



**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**

**MEDIDA DE PARÂMETROS INTEGRAIS
NO REATOR IPEN/MB-01**

ULYSSES D'UTRA BITELLI

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de Reatores
Nucleares de Potência e Tecnologia do
Combustível Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Adimir dos Santos**

**São Paulo
2001**

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

**MEDIDA DE PARÂMETROS INTEGRAIS
NO REATOR IPEN/MB-01**



ULYSSES D'UTRA BITELLI

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do grau de
Doutor em Ciências na Área de Tecnologia
Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Adimir dos Santos**

**SÃO PAULO
2001**

Aos meus Pais,
A minha esposa,
Aos meus filhos,
Aos meus amigos,

RAZÃO MAIOR DE TODO ESFORÇO HUMANO.

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pelo fornecimento das instalações, equipamentos e pelos cursos de Pós-Graduação oferecidos;

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), pelo fornecimento dos equipamentos e aparatos experimentais;

A Agência Internacional de Energia Atômica pelo apoio fundamental na realização de um intercâmbio de 5 meses no Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste (NTI-BME) , fundamental na minha formação de pesquisador;

Ao Dr. Adimir dos Santos, pela amizade, compreensão, companheirismo e principalmente pela orientação, os meus eternos agradecimentos;

Ao meu Pai, Thomaz Bitelli, ex-chefe de Divisão de Física e Higiene das Radiações do Centro de Medicina Nuclear da USP, fundador e primeiro presidente da ABFM-Associação Brasileira de Físicos em Medicina, pela amizade, carinho , incentivo e exemplos que me fizeram despertar para o campo científico;

A minha mãe Maria Amélia d'Utra Bitelli responsável direta pelas primeiras cobranças acadêmicas, os meus eternos agradecimentos;

A minha esposa, Física Maria Cristina Tafner Bitelli, pelo suporte e apoio em todos os momentos difíceis, que fizeram com que este trabalho se tornasse uma realidade;

Ao colega e amigo César Luiz Veneziani , pela diagramação e formatação deste trabalho e principalmente pela amizade e apoio que nunca faltaram nos momentos difíceis;

Ao colega e amigo, Físico Rogério Jerez, pelo apoio fundamental na montagem dos arranjos experimentais, análise dos resultados e principalmente pela amizade, dedicação e apoio nos momentos difíceis;

A todos os operadores do Reator IPEN/MB-01, representados pelas figuras de Msc. Hertz Pasqualetto e Msc. Rinaldo Fuga, os meus eternos agradecimentos pela competência e paciência demonstrada nas longas horas de operação do reator;

Aos colegas da Proteção Radiológica, representados pelo Físico Christovam R. Romero Filho, Supervisor de Proteção Radiológica do Reator IPEN/MB-01 e pelo técnico Sérgio Muntz Vaz pelo apoio e orientação técnica nos experimentos.

Ao Dr. Daniel Ting e ao tecnólogo Marcos Sabó pelo apoio fundamental na construção da capela ("célula quente") para montagem e desmontagem das varetas combustíveis irradiadas;

A todos os colegas da Divisão de Física de Reatores, representados pelo colega Físico MSc. Ricardo Diniz, pelas Físicas Msc. Leda Cristina Cabello Bernardes Fanaro e MSc. Graciete Simões de Andrade, os meus agradecimentos;

A nossa amiga e colega, Física Márcia Aparecida Pichi Alves, que certamente se aqui estivesse em muito nos ajudaria na realização deste trabalho experimental, dentro do seu desinteressado espírito de trabalho em equipe que sempre a caracterizou, as nossas homenagens "in-memoriam";

Ao Dr. Tufic Madi Filho, Dr. Wilson José Vieira, Dr. Aucyone Augusto da Silva e Dr. Sylvio Bruno Herdade pelas valiosas sugestões no aprimoramento deste trabalho.

Ao Dr. Szatmáry Zoltan, Diretor do Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste, pela sua valiosa orientação na utilização do código RFIT, bem como apoio e amizade durante minha estadia na Hungria;

A Dra. Zsolnáy Eva, chefe de Divisão de Física de Reatores do Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste, pela valiosa orientação durante

os experimentos realizados no reator de pesquisa e treinamento (“Nuclear Training Reactor”) desta Universidade;

A todos que diretamente e indiretamente, contribuíram na realização deste trabalho e que nossa memória imperdoavelmente omitiu, os nossos sinceros agradecimentos.

MEDIDA DE PARÂMETROS INTEGRAIS NO REATOR IPEN/MB-01

ULYSSES D'UTRA BITELLI

RESUMO

Este trabalho experimental versa sobre a obtenção de Parâmetros Integrais no núcleo do Reator Nuclear IPEN/MB-01, a partir da irradiação de varetas combustíveis e folhas de urânio nuas e cobertas com cádmio. Os parâmetros obtidos foram as razões espectrais $^{28}\rho$, $^{25}\delta$, Razão de Conversão modificada (C*), C8/F e (C8/F)epitérmico, todos eles obtidos com precisão na região assintótica do núcleo do reator. As taxas de reação epitérmicas foram obtidas a partir da espectrometria gama de varetas combustíveis irradiadas, com luvas de cádmio, bem como folhas de urânio depletadas e enriquecidas, cobertas com cádmio. Fatores de correção foram obtidos para corrigir a perturbação causada pelo cádmio. Essas correções foram obtidas experimentalmente, a partir da compreensão do fenomenologia envolvida, que nos permitiu obter o valor do parâmetro espectral extrapolado, a partir do conhecimento físico, advindo do cálculo destes mesmos fatores. Tais cálculos, realizados pelo método de Monte Carlo, mostram o comportamento dos fatores de correção em função da variação do comprimento de luvas de cádmio. Os fatores de correção, foram obtidos pelo programa MCNP-4B, que obteve os fatores em função das luvas de cádmio, bem como para as folhas de urânio e folhas "catcher" de urânio, alumínio e cádmio, introduzidas e irradiadas no interior de varetas combustíveis especiais (desmontáveis). Os cálculos mostraram a dependência dos valores obtidos em função do tipo de biblioteca de dados nucleares, utilizadas na avaliação dos fatores de correção, no caso, as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI. Os resultados experimentais corrigidos com os fatores de correção calculados, pelo código MCNP-4B, utilizando-se da biblioteca ENDF/B-VI, mostraram-se mais próximos aos valores experimentais corrigidos, com os fatores de correção experimentais.

