou-se o código computacional MCNP na versão 5. 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. Juntamente com a parte geométrica é necessário trabalhar os materiais que preenchem estas geometrias usando bibliotecas de dados nucleares ^[12,13,14]. Partindo do princípio acima, o usuário cria um arquivo de entrada que é posteriormente lido pelo MCNP5. Este arquivo contém as seguintes informações sobre a modelagem do problema ^[46]:

- A especificação da geometria;
- A descrição dos materiais e seleção de seção de choque;
- A localização e características da fonte de nêutrons, fótons ou elétrons;
- O tipo de resposta e *tallies* desejados e
- As técnicas de redução de variância para melhorar a eficiência da simulação.

Um *tally* é o registro, pré-definido pelo usuário, sobre a simulação. É uma instrução (comando) para o MCNP fazer o registro de vários aspectos relacionados a corrente, fluxo e deposição de energia das partículas. Os *tallies* do MCNP são normalizados por partícula emitida da fonte. Todos os *tallies* podem ser modificados por fatores de multiplicação para determinação de parâmetros secundários como taxa de reação, dose absorvida ou calor gerado. A Tabela 5.1 a seguir apresenta os tipos de *tallies* e que tipo de partículas eles podem ser executados ^[48].

Tabela 5.1 – Tallies do MCNP^[46]

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

No MCNP, vários tipos de fontes podem ser modeladas. As fontes emissoras podem ser fótons, elétrons e nêutrons. As distribuições podem ser especificadas para variáveis de fonte como energia, tempo, posição e direção, sendo possível ponderá-las conforme as funções pré-existentes. O pacote MCNP5^[2] possui o software de visualização *Visual Editor X22S (VISED)*^[51]. Ele auxilia nas modelagens geométricas indicando possíveis erros de modelagem e definição de fontes.

5.1.2 Cálculo das taxas de Reação Nuclear

Para se calcular taxas de reação nuclear utiliza-se o método KCODE que simula a irradiação do alvo ao longo dos vários ciclos de fissão, juntamente com o *tally* F4 combinado com FM4 com designação para nêutrons. O *tally* F4 (Tab. 5.1) resulta da medida dos traços T das partículas no volume V escolhido, sendo normalizado pelo número de histórias N simuladas e ponderada pelo peso W da partícula, resultando no fluxo médio de nêutrons calculado ou comprimento do traço médio em uma célula na energia definida E ^[48].

$$\bar{\phi}_c(E) = \frac{1}{N} \iiint_V \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \frac{1}{N} \frac{W}{V} T, \quad (5.1)$$

O *tally* FM4 multiplica a seção de choque σ do tipo X e do material m ao fluxo médio de nêutrons em função da energia, para obter a taxa de reação nuclear média $\bar{R}_c$ nos limites de energia pré-definidos E_1 e E_2 ,

$$\overline{R}_c = C \int_{E_1}^{E_2} \overline{\phi}_c(E) \sigma_X^m(E) dE, \quad (5.2)$$

onde C é uma constante que pode ser utilizada para a normalização ou ter o valor da densidade atômica do material. O resultado é a contagem de reações nucleares de um determinado tipo que ocorre em uma célula (volume identificado) em unidades relativas.

Os valores de fluxo de nêutrons, bem como taxa de reação, calculados pelo MCNP5, foram transformados de unidade do MCNP (n/cm²) para valores reais (n/cm².s) e normalizados para a potência de 100W utilizando a equação [48,49,50].

$$\overline{\phi}_N \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right] = \frac{P[w] \cdot \overline{v} \left[\frac{\text{nêutrons}}{\text{fissão}} \right]}{1,60217657 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\text{Ws}}{\text{MeV}} \right) \cdot \overline{Q} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{fissão}} \right] \cdot K_{eff}} \cdot \overline{\phi}_j \left[\frac{1}{\text{cm}^2} \right], \quad (5.3)$$

onde $\overline{v}$ é o número médio de nêutrons por fissão, $\overline{\phi}_j$ 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 média liberada por fissão $\overline{Q}$, assim como o número médio de nêutrons $\overline{v}$, foi calculado no MCNP5.

No APÊNDICE A está detalhada a modelagem do reator IPEN/MB-01 (arquivo de entrada) utilizado pelo código MCNP5 para a obtenção dos parâmetros necessários para realização do trabalho. Lembrando que, como a taxa de reação nuclear numa célula com o material com mais de um isótopo, como no caso dos detectores de ativação com as composições naturais de Ni, Ti, In e Mg, resulta na soma das taxas de reação de todos os isótopos, e na espectrometria gama são contabilizados fotopicos de um determinado isótopo, no arquivo de entrada os materiais das células foram definidos com apenas os isótopos de interesse desses materiais, e com as respectivas densidades atômicas destas frações.

A geometria da modelagem do reator pode ser observada na Figura 5.2, obtida pelo software *VISED* [51], citado anteriormente, mostrando o corte Axial do núcleo do reator, com a inserção de uma das barras de controle, já que a outra barra de controle estaria na outra face e o corte Radial. Utilizou-se as seções de choque contínuas da biblioteca de dados nucleares dos Estados Unidos da América versão 7, *Evaluation Nuclear Data File version 7* – ENDF/B-VII, indicado pelo alfanumérico 70c, para os materiais simulados.

Figura 5.2 – Visualização dos planos (a) Axial e (b) Radial no VISED das simulações feitas do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Vareta).

A seguir, Figura 5.3, é apresentado o corte axial do detalhe da modelagem do reator para a região onde foram calculados os *tallies* de taxa de reação nuclear. Essa região compreende o local onde foram inseridos os volumes dos detectores de ativação e cobertura de cádmio.

Figura 5.3 – Detalhe Axial (a) e Radial (b) da região de interesse para os *tallies* (imagem gerada pelo VISED).

5.2 O Código SANDBP

O código computacional SANDBP ^[52,53] foi desenvolvido no Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste e é uma versão modificada e aperfeiçoada do código SAND-II ^[54]. O código SANDBP foi usado para determinar o espectro de nêutrons e as taxas de reação nuclear pelo método de ativação por múltiplas folhas. O código faz o ajuste do espectro por meio de um processo de iteração de ajuste, iniciando o processo a partir de um espectro de entrada (inicial). A solução apropriada do espectro 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 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 APÊNDICE B.

Os espectros de entrada foram obtidos através dos códigos MCNP5 em 641 grupos de energia. É de extrema importância que os espectros de entrada, calculados pelos códigos MCNP, 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:

$$N_0 = \frac{N_a}{A} \cdot m \cdot f_{iso}, \quad (5.2)$$

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 (4.15) pela equação 5.2 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:

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{(C-BG) \cdot e^{\lambda t_e}}{I \cdot \varepsilon \cdot t_c (1 - e^{-\lambda t_i})} \cdot \frac{A}{N_a m \cdot f_{iso}} \cdot \frac{Fr}{Fn}. \quad (5.3)$$

Capítulo 6

Resultados e Discussões

Neste capítulo discutiremos a aplicabilidade e a eficiência no uso da nova metodologia experimental para medida de taxa de reação nuclear na região do combustível (Tipo Varetas) do Reator Nuclear IPEN/MB-01 (Tipo Varetas). São apresentados os resultados obtidos da medida experimental de atividade dos materiais escolhidos como alvo, bem como a validação e comparação dos resultados com cálculos e metodologias computacionais, MCNP5 e SANDBP.

Primeiramente discutiremos a viabilidade normativa do método quanto as regras de utilização do cádmio em experimentos no Reator Nuclear. Depois passaremos para os resultados das medias experimentas e computacionais

É discutido, no decorrer da apresentação dos resultados, comparações dos resultados com metodologias anteriores, testando a eficiência dessa configuração para uso do cádmio.

6.1 Análise das perturbações causadas pelo cádmio

A IAEA (*International Atomic Energy Agency*), que regulamenta atividades experimentais em Reatores Nucleares ^[55], estabelece o valor máximo de 500pcm para inserção reatividade negativa no sistema em experimentos. Dada essa importância e a necessidade do uso do cádmio, absorvedor de nêutrons, para medida de taxa de reação na faixa de energia acima de 0,55eV , analisaremos, a seguir, os valores de reatividade negativa inserida no núcleo do Reator, devido a presença das coberturas de cádmio para os detectores de ativação dispostos na da vareta combustível.

Analisando as posições das barras de controle 1 e 2, nas irradiações sem a cobertura de cádmio e com cobertura de cádmio (Cap. 4.5, Tab. 4.6), observamos uma diferença média de 1% na diferença de retirada de cada uma das barras de controle. Com os resultados obtidos para a calibração das barras de controle, apresentados no capítulo 4.1, Tabela 4.2, foi calculado o valor de 29 pcm para cada 1% das barras de controle. A Tabela 6.1, mostra

a reatividade para a diferença de posição das barras de controle sem e com o dispositivo de cádmio mostrados na Tabela 4.6.

Tabela 6.1 – Reatividade negativa inserida no sistema pelo cádmio.

Detector	#BC1 (pcm)	#BC2 (pcm)	Total (pcm)
Au	29,00	31,61	60,61
Sc	25,81	31,32	57,13
In	30,45	27,26	57,71
Mg	27,84	30,45	58,29
Ti	31,90	27,26	59,16

Resultados anteriores ^[41], utilizando outra configuração de cádmio (sem pastilhas internas, somente luva de 7cm de altura) para irradiações, também na região interna ao combustível nuclear tipo varetas, mostram uma diferença média de 2,5% de retirada de cada barra de controle a mais que as irradiações sem o cádmio, totalizado aproximadamente 145pcm. Esses cálculos também foram realizados no código MCNP5, mostrando coerência na comparação com os valores medidos (Tabelas 6.3).

Tabela 6.3 – Resultados de cálculo para inserção de reatividade negativa do cádmio. Valores referentes a soma da reatividade das duas barras de controle.

Dispositivo	K_{eff} $\pm 0,00005\%$	Reatividade Negativa calculada (pcm)	Média das Reatividades Medidas (pcm)	Medidos / Calculados
Sem cobertura de cádmio	1.00130	Ø	Ø	Ø
Configuração proposta	1.00070	60	58,58	0,98
Luva de 7cm	0.99992	138	145	1,05

O gráfico da Figura 6.1, mostra a perturbação adjacente a região de irradiação dos detectores de ativação (região do combustível nuclear indicado pela linha vermelha no gráfico), para um volume igual ao dos detectores, causada pelas coberturas de cádmio, tanto da nova configuração (luva de 4cm mais pastilhas), quanto da luva de 7cm.

Figura 6.1 – Fluxo total de nêutrons (em unidades relativas) no volume do detector de ativação.

O gráfico da Figura 6.2, mostra a perturbação adjacente causada pelas coberturas de cádmio, tanto da nova configuração (luva de 4cm mais pastilhas), quanto da luva de 7cm. Nas mesmas espessura e posição axial de irradiação dos detectores de ativação, com um raio que compreende a parte externa da vareta combustível até a região do moderador entre as varetas combustíveis mais próximas,

Figura 6.2 – Fluxo total (em unidades relativas) de nêutrons, com raio na região do moderador entre as varetas combustíveis.

Essa perturbação diminuiu em relação à perturbação da região do combustível, mas ainda existe, mesmo fora da vareta combustível, sendo menos abrangente para a nova configuração de cádmio. Assim como se mostrou menos abrangente, também axialmente, a perturbação da nova configuração de cádmio, na Figura 6.1, para a região interna a vareta combustível (região do combustível nuclear).

O gráfico da Figura 6.3, mostra a razão de cádmio ao longo da vareta combustível experimental, na região de irradiação dos detectores de ativação, com volumes de espessura igual à dos detectores, para o raio igual ao do detector de ativação (Detector) e para o raio da parte externa da vareta combustível, até na região do moderador entre as varetas combustíveis mais próximas. A razão de cádmio, um tipo especial de razão espectral, como falaremos a seguir (Cap.6.4), é constante na região assintótica, ou seja, é constante longe de perturbações, causadas por absorvedores de nêutrons por exemplo, como a barra de controle e as coberturas de cádmio.

Figura 6.3 – Variação da razão de cádmio ao longo da posição axial da vareta combustível. Com Raio na região do Detector e moderador entre as varetas combustíveis.

6.2 Taxas de Reação Nuclear

Conhecendo os parâmetros experimentais é possível determinar a atividade de saturação (Eq. 3.15), grandeza numericamente igual à taxa de reação nuclear durante a irradiação. Em análise de resultados experimentais a taxa de reação nuclear é mais usada como atividade de saturação, como por exemplo nas equações de cálculo do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos. Por essa razão, os resultados serão apresentados em termos de atividade de saturação. Para facilitar a utilização dos resultados em trabalhos futuros, que utilizem essa mesma configuração de núcleo, bem como, o uso desses resultados em alguns *Softwares* específicos de física de Reatores (como SANDBP, por exemplo), os resultados de atividade de saturação também serão mostrados em razão do número de átomos alvo da amostra irradiada. Essa normalização é importante em experimentos de mapeamento de fluxo neutrônico, entre outros, em função da diferença de massa e de pureza dos detectores de ativação.

A Tabela 6.4 mostra as atividades de saturação bem como as atividades de saturação por núcleo alvo obtidas experimentalmente para cada detector de ativação irradiado.

Tabela 6.4 – Atividades de Saturação e Atividades de Saturação por Núcleo Alvo de cada detector irradiado.

Reação Nuclear	A^∞(Bq)	2σ (A^∞)(%)	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	2σ (A^∞/N_0)(%)
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	$1,79 \times 10^5$	1,27	$1,95 \times 10^{-13}$	1,36
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}^*$	$1,35 \times 10^5$	1,17	$1,47 \times 10^{-13}$	1,26
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}$	$3,21 \times 10^6$	1,65	$1,35 \times 10^{-14}$	2,01
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}^*$	$2,91 \times 10^5$	1,87	$1,15 \times 10^{-15}$	1,96
$^{58}\text{Ni}(n,p) ^{58}\text{Co}$	$1,82 \times 10^5$	2,52	$1,97 \times 10^{-16}$	2,69
$^{58}\text{Ni}(n,p) ^{58}\text{Co}^*$	$1,75 \times 10^5$	2,52	$1,90 \times 10^{-16}$	2,69
$^{47}\text{Ti}(n,p) ^{47}\text{Sc}$	$1,29 \times 10^3$	2,97	$2,56 \times 10^{-17}$	3,03
$^{47}\text{Ti}(n,p) ^{47}\text{Sc}^*$	$1,23 \times 10^3$	2,71	$2,44 \times 10^{-17}$	2,95
$^{115}\text{In}(n,n') ^{115m}\text{In}$	$3,21 \times 10^5$	1,9	$3,13 \times 10^{-16}$	3,6
$^{115}\text{In}(n,n') ^{115m}\text{In}^*$	$3,11 \times 10^5$	1,85	$3,04 \times 10^{-16}$	3,1
$^{24}\text{Mg}(n,p) ^{24}\text{Na}$	$7,65 \times 10^2$	3,05	$2,18 \times 10^{-18}$	3,18
$^{24}\text{Mg}(n,p) ^{24}\text{Na}^*$	$7,40 \times 10^2$	2,85	$2,11 \times 10^{-18}$	3,05

*Detectores irradiados com cobertura de Cd.

De acordo com as faixas de atuação dos detectores de ativação, mostrados nas Tabelas 1.1 a 1.3, a primeira análise feita a partir dos resultados de taxa de reação nuclear, tem relação com os detectores nas faixas rápidas. As atividades de saturação dos alvos de ^{58}Ni , ^{47}Ti , ^{115}In e ^{24}Mg , tem faixa de atuação acima da energia de corte do cádmio (aproximadamente 0,55eV) na faixa epitérmica do espectro de nêutrons. E como pode ser observado nos resultados apresentados (Tab. 6.3), as atividades saturadas desses materiais citados para as irradiações com a cobertura de cádmio (após correção do fator de cádmio F_{Cd}), bem como as irradiações sem essa cobertura, ficaram muito próximas como ilustrado na Figura.6.4, mostrando a eficácia do novo dispositivo de cobertura de cádmio.

Figura 6.4 – Razão entre as atividades saturadas com (*) e sem cobertura de cádmio.

As atividades de saturação por núcleo alvo também foram calculadas pelo código SANDBP, utilizando os resultados experimentais e um espectro diferencial de nêutrons (fluxo de nêutrons dividido pela faixa de energia correspondente). O espectro de entrada foi calculado pelo MCNP5 na mesma posição de irradiação dos alvos, com dimensões, 8,49mm de diâmetro e 1mm de espessura, ou seja, mesmo diâmetro dos detectores, mas com espessura mais para otimizar o tempo e o erro computacional. O material na célula foi o próprio urânio do combustível para não perturbar o meio. O K_{eff} se estabilizou em $1.00052 \pm 0,00001$. Utilizou-se o *Tally E4* em 641 faixas de energia (APÊNDICE A) para diferenciação dos resultados de fluxo (Figura 6.9, Cap 6.4 Espectro de Nêutrons).

O arquivo de entrada do SANDBP com o espectro calculado e as entradas experimentais são mostrados no APÊNDICE B. A Tabela 6.5 mostra as faixas de atuação energética dos núclídeos alvos dos detectores de ativação calculadas e consideradas pelo código. A Tabela 6.6 mostra os resultados calculados pelo SANDBP, bem como o desvio entre os valores medidos experimentalmente (E) e calculados (C).

Segundo Zjolnay^[56] é desejável realizar-se no máximo 3 iterações, pois acima disso o processo de ajuste passa a ser um procedimento puramente matemático, perdendo-se a informação da física do problema, fornecida pelos resultados experimentais, obtidos quando da irradiação dos detectores de ativação. O código considera como resultado final,

o conjunto das atividades saturadas por núcleo alvo de todos os alvos irradiados desdobrados pelo espectro calculados, e os desvios padrão próximos a 5% são considerados baixos para comparação “Experimental/Calculado”.

Tabela 6.5 – Faixas de atuação energética para 90% das reações dos detectores, calculadas pelo SANDBP.

Reação Nuclear	Faixa de Atuação (MeV)
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	$1,00 \times 10^{-8} - 6,30 \times 10^{-6}$
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}^*$	$2,80 \times 10^{-6} - 6,30 \times 10^{-6}$
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}$	$1,00 \times 10^{-9} - 1,15 \times 10^{-7}$
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}^*$	$2,80 \times 10^{-8} - 2,20 \times 10^{-4}$
$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	1,00 – 5,50
$^{24}\text{Mg}(n, p) ^{24}\text{Na}$	5,50 – 12,50
$^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{Co}$	1,80 – 8,20
$^{47}\text{Ti}(n, p) ^{47}\text{Sc}$	1,80 – 8,20

*Detectores irradiados com cobertura de Cd.

Tabela 6.6 – Atividades de saturação por núcleo alvo calculadas e comparação com os valores experimentais da Tabela 6.3.

Reação Nuclear	A^∞/N_0 (Bq/átomos)	Razão E/C	Desvio (%)	Conf[#] (%)
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	$1,897 \times 10^{-13}$	1,028	2,80	1,60
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}^*$	$1,43010 \times 10^{-13}$	1,0279	2,79	1,38
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}$	$1,317 \times 10^{-14}$	1,0255	2,55	1,37
$^{45}\text{Sc}(n, \gamma) ^{46}\text{Sc}^*$	$1,121 \times 10^{-14}$	1,0251	2,55	1,17
$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	$3,242 \times 10^{-16}$	0,963	-3,44	-0,64
$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}^*$	$3,148 \times 10^{-16}$	0,960	-3,44	-0,65
$^{24}\text{Mg}(n, p) ^{24}\text{Na}$	$2,085 \times 10^{-18}$	1,046	4,57	1,09
$^{24}\text{Mg}(n, p) ^{24}\text{Na}^*$	$2,018 \times 10^{-18}$	1,045	4,56	1,09
$^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{Co}$	$2,114 \times 10^{-16}$	0,932	-6,85	-3,38
$^{47}\text{Ti}(n, p) ^{47}\text{Sc}$	$2,598 \times 10^{-17}$	0,939	-6,1	-1,55
Desvio Padrão E/C			4,22	1,57

*Detectores irradiados com cobertura de Cd. [#] Desvio do intervalo de confiança estatística

O desvio padrão em relação aos resultados medidos experimentalmente e calculados ficaram dentro da faixa considerada razoável pelo código SANDBP, abaixo de 5%, apresentando um desvio de intervalo de confiança estatística e 1,57%. Esse resultado de 4,22% no desvio padrão mostra uma melhora considerável em relação a metodologia usada anteriormente ^[41], onde esse valor para o desvio entre os resultados medidos e calculados foi de 18,48% com desvio do intervalo de confiança estatística em torno de 11,99%.

6.3 Razões Espectrais

A razão espectral (R_E) entre dois materiais, cuja reação nuclear é do mesmo tipo e irradiados na mesma cota axial, é dada pela razão entre as atividades de saturação por núcleo alvo de cada um deles. Na Tabela 6.7 estão os resultados experimentais e calculados pelo MCNP5, das razões espectrais para materiais com reações do mesmo tipo, e na Tabela 6.8 para reações diferentes com uma confiança estatística de 2σ , ou seja, incertezas obtidas para um nível de confiança estatística de 95%. O critério adotado neste trabalho para definir o numerador e o denominador é que a razão seja maior do que o valor unitário, seguindo a relação da equação (4.48).

Tabela 6.7 – Razões espectrais dos detectores para reações nucleares do mesmo tipo.

Razão Espectral	Reação Nuclear	Experimental $R_E \pm (\%)$	Calculado $R_E \pm (\%)$	C/E $\pm (\%)$
$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}$	(n, γ)	14,4 $\pm$ 0,39	14,41 $\pm$ 1,79	0,997 $\pm$ 0,42
$^{197}\text{Au}/^{45}\text{Sc}^*$	(n, γ)	169,56 $\pm$ 0,65	169,1 $\pm$ 1,85	0,997 $\pm$ 1,63
$^{197}\text{Au}^*/^{45}\text{Sc}^*$	(n, γ)	127,82 $\pm$ 0,58	127,5 $\pm$ 2,26	0,998 $\pm$ 2,03
$^{58}\text{Ni}/^{24}\text{Mg}$	(n,p)	90,36 $\pm$ 1,43	101,4 $\pm$ 2,32	1,12 $\pm$ 2,89
$^{47}\text{Ti}/^{24}\text{Mg}$	(n,p)	11,19 $\pm$ 1,32	12,46 $\pm$ 2,14	1,11 $\pm$ 2,72
$^{58}\text{Ni}/^{47}\text{Ti}$	(n,p)	8,07 $\pm$ 0,81	8,14 $\pm$ 2,31	1,01 $\pm$ 1,93
Desvio Padrão C/E				5,57%

*Detectores irradiados com cobertura de Cd.

Tabela 6.8 – Razões espectrais dos detectores para reações nucleares diferentes.

Razão Espectral	Experimental $R_E \pm (\%)$	Calculado $R_E \pm (\%)$	C/E $\pm (\%)$
$^{197}\text{Au}/^{115}\text{In}$	$6,23 \times 10^2 \pm 0,25$	$5,85 \times 10^2 \pm 0,14$	$0,94 \pm 0,21$
$^{197}\text{Au}/^{24}\text{Mg}$	$8,94 \times 10^4 \pm 1,07$	$9,10 \times 10^4 \pm 4,30$	$1,02 \pm 6,24$
$^{197}\text{Au}/^{58}\text{Ni}$	$9,90 \times 10^2 \pm 0,33$	$8,97 \times 10^4 \pm 0,76$	$0,91 \pm 6,07$
$^{197}\text{Au}/^{47}\text{Ti}$	$7,99 \times 10^3 \pm 0,21$	$7,30 \times 10^3 \pm 0,64$	$0,91 \pm 0,83$
$^{197}\text{Au}^*/^{115}\text{In}$	$4,70 \times 10^2 \pm 0,31$	$4,41 \times 10^2 \pm 4,50$	$0,94 \pm 0,66$
$^{197}\text{Au}^*/^{24}\text{Mg}$	$6,74 \times 10^4 \pm 1,02$	$6,86 \times 10^4 \pm 1,34$	$1,02 \pm 4,51$
$^{197}\text{Au}^*/^{58}\text{Ni}$	$7,46 \times 10^2 \pm 0,40$	$6,76 \times 10^2 \pm 3,45$	$0,91 \pm 1,67$
$^{197}\text{Au}^*/^{47}\text{Ti}$	$6,02 \times 10^3 \pm 0,45$	$5,51 \times 10^3 \pm 3,99$	$0,91 \pm 3,90$
$^{45}\text{Sc}/^{115}\text{In}$	$4,31 \times 10^1 \pm 0,15$	$4,06 \times 10^1 \pm 0,46$	$0,94 \pm 4,01$
$^{45}\text{Sc}/^{24}\text{Mg}$	$6,19 \times 10^3 \pm 1,24$	$6,32 \times 10^3 \pm 4,89$	$1,02 \pm 0,47$
$^{45}\text{Sc}/^{58}\text{Ni}$	$6,85 \times 10^1 \pm 0,12$	$6,23 \times 10^1 \pm 1,08$	$0,91 \pm 6,01$
$^{45}\text{Sc}/^{47}\text{Ti}$	$5,53 \times 10^2 \pm 0,17$	$5,07 \times 10^2 \pm 0,96$	$0,92 \pm 1,08$
$^{45}\text{Sc}^*/^{115}\text{In}$	$3,67 \times 10^0 \pm 0,81$	$3,46 \times 10^0 \pm 1,48$	$0,94 \pm 0,97$
$^{45}\text{Sc}^*/^{24}\text{Mg}$	$5,28 \times 10^2 \pm 0,46$	$5,38 \times 10^2 \pm 4,02$	$1,02 \pm 1,68$
$^{45}\text{Sc}^*/^{58}\text{Ni}$	$5,84 \times 10^0 \pm 0,89$	$5,30 \times 10^0 \pm 0,86$	$0,91 \pm 4,29$
$^{45}\text{Sc}^*/^{47}\text{Ti}$	$4,71 \times 10^1 \pm 0,81$	$4,32 \times 10^1 \pm 0,98$	$0,92 \pm 1,27$
$^{115}\text{In}/^{24}\text{Mg}$	$1,44 \times 10^2 \pm 1,24$	$1,56 \times 10^2 \pm 4,84$	$1,08 \pm 1,26$
$^{115}\text{In}/^{58}\text{Ni}$	$1,59 \times 10^0 \pm 0,13$	$1,53 \times 10^0 \pm 0,62$	$0,97 \pm 5,87$
$^{115}\text{In}/^{47}\text{Ti}$	$1,28 \times 10^1 \pm 0,01$	$1,25 \times 10^1 \pm 0,51$	$0,97 \pm 0,63$
Desvio Padrão C/E			5,57%

*Detectores irradiados com cobertura de Cd.

Nota-se, pela comparação com o MCNP5, que os desvio padrão para as comparações (C/E) ainda estão acima de 5%.