MEASUREMENT OF INTEGRAL PARAMETERS AT IPEN/MB-01 REACTOR

ULYSSES D'UTRA BITELLI

ABSTRACT

This experimental work aims to obtain Integral Parameters at the core of the NUCLEAR REACTOR IPEN/MB-01, taken from the irradiation of fuel rods and uranium foils both bare and covered with cadmium. The obtained parameters were the spectral ratio $^{28}\rho$, $^{25}\delta$, modified conversion ratio (C^*) $C8/F$ and $(C8/F)_{\text{epithermal}}$, all of them obtained with high precision at the asymptotic core region. The epithermal reaction ratios were obtained from the gamma spectrometry of irradiated fuel elements, with cadmium sleeves, as well as from enriched and depleted uranium foils, both covered with cadmium. Correcting factors were obtained in order to correct the disturbances caused by cadmium. The corrections were obtained experimentally from the understanding of the physical phenomenology concerned, which allowed us to obtain the undisturbed extrapolated value from the physical understanding, resulting from the calculation of these same factors. Such calculations, carried out by the Monte Carlo method, show the behaviour of these factors as related to the variation of the length of the cadmium sleeves. The correction factors were obtained from the MCNP-4B program which calculated the factors according to the cadmium sleeves, as well as for the uranium foils and catcher foils, of cadmium and aluminium introduced and irradiated inside special fuel elements. The calculation showed the dependency of the obtained values according to the types of nuclear data that were used in the evaluation of the correction factors, which in this case are the ENDF/B V and VI library. The experimental results corrected by the calculated correction factors through code MCNP-4B, using ENDF/B-VI library were closer to the corrected experimental values with the experimental correction factors obtained in this work.

SUMÁRIO

	Página
1. INTRODUÇÃO	01
1.1 Fundamentos teóricos	04
1.2 Histórico das medidas dos parâmetros $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e C^*	09
1.3 Propósito do trabalho	14
1.4 Contribuição do trabalho.....	15
2. MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS	17
2.1 Parâmetro $^{28}\rho$	18
2.1.1 Folhas de urânio depletado utilizadas na determinação do $^{28}\rho$	19
2.1.2 Espectrometria gama da vareta combustível na determinação do $^{28}\rho$	25
2.2 Parâmetro $^{25}\delta$	29
2.2.1 Folhas de urânio enriquecido	31
2.2.2 Espectrometria gama da vareta combustível na determinação do $^{25}\delta$	33
2.3 Parâmetros C^* (C8/F5), C8/F e (C8/F)epit.....	35
2.4 Medidas dos parâmetros espectrais com a configuração de menor excesso de reatividade.....	36
2.5 Correções experimentais	38
2.5.1 Fator de rampa.....	39
2.5.2 Fator de normalização	40
2.5.3 Correções para as fissões rápidas no ^{238}U	41
2.5.4 Correções para auto-absorção	41
3. MEDIDA DOS PARÂMETROS ESPECTRAIS	
NO REATOR IPEN/MB-01	48
3.1 Medida do parâmetro $^{28}\rho$	48
3.2 Medida do parâmetro $^{25}\delta$	52
3.3 Medida do parâmetro razão de conversão modificada C^* (C8/F5)	56
3.4 Medida de outros parâmetros integrais	58
3.5 Resultados obtidos	59
3.5.1 Varetas combustíveis	59
3.5.2 Folhas de urânio depletadas	62
3.5.3 Folhas de urânio altamente enriquecidas	65

4.	ANÁLISE DAS INCERTEZAS EXPERIMENTAIS	66
4.1	Introdução	66
4.2	Incertezas advindas dos ajustes no código RFIT	66
4.3	Incertezas advindas de razões de taxas de reação	70
4.4	Incertezas advindas da multiplicação de fatores de correção ou constantes	72
4.5	Fontes das incertezas.....	73
5.	DETERMINAÇÃO DOS FATORES DE CORREÇÃO	76
5.1	Introdução	76
5.2	Cálculos realizados pelo programa MCNP-4B.....	78
5.3	Resultados obtidos dos cálculos do MCNP-4B	86
5.3.1	Cálculos com a biblioteca ENDF/B-V	86
5.3.2	Cálculos com a biblioteca ENDF/B-VI.....	94
5.4	Estimativa experimental dos parâmetros de correção	99
5.4.1	Fatores de correção obtidos experimentalmente para Varetas combustíveis.....	99
5.4.2	Fatores de correção para folhas de urânio depletado	104
5.4.3	Fatores de correção para folhas com urânio enriquecido ...	106
5.5	Conclusão sobre a avaliação dos fatores de correção	106
6.	RESULTADOS FINAIS	109
6.1	Introdução	109
6.2	Parâmetro integral $^{28}\rho$	109
6.2.1	Varetas combustíveis	109
6.2.2	Folhas de urânio depletado.....	110
6.3	Parâmetro integral $^{25}\delta$	111
6.4	Parâmetro integral C*, C8/F e (C8/F)epit.....	113
6.5	Cálculos com o MCNP-4B utilizando a metodologia tridimensional...	115
6.6	Discussão dos resultados.....	117
7.	COMPARAÇÃO COM OS VALORES CALCULADOS.....	119
7.1	Introdução	119
7.2	Comparação com os valores calculados pelo código de Monte Carlo MCNP-4B.....	119
7.3	Comparação com os valores calculados pelos códigos Hammer-Tecnion e CITATION.....	121
7.4	Comentários	123

8. CONCLUSÕES FINAIS.....	126
ANEXO A – O REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01	128
ANEXO B – MEDIDA E CÁLCULO DO “BUCKLING” DA UNIDADE CRÍTICA IPEN/MB-01 COM O MODERADOR A 20°C, 40°C, 60°C E 80°C	137
ANEXO C – AVALIAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS ATRAVÉS DO CÓDIGO RFIT	146
ANEXO D – CONSTANTES NUCLEARES ADOTADAS	156
ANEXO E – DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO PARÂMETRO C8/F NA VARETA COMBUSTÍVEL CENTRAL.....	157
ANEXO F – ESTIMATIVA DA POTÊNCIA GERADA NA VARETA CENTRAL DO NÚCLEO DO REATOR IPEN/MB-01	160
ANEXO G – PRECISÃO DAS MEDIDAS DE PARÂMETROS ESPECTRAIS NO MUNDO.....	161
ANEXO H – DEPRESSÃO DE FLUXO CAUSADA PELAS LUVAS DE CÁDMIO	163
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	164

1 INTRODUÇÃO

O comportamento da população neutrônica no núcleo de um reator pode ser descrito matematicamente pela equação de transporte de nêutrons, que dá o balanço dessas partículas, em termos espaciais, angulares, energéticos e temporais³¹.