As razões de cádmio, R_{cd} (Eq. 3.18), como um tipo especial de razão espectral dos detectores de ativação do mesmo tipo com e sem cobertura de cádmio, são mostradas na Tabela 6.6, tanto os valores experimentais (E) quanto os calculados pelo MCNP5, bem como as comparações (C/E) e desvios padrão entre os resultados com os detectores de ^{197}Au e ^{45}Sc . Foram obtidos, com confiança estatística de 2σ , resultados com desvio padrão das comparações (C/E) abaixo de 3%.

Tabela 6.9 – Razões de cádmio entre os detectores de ativação de ^{197}Au e ^{45}Sc .

Detector de ativação	Experimental $R_{cd} \pm (\%)$	Calculado $R_{cd} \pm (\%)$	C/E $\pm (\%)$
^{197}Au	$1,327 \pm 1,22$	$1,29 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,87$
^{45}Sc	$11,74 \pm 1,36$	$11,52 \pm 0,2$	$0,98 \pm 1,06$

A razão entre atividade dos detectores na mesma faixa de energia, sem e com cobertura de cádmio e chamada de F_{cd} . Esse fator também foi calculado para os detectores ^{197}Au e ^{45}Sc na faixa epitérmica, utilizando a Eq. 6.1 abaixo, a partir das taxas de reação:

$$F_{Cd} = \frac{R_{epi}}{R_{Cd}} \quad 6.1$$

Onde R_{epi} é a taxa de reação para nêutrons acima da energia de junção entre o espectro térmico e intermediário em um detector sem luva de Cádmio e R_{Cd} é a taxa de reação de um detector com luva de Cádmio acima da energia de corte (E_{Cd}).

O fator de Cádmio (F_{Cd}) é importante, pois leva em conta a parcela de nêutrons epitérmicos que, de forma indesejável, é absorvida nas luvas de Cádmio. O fator de Cádmio foi estimado pelo código MCNP5, onde foi simulado o núcleo do Reator IPEN/MB-01(Tipo Varetas) na configuração retangular 26x28 varetas combustíveis. A luva de Cádmio simulada tinha as mesmas dimensões da luva de Cádmio usada nos experimentos. Utilizando o *tallie* FM4, obtiveram-se as taxas de reação devido aos nêutrons epitérmicos para ambos os detectores de ativação. Os dados de entrada para

calcular o fator de Cádmio através do código MCNP5 encontram-se no APÊNICE A. Os resultados para os alvos de ^{197}Au e ^{45}Sc constam na Tabela 6.10 abaixo.

Tabela 6.10 – Fator de cádmio (F_{Cd}) dos detectores de ^{197}Au e ^{45}Sc .

Detector	$F_{Cd} \pm 2\sigma(\%)$
^{197}Au	$1,045 \pm 0,2$
^{45}Sc	$1,10 \pm 0,2$

6.4 Espectro de Nêutrons

Todos os resultados calculados para o espectro de nêutrons, foram obtidos com tempo computacional de aproximadamente 90.000 minutos, com 1×10^{10} ciclos válidos para normalizar o *Tally F4*, e 5×10^7 histórias descartadas.

Os valores de fluxo relativo obtidos com o método de Monte Carlo, foram convertidos para valores reais de fluxo e normalizados para a potência de 100W pela Eq. 5.1.

A Figura 6.5 mostra a distribuição do fluxo de neutros para essas 54 divisões ou volumes, visando uma referência de simetria do fluxo de nêutrons e uma perspectiva para essa quantidade de fluxo. Os intervalos de energia utilizados para os cálculos vão de 0 a $5,6 \times 10^{-7}$ MeV para o fluxo térmico e acima dessa energia para o fluxo epitérmico. Observa-se, nesse gráfico, que a distribuição de fluxo axial não é simétrica em relação a metade da altura ativa, esse comportamento se dá pela porcentagem de barra de controle (absorvedoras de nêutron) inserida no núcleo do reator, causando perturbação na parte mais alta dessa região. O fluxo de nêutrons foi calculado computacionalmente com o mesmo volume da folha de ativação de ^{197}Au , $0,001132\text{cm}^3$.

Figura 6.5 – Resultado para o perfil de fluxos térmicos e epitérmicos calculados pelo MCNP5 na configuração retangular 28x26.

A Tabela 6.11, mostra os resultados para o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos, na posição axial das irradiações, 10,5cm, obtidos por cálculo computacional e a partir dos resultados experimentais, bem como a comparação entre eles. Os valores experimentais foram calculados a partir das Eq. 3.23 e Eq. 3.35.

As figuras a seguir mostram os resultados de cálculo para o espectro de nêutrons na posição axial, 10,5cm, dentro do combustível do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas). As Figuras 6.6 a 6.8 mostram o espectro de nêutrons ilustrando a perturbação causada pela cobertura de cádmio.

Tabela 6.11 – Fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos.

Energia (MeV)	Experimental	MCNP5 $\pm$ (%)	SANDBP $\pm$ (%)	Desvio* (%)
$\phi_{th}(E \leq 0,56\text{eV})$	$6,09 \times 10^8 \pm 1,15$	$5,88 \times 10^8 \pm 1,8$	$5,91 \times 10^8 \pm 0,57$	9,27
$\phi_{epi}(E > 0,56\text{eV})$	$2,11 \times 10^9 \pm 1,33$	$2,28 \times 10^9 \pm 0,83$	$2,23 \times 10^9 \pm 0,80$	7,13
ϕ_{total}	$2,72 \times 10^9 \pm 1,3$	$2,87 \times 10^9 \pm 1,2$	$2,82 \times 10^9 \pm 43$	6,22

*Desvio padrão em relação às três medidas, Experimental, MCJNP5 e SANDBP.

Figura 6.6 – Espectro de nêutrons calculados pelo MCNP5 em 51 grupos de energia.

Figura 6.7 – Espectro de nêutrons calculados pelo MCNP5 em 51 grupos de energia, com e sem cobertura de cádmio.

Figura 6.8 - Espectro de nêutrons calculados pelo MCNP5 em 51 grupos de energia com os dois modelos de cobertura de cádmio.

Pela Figura 6.7 podemos observar o corte do fluxo na faixa de energia de atuação de absorção do cádmio, aproximadamente 0,55eV , bem como a perturbação no espectro nas outras faixas de energia, que para os cálculos da taxa de reação foi corrigido pelo fator de cádmio (F_{Cd}), deixando os valores experimentais calculados bem próximos.

Os cálculos do espectro mostrados na Figura 6.8, evidenciam uma maior perturbação, em todo espectro, para a cobertura de cádmio de 7cm de altura. Essa perturbação não pode ser corrigida apenas pelo fator de cádmio, como mostra NUNES 2012.

A Figura 6.9 mostra o espectro de nêutrons usado para entrada do código SANDBP em 641 grupos de energia, obtido através do código MCNP5.

Figura 6.9 – Espectro de entrada do SANDBP em 641 grupos de energia.

Uma comparação entre espectro de energia dos nêutrons do Reator IPEN/MB-01(Tipo Varetas) medido experimentalmente e ajustado pelo código SANDBP com o espectro calculado pelo código MCNP5 colapsado em 50 grupos de energia é ilustrada na Figura 6.10.

Figura 6.10 – Comparação entre o espectro medido experimentalmente, ajustado pelo SANDBP e calculado pelo MCNP5.

Capítulo 7

Conclusões

Com o fim do presente trabalho, concluiu-se que o novo dispositivo de cádmio para configuração de irradiações de núclídeos alvos dentro da vareta combustível apresentou resultados satisfatórios.

As operações de irradiação dos detectores de ativação foram bem executadas, com temperaturas mantidas muito próximas entre as operações, em torno de 20°C. Os tempos de irradiação foram escolhidos de acordo com a fração isotópica e meia-vidas dos radionuclídeos formados.

Devido ao fato do alto custo de operação dos reatores de pesquisa, surge a necessidade de otimização das operações de experimentação. A nova configuração de cobertura de cádmio da metodologia proposta foi bastante eficiente para otimizar as operações, já que diminuiu a reatividade negativa inserida no sistema. A diferença de posição entre as barras de controle para as operações dos detectores de ativação sem e com a cobertura de cádmio viabilizou, para trabalhos futuros, a utilização desse novo dispositivo de cádmio em oito posições diferentes no núcleo do Reator em uma mesma operação.

A razão de cádmio entre os detectores de ativação dos materiais ^{197}Au e ^{45}Sc , evidenciam que as irradiações com coberturas de cádmio, foram bem-sucedidas e sofreram o corte do fluxo de nêutrons da faixa de energia esperada, mesmo com uma luva de cádmio menor. Somente na primeira operação com a cobertura de cadmio, houve a retirada das varetas comestíveis adjacentes ao centro do núcleo para posicionamento e verificação da posição da placa de acrílico, bem como da inserção correta na vareta experimental na luva de cádmio.

Em termos normativos, a configuração de cádmio, com o dispositivo proposto neste trabalho, poderia ser usada em 8 posições diferentes do núcleo do Reator para cada irradiação, ante as três posições por irradiação que poderiam ser usadas com a luva de cádmio de 7cm de altura.

Os desvios padrões das taxas de reação nuclear experimentais e calculadas computacionalmente foram muito baixos, como pode ser observado no CAP. 6, bem como nas comparações das razões espectrais, razões de cádmio e espectro neutrônico. Esses resultados justificaram a metodologia, já que mostraram coerência e força estatística.

Por fim, encerra-se este estudo, confirmando que com a utilização do dispositivo proposto houve grandes melhorias em relação a trabalhos anteriores, não só nos resultados, mas também na viabilidade experimental, trazendo benefícios para trabalhos futuros.

Capítulo 8

Sugestões Para Trabalhos Futuros

Os resultados de conclusão desse estudo possibilitam uma série de análises para outros estudos de experimentação em Reatores de pesquisa, no que diz respeito a atividade de saturação epitérmica. Sobretudo, se tratando do novo núcleo do Reator IPEN/MB-01 com combustível tipo placa ^[57,58].

Futuramente, em uma remontagem do núcleo tipo varetas do Reator IPEN/MB-01, poderiam ser refeitos, as medidas experimentais e cálculos, para uma configuração de cádmio, com cobertura totalmente interna à vareta combustível, ou seja, uma caixa de cádmio para os detectores de ativação. Eliminando as luvas de cádmio, externas à vareta combustível.

APÊNDICES

APÊNDICE A – Modelagem do Reator Nuclear IPEN/MB-01 (Tipo Varetas) no MCNP 5C

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

O arquivo de entrada no MCNP5 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.

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.

```
c 28x26 configuration of IPEN/MB-01 reactor
c
c ----- Celulas -----
c
c vareta combustivel padrao (material densidade e geometria)
c parte inferior - alumina ----> -9.00 a 0.00 cm
10 5 1.11860e-01 -11 -8 u=1 imp:n=1 $ alumina
20 2 -0.0001 11 -2 -8 u=1 imp:n=1 $ gap
30 3 8.65589E-02 2 -3 -8 u=1 imp:n=1 $ clad (SS)
c parte ativa - UO2 -----> 0.0 a 54.84 cm
40 1 6.81901e-02 -1 8 -9 u=1 imp:n=1 $ uo2 (pastilha)
50 2 -0.0001 1 -2 8 -9 u=1 imp:n=1 $ gap
60 3 8.65589E-02 2 -3 8 -9 u=1 imp:n=1 $ clad (SS)
c parte superior - alumina ----> 54.84 a 60.24 cm
70 5 1.11860e-01 -11 9 -23 u=1 imp:n=1 $ alumina
80 2 -0.0001 11 -2 9 -23 u=1 imp:n=1 $ gap
90 3 8.65589E-02 2 -3 9 -23 u=1 imp:n=1 $ clad (SS)
c parte superior - tubo espacador ---> 60.24 a 98.84 cm
100 0 -28 23 u=1 imp:n=1 $ vazio (interno)
```

110 7 8.79438E-02 28 -10 23 u=1 imp:n=1 \$ tubo (SS)
 120 3 8.65589E-02 2 -3 23 u=1 imp:n=1 \$ clad (SS)
 130 2 -0.0001 10 -2 23 u=1 imp:n=1 \$ gap
 c moderator
 140 4 1.00104e-01 3 u=1 imp:n=1 \$ agua
 c
 c vareta combustivel central Experimental
 c parte inferior - alumina ----> -9.00 a 0.00 cm
 11 5 1.11860e-01 -11 -8 u=3 imp:n=1 \$ alumina
 21 2 -0.0001 11 -2 -8 u=3 imp:n=1 \$ gap
 31 3 8.65589E-02 2 -3 -8 u=3 imp:n=1 \$ clad (SS)
 c parte ativa - UO2 -----> 0.0 a 54.84 cm
 41 1 6.81901e-02 -1 8 -99 #382 #482 #485 #486 u=3 imp:n=1 \$ uo2 (pastilha)
 51 2 -0.0001 1 -2 8 -99 u=3 imp:n=1 \$ gap
 61 3 8.65589E-02 2 -3 8 -99 u=3 imp:n=1 \$ clad (SS)
 c parte superior - alumina ----> 54.84 a 60.24 cm
 71 5 1.11860e-01 -11 99 -23 u=3 imp:n=1 \$ alumina
 81 2 -0.0001 11 -2 99 -23 u=3 imp:n=1 \$ gap
 91 3 8.65589E-02 2 -3 99 -23 u=3 imp:n=1 \$ clad (SS)
 c parte superior - tubo espacador ---> 60.24 a 98.84 cm
 101 0 -28 23 u=3 imp:n=1 \$ vazio (interno)
 111 7 8.79438E-02 28 -10 23 u=3 imp:n=1 \$ tubo (SS)
 121 3 8.65589E-02 2 -3 23 u=3 imp:n=1 \$ clad (SS)
 131 2 -0.0001 10 -2 23 u=3 imp:n=1 \$ gap
 c moderator
 141 4 1.00104e-01 3 #482 u=3 imp:n=1 \$ agua
 c
 c
 c tubo guia (material densidade e geometria)
 150 4 1.00104e-01 -18 u=2 imp:n=1 \$ agua (interna)
 160 9 8.42905E-02 18 -17 u=2 imp:n=1 \$ tubo (SS)
 170 4 1.00104e-01 17 u=2 imp:n=1 \$ agua (externa)
 c barras de controle #1 -----> superficie 31 define insercao
 180 6 5.82295E-02 -29 31 u=5 imp:n=1 \$ absorvedor (AgInCd)
 190 2 -0.0001 29 -2 31 u=5 imp:n=1 \$ gap
 200 13 8.51019E-02 2 -3 31 u=5 imp:n=1 \$ clad
 210 4 1.00104e-01 3 -18 u=5 imp:n=1 \$ agua (interna)
 220 9 8.42905E-02 18 -17 u=5 imp:n=1 \$ tubo (SS)
 230 4 1.00104e-01 17 u=5 imp:n=1 \$ agua (externa)
 c ponteira da barra de controle #1
 240 3 8.65589E-02 -3 30 -31 u=5 imp:n=1 \$ ponteira (SS)
 250 4 1.00104e-01 -3 -30 u=5 imp:n=1 \$ agua
 c barra de controle #2 -----> superficie 41 define insercao
 260 6 5.82295E-02 -29 41 u=6 imp:n=1 \$ absorvedor (AgInCd)

```

270 2 -0.0001    29 -2 41    u=6 imp:n=1    $ gap
280 13 8.51019E-02  2 -3 41    u=6 imp:n=1    $ clad
290 4 1.00104e-01  3 -18    u=6 imp:n=1    $ agua (interna)
300 9 8.42905E-02  18 -17    u=6 imp:n=1    $ tubo (SS)
310 4 1.00104e-01  17    u=6 imp:n=1    $ agua (externa)
c ponteira da barra de controle #2
320 3 8.65589E-02  -3 40 -41    u=6 imp:n=1    $ ponteira (SS)
330 4 1.00104e-01  -3 -40    u=6 imp:n=1    $ agua
c
c celula de agua
340 4 1.00104e-01  -1:1    u=8 imp:n=1
c

c Folhas de Ativação
c
c 381 16 7.94044E-05 -1 19 -20    u=3 imp:n=1 $ au 1% (detectore)
382 0 -1 19 -20    u=3 imp:n=1 $ au (detectore inferior)
c 383 15 5.90077e-02  -1 21 -22    u=3 imp:n=1 $ au (detectore meio)
c 384 15 5.90077e-02  -1 51 -52    u=3 imp:n=1 $ au (detectore superior)
c
c luva de cadmio + Sanduiche
c
485 8 4.58475e-02  -1 108 -109    u=3 imp:n=1 $ Sanduiche Cd infe
486 8 4.58475e-02  -1 110 -111    u=3 imp:n=1 $ Sanduiche Cd supe
482 8 4.58475e-02  100 -101 102 -103    u=3 imp:n=1 $ luva (cadmio) inferior
c 483 8 4.58475e-02  100 -101 104 -105    u=3 imp:n=1 $ luva (cadmio) meio
c 484 8 4.58475e-02  100 -101 106 -107    u=3 imp:n=1 $ luva (cadmio) inferior
c
c Universo u=1 vareta combustivel
c Universo u=2 tubo guia
c Universo u=5 barra de controle #1 (BC#1)
c Universo u=6 barra de controle #2 (BC#2)
c Universo u=8 moderador (agua)
c
400 0 -4 5 7 -6 u=15 imp:n=1 lat=1 fill=-14:13 -12:13 0:0
  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1
  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
  1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1 1 1

```


c Fuel (6.81901E-02 atom/barn.cm)
c -----
m1 92235.70c 9.99240e-04 92238.70c 2.16940e-02 92234.70c 7.84620e-06
8016.70c 4.54890E-02
c -----
c Vazio Gap (-0.0001 g/cm3)
c -----
m2 8016.70c 1
c -----
c Cladding and Bottom plugs (8.65589E-02 atom/barn.cm)
c -----
m3 26054.70c 3.44867E-03 26056.70c 5.41367E-02 26057.70c 1.25025E-03
26058.70c 1.66386E-04 28058.70c 5.55679E-03 28060.70c 2.14045E-03
28061.70c 9.30525E-05 28062.70c 2.96625E-04 28064.70c 7.55848E-05
24050.70c 7.31003E-04 24052.70c 1.40967E-02 24053.70c 1.59845E-03
24054.70c 3.97888E-04 25055.70c 1.46450E-03 14028.70c 6.26555E-04
14029.70c 3.18135E-05 14030.70c 2.09712E-05 15031.70c 4.00400E-05
6000.70c 1.12390E-04 16032.70c 1.48393E-05
16033.70c 1.17128E-07 16034.70c 6.57476E-07 16036.70c 3.12340E-09
27059.70c 1.74020E-04 42092.70c 1.25428E-05 42094.70c 7.81810E-06
42095.70c 1.34556E-05 42096.70c 1.40979E-05 42097.70c 8.07166E-06
42098.70c 2.03947E-05 42100.70c 8.13928E-06
c -----
c Light water (1.00104E-01 atom/barn.cm)
c -----
m4 1001.70c 6.67360e-02 8016.70c 3.33680e-02
mt4 lwtr.10t
c -----
c Alumina (1.11860E-01 atom/barn.cm)
c -----
m5 8016.70c 6.71160e-02 13027.70c 4.47440e-02
c -----
c Control Rod Absorber AG-IN-CD (5.82295E-02 atom/barn.cm)
c -----
m6 47107.70c 2.29776E-02 47109.70c 2.13474E-02
49113.70c 3.36838E-04 49115.70c 7.51486E-03
48106.70c 3.23675E-05 48108.70c 2.30457E-05 48110.70c 3.23416E-04
48111.70c 3.31443E-04 48112.70c 6.24822E-04 48113.70c 3.16425E-04
48114.70c 7.43935E-04 48116.70c 1.93946E-04
16032.70c 1.78552E-04 16033.70c 1.40933E-06 16034.70c 7.91101E-06
16036.70c 3.75820E-08
6000.70c 1.50520e-03 8016.70c 1.77030E-03
c -----
c Spacer Tube (8.79438E-02 atom/barn.cm)

c -----

m7 25055.70c 1.15810E-03
14028.70c 1.06812E-03 14029.70c 5.42338E-05 14030.70c 3.57505E-05
28058.70c 4.47280E-03 28060.70c 1.72290E-03 28061.70c 7.49003E-05
28062.70c 2.38761E-04 28064.70c 6.08401E-05
24050.70c 7.29048E-04 24052.70c 1.40590E-02 24053.70c 1.59417E-03
24054.70c 3.96823E-04 26054.70c 3.61759E-03
26056.70c 5.67884E-02 26057.70c 1.31149E-03 26058.70c 1.74535E-04
6000.70c 2.40780E-04 15031.70c 3.11240E-05 27059.70c 1.14500E-04

c

c -----

c luva de cadmio

m8 48106.70c 6.08286e-04 48108.70c 4.25082e-04 48110.70c 5.85698e-03
48111.70c 5.94816e-03 48112.70c 1.11131e-02 48113.70c 5.57803e-03
48114.70c 1.29993e-02 48116.70c 3.33044e-03

c -----

c Guide Tube (8.42905E-02 atom/barn.cm)

c -----

m9 26054.70c 3.32832E-03 26056.70c 5.22475E-02 26057.70c 1.20662E-03
26058.70c 1.60579E-04
6000.70c 8.89680E-05
24050.70c 7.08148E-04 24052.70c 1.36559E-02 24053.70c 1.54847E-03
24054.70c 3.85448E-04
28058.70c 6.19753E-03 28060.70c 2.38726E-03 28061.70c 1.03782E-04
28062.70c 3.30828E-04 28064.70c 8.43003E-05
25055.70c 1.15010E-03 15031.70c 4.50000E-05
14028.70c 6.10286E-04 14029.70c 3.09874E-05 14030.70c 2.04267E-05

c -----

c Grid Plate (8.66907E-02 atom/barn.cm)

c -----

m10 6000.70c 7.94260E-05 25055.70c 1.25030E-03 15031.70c 5.54400E-05
16032.70c 4.23979E-06 16033.70c 3.34650E-08 16034.70c 1.87850E-07
16036.70c 8.92400E-10
14028.70c 7.98859E-04 14029.70c 4.05623E-05 14030.70c 2.67384E-05
28058.70c 5.21749E-03 28060.70c 2.00976E-03 28061.70c 8.73707E-05
28062.70c 2.78513E-04 28064.70c 7.09696E-05
24050.70c 7.25832E-04 24052.70c 1.39970E-02 24053.70c 1.58714E-03
24054.70c 3.95073E-04
42092.70c 4.42692E-06 42094.70c 2.75937E-06 42095.70c 4.74910E-06
42096.70c 4.97581E-06 42097.70c 2.84886E-06 42098.70c 7.19822E-06
42100.70c 2.87273E-06
26054.70c 3.50910E-03 26056.70c 5.50854E-02 26057.70c 1.27216E-03
26058.70c 1.69302E-04

c -----

c -----

C

c

C

C

c

C

c

[illegible]

```

mode n
sdef pos= -0.75 -0.75 27.42 $ 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 -20 10 $ extension of cylinder
sp3 -3 $ Watt spectrum
c
kcode 1e6 1.1 50 10000
c
c Mesh Axial
c fmesh4:n origin=0 0 0 geom=cyl
c imesh=0.42447 0.65 iints=1 1 1 1 $ Folha / Moderador
c jmesh=54 jints= 54
c kmesh=1 kints=1
c emesh=5.5e-7 20 eints= 1 1
c
c fmesh4:n origin=0 0 0 geom=cyl
c imesh=0.42447 iints=1
c jmesh=54.95 jints=54
c kmesh=1 kints=1
c emesh=5.5e-7 20 eints= 1 1
c
c Tally Ouro, Scandio,
f4:n 382
fm14:n (1 15 102)
e4 5.5e-7 20
c
c Tally Titanio
f14:n 383
fm14:n (1 15 103)
      (4.15013E-03 15 103)
e14 5.5e-7 6.25e-7 20
c
c Tally Mg
f14:n 383
fm14:n (1 15 103)
      (4.49448E-02 15 103)
e14 5.5e-7 6.25e-7 20
c
c Tally Indio

```

f14:n 383

fm14:n (1 15 51)

(3.834051e-02 15 51)

(1 30 51)

(3.66957e-02 30 51)

(1 31 51)

(366957e-02 31 51)

e14 5.5e-7 6.25e-7 20

c

c Tally Niquel

f14:n 383

fm14:n (1 15 103)

(9.13992E-02 15 103)

(1 21 103)

(6.22218e-02 21 103)

e14 5.5e-7 6.25e-7 20

c

c 641 Grupos de Energia

e14 1.0000E-10 1.0500E-10 1.1000E-10 1.1500E-10 1.2000E-10
1.2750E-10 1.3500E-10 1.4250E-10 1.5000E-10 1.6000E-10
1.7000E-10 1.8000E-10 1.9000E-10 2.0000E-10 2.1000E-10
2.2000E-10 2.3000E-10 2.4000E-10 2.5500E-10 2.7000E-10
2.8000E-10 3.0000E-10 3.2000E-10 3.4000E-10 3.6000E-10
3.8000E-10 4.0000E-10 4.2500E-10 4.5000E-10 4.7500E-10
5.0000E-10 5.2500E-10 5.5000E-10 5.7500E-10 6.0000E-10
6.3000E-10 6.6000E-10 6.9000E-10 7.2000E-10 7.6000E-10
8.0000E-10 8.4000E-10 8.8000E-10 9.2000E-10 9.6000E-10
1.0000E-09 1.0500E-09 1.1000E-09 1.1500E-09 1.2000E-09
1.2750E-09 1.3500E-09 1.4250E-09 1.5000E-09 1.6000E-09
1.7000E-09 1.8000E-09 1.9000E-09 2.0000E-09 2.1000E-09
2.2000E-09 2.3000E-09 2.4000E-09 2.5500E-09 2.7000E-09
2.8000E-09 3.0000E-09 3.2000E-09 3.4000E-09 3.6000E-09
3.8000E-09 4.0000E-09 4.2500E-09 4.5000E-09 4.7500E-09
5.0000E-09 5.2500E-09 5.5000E-09 5.7500E-09 6.0000E-09
6.3000E-09 6.6000E-09 6.9000E-09 7.2000E-09 7.6000E-09
8.0000E-09 8.4000E-09 8.8000E-09 9.2000E-09 9.6000E-09
1.0000E-08 1.0500E-08 1.1000E-08 1.1500E-08 1.2000E-08
1.2750E-08 1.3500E-08 1.4250E-08 1.5000E-08 1.6000E-08
1.7000E-08 1.8000E-08 1.9000E-08 2.0000E-08 2.1000E-08
2.2000E-08 2.3000E-08 2.4000E-08 2.5500E-08 2.7000E-08
2.8000E-08 3.0000E-08 3.2000E-08 3.4000E-08 3.6000E-08
3.8000E-08 4.0000E-08 4.2500E-08 4.5000E-08 4.7500E-08
5.0000E-08 5.2500E-08 5.5000E-08 5.7500E-08 6.0000E-08
6.3000E-08 6.6000E-08 6.9000E-08 7.2000E-08 7.6000E-08