O conhecimento do comportamento da população neutrônica no núcleo de um reator nuclear é um problema fundamental, que vem sendo objeto de atenção desde os primórdios da Física e Engenharia de reatores nucleares. Do conhecimento da população de nêutrons, se pode estimar com precisão, por exemplo, a queima de combustível⁹⁵ e otimizar os ciclos de paradas de centrais nucleares de potência, para a recarga e remanejamento de combustíveis, permitindo um aproveitamento melhor do combustível, trazendo como consequência, uma redução nos custos econômicos.

Da mesma forma, do ponto de vista de análise de segurança, também é fundamental, conhecermos com precisão o comportamento neutrônico, pois isto possibilitará um maior conhecimento dos riscos envolvidos, o que sem dúvida terá como consequência não só uma diminuição de custos, mas também um aumento da própria segurança inerente aos reatores nucleares e por conseguinte, uma maior aceitação da energia nuclear por parte da população em geral.

Sabemos que a energia nuclear tem hoje que competir com diferentes formas de geração de eletricidade, assim, qualquer redução de custos é fundamental para torná-la mais competitiva frente as demais formas de geração de energia.

A realização de medidas na área de Física de Reatores, tem se direcionado ao longo dos tempos para diferentes objetivos. No início da era nuclear, se dispunham de dados nucleares esparsos, sendo vários deles de pouca precisão. Assim, os primeiros experimentos realizados nas décadas de 50 e 60, tinham muitas vezes, a função de levantar dados empíricos, que pudessem ser embutidos em programas computacionais, utilizados no cálculo e projetos de reatores nucleares. Um exemplo disso pode ser visto no trabalho desenvolvido por Strawbridge¹⁰⁰, quando utilizaram-se medidas da integral de ressonância

em função de vários parâmetros básicos como distanciamento entre varetas combustíveis (“pitch”), razão de moderação, enriquecimento, temperatura, etc, para o cálculo espectral na região epitérmica dos neutrons, conforme é amplamente utilizado no código LEOPARD⁷.

Com o desenvolvimento das técnicas experimentais^{54, 79, 104}, da utilização de reatores e aceleradores, bem como de teorias da Física Nuclear, as bibliotecas de seção de choque foram se tornando cada vez maiores e mais precisas²⁷ e aliadas ao desenvolvimento de computadores mais velozes, tornou possível através de metodologias de cálculo de transporte⁸¹ e Monte Carlo^{1, 17}, a obtenção de parâmetros não só mais exatos, como mais precisos.

No contexto atual da área de Física de Reatores, acredita-se que grande parcela das incertezas nos cálculos de reatores, seja justamente devida as incertezas dos dados nucleares²⁰. Neste contexto é essencial que os experimentos projetados para servirem de padrão de comparação (“Benchmark”) possuam incertezas que sejam menores do que as incertezas associadas das metodologias de cálculo e da biblioteca de dados nucleares associados.

Na análise da equação de transporte de neutrons verifica-se que muitas das suas constantes são advindas de dados nucleares, cuja precisão tem um impacto direto no nível de precisão dos cálculos obtidos. Além disso, além das constantes nucleares, a própria modelagem e metodologia de cálculo utilizada pode impactar positiva ou negativamente o nível de precisão dos valores calculados.

Os resultados experimentais de medidas de seção de choque e a sua utilização nos cálculos não se dá de forma imediata. Inicialmente, esses dados, sofrem um processo de avaliação (“evaluation”), através da utilização de técnicas estatísticas^{1, 27, 99}, bem como o ajuste de funções especiais através de programas computacionais apropriados ao conjunto de dados experimentais de seção de choque.

Garantida a boa qualidade das medidas, os dados experimentais passarão a fazer parte do arquivo de dados avaliados, que serão processados, nos chamados códigos de pré-processamento, como o código: NJOY⁹⁰, que gerarão novos dados, reconstruindo

as seções de choque na temperatura especificada, bem como transformando esses dados em parâmetros de multigrupo. Devido ao fato de no passado, tempo e memória de computadores, serem parâmetros relativamente caros e em várias situações inexistentes, no cálculo rotineiro de reatores, a representação do comportamento das seções de choque em grupos relativamente grandes de energia, como por exemplo na região das ressonâncias resolvidas, se tornou impraticável¹⁰³. Assim, programas especiais transformam esses dados em grupos mais largos de energia, que servirão de entrada em programas de difusão³⁹ ou transporte^{5, 89} que calcularão parâmetros importantes como distribuição de potência, fluxo de nêutrons, constante de multiplicação efetiva dos nêutrons, etc.

Com relação a região de ressonância resolvidas, sabemos que a mesma está situada entre 1 eV e 100 keV e que nessa região muitos nêutrons são absorvidos, principalmente em ressonâncias como as do ²³⁸U. Um exemplo típico da variação dos valores de seção de choque, ocorre nas ressonâncias do citado nuclídeo, onde encontramos nessa faixa de energia, larguras de ressonância de 0,1 eV, apresentando uma energia de espaçamento de 20 eV, entre as mesmas¹⁰. Assim em muitos reatores que usam o urânio natural ou levemente enriquecido é necessário um tratamento preciso da absorção das ressonâncias. Além disso, sabe-se que devido ao alargamento Doppler, a absorção das ressonâncias muda com a temperatura impactando a reatividade, um parâmetro importantíssimo na segurança e controle do reator.

O fluxo de nêutrons na região da ressonância sofre uma depressão significativa em seu valor devido ao fenômeno de auto-blindagem na mesma. O cálculo do fluxo corrigido quanto aos efeitos de auto-blindagem, são realizados através de métodos como NORDHEIM⁸¹ (utilizado em códigos como HAMMER-TECHNION⁵, módulo NITWAL do sistema AMPX-II⁹¹, GAMTEC-II, RYSIST, etc) e BONDARENKO¹⁶ (códigos WINS-D², SPEKTRA⁸³, APOLLO⁵², etc). O método de NORDHEIM resolve iterativamente a equação de moderação de nêutrons, considerando as absorções parciais e recalculando o fluxo neutrônico corrigindo quanto a depressão na ressonância. A desvantagem deste método está na lentidão dos cálculos. Já o método de BONDARENKO parametriza o fluxo de nêutrons através de duas variáveis, a seção de choque de referência (σ_0) e temperatura ($^{\circ}T$), tornando a seção de choque efetiva de multigrupo dependente desses parâmetros e possibilitando sua obtenção através de interpolação. O método cria então uma biblioteca de fatores de BONDARENKO, proporcionando bons resultados.

É interessante mencionar, que programas como o MCNP-4B¹⁷, que utilizam a metodologia de Monte Carlo, realizam um tratamento explícito com seções de choque pontuais, minimizando assim, as incertezas associadas ao método de cálculo.