8.0000E-08 8.4000E-08 8.8000E-08 9.2000E-08 9.6000E-08
1.0000E-07 1.0500E-07 1.1000E-07 1.1500E-07 1.2000E-07
1.2750E-07 1.3500E-07 1.4250E-07 1.5000E-07 1.6000E-07
1.7000E-07 1.8000E-07 1.9000E-07 2.0000E-07 2.1000E-07
2.2000E-07 2.3000E-07 2.4000E-07 2.5500E-07 2.7000E-07
2.8000E-07 3.0000E-07 3.2000E-07 3.4000E-07 3.6000E-07
3.8000E-07 4.0000E-07 4.2500E-07 4.5000E-07 4.7500E-07
5.0000E-07 5.2500E-07 5.5000E-07 5.7500E-07 6.0000E-07
6.3000E-07 6.6000E-07 6.9000E-07 7.2000E-07 7.6000E-07
8.0000E-07 8.4000E-07 8.8000E-07 9.2000E-07 9.6000E-07
1.0000E-06 1.0500E-06 1.1000E-06 1.1500E-06 1.2000E-06
1.2750E-06 1.3500E-06 1.4250E-06 1.5000E-06 1.6000E-06
1.7000E-06 1.8000E-06 1.9000E-06 2.0000E-06 2.1000E-06
2.2000E-06 2.3000E-06 2.4000E-06 2.5500E-06 2.7000E-06
2.8000E-06 3.0000E-06 3.2000E-06 3.4000E-06 3.6000E-06
3.8000E-06 4.0000E-06 4.2500E-06 4.5000E-06 4.7500E-06
5.0000E-06 5.2500E-06 5.5000E-06 5.7500E-06 6.0000E-06
6.3000E-06 6.6000E-06 6.9000E-06 7.2000E-06 7.6000E-06
8.0000E-06 8.4000E-06 8.8000E-06 9.2000E-06 9.6000E-06
1.0000E-05 1.0500E-05 1.1000E-05 1.1500E-05 1.2000E-05
1.2750E-05 1.3500E-05 1.4250E-05 1.5000E-05 1.6000E-05
1.7000E-05 1.8000E-05 1.9000E-05 2.0000E-05 2.1000E-05
2.2000E-05 2.3000E-05 2.4000E-05 2.5500E-05 2.7000E-05
2.8000E-05 3.0000E-05 3.2000E-05 3.4000E-05 3.6000E-05
3.8000E-05 4.0000E-05 4.2500E-05 4.5000E-05 4.7500E-05
5.0000E-05 5.2500E-05 5.5000E-05 5.7500E-05 6.0000E-05
6.3000E-05 6.6000E-05 6.9000E-05 7.2000E-05 7.6000E-05
8.0000E-05 8.4000E-05 8.8000E-05 9.2000E-05 9.6000E-05
1.0000E-04 1.0500E-04 1.1000E-04 1.1500E-04 1.2000E-04
1.2750E-04 1.3500E-04 1.4250E-04 1.5000E-04 1.6000E-04
1.7000E-04 1.8000E-04 1.9000E-04 2.0000E-04 2.1000E-04
2.2000E-04 2.3000E-04 2.4000E-04 2.5500E-04 2.7000E-04
2.8000E-04 3.0000E-04 3.2000E-04 3.4000E-04 3.6000E-04
3.8000E-04 4.0000E-04 4.2500E-04 4.5000E-04 4.7500E-04
5.0000E-04 5.2500E-04 5.5000E-04 5.7500E-04 6.0000E-04
6.3000E-04 6.6000E-04 6.9000E-04 7.2000E-04 7.6000E-04
8.0000E-04 8.4000E-04 8.8000E-04 9.2000E-04 9.6000E-04
1.0000E-03 1.0500E-03 1.1000E-03 1.1500E-03 1.2000E-03
1.2750E-03 1.3500E-03 1.4250E-03 1.5000E-03 1.6000E-03
1.7000E-03 1.8000E-03 1.9000E-03 2.0000E-03 2.1000E-03
2.2000E-03 2.3000E-03 2.4000E-03 2.5500E-03 2.7000E-03
2.8000E-03 3.0000E-03 3.2000E-03 3.4000E-03 3.6000E-03
3.8000E-03 4.0000E-03 4.2500E-03 4.5000E-03 4.7500E-03
5.0000E-03 5.2500E-03 5.5000E-03 5.7500E-03 6.0000E-03

6.3000E-03 6.6000E-03 6.9000E-03 7.2000E-03 7.6000E-03
8.0000E-03 8.4000E-03 8.8000E-03 9.2000E-03 9.6000E-03
1.0000E-02 1.0500E-02 1.1000E-02 1.1500E-02 1.2000E-02
1.2750E-02 1.3500E-02 1.4250E-02 1.5000E-02 1.6000E-02
1.7000E-02 1.8000E-02 1.9000E-02 2.0000E-02 2.1000E-02
2.2000E-02 2.3000E-02 2.4000E-02 2.5500E-02 2.7000E-02
2.8000E-02 3.0000E-02 3.2000E-02 3.4000E-02 3.6000E-02
3.8000E-02 4.0000E-02 4.2500E-02 4.5000E-02 4.7500E-02
5.0000E-02 5.2500E-02 5.5000E-02 5.7500E-02 6.0000E-02
6.3000E-02 6.6000E-02 6.9000E-02 7.2000E-02 7.6000E-02
8.0000E-02 8.4000E-02 8.8000E-02 9.2000E-02 9.6000E-02
1.0000E-01 1.0500E-01 1.1000E-01 1.1500E-01 1.2000E-01
1.2750E-01 1.3500E-01 1.4250E-01 1.5000E-01 1.6000E-01
1.7000E-01 1.8000E-01 1.9000E-01 2.0000E-01 2.1000E-01
2.2000E-01 2.3000E-01 2.4000E-01 2.5500E-01 2.7000E-01
2.8000E-01 3.0000E-01 3.2000E-01 3.4000E-01 3.6000E-01
3.8000E-01 4.0000E-01 4.2500E-01 4.5000E-01 4.7500E-01
5.0000E-01 5.2500E-01 5.5000E-01 5.7500E-01 6.0000E-01
6.3000E-01 6.6000E-01 6.9000E-01 7.2000E-01 7.6000E-01
8.0000E-01 8.4000E-01 8.8000E-01 9.2000E-01 9.6000E-01
1.0000E+00 1.1000E+00 1.2000E+00 1.3000E+00 1.4000E+00
1.5000E+00 1.6000E+00 1.7000E+00 1.8000E+00 1.9000E+00
2.0000E+00 2.1000E+00 2.2000E+00 2.3000E+00 2.4000E+00
2.5000E+00 2.6000E+00 2.7000E+00 2.8000E+00 2.9000E+00
3.0000E+00 3.1000E+00 3.2000E+00 3.3000E+00 3.4000E+00
3.5000E+00 3.6000E+00 3.7000E+00 3.8000E+00 3.9000E+00
4.0000E+00 4.1000E+00 4.2000E+00 4.3000E+00 4.4000E+00
4.5000E+00 4.6000E+00 4.7000E+00 4.8000E+00 4.9000E+00
5.0000E+00 5.1000E+00 5.2000E+00 5.3000E+00 5.4000E+00
5.5000E+00 5.6000E+00 5.7000E+00 5.8000E+00 5.9000E+00
6.0000E+00 6.1000E+00 6.2000E+00 6.3000E+00 6.4000E+00
6.5000E+00 6.6000E+00 6.7000E+00 6.8000E+00 6.9000E+00
7.0000E+00 7.1000E+00 7.2000E+00 7.3000E+00 7.4000E+00
7.5000E+00 7.6000E+00 7.7000E+00 7.8000E+00 7.9000E+00
8.0000E+00 8.1000E+00 8.2000E+00 8.3000E+00 8.4000E+00
8.5000E+00 8.6000E+00 8.7000E+00 8.8000E+00 8.9000E+00
9.0000E+00 9.1000E+00 9.2000E+00 9.3000E+00 9.4000E+00
9.5000E+00 9.6000E+00 9.7000E+00 9.8000E+00 9.9000E+00
1.0000E+01 1.0100E+01 1.0200E+01 1.0300E+01 1.0400E+01
1.0500E+01 1.0600E+01 1.0700E+01 1.0800E+01 1.0900E+01
1.1000E+01 1.1100E+01 1.1200E+01 1.1300E+01 1.1400E+01
1.1500E+01 1.1600E+01 1.1700E+01 1.1800E+01 1.1900E+01
1.2000E+01 1.2100E+01 1.2200E+01 1.2300E+01 1.2400E+01
1.2500E+01 1.2600E+01 1.2700E+01 1.2800E+01 1.2900E+01

[illegible]

C

c controle de execucao

```
prtmp j 5E6 0
```

C

[illegible]

c

```
print
```

APÊNDICE B – Código SANDBP

Neste apêndice é mostrado o conjunto de dados de entrada do código SANDBP que foi utilizado para obtenção dos fluxos e espectro de energia dos nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01, junto a posição central do núcleo do reator dentro da vareta combustível desmontável.

T NEUTRON SPECTRUM IPEN-MB-01 REACTOR-SAO PAULO-BRAZIL-
MEASUREMENTS 100W
T INPUT SPECTRUM : MCNP5
T 641 grupos
T SANDBPU1
ITERATION 2 0
9 FOILS
SC45G CADMIUM 2.3535+25 1.15E-15 2.17
TI47P CADMIUM 2.3535+25 2.56E-17 3.94
IN115N CADMIUM 2.3535+25 2.97E-16 5.31
AU197G CADMIUM 2.3535+25 1.47E-13 2.03
AU197G 1.95E-13 0.18
SC45G 1.35E-14 1.86
MG24P 2.18E-18 4.19
NI58P 1.97E-16 2.03
TI47P 2.44E-17 4.01
51 POINTS
SPECTRUM TABULAR
641 POINTS
ENER 1.0000E-10 1.0500E-10 1.1000E-10 1.1500E-10 1.2000E-10
ENER 1.2750E-10 1.3500E-10 1.4250E-10 1.5000E-10 1.6000E-10
ENER 1.7000E-10 1.8000E-10 1.9000E-10 2.0000E-10 2.1000E-10
ENER 2.2000E-10 2.3000E-10 2.4000E-10 2.5500E-10 2.7000E-10
ENER 2.8000E-10 3.0000E-10 3.2000E-10 3.4000E-10 3.6000E-10
ENER 3.8000E-10 4.0000E-10 4.2500E-10 4.5000E-10 4.7500E-10
ENER 5.0000E-10 5.2500E-10 5.5000E-10 5.7500E-10 6.0000E-10
ENER 6.3000E-10 6.6000E-10 6.9000E-10 7.2000E-10 7.6000E-10
ENER 8.0000E-10 8.4000E-10 8.8000E-10 9.2000E-10 9.6000E-10
ENER 1.0000E-09 1.0500E-09 1.1000E-09 1.1500E-09 1.2000E-09
ENER 1.2750E-09 1.3500E-09 1.4250E-09 1.5000E-09 1.6000E-09
ENER 1.7000E-09 1.8000E-09 1.9000E-09 2.0000E-09 2.1000E-09
ENER 2.2000E-09 2.3000E-09 2.4000E-09 2.5500E-09 2.7000E-09
ENER 2.8000E-09 3.0000E-09 3.2000E-09 3.4000E-09 3.6000E-09
ENER 3.8000E-09 4.0000E-09 4.2500E-09 4.5000E-09 4.7500E-09

ENER 5.0000E-09 5.2500E-09 5.5000E-09 5.7500E-09 6.0000E-09
 ENER 6.3000E-09 6.6000E-09 6.9000E-09 7.2000E-09 7.6000E-09
 ENER 8.0000E-09 8.4000E-09 8.8000E-09 9.2000E-09 9.6000E-09
 ENER 1.0000E-08 1.0500E-08 1.1000E-08 1.1500E-08 1.2000E-08
 ENER 1.2750E-08 1.3500E-08 1.4250E-08 1.5000E-08 1.6000E-08
 ENER 1.7000E-08 1.8000E-08 1.9000E-08 2.0000E-08 2.1000E-08
 ENER 2.2000E-08 2.3000E-08 2.4000E-08 2.5500E-08 2.7000E-08
 ENER 2.8000E-08 3.0000E-08 3.2000E-08 3.4000E-08 3.6000E-08
 ENER 3.8000E-08 4.0000E-08 4.2500E-08 4.5000E-08 4.7500E-08
 ENER 5.0000E-08 5.2500E-08 5.5000E-08 5.7500E-08 6.0000E-08
 ENER 6.3000E-08 6.6000E-08 6.9000E-08 7.2000E-08 7.6000E-08
 ENER 8.0000E-08 8.4000E-08 8.8000E-08 9.2000E-08 9.6000E-08
 ENER 1.0000E-07 1.0500E-07 1.1000E-07 1.1500E-07 1.2000E-07
 ENER 1.2750E-07 1.3500E-07 1.4250E-07 1.5000E-07 1.6000E-07
 ENER 1.7000E-07 1.8000E-07 1.9000E-07 2.0000E-07 2.1000E-07
 ENER 2.2000E-07 2.3000E-07 2.4000E-07 2.5500E-07 2.7000E-07
 ENER 2.8000E-07 3.0000E-07 3.2000E-07 3.4000E-07 3.6000E-07
 ENER 3.8000E-07 4.0000E-07 4.2500E-07 4.5000E-07 4.7500E-07
 ENER 5.0000E-07 5.2500E-07 5.5000E-07 5.7500E-07 6.0000E-07
 ENER 6.3000E-07 6.6000E-07 6.9000E-07 7.2000E-07 7.6000E-07
 ENER 8.0000E-07 8.4000E-07 8.8000E-07 9.2000E-07 9.6000E-07
 ENER 1.0000E-06 1.0500E-06 1.1000E-06 1.1500E-06 1.2000E-06
 ENER 1.2750E-06 1.3500E-06 1.4250E-06 1.5000E-06 1.6000E-06
 ENER 1.7000E-06 1.8000E-06 1.9000E-06 2.0000E-06 2.1000E-06
 ENER 2.2000E-06 2.3000E-06 2.4000E-06 2.5500E-06 2.7000E-06
 ENER 2.8000E-06 3.0000E-06 3.2000E-06 3.4000E-06 3.6000E-06
 ENER 3.8000E-06 4.0000E-06 4.2500E-06 4.5000E-06 4.7500E-06
 ENER 5.0000E-06 5.2500E-06 5.5000E-06 5.7500E-06 6.0000E-06
 ENER 6.3000E-06 6.6000E-06 6.9000E-06 7.2000E-06 7.6000E-06
 ENER 8.0000E-06 8.4000E-06 8.8000E-06 9.2000E-06 9.6000E-06
 ENER 1.0000E-05 1.0500E-05 1.1000E-05 1.1500E-05 1.2000E-05
 ENER 1.2750E-05 1.3500E-05 1.4250E-05 1.5000E-05 1.6000E-05
 ENER 1.7000E-05 1.8000E-05 1.9000E-05 2.0000E-05 2.1000E-05
 ENER 2.2000E-05 2.3000E-05 2.4000E-05 2.5500E-05 2.7000E-05
 ENER 2.8000E-05 3.0000E-05 3.2000E-05 3.4000E-05 3.6000E-05
 ENER 3.8000E-05 4.0000E-05 4.2500E-05 4.5000E-05 4.7500E-05
 ENER 5.0000E-05 5.2500E-05 5.5000E-05 5.7500E-05 6.0000E-05
 ENER 6.3000E-05 6.6000E-05 6.9000E-05 7.2000E-05 7.6000E-05
 ENER 8.0000E-05 8.4000E-05 8.8000E-05 9.2000E-05 9.6000E-05
 ENER 1.0000E-04 1.0500E-04 1.1000E-04 1.1500E-04 1.2000E-04
 ENER 1.2750E-04 1.3500E-04 1.4250E-04 1.5000E-04 1.6000E-04
 ENER 1.7000E-04 1.8000E-04 1.9000E-04 2.0000E-04 2.1000E-04
 ENER 2.2000E-04 2.3000E-04 2.4000E-04 2.5500E-04 2.7000E-04
 ENER 2.8000E-04 3.0000E-04 3.2000E-04 3.4000E-04 3.6000E-04

ENER 3.8000E-04 4.0000E-04 4.2500E-04 4.5000E-04 4.7500E-04
ENER 5.0000E-04 5.2500E-04 5.5000E-04 5.7500E-04 6.0000E-04
ENER 6.3000E-04 6.6000E-04 6.9000E-04 7.2000E-04 7.6000E-04
ENER 8.0000E-04 8.4000E-04 8.8000E-04 9.2000E-04 9.6000E-04
ENER 1.0000E-03 1.0500E-03 1.1000E-03 1.1500E-03 1.2000E-03
ENER 1.2750E-03 1.3500E-03 1.4250E-03 1.5000E-03 1.6000E-03
ENER 1.7000E-03 1.8000E-03 1.9000E-03 2.0000E-03 2.1000E-03
ENER 2.2000E-03 2.3000E-03 2.4000E-03 2.5500E-03 2.7000E-03
ENER 2.8000E-03 3.0000E-03 3.2000E-03 3.4000E-03 3.6000E-03
ENER 3.8000E-03 4.0000E-03 4.2500E-03 4.5000E-03 4.7500E-03
ENER 5.0000E-03 5.2500E-03 5.5000E-03 5.7500E-03 6.0000E-03
ENER 6.3000E-03 6.6000E-03 6.9000E-03 7.2000E-03 7.6000E-03
ENER 8.0000E-03 8.4000E-03 8.8000E-03 9.2000E-03 9.6000E-03
ENER 1.0000E-02 1.0500E-02 1.1000E-02 1.1500E-02 1.2000E-02
ENER 1.2750E-02 1.3500E-02 1.4250E-02 1.5000E-02 1.6000E-02
ENER 1.7000E-02 1.8000E-02 1.9000E-02 2.0000E-02 2.1000E-02
ENER 2.2000E-02 2.3000E-02 2.4000E-02 2.5500E-02 2.7000E-02
ENER 2.8000E-02 3.0000E-02 3.2000E-02 3.4000E-02 3.6000E-02
ENER 3.8000E-02 4.0000E-02 4.2500E-02 4.5000E-02 4.7500E-02
ENER 5.0000E-02 5.2500E-02 5.5000E-02 5.7500E-02 6.0000E-02
ENER 6.3000E-02 6.6000E-02 6.9000E-02 7.2000E-02 7.6000E-02
ENER 8.0000E-02 8.4000E-02 8.8000E-02 9.2000E-02 9.6000E-02
ENER 1.0000E-01 1.0500E-01 1.1000E-01 1.1500E-01 1.2000E-01
ENER 1.2750E-01 1.3500E-01 1.4250E-01 1.5000E-01 1.6000E-01
ENER 1.7000E-01 1.8000E-01 1.9000E-01 2.0000E-01 2.1000E-01
ENER 2.2000E-01 2.3000E-01 2.4000E-01 2.5500E-01 2.7000E-01
ENER 2.8000E-01 3.0000E-01 3.2000E-01 3.4000E-01 3.6000E-01
ENER 3.8000E-01 4.0000E-01 4.2500E-01 4.5000E-01 4.7500E-01
ENER 5.0000E-01 5.2500E-01 5.5000E-01 5.7500E-01 6.0000E-01
ENER 6.3000E-01 6.6000E-01 6.9000E-01 7.2000E-01 7.6000E-01
ENER 8.0000E-01 8.4000E-01 8.8000E-01 9.2000E-01 9.6000E-01
ENER 1.0000E+00 1.1000E+00 1.2000E+00 1.3000E+00 1.4000E+00
ENER 1.5000E+00 1.6000E+00 1.7000E+00 1.8000E+00 1.9000E+00
ENER 2.0000E+00 2.1000E+00 2.2000E+00 2.3000E+00 2.4000E+00
ENER 2.5000E+00 2.6000E+00 2.7000E+00 2.8000E+00 2.9000E+00
ENER 3.0000E+00 3.1000E+00 3.2000E+00 3.3000E+00 3.4000E+00
ENER 3.5000E+00 3.6000E+00 3.7000E+00 3.8000E+00 3.9000E+00
ENER 4.0000E+00 4.1000E+00 4.2000E+00 4.3000E+00 4.4000E+00
ENER 4.5000E+00 4.6000E+00 4.7000E+00 4.8000E+00 4.9000E+00
ENER 5.0000E+00 5.1000E+00 5.2000E+00 5.3000E+00 5.4000E+00
ENER 5.5000E+00 5.6000E+00 5.7000E+00 5.8000E+00 5.9000E+00
ENER 6.0000E+00 6.1000E+00 6.2000E+00 6.3000E+00 6.4000E+00
ENER 6.5000E+00 6.6000E+00 6.7000E+00 6.8000E+00 6.9000E+00
ENER 7.0000E+00 7.1000E+00 7.2000E+00 7.3000E+00 7.4000E+00

ENER 7.5000E+00 7.6000E+00 7.7000E+00 7.8000E+00 7.9000E+00
 ENER 8.0000E+00 8.1000E+00 8.2000E+00 8.3000E+00 8.4000E+00
 ENER 8.5000E+00 8.6000E+00 8.7000E+00 8.8000E+00 8.9000E+00
 ENER 9.0000E+00 9.1000E+00 9.2000E+00 9.3000E+00 9.4000E+00
 ENER 9.5000E+00 9.6000E+00 9.7000E+00 9.8000E+00 9.9000E+00
 ENER 1.0000E+01 1.0100E+01 1.0200E+01 1.0300E+01 1.0400E+01
 ENER 1.0500E+01 1.0600E+01 1.0700E+01 1.0800E+01 1.0900E+01
 ENER 1.1000E+01 1.1100E+01 1.1200E+01 1.1300E+01 1.1400E+01
 ENER 1.1500E+01 1.1600E+01 1.1700E+01 1.1800E+01 1.1900E+01
 ENER 1.2000E+01 1.2100E+01 1.2200E+01 1.2300E+01 1.2400E+01
 ENER 1.2500E+01 1.2600E+01 1.2700E+01 1.2800E+01 1.2900E+01
 ENER 1.3000E+01 1.3100E+01 1.3200E+01 1.3300E+01 1.3400E+01
 ENER 1.3500E+01 1.3600E+01 1.3700E+01 1.3800E+01 1.3900E+01
 ENER 1.4000E+01 1.4100E+01 1.4200E+01 1.4300E+01 1.4400E+01
 ENER 1.4500E+01 1.4600E+01 1.4700E+01 1.4800E+01 1.4900E+01
 ENER 1.5000E+01 1.5100E+01 1.5200E+01 1.5300E+01 1.5400E+01
 ENER 1.5500E+01 1.5600E+01 1.5700E+01 1.5800E+01 1.5900E+01
 ENER 1.6000E+01 1.6100E+01 1.6200E+01 1.6300E+01 1.6400E+01
 ENER 1.6500E+01 1.6600E+01 1.6700E+01 1.6800E+01 1.6900E+01
 ENER 1.7000E+01 1.7100E+01 1.7200E+01 1.7300E+01 1.7400E+01
 ENER 1.7500E+01 1.7600E+01 1.7700E+01 1.7800E+01 1.7900E+01
 ENER 1.8000E+01 1.8100E+01 1.8200E+01 1.8300E+01 1.8400E+01
 ENER 1.8500E+01 1.8600E+01 1.8700E+01 1.8800E+01 1.8900E+01
 ENER 1.9000E+01 1.9100E+01 1.9200E+01 1.9300E+01 1.9400E+01
 ENER 1.9500E+01 1.9600E+01 1.9700E+01 1.9800E+01 1.9900E+01
 ENER 2.0000E+01
 FLUX 8.70E-09 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00
 FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00
 FLUX 7.14E+02 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00
 FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00
 FLUX 0.00E+00 1.43E+03 2.31E+03 7.45E+01 3.49E+03
 FLUX 0.00E+00 0.00E+00 6.78E+02 1.10E+03 4.38E+01
 FLUX 1.42E+03 8.97E+03 7.30E+02 0.00E+00 0.00E+00
 FLUX 5.76E+03 7.64E+02 1.31E+03 1.13E+03 2.22E+03
 FLUX 2.21E+03 1.51E+04 3.51E+03 8.84E+03 3.17E+03
 FLUX 6.16E+03 1.46E+03 2.98E+03 5.12E+03 9.62E+03
 FLUX 3.77E+03 8.36E+03 6.37E+03 1.14E+04 9.52E+03
 FLUX 5.03E+03 1.30E+04 9.24E+03 8.22E+03 1.05E+04
 FLUX 1.19E+04 1.46E+04 9.15E+03 1.46E+04 1.29E+04
 FLUX 3.31E+04 2.64E+04 2.75E+04 2.86E+04 3.00E+04
 FLUX 2.82E+04 3.64E+04 3.95E+04 4.34E+04 3.31E+04
 FLUX 4.15E+04 3.65E+04 3.82E+04 4.24E+04 5.12E+04
 FLUX 6.19E+04 6.86E+04 6.45E+04 6.72E+04 7.00E+04
 FLUX 7.02E+04 7.21E+04 8.40E+04 7.28E+04 7.86E+04