1.1 Fundamentos teóricos

Num reator térmico o balanço da população neutrônica, pode ser avaliada pelo parâmetro conhecido como fator de multiplicação efetivo k_{eff} ^{60,87}, definido como uma razão entre o número total de nêutrons produzidos num sistema pelo número de nêutrons consumidos neste mesmo sistema, dado pela Equação,

$$k_{eff} = K_{\infty} \cdot P_t \cdot P_R \quad (1.1)$$

onde, K_{∞} é o chamado fator de multiplicação de um reator infinito, P_t é a probabilidade de não fuga dos nêutrons térmicos e P_R a probabilidade de não fuga de nêutrons rápidos. O fator de multiplicação infinito K_{∞} por sua vez é dada pela Equação conhecida como fórmula dos 4 fatores,

$$K_{\infty} = \eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f \quad (1.2)$$

sendo,

η o número médio de neutrons emitidos por fissão por neutrons térmico absorvido no combustível,

ϵ o fator de fissão rápida, p a probabilidade de escape às ressonâncias e f o fator de utilização térmica.

Os parâmetros presentes nas Equações (1.1) e (1.2) comumente calculados, são difíceis de serem obtidos experimentalmente^{57, 58, 87}. Por outro lado, certos parâmetros espectrais, muito bem definidos experimentalmente, são passíveis de serem medidos e calculados, constituindo-se num instrumento fundamental para avaliação não só da metodologia de cálculo, como também das diversas bibliotecas de dados nucleares.

Neste contexto são fundamentais as medidas dos chamados parâmetros espectrais, também conhecidos pelos nomes de índices espectrais¹⁰⁵ ou ainda razões espectrais⁴, $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e razão de conversão modificada C^* , também simbolizada como $C8/F5$, bem como outros.

Os parâmetros espectrais $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e C^* medidos neste trabalho para o Reator IPEN/MB-01, são representativos da geometria e composição do núcleo deste reator, apresentadas no Anexo A - Reator IPEN/MB-01. Todavia, podemos defini-los experimentalmente, como razões entre taxas de reação obtidas no combustível, ou seja no urânio, como veremos a seguir.

O parâmetro integral $^{28}\rho$ é como uma razão de taxas de reação de captura radioativa nos átomos de ^{238}U presentes no combustível do reator, ou seja⁸⁷,

$$^{28}\rho = \frac{\text{Taxa de captura epitérmica no } ^{238}\text{U}}{\text{Taxa de captura Térmica no } ^{238}\text{U}} \quad (1.3)$$

Do ponto de vista experimental, a taxa de reação de captura epitérmica pode ser obtida a partir da utilização de um filtro de cádmio. Neste caso, a taxa de captura epicádmio é aquela obtida acima da energia de corte do cádmio. A taxa de captura térmica será obtida da subtração da taxa de reação para neutrons de todas as energias, daquela obtida com a utilização do filtro de cádmio (epicádmio), que dará a parcela da taxa de reação devida a nêutrons térmicos. Assim⁴,

$$^{28}\rho = \frac{\text{Taxa de captura epicádmio no } ^{238}\text{U}}{\text{Taxa de captura subcádmio no } ^{238}\text{U}} \quad (1.4)$$

A energia de corte utilizada na grande maioria dos códigos de Física de Reatores situa o limiar das regiões térmicas e epitérmicas centrado a energia de 0,625 eV. Esse valor de energia não tem um razão específica de ser, sendo mantido por razões históricas, pois era o valor que supunha-se representar o limiar superior do fenômeno de espalhamento ("up scattering") de neutrons térmicos.

Ao procurar obter-se experimentalmente a taxa de reação epitérmica e térmica, utiliza-se o cádmio como um filtro neutrônico para nêutrons térmicos devido a sua alta seção de choque de absorção, que chega a assumir um valor de 24340 barns para nêutrons térmicos ^{120, 121} junto a energia mais provável da distribuição Maxwelliana, ou seja, nêutrons de 0,0253 eV (20°C).

Na prática a energia de corte experimental, não corresponde a energia de 0,625 eV, mas sim a uma energia geralmente menor, também situada na faixa de frações de elétron-volts, que dependerá entre outras coisas, da espessura de cádmio utilizada, bem como do espectro neutrônico e do comportamento energético da seção de choque do material coberto pelo cádmio ⁹.

O parâmetro integral ²⁸ρ, está diretamente relacionado com o parâmetro *p* da fórmula dos 4 fatores, ou seja a probabilidade de escape às ressonâncias do ²³⁸U, através da relação dada a seguir ^{57,58,87}.

$${}^{28}\rho = \frac{1-p}{p \cdot f \cdot F} \quad (1.5)$$

sendo

f o fator de utilização térmico da fórmula dos 4 fatores e

F uma razão entre as seções de choque macroscópicas de absorção térmica no ²³⁸U e as seções de choque macroscópicas de absorção térmica total no combustível do reator (captura e fissão).

Assim, se constata que os parâmetros *p* e ²⁸ρ, são parâmetros anti-correlacionados, ou seja, quanto maior a probabilidade de fuga às ressonâncias do ²³⁸U num sistema, menor será o valor de ²⁸ρ e vice-versa.

O parâmetro integral ²⁵δ é definido como sendo a razão entre as taxas de fissão epitérmica e térmica para o ²³⁵U. Assim,

$${}^{25}\delta = \frac{\text{Taxa de Fissão epitérmica no } {}^{235}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão Térmica no } {}^{235}\text{U}} \quad (1.6)$$

Os comentários referentes a energia de corte também são válidos em relação a este parâmetro espectral, ou seja, os códigos se utilizam da energia de 0,625 eV, enquanto o valor experimental dependerá dos parâmetros experimentais anteriormente citados e que podem variar conforme o experimento realizado.

Do ponto de vista experimental, tal qual o parâmetro integral anterior, a taxa de reação epitérmica é obtida a partir da utilização de um filtro de cádmio, que absorverá os nêutrons térmicos. Assim, teremos ⁴

$${}^{25}\delta = \frac{\text{Taxa de de Fissão epicádmio no } {}^{235}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão subcádmio no } {}^{235}\text{U}} \quad (1.7)$$

O parâmetro integral ${}^{25}\delta$ varia consideravelmente com o espectro de nêutrons no combustível, costumando aumentar de valor conforme diminua a razão moderador - combustível. Valores típicos do parâmetro ${}^{25}\delta$, situados entre a faixa 0,03 e 0,15, são observados em várias reatores de potência zero ¹.

O parâmetro razão de conversão (C^*) é definido como uma razão entre o número médio de átomos físeis produzidos no reator a partir de reações de captura de nêutrons em elementos férteis pelo número médio de átomos físeis consumidos por fissão e captura. Assim, num sistema que contenha urânio enriquecido, temos ⁸⁷,

$$C = \frac{\text{Taxa de Captura no } {}^{238}\text{U}}{\text{Taxa de absorção no } {}^{235}\text{U}} \quad (1.8)$$

Na prática devido a dificuldade de se medir a taxa de absorção no ${}^{235}\text{U}$, mede-se o parâmetro integral razão de conversão modificada (C^*), definido como, ^{1.4.87}

$$C^* = \frac{\text{Taxa de Captura no } {}^{238}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão no } {}^{235}\text{U}} \quad (1.9)$$

A razão de conversão modificada (C^*), relaciona-se com a razão de conversão (C), através da relação, ⁸⁷

$$C = C * (1 + \alpha^{25})^{-1} \quad (1.10)$$

sendo α^{25} a razão entre as seções de choque de captura e fissão do ^{235}U , características do espectro neutrônico, do núcleo do reator, onde realizam-se as medidas.

A razão taxa de captura nos átomos de ^{238}U por taxa de fissão nos átomos de urânio (^{235}U e ^{238}U) em todo o espectro de energia dos neutrons é obtida pelo parâmetro espectral C8/F, dado como,

$$C8/F = \frac{\text{Taxa de captura no } ^{238}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão no U}} \quad (1.11)$$

Este parâmetro definido em todo o espectro de energia dos neutrons, pode ser obtido experimentalmente sem qualquer tipo de correção advinda de cálculos neutrônicos, sendo portanto um importante instrumento para se avaliar de uma forma global a exatidão da metodologia de cálculo.

A razão epitérmica do parâmetro C8/F pode ser obtida através de uma Equação análoga, porém definida apenas para a região epitérmica do espectro neutrônico, dada por,

$$(C8/F)_{\text{epit.}} = \frac{\text{Taxa de captura epitérmica no } ^{238}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão epitérmica no U}} \quad (1.12)$$

Do ponto de vista experimental, a obtenção experimental do parâmetro $(C8/F)_{\text{epit.}}$ é obtido através da utilização de um filtro neutrônico de cádmio, assim teremos:

$$(C8/F)_{\text{epit.}} = \frac{\text{Taxa de captura epicádmio no } ^{238}\text{U}}{\text{Taxa de Fissão epicádmio no U}} \quad (1.13)$$

Este parâmetro definido apenas para a região epitérmica do espectro de energia dos neutrons, pode ser obtido experimentalmente sem dificuldades, no entanto, haverá a necessidade de se obter correções devido a perturbação do cádmio. Estas

correções se devem não só a depressão do fluxo neutrônico, como as diferentes energias de corte obtidas para as taxas de reação de captura e fissão. Avaliada as correções, o parâmetro espectral $(C8/F)_{\text{epit.}}$, será um importante instrumento para se avaliar de uma forma global a exatidão da metodologia de cálculo na região epitérmica do espectro neutrônico.

1.2 Histórico das medidas dos parâmetros $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e C^*

O primeiro trabalho experimental completo apresentando uma técnica de medida do parâmetro espectral, foi apresentado por Egeazarov ³² em 1955, na academia de Ciências da URSS e divulgadas internacionalmente no mesmo ano na conferência sobre os usos pacíficos da energia nuclear, realizada em Genebra na Suíça. A partir daí, uma série de trabalhos realizados ao longo da década de 50, passaram a ser divulgados internacionalmente, iniciando a divulgação a respeito do assunto. Um trabalho, fora apresentado por Kouts, também em Genebra ⁵⁵, porém numa forma resumida. Todavia a partir deste evento, iniciaram-se a divulgação de inúmeros relatórios técnicos da Westinghouse ^{25, 26, 53, 57, 58}, realizados nas unidades críticas TRX e YANKEE, bem como medidas realizadas no laboratório Brokhaven (MIT) nos Estados Unidos ⁵⁶, e em outros reatores de pesquisas. ^{18, 33, 34, 35, 36, 45}

As dificuldades experimentais para a determinação desses parâmetros espectrais eram bastante significativas nos anos 50 e 60. Assim, inicialmente utilizaram-se detetores de cintilação, na espectrometria gama dos alvos irradiados de urânio enriquecidos ou empobrecidos (depletados). Sabemos que os detetores de cintilação apresentam como grande desvantagem em relação aos detetores de germânio hiper-puros (HPGe), utilizados nos dias atuais, uma baixa resolução, inviabilizando a identificação de produtos específicos de fissão, ou mesmo produtos decorrente de reações de captura. Assim, no caso da medida do parâmetro $^{28}\rho$, a solução era contar de forma diferencial, com grandes janelas, o fotopicos do ^{239}Np , centrado a energia de 103 keV, com uma janela variando de 30 a 40 keV. A localização da amplitude de sinal desse fotopico no analisador monocanal, podia ser obtida a partir da irradiação de folhas altamente empobrecida na coluna térmica do reator, quando toda parcela de sua atividade era devida a reações com neutrons térmicos.

Nestas condições, toda a sua atividade se devia praticamente as reações de captura radioativa nos átomos de ^{238}U . No entanto muitas vezes a própria instabilidade da eletrônica, associada ao detetor, causava dificuldade de se manter por muito tempo a janela escolhida. No caso de folhas de Urânio natural ou pouco depletadas, tínhamos outros problemas, como a interferência da radiação emitida por inúmeros produtos de fissão nas medidas, muitas vezes decorrentes do fenômeno da radiação de freamento (“bremsstrahlung”), ou seja a emissão de radiação eletromagnética ionizante de baixa energia (raios-X), decorrente da emissão de partículas beta pelos diversos produtos de fissão. Nos anos 60, procurou-se eliminar esse problema, com a separação química dos produtos de fissão do ^{239}Np ^{19, 62}, no entanto experimentos realizados no reator DIMPLE ^{6, 19, 78}, nos finais dos anos 60, mostraram o aparecimento de erros sistemáticos desconhecidos, apresentados por esta metodologia ¹⁹, quando comparado a técnica de espectrometria gama de folhas de urânio irradiadas.

Além das dificuldades decorrentes da contagem dos produtos de fissão e captura, existia uma dificuldade, inerente a obtenção dos próprios parâmetros espectrais, ou seja, na precisão das medidas que apresentassem uma razão de cádmio muito próximas ao valor unitário. Assim, erros de 1% na medida da razão de cádmio no reator SSCR ^{33, 34, 67} levaram a erros de 16% no parâmetro integral ²⁸ ρ . Por esse motivo foi proposta a utilização de uma técnica alternativa, utilizando folhas de uma liga de disprósio (Dy) - alumínio (Al), sendo o Dy um elemento de alta seção de choque de captura radioativa. Sabe-se que para razões de cádmio, muito próximas ao valor unitário, pequenas incertezas na razão de cádmio, geram incertezas muito maiores (Vide capítulo 4 -“Análise das incertezas experimentais”) nos parâmetros integrais. Assim, a razão de cádmio do Dy sendo de várias dezenas, pode-se efetuar a medida dos parâmetros espectrais e obter-se uma boa precisão. Há neste caso, a necessidade de se irradiar a folha de urânio e de disprósio numa coluna térmica, para se obter a fração entre as respectivas taxas de reação, devido a nêutrons térmicos, em relação àquelas folhas irradiadas no núcleo do reator por nêutrons de todas as energias. Uma grande desvantagem desse método está na necessidade de se obter várias grandezas necessárias para a determinação do parâmetro espectral, como seções de choque, utilizando-se da biblioteca de dados nucleares, utilizadas pelos códigos de Física de Reatores, que muitas vezes deseja-se testar ou validar.

Um problema grave em todas as medidas realizadas na época, consistiu no fato de que não se dispunham de instrumentos para se avaliar, com boa precisão, a perturbação causada pelo cádmio nas medidas das taxas de reação no combustível ou nas folhas de urânio. A tal ponto, que medidas mais recentes, como as realizadas no programa experimental TIC ⁴ (“Temporary International Collective for Joint Research Into The Physics of Water-Type Reactors”), durante os anos 70 e 90, eliminaram a obtenção dos parâmetros espectrais, obtidos a partir das medidas da razão de cádmio do urânio, passando-se a trabalhar com o Dy. Entretanto, nesta circunstância, os valores experimentais são sensíveis ao modelo de cálculo utilizado, pelas correções ⁴ advindas dos próprios cálculos que se deseja validar.

No processo de comparação teoria-experimento é necessário que o experimento selecionado para servir de comparação, apresente os requisitos necessários para servir de qualidade e facilidade de modelagem com as metodologias existentes. Assim, de todas as medidas realizadas nos anos 50 e 60, o grupo americano de avaliação de dados de seção de choque CSEWG ²⁴ (“Cross Section Evaluation Working Group”), considerou as medidas realizadas nas unidades críticas TRX e BAPL ⁴⁹, moderadas a água leve, como padrões de comparação (“Benchmark”), apesar das mesmas terem sido realizadas a partir das medidas de razão de cádmio do Urânio. Na época, foram obtidas correções empíricas das perturbações, devido ao cádmio, que foram posteriormente reavaliadas por Sher e Fiarman ⁹⁶ em 1976. Para sistemas moderados a água pesada, MIT foi considerado como padrão de comparação pelo CSEWG.

As unidades críticas que serviram de padrão de comparação para o grupo CSEWG, não apresentavam um revestimento das varetas combustíveis de aço inoxidável, mas sim de alumínio. Experimentos com revestimentos de pastilhas combustíveis, semelhantes ao reator IPEN/MB-01, ou seja de aço inoxidável, foram efetuados nas críticas americanas YANKEE ^{25, 26, 72}, BAW ^{33, 34, 35} e na inglesa DIMPLE ¹⁹, mas somente a desta última podem ser consideradas de qualidade .

A década de 70 caracterizou-se por muitas medidas realizadas em reatores e unidades críticas rápidas ^{23, 42, 44, 46, 97, 106}. Neste tipo de reator a concordância entre os valores medidos e calculados se tornam mais difíceis, diante da menor precisão dos valores das seções de choque nas regiões epitérmicas e rápidas do espectro neutrônico ²⁷.

Medidas mais recentes em sistemas térmicos, voltaram a ocorrer nos anos 80 e 90, nas críticas, TCA (Japão) ^{74, 75, 76, 82, 94}, e ZR-6 (Hungria) ^{1, 4, 117}. Todavia, em nenhuma delas o elemento combustível tinha um revestimento de aço inoxidável e sim, respectivamente, alumínio e uma liga de Zircônio – Nióbio.

Há ainda programas experimentais como os realizado no reator de pesquisa de potência Zero PROTEUS ⁹³. Este reator, possui uma configuração de núcleo particular, altamente flexível, com regiões bem distintas. No centro possui uma zona de testes para combustíveis BWR com água leve, circundados de uma zona de água pesada, um refletor de grafite e uma zona de urânio natural (“buffer”) circundando a região central com o objetivo de minimizar os efeitos das outras regiões removíveis (“driver”) sobre o espectro de nêutrons. O encamisamento dos elementos é de aço inoxidável. Todavia os parâmetros medidos neste reator ^{21, 22, 41}, não foram os medidos neste trabalho, mas sim índices espectrais do tipo C8/F9, F8/F9, F5/F9, F8/F5, F1/F9, etc, onde F se referem a reações de fissão, C de captura e 8 ao Urânio 238, 5 ao Urânio 235, 9 ao Plutônio 239, 1 ao Plutônio 241, etc.

Ao analisarmos a evolução das medidas dos parâmetros espectrais ²⁸ ρ ao longo dos anos e a sua comparação com os valores calculados, veremos que estes sistematicamente superestimaram os seus valores ². Podemos visualizar isto através da Tabela 1.1.

O parâmetro ²⁵ δ , ao contrário, ao longo dos anos teve seu valor calculado geralmente subestimado em relação aos valores experimentais ², a exceção do reator NORA cujo encamisamento é de aço inox. Podemos visualizar isto através da Tabela 1.2, dada a seguir.

O parâmetro C* sempre apresentou uma concordância maior entre os valores medidos e calculados, chegando a variação entre os mesmos ser de -1% ($V_M / V_F = 4,02$) e 0% ($V_M / V_F = 2,35$) no TRX e -1% ($V_M / V_F = 1,001$) e +3% ($V_M / V_F = 0,779$) no DIMPLE.

A evolução das bibliotecas das seções de choque de dados nucleares ao longo dos anos se deu de uma forma inquestionável. Muitas foram as verificações e testes a que as mesmas foram submetidas ^{43, 48, 111, 114}, que contribuiriam na quantificação das

incertezas globais associadas as mesmas. No entanto, novas medidas de seções de choque,^{47,51,63,64,92,109} aliadas as novas técnicas de avaliação e ajustes⁶¹ de modelos nucleares, levaram a obtenção de bibliotecas de seções de choque, cada vez mais completas, como podemos visualizar nas Tabelas 1.3 e 1.4 dadas a seguir⁹¹.

Tabela 1.1 Superestimação dos Valores do Parâmetro ²⁸ ρ.