FLUX 8.06E+04 1.01E+05 9.83E+04 9.25E+04 9.99E+04
 FLUX 1.13E+05 1.21E+05 1.22E+05 1.26E+05 1.26E+05
 FLUX 1.43E+05 1.39E+05 1.50E+05 1.58E+05 1.51E+05
 FLUX 1.69E+05 1.49E+05 1.59E+05 1.73E+05 1.73E+05
 FLUX 1.77E+05 1.80E+05 1.83E+05 1.82E+05 1.83E+05
 FLUX 1.91E+05 1.80E+05 1.83E+05 1.83E+05 1.75E+05
 FLUX 1.71E+05 1.68E+05 1.69E+05 1.60E+05 1.51E+05
 FLUX 1.50E+05 1.44E+05 1.32E+05 1.35E+05 1.24E+05
 FLUX 1.16E+05 1.07E+05 1.04E+05 9.81E+04 8.89E+04
 FLUX 8.18E+04 7.58E+04 6.83E+04 6.38E+04 5.88E+04
 FLUX 5.29E+04 4.74E+04 4.33E+04 3.73E+04 3.32E+04
 FLUX 2.94E+04 2.58E+04 2.45E+04 2.17E+04 1.92E+04
 FLUX 1.84E+04 1.64E+04 1.62E+04 1.49E+04 1.40E+04
 FLUX 1.28E+04 1.17E+04 1.08E+04 1.09E+04 9.99E+03
 FLUX 9.83E+03 9.37E+03 9.10E+03 8.49E+03 7.64E+03
 FLUX 7.32E+03 7.10E+03 7.27E+03 6.10E+03 6.30E+03
 FLUX 6.23E+03 5.49E+03 5.26E+03 4.99E+03 4.92E+03
 FLUX 4.71E+03 4.29E+03 3.95E+03 3.94E+03 3.63E+03
 FLUX 3.68E+03 3.45E+03 3.19E+03 3.09E+03 2.90E+03
 FLUX 2.87E+03 2.70E+03 2.47E+03 2.36E+03 2.28E+03
 FLUX 2.09E+03 2.09E+03 1.85E+03 1.78E+03 1.69E+03
 FLUX 1.71E+03 1.59E+03 1.56E+03 1.44E+03 1.28E+03
 FLUX 1.17E+03 1.17E+03 1.06E+03 1.03E+03 1.01E+03
 FLUX 8.94E+02 8.71E+02 8.49E+02 7.92E+02 7.44E+02
 FLUX 6.64E+02 6.34E+02 5.86E+02 5.74E+02 5.01E+02
 FLUX 4.23E+02 2.03E+02 7.14E+01 3.53E+02 4.49E+02
 FLUX 4.37E+02 4.25E+02 3.37E+02 3.49E+02 3.62E+02
 FLUX 3.61E+02 3.32E+02 3.38E+02 3.07E+02 2.82E+02
 FLUX 2.62E+02 2.78E+02 2.50E+02 2.47E+02 2.32E+02
 FLUX 2.17E+02 1.97E+02 1.83E+02 1.44E+02 8.48E+01
 FLUX 1.16E+02 1.54E+02 1.44E+02 1.49E+02 1.31E+02
 FLUX 1.37E+02 1.26E+02 1.17E+02 1.06E+02 8.85E+01
 FLUX 4.77E+01 9.51E+01 8.88E+01 8.55E+01 8.67E+01
 FLUX 7.91E+01 7.44E+01 7.33E+01 6.42E+01 6.13E+01
 FLUX 6.16E+01 5.45E+01 4.68E+01 5.39E+01 5.09E+01
 FLUX 4.91E+01 4.25E+01 4.64E+01 4.22E+01 4.00E+01
 FLUX 3.85E+01 3.10E+01 3.47E+01 3.56E+01 2.86E+01
 FLUX 3.44E+01 2.76E+01 2.86E+01 2.64E+01 2.61E+01
 FLUX 2.31E+01 2.31E+01 2.34E+01 1.75E+01 1.82E+01
 FLUX 1.80E+01 1.83E+01 1.58E+01 1.60E+01 1.53E+01
 FLUX 1.39E+01 1.41E+01 1.46E+01 1.13E+01 1.00E+01
 FLUX 1.09E+01 1.03E+01 1.01E+01 9.81E+00 8.69E+00
 FLUX 8.22E+00 7.93E+00 7.46E+00 7.53E+00 6.74E+00
 FLUX 6.78E+00 6.85E+00 5.80E+00 5.82E+00 5.58E+00