Arranjo	$V_M / V_F^{(4)}$	Encamisamento	[(C/E)-1] % ⁽¹⁾
TRX ^{48,50}	2,35	Al ⁽²⁾	+1,5%
BAPL ^{48,50}	1,78	Al ⁽²⁾	+3%
NORA ¹¹	4,51	SS ⁽³⁾	+3%
BAY ¹¹	1,38	Al ⁽²⁾	+5%
CRX ¹¹	2,17	SS ⁽³⁾	+15%

(1) C: Valores calculados; E- Valores Experimentais;

(2) Al- Alumínio;

(3) SS- Aço inoxidável;

(4) V_M - Volume do moderador; V_F – Volume do Combustível.

Tabela 1.2 Subestimação* dos Valores do Parâmetro ²⁵ δ.

Arranjo	V_M / V_F	Encamisamento	[(C/E)-1] %
TRX ^{48,50}	2,35	Al	-1,5%
BAPL ^{48,50}	1,78	Al	-2%
BAY ¹¹	1,38	Al	-9%
NORA ¹¹	1,66	SS	+25%

* - Superestimação no caso do reator NORA.

Tabela 1.3 Parâmetros de Ressonância Resolvida no ^{238}U .

Parâmetros da Ressonância Resolvida	BIBLIOTECA- ^{238}U			
	ENDF/B-IV	JENDL-2	JENDL-3	ENDF/B-VI
Intervalo de energia (eV)	1,00-4,00E+03	1,0E-5-4,0E+3	1,0E-5-9,5E+3	1,0E-5-10,0E+3
Número de L*	2	2	2	-
Número de Ressonâncias	L =0 → 190 L =1 → 220	L =0 → 187 L =1 → 265	L =0 → 356 L =1 → 485	523
Formalismo	BREIT-WIGNER	BREIT-WIGNER	BREIT-WIGNER	REICH-MOORE

* L- Momento Angular Orbital ;

Tabela 1.4 Parâmetros de Ressonância Resolvida no ^{235}U .

Parâmetros da Ressonância Resolvida	BIBLIOTECA- ^{235}U			
	ENDF/B-IV	JENDL-2	JENDL-3	ENDF/B-VI.5
Intervalo de energia (eV)	1,00-8,20E+01	1,00-1,00E+2	1,00-1,00E+2	1,0E-5-2,25E+3
Número de L*	1	1	1	1
Número de Ressonâncias	130	148	148	3193
Formalismo	SLBW	SLBW	SLBW	REICH-MOORE

* L- Momento Angular Orbital ;

1.3 Propósito do trabalho

A principal proposta do trabalho é se obter experimentalmente os parâmetros espectrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$, com um nível de precisão superior aos dados existentes na literatura ^{2, 4, 19, 25, 26, 56, 57, 53, 75}. Além disso obter os parâmetros espectrais C*, C8/F e (C8/F5)epit. com alta precisão, para o núcleo do reator IPEN/MB-01.

Sabemos que estes parâmetros são específicos para cada geometria e material que compõem o núcleo de um reator. Assim, os parâmetros medidos se referem a um tipo de reator, cujas características são únicas, no que tange a enriquecimento (4,3%), distância entre centro de varetas combustíveis (“Pitch” de 1,5 cm), revestimento de vareta combustível de aço inoxidável (304), razão moderador - combustível ($V_M/V_C = 2,64$), etc.

Além de estarmos obtendo experimentalmente, uma série de parâmetros integrais espectrais, para uma instalação nuclear sem similar no mundo, estamos considerando nas medidas, todas as correlações experimentais existente entre os parâmetros, considerações estas não são levadas em conta nas antigas medidas realizadas em críticas térmicas dos anos 50 e 60. Outro fato que merece destaque, está no processo de avaliação estatística dos dados experimentais, através da utilização do código RFIT¹⁰¹ (Anexo C). Assim, estamos certos de poder fornecer à comunidade nacional e internacional, um conjunto de medidas de alta precisão, que no futuro poderá vir a ser utilizada como mais um dos conjuntos de dados a servirem como padrões de comparação.

Do ponto de vista brasileiro, essas medidas, bem como outras realizadas no passado^{12, 13, 14, 29, 37}, são fundamentais, não só para o desenvolvimento e aprimoramento de técnicas experimentais e de análise de dados, bem como, para nos informar o nível de precisão dos cálculos de Física de Reatores, realizados rotineiramente pelo IPEN/CNEN-SP, fornecendo importantes subsídios para seu aprimoramento, seja no desenvolvimento de novas metodologias e modelagens, bem como na escolha das bibliotecas de dados nucleares que mais se aproximem da realidade física experimentalmente constatada.

1.4 Contribuição do trabalho

A seguir serão enumerados alguns tópicos, que fazem com que a metodologia desenvolvida neste trabalho, venha a dar uma contribuição de destaque, dentre as diversas medidas de parâmetros espectrais realizadas no passado.

- A obtenção dos parâmetros $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$, através da espectrometria gama das varetas combustíveis, elimina as perturbações causadas pela inserção no combustível do reator de folhas de urânio e folhas de Al ou Cd, estas últimas conhecidas como

folhas "catcher", utilizadas nos experimentos padrões da CSEWG ²⁴, para evitar a transferência dos produtos de fissão do combustível para as folhas de urânio;

- A eliminação dos fatores de correção calculados nos experimentos do TRX e MIT, ⁹⁶ por fatores de correção obtidos experimentalmente, conforme descrito no Capítulo 5. Ou seja, este trabalho propõem de forma inédita, um procedimento que elimina a correção obtida apenas por cálculo;
- Cálculo dos fatores de correção, via metodologia de Monte Carlo, mostrando a sensibilidade da mesma, em função da biblioteca de dados nucleares utilizada na sua determinação. Assim, os valores obtidos para os reatores TRX e MIT podem estar afetados por erros sistemáticos, decorrentes da pouca precisão das seções de choque da época, utilizadas no cálculo dos próprios fatores de correção;
- O cálculo sempre superestimou os valores do parâmetro ²⁸ ρ , desde o início dos cálculos de reatores. A contribuição do presente trabalho é o de fornecer parâmetros espectrais altamente precisos, considerando as correlações existentes nas medidas, que não foram consideradas nos experimentos, que servem de padrão de comparação.
- Obtenção dos parâmetros espectrais com as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI para o reator IPEN/MB-01 através do código de Monte Carlo MCNP-4B (Capítulo 6 - item 6.5 - Cálculos Tridimensionais);
- A comparação dos valores calculados dos parâmetros espectrais com os valores experimentais obtidos, permite avaliar qual das bibliotecas de dados nucleares, fornecem valores mais próximos à realidade física do problema.

2 MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

Foram aplicadas duas metodologias experimentais: a primeira tradicional, utilizando-se folhas de urânio empobrecidas e enriquecidas, inseridas e irradiadas dentro de varetas combustíveis especiais desmontáveis (Figura 2.1) e a segunda, inédita na determinação dos parâmetros $^{28}\rho$, $^{25}\delta$, irradiando-se varetas combustíveis (Figura 2.4), idênticas às varetas combustíveis do núcleo do Reator IPEN/MB-01. As folhas de urânio e as varetas combustíveis, após a irradiação, tiveram as suas atividades radioativas medidas, através da espectrometria gama das mesmas em detetores semi-condutores de alta pureza de Germânio (HPGe).

A cota axial de irradiação das folhas e espectrometria das varetas combustíveis irradiadas, foi escolhida como sendo a cota axial situada a 310 mm da placa suporte inferior das varetas combustíveis, o que corresponde a cota de 220 mm na região ativa de combustível da vareta combustível, conforme pode-se visualizar na Figura 2.1. A escolha deve-se ao fato da referida cota apresentar um fluxo neutrônico máximo, segundo cálculos realizados com o código CITATION³⁹ com o reator operando a 100 watts de potência, ($\phi_{\text{térmico}} = 9,0404\text{E}+08 \text{ n/cm}^2.\text{s}$ e $\phi_{\text{rápido}} = 3,9664\text{E}+09 \text{ n/cm}^2.\text{s}$), confirmados posteriormente com medidas experimentais de varredura gama da vareta. Isto resultou em uma melhora significativa da estatística de contagem da folha ou vareta irradiada, aliada ao fato da referida cota axial à vareta combustível, estar situada na chamada região assintótica do fluxo de nêutrons. Nesta região, o fluxo de nêutrons tem a forma de uma função cossenoidal, característica de configurações de núcleo, cuja forma é a de um paralelogramo. A região assintótica se caracteriza por ter uma distribuição espacial do fluxo de nêutrons independente da energia do nêutron. Desse modo a razão entre grandezas medidas dentro dessa região, apresenta um valor constante, característico da composição e da geometria do núcleo do reator.

A extensão da região assintótica foi medida para o núcleo em sua configuração retangular 28 x 26 e está descrita no Anexo E – Distribuição Espacial do Parâmetro C8/F na Vareta Combustível Central.

2.1 Parâmetro $^{28}\rho$

O parâmetro integral $^{28}\rho$ pode ser obtido, a partir da irradiação de um par de folhas de urânio ou varetas combustíveis, irradiadas nuas (sem cobertura de cádmio) e cobertas com cádmio, a partir da Equação dada a seguir.

$$^{28}\rho = \frac{A_{cd}}{A_{nua} - A_{cd}} = \frac{1}{^{28}R_{cd} - 1} \quad (2.1)$$

Assim,

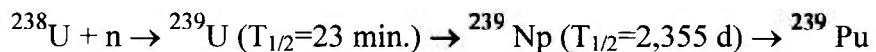
$$^{28}\rho = (^{28}R_{cd} - 1)^{-1} \quad (2.2)$$

sendo,

A_{cd} A Atividade da Folha/Vareta coberta com cádmio;

A_{nua} A Atividade da Folha/Vareta sem cobertura de Cd (nua).

O problema resume-se então em se medir a razão de cádmio do ^{238}U , ou seja a razão entre as taxas de reação de captura sem (nua) e com cobertura de cádmio, representado por $^{28}R_{cd}$, tendo em vista serem no ^{238}U , induzidas a reação de captura radioativa, descritas a seguir.



O produto formado considerado nas análises experimentais não é o ^{239}U , devido a sua pequena meia-vida de apenas 23 minutos, mas sim o ^{239}Np , cuja meia vida de 2,355 dias permite esperar o decaimento da vareta combustível ou da folha de urânio irradiada, a níveis de atividade radioativa tal, que não acarrete tempos mortos elevados, durante o processo de contagem das mesmas, devido a formação de inúmeros produtos de fissão. Assim, chega-se a esperar 48 horas para as varetas combustíveis irradiadas e 19 horas para as folhas, para se obter no início das contagens um tempo morto equivalente a aproximadamente 2% do tempo real de contagem.

Como veremos no Capítulo 4, que trata das incertezas experimentais, temos de determinar a razão de cádmio, com o máximo de precisão possível, afim de obtermos o parâmetro integral $^{28}\rho$ com um alto nível de precisão.

Isto pode ser obtido a partir do acompanhamento do decaimento do produto ^{239}Np ao longo de vários dias, com a aquisição de vários espectros gama, cada um deles obtidos em 1 hora de contagem. Assim, obteve-se de 100 a 140 valores de contagem diferenciais dos fotopicos gama do ^{239}Np por folha e vareta combustível medida.

O parâmetro integral $^{28}\rho$, conforme dito anteriormente, pode ser obtido através da reação de captura radioativa $^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$. O ^{239}U possui uma meia vida de apenas 23 minutos e decai para o ^{239}Np . Assim, a medida da atividade do ^{239}Np formado no urânio irradiado, permite obter a taxa de captura radioativa, grandeza que uma vez discriminada em energia (epitérmica e térmica), através da utilização de filtros neutrônicos de cádmio, nos fornece a medida do parâmetro $^{28}\rho$. Transcorridos 10 meia-vidas, ou seja 3 horas e 50 minutos, praticamente todos os átomos de ^{239}U já se transmutaram no ^{239}Np .

A seguir são apresentadas as metodologias experimentais utilizadas na determinação do parâmetro integral $^{28}\rho$.

2.1.1 Folhas de urânio depletado utilizadas na determinação do $^{28}\rho$

Na medida do parâmetro integral $^{28}\rho$, obtido através da irradiação de folhas, utiliza-se a técnica experimental tradicional⁵⁰ de irradiar-se duas folhas de urânio depletado (empobrecidas de ^{235}U), sob idênticas condições experimentais (potência, tempo de irradiação, posição das barras de controle, chegando mesmo em alguns casos a utilizar-se da mesma folha para eliminar-se a imprecisão de sua massa, mesmo posicionamento da folha dentro da vareta combustível, etc.), em duas operações distintas de irradiação.

Assim, são inseridas dentro da vareta combustível, uma folha de Urânio entre duas folhas, que podem ser de alumínio ou de cádmio. No primeiro caso, a folha irradiada é denominada nua. No segundo caso coberta com cádmio. A folha de alumínio tem espessura de 0,5 mm e é utilizada como barreira (folha "catcher") impedindo que

produtos de fissão formados no combustível venham