FLUX 5.22E+00 5.01E+00 4.65E+00 4.57E+00 4.55E+00
 FLUX 4.21E+00 4.31E+00 3.83E+00 3.71E+00 3.62E+00
 FLUX 3.54E+00 3.27E+00 3.11E+00 2.95E+00 2.80E+00
 FLUX 2.62E+00 2.45E+00 2.28E+00 2.33E+00 2.05E+00
 FLUX 2.06E+00 1.87E+00 1.82E+00 1.81E+00 1.58E+00
 FLUX 1.62E+00 1.47E+00 1.39E+00 1.37E+00 1.24E+00
 FLUX 1.18E+00 1.10E+00 1.07E+00 1.04E+00 9.62E-01
 FLUX 9.20E-01 8.62E-01 8.61E-01 7.85E-01 7.73E-01
 FLUX 7.08E-01 6.91E-01 6.79E-01 6.72E-01 6.09E-01
 FLUX 5.62E-01 5.50E-01 5.14E-01 4.94E-01 4.79E-01
 FLUX 5.07E-01 4.46E-01 4.53E-01 4.28E-01 4.04E-01
 FLUX 3.84E-01 3.53E-01 3.59E-01 3.49E-01 3.10E-01
 FLUX 2.99E-01 2.73E-01 2.77E-01 2.61E-01 2.48E-01
 FLUX 2.38E-01 2.22E-01 2.07E-01 2.20E-01 2.36E-01
 FLUX 1.71E-01 1.56E-01 1.67E-01 1.66E-01 1.59E-01
 FLUX 1.51E-01 1.45E-01 1.38E-01 1.33E-01 1.29E-01
 FLUX 1.33E-01 1.09E-01 1.11E-01 1.07E-01 1.06E-01
 FLUX 1.10E-01 1.00E-01 9.82E-02 9.76E-02 8.97E-02
 FLUX 9.08E-02 8.88E-02 8.10E-02 8.26E-02 8.01E-02
 FLUX 7.54E-02 7.43E-02 7.45E-02 7.15E-02 7.13E-02
 FLUX 6.75E-02 6.48E-02 6.51E-02 5.82E-02 5.90E-02
 FLUX 5.89E-02 5.89E-02 5.57E-02 5.07E-02 5.30E-02
 FLUX 5.22E-02 5.08E-02 4.96E-02 4.85E-02 5.04E-02
 FLUX 4.94E-02 4.73E-02 4.97E-02 4.73E-02 4.39E-02
 FLUX 3.75E-02 3.53E-02 3.19E-02 2.60E-02 3.11E-02
 FLUX 3.43E-02 3.48E-02 3.61E-02 3.51E-02 3.35E-02
 FLUX 3.44E-02 3.35E-02 3.27E-02 3.22E-02 3.29E-02
 FLUX 3.48E-02 3.30E-02 2.75E-02 2.48E-02 2.25E-02
 FLUX 1.92E-02 1.84E-02 2.08E-02 2.02E-02 1.68E-02
 FLUX 1.77E-02 1.60E-02 1.48E-02 1.51E-02 1.29E-02
 FLUX 1.19E-02 1.20E-02 1.17E-02 1.15E-02 1.22E-02
 FLUX 1.11E-02 1.04E-02 1.00E-02 8.98E-03 8.38E-03
 FLUX 7.80E-03 7.34E-03 6.74E-03 5.95E-03 5.29E-03
 FLUX 4.84E-03 4.48E-03 4.23E-03 3.92E-03 3.90E-03
 FLUX 3.70E-03 3.75E-03 3.61E-03 3.27E-03 2.62E-03
 FLUX 2.53E-03 2.54E-03 2.46E-03 2.51E-03 2.08E-03
 FLUX 2.12E-03 1.90E-03 1.61E-03 1.61E-03 1.54E-03
 FLUX 1.57E-03 1.34E-03 1.14E-03 1.16E-03 1.06E-03
 FLUX 1.07E-03 1.02E-03 9.99E-04 8.18E-04 7.65E-04
 FLUX 7.50E-04 7.65E-04 6.68E-04 5.92E-04 5.04E-04
 FLUX 4.96E-04 4.53E-04 4.18E-04 3.71E-04 3.36E-04
 FLUX 3.84E-04 3.33E-04 2.84E-04 2.61E-04 2.48E-04
 FLUX 2.31E-04 2.44E-04 2.04E-04 1.81E-04 1.97E-04
 FLUX 1.69E-04 1.50E-04 1.22E-04 1.20E-04 1.19E-04

```

FLUX 1.21E-04 1.04E-04 9.71E-05 8.77E-05 8.68E-05
FLUX 7.55E-05 6.27E-05 6.15E-05 8.04E-05 5.29E-05
FLUX 5.60E-05 5.95E-05 3.40E-05 5.30E-05 3.25E-05
FLUX 2.77E-05 2.86E-05 3.36E-05 3.51E-05 1.98E-05
FLUX 2.05E-05 1.91E-05 1.87E-05 1.43E-05 1.39E-05
FLUX 2.04E-05 1.10E-05 8.97E-06 1.72E-05 9.66E-06
FLUX 1.61E-05 1.11E-05 1.04E-05 1.06E-05 5.48E-06
FLUX 4.95E-06 1.14E-05 1.08E-05 9.78E-06 1.74E-06
FLUX 5.80E-06 7.35E-06 1.56E-06 3.27E-06 3.14E-06
FLUX 4.42E-06 4.00E-06 3.17E-06 4.85E-06 5.65E-06
FLUX 1.93E-06 4.88E-06 3.61E-07 4.62E-06 1.98E-07
FLUX 1.08E-06 9.07E-07 1.09E-06 7.52E-07 1.07E-06
FLUX 5.87E-07 6.44E-07 0.00E+00 0.00E+00 6.47E-07
FLUX 9.68E-07 5.52E-06 4.60E-07 1.55E-06 4.35E-07
FLUX 7.55E-07 2.31E-07 1.03E-06 8.50E-07 0.00E+00
FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 8.54E-07 7.78E-07
FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 5.65E-07
FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00
FLUX 0.00E+00 0.00E+00 0.00E+00 6.02E-07 0.00E+00
LIMIT 3
DEVIATION 1 0.1
DISCARD 10
LOW END SQRTE
HIGH END FISSION
NORM 1-10
PLOT CARDS TABLE INPUTSP
SMOOTH 2
MONTE-CARLO 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.

ANEXOS

ANEXO A – Aspectos Gerais Do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)

O IPEN/MB-01^[59] 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 e ilustrado na Figura A.1.

Figura A.1 – Vista aérea do Reator Nuclear IPEN/MB-01^[59].

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 nesse 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.

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 cilíndrico, como ilustrado na Figura A.2.

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 modelagem em cálculos neutrônicos, apresentam-se as Tabelas A.1 à 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 Figura A.3 a seguir.

Figura A.3 – Diagrama Esquemático das Varetas Combustíveis e de Controle.

A reatividade integral de cada barra de controle/segurança é suficiente para desligar o reator, ou seja, é de aproximadamente 3200 pcm. As barras de segurança apresentam as mesmas características geométricas das barras de controle, diferenciando das mesmas pelo material absorvedor de nêutrons utilizado, no caso B_4C 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 ele 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.

Quantidade	Valor (mm)
Diâmetro Absorvedor	8,32
Diâmetro Externo do Revestimento	9,80
Espessura do Revestimento	0,60
Diâmetro Externo do Tubo Guia	12,00
Espessura do Tubo Guia	0,35

Tabela A.2 - Dados geométricos da Vareta Combustível do Reator IPEN/MB-01.

Quantidade	Valor
Diâmetro externo da vareta combustível	9,8074 mm
Diâmetro interno da vareta combustível	8,5746 mm
Diâmetro da pastilha combustível	8,4894 mm
Altura ativa do combustível	548,4 mm
Massa de UO ₂ por vareta combustível	315,912 g
Altura da alumina inferior	90,28 mm

Tabela A.3 - Composição isotópica da Vareta Combustível.

Vareta Combustível	Concentração (átomos/barn.cm)
Pastilha Combustível	²³⁵ U 1,0034x10 ⁻⁰³
	²³⁸ U 2,17938x10 ⁻⁰²
	¹⁶ O 4,55138x10 ⁻⁰²
Revestimento, Tubo Guia	Fe 5,67582x10 ⁻⁰²
	Ni 8,64435x10 ⁻⁰³
	Cr 1,72649x10 ⁻⁰²
	⁵⁵ Mn 1,59898x10 ⁻⁰³
	Si 3,34513x10 ⁻⁰⁴
Pastilha de Alumínio	Al 4,30049x10 ⁻⁰²
	¹⁶ O 6,45074x10 ⁻⁰²

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

Vareta de Controle		Concentração (átomos/barn.cm)
Absorvedor	¹⁰⁷ Ag	$2,35462 \times 10^{-02}$
	¹⁰⁹ Ag	$2,18835 \times 10^{-02}$
	¹¹³ In	$3,42506 \times 10^{-04}$
	¹¹⁵ In	$7,6599 \times 10^{-03}$
	Cd	$2,72492 \times 10^{-03}$
Revestimento, Tubo Guia, Tampão Inferior	Fe	$5,67582 \times 10^{-02}$
	Ni	$8,64435 \times 10^{-03}$
	Cr	$1,72649 \times 10^{-02}$
	⁵⁵ Mn	$1,59898 \times 10^{-03}$
	Si	$3,34513 \times 10^{-04}$

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 fluído moderador. No desligamento por barras, dito de primeiro nível, as 4 barras caem por gravidade no núcleo, a partir do sinal de corte de energia dos magnetos enquanto no desligamento de segundo nível, além de todas as 4 barras caírem, são abertas duas válvulas tipo borboletas de abertura rápida de 50,8 cm de diâmetro, situadas na parte inferior do tanque moderador, causando a retirada de toda água em aproximadamente 4 segundos. A água 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 filtragem e controle de seu nível de condutividade em um vaso trocador de leito de resina mista ou mesmo para o controle de sua temperatura em trocadores de calor aquecedores ou resfriadores.

A instrumentação nuclear utilizada no controle e segurança do reator é constituída de 10 canais nucleares (Fig. A.5), divididos por função em 2 canais de partida (detectores BF₃), 2 de potência (Câmaras de Ionização Compensadas-CIC), 2 canais lineares (Câmaras de Ionização Não Compensadas-CINC), 3 canais de segurança na faixa de potência (2 CINC e 1 detector B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detector BF₃). Estes canais nucleares estão situados ao redor do núcleo, dentro do tanque moderador em diversas cotas axiais, posicionados dentro de tubos de alumínio estanques a água. A Tabela A.5 apresenta a disposição dos canais nucleares em relação a região ativa do núcleo do reator nuclear.

Tabela A.5 – Posicionamento e caracterização dos canais nucleares do Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas).

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

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

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

comparação entre irradiações.

Figura A.5 – Posicionamento em escala da distribuição dos canais nucleares no Reator IPEN/MB-01 (Tipo Varetas)

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos detectores nucleares. Após o processamento, estes sinais são enviados para os indicadores de potência e de período na mesa de controle do reator e para os comparadores de sinais que fazem a lógica de proteção do reator. Existem vários valores de limiar operacionais (“set points”) que constituem a rede de intertravamento dos canais nucleares.

Assim, só para citar alguns exemplos, temos:

- Contagem mínima de 2cps nos canais de partida e seu respectivo canal de segurança, para habilitar a malha de partida;
- Desligamento de sobrepotência (110 mW) de primeiro nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (120 mW) 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 1Ci 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 às cegas, ou seja numa faixa operacional em que os detectores dos canais de partida e de segurança não estejam aptos a monitorar a taxa de crescimento da população de nêutrons, 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, detectores 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.

ANEXO B – 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^[38], sendo esta utilizada para o tratamento de variáveis independentes e não correlacionadas, assim como variáveis dependentes e correlacionadas entre si.

B.1 Variáveis independentes (não-correlacionadas)

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

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

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

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

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

$$\sigma_u = A\sigma_x, \quad (\text{B.3})$$

sendo σ_x o desvio padrão da grandeza x .

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

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

B.2 Variáveis correlacionadas

Para variáveis correlacionadas, a lei de propagação é dada por

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

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 Eq. B.5, tem-se que a equação para o desvio padrão dada por

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

e o desvio padrão para a subtração de variáveis é

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

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

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

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

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

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

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

Para n valores das grandezas x e y , temos:

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

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.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] HARDY Jr., J. and KAHLER, A.C. "**Analysis of Benchmark Critical Experiments with ENDF/B-VI Data Sets**", Proc. Int. Topl. Mtg. Advances in Mathematics, Computation and Reactor Physics, Pittsburg, Pennsylvania, April 28-May 2 (1991).
- [2] MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transporte Code, Version 5, Los Alamos National Laboratory, April 24 2003 (Revised 10/3/05).
- [3] ZSOLNAY, E. M. **Neutron Flux and Spectrum Measurement by Activation Method. Lectures Notes for the Training Course and Measurements of Neutron Flux Spectrum for Research Reactor.** International Atomic Energy Agency, Serpong, Hacarta, Indonesia, 1993.
- [4] BISNETO, J. P. M.; LINS, O. B. S. M. **Gestão da inovação: uma aproximação conceitual.** Revista Brasileira de Gestão e Inovação, 2016.
- [5] KNOLL, G. F. Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, 1989.
- [6] BITELLI, T. Física e Dosimetria das Radiações. 2ª Edição, Ed. Atheneu, 2006.
- [7] JOÃO, T. G. **Proposta de Novas Configurações para o Núcleo do Reator IEA-R1 do IPEN/CNEN-P com Combustível de Alta Densidade de Urânio.** Tese de Doutorado – IPEN, São Paulo, 2016.
- [8] ZSOLNAY, E.M. *Neutron Flux and Spectrum Measurement by Activation Method.* Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, 1993.
- [9] 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.
- [10] BITELLI, U. d'U. *Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energética de Nêutrons no Núcleo do Reator IEA-R1.* Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. São Paulo, 1988.
- [11] MARTINS, F. P. G. *Medida do Espectro de Energia dos Nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01.* Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. São Paulo, 2006.
- [12] Nuclear Data Center at KAERI, "<http://atom.kaeri.re.kr/>", [Online]. Acesso em maio de 2020.

- [13] FANARO, L. C. C. B. *Determinação Experimental de Índices Espectrais por Varredura Gama de Vareta Combustível no Reator IPEN/MB-01*. Tese (Doutorado) – IPEN, São Paulo, 2009.
- [14] HOGENBIRK, A. and VAN DER MARK, S.C. "Comparative Validation Results of JEFF3.T2, JEF2.2, ENDF/B-VI.6 and JENDL-3.2. Validation for Criticality Analyses". NEA Working Document. <http://www.nea.fr/dbdata/project/jeffd.html>. JEFDOC-862.
- [15] KAHLER, A.C. "Monte Carlo Eigenvalue Calculations with ENDF/B-VI.8, JEFF3.0 and JENDL3.3 Cross- Sections for a Selection of International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project Handbook Benchmarks" Nucl. Sci. and Eng. 145, 213-334 (2003).
- [16] BRIEMEISTER, J.F; MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version-4C), Los Alamos National Laboratory, LA- 13709-M, 2000.
- [17] SANTOS, A.; PASQUALETO, H.; FANARO, L.C.C.B.; FUGA, R. And JEREZ, R. "The Inversion Point of the Isothermal Reactivity Coefficient of the IPEN/MB-01 Reactor: Experimental Procedure". Nucl. Sci. Eng., 133, 314-326 (1999).
- [18] Mura, L. F. L.; "*Medidas de taxas de reação Nuclear e de índices espectrais ao longo do raio das pastilhas combustíveis do Reator IPEN/MB-01*". Dissertação de Mestrado – IPEN, São Paulo, 2010.
- [19] MARQUES, A. **Medida do fluxo de nêutrons térmicos do Reator IPEN/MB-01 com detectores de ativação de fios de 197 Au. 1995**. Dissertação de Mestrado – IPEN, São Paulo.
- [20] BITELLI, U. D 'U.; "*Medida de Parâmetros Integrais no Reator IPEN/MB-01*", Tese de Doutorado – IPEN, São Paulo, 2001.
- [21] SANTOS, A.; FUGA, R. and JEREZ, R. "A Proposal for Benchmarking 235U Nuclear Data". Nucl. Sci. Eng., 137, 52-69 (2001).
- [22] SHIBATA, K. et al. JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering, J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30, 2011.
- [23] BITELLI, U. d'U.; MARTINS, F. P. G. *Measurements of the Neutron Spectrum Energy in the IPEN/MB-01 Reactor Core Using Several Activation Foils*. International Nuclear Atlantic Conference, Brazil, October 2007.

- [24] **“INTERNATIONAL HANDBOOK OF EVALUATED CRITICALITY SAFETY BENCHMARK EXPERIMENTS,”** NEA/NSC/DOC(95)03/I-VIII, OECD-NEA, September, 2011
- [25] ICSBEP Guide to the Expression of Uncertainties – Revision 4, **“International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments,”**, NEA/NSC/DOC(95)03/I-VIII, OECD-NEA, November 30, 2007.
- [26] **“International Reactor Physics Benchmark Experiments (IRPhE) Project,”**, NEA/NSC/DOC (2006), OECD-NEA, March 2011.
- [27] SANTOS, A.; FANARO, L.C.C.B.; ANDRADE E SILVA, G.S.; JEREZ, R.; ABE, A.Y. and FUGA, R. **"Critical Loading Configurations of the IPEN/MB-01 Reactor"**. J.Blair Briggs (Ed.). International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, NEA/NSC/DOC(95)/03/I, Nuclear Energy Agency, Paris (September 2004 Edition).
- [28] A. D. SANTOS, **“LEU-COMP-THERM-043 Critical Loading Configuration of the IPEN/MB-01 Reactor with a Heavy SS-304 Reflector”**, em *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*, Paris, Nuclear Energy Agency, 2004.
- [29] SANTOS, A. DOS; FANARO, L.C.C.B.; YMAGUCHI, M.; JEREZ, R.; E Silva, G.S.A.; DINIZ, R.; KURAMOTO, R.Y.R. **“IPEN(MB01)-LWR-COE-F-KIN-RESR-001 Reactor Physics Experiments in the IPEN/MB-01 Research Reactor Facility”**, em *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments*, Paris, Nuclear Energy Agency, 2009.
- [30] BITELLI, U. d’U.; MARTINS, F. P. G.; JEREZ, R. **Measurements of the Neutron Spectrum Energy in the IPEN/MB-01 Reactor core.** Brazilian Journal Reactor Core. of Physics, vol. 39, nº 1, March 2009.
- [31] HELLSTRAND, E. **"Measurement of Resonance Integrals"** Reactor Physics in the Resonance and Thermal Range, Proc. of the National Meeting of the American Nuclear Society, San Diego, February 7-9, (1996).
- [32] SANTOS, D. F.; **“Caracterização dos campos neutrônicos obtidos por meio de armadilhas de nêutrons a partir da utilização de água pesada (D₂O) no interior do núcleo do Reator IPEN/MB-01”**. Dissertação de Mestrado-IPEN, São Paulo, 2015.
- [33] **Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF)**. June 2008. Disponível em: <http://www-nds.iaea.org/ensdf/>. Acesso em maio de 2020.

- [34] ILBERG, D.; SEGAL, Y. On the measurement of the thermal neutron flux with foils. Nucl. Instruments Methods, 1968.
- [35] NUNES, B. G.; BITELLI, U. d'U.; et al. ***Determination of the Spectral Ratios in the Fuel of the IPEN/MB-01 Reactor***. International Nuclear Atlantic Conference, Brazil, October 2011.
- [36] KHIL'MANOVICH, A. M.; KORBUT, T. N.; et al. ***The Use of New Resonance Integrals for Determining the Parameters of the Epithermal Neutron Spectrum***. ISSN 0020-4412, Instruments and Experimental Techniques, Vol. 52, Nº 3, pp. 333–336, 2009.
- [37] ARÊDES, V. O. G.; “**Caracterização do núcleo cilíndrico de menor excesso de reatividade do reator IPEN/MB-01, pela medida da distribuição espacial e energética do fluxo de neutrons**”. Dissertação de Mestrado-IPEN, São Paulo, 2014.
- [38] BENCH, F. ; FLECK, C.M. ***Prática de Física de Nêutrons - Volume 2***, Tradução DERE/IEN.
- [39] 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 (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. São Paulo, 2008.
- [40] KHIL'MANOVICH, A. M.; KORBUT, T. N.; et al. ***The Use of New Resonance Integrals for Determining the Parameters of the Epithermal Neutron Spectrum***. ISSN 0020-4412, Instruments and Experimental Techniques, Vol. 52, Nº 3, pp. 333–336, 2009.
- [41] NUNES, B. G.; **Determinação experimental de razões espectrais e do espectro de energia dos nêutrons no combustível do Reator IPEN/MB-01**. Dissertação de Mestrado-IPEN, São Paulo, 2012.
- [42] PINTO, L. N. **Experimentos de efeito de reatividade no Reator nuclear IPEN/MB-01**. 2012. Dissertação de Mestrado-IPEN. São Paulo.
- [43] ORIGIN LAB. CORPORATION. Data Analyses and Technical Graphics. ORIGIN-2020.
- [44] Disponível em: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>. Acesso em maio de 2020.

- [45] N. E. Agency, “*Internacional Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experimentes (DVD)*,” OECD Nuclear Energy Agency, March 2013.
- [46] MURA, L. F. L. **Determinação de Taxas de Reação no ^{238}U e ^{235}U ao Longo do Raio da Pastilha de UO_2 do Reator IPEN/MB 01.** Tese de Mestrado - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. São Paulo, 2015.
- [47] ORTEC CORPORATION. *MAESTRO for Windows Version 6.06*.
- [48] SHULTIS, J.K.; FA, R.E. *An MCNP primer*. Kansas State University, Manhattan, 2011.
- [49] AHMED, R.; AHMAD, N.; KHAN, M.J.; TANVIR, M. *Utilization of high-density fuel and beryllium elements for the neutron flux enhancement in typical MTR type research reactors*. Prog. Nucl. Energy, v. 49, p. 246-252, 2007.
- [50] SNOJ, L.; RAVNIK, M. **Calculation of Power Density with MCNP in TRIGA reactor**. Int. Conf. Nucl. Energy New Eur., p. 18-21, 2006.
- [51] SCHWARZ, A. L.; SCHWARZ, R. A.; CARTER, L. L. *MCNP/MCNPX Visual Editor Computer Code Manual*. Released February 2008.
- [52] ZSOLNAY, E.M.; SZONDI, E.J. *Neutron spectrum determination by multiple foil activation method*. Budapest, 1982.
- [53] SZONDI, E. J.; ZSOLNAY, E. M. *Documentation of the Code SANDBP*. Report, Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Hungary. September 1992.
- [54] BERG, S. *Modification of SAND II*. Richland, WA, Battelle Pacific Northwest Labs, 1968.
- [55] *Operational Limits and Conditions and Operating Procedures for Research Reactors*. IAEA Safety Guide n° NS-G-4.4 2008.
- [56] ZSOLNAY, E. M. *Comunicação pessoal com Dr. Ulysses Bitelli*. Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Hungary, 1997.
- [57] SANTOS, A. ; YAMAGUCHI, M. ; FANARO, L. ; SANTOS, D. F. ; SOUZA, G. ; JUNQUEIRA, F. ; SILVA, G. ; JUNIOR, A. ; PRADO, A. ; JOAO, T.G. ; ROSSI, P. C. R. . *New Plate-Type Core of the IPEN/MB-01 Research Reactor Facility for Validation of RMB Project*. In: International Conference on Research Reactors, 2019, Buenos Aires. International Conference on Research Reactors, 2019.

[58] JOAO, T.G.; SANTOS, D. F.; ROSSI, P. C. R. ; SOUZA, G. ; SANTOS, A. . ***Monte carlo modeling of the new plate-type core for the brazilian ipen/mb-01 research reactor***. In: INAC 2019, 2019, SANTOS. 2019 International Nuclear Atlantic Conference -INAC 2019, 2019.

[59] Disponível em:
https://www.ipen.br/portal_por/portal/interna.php?secao_id=723&campo=825.
Acessado em maio de 2020.

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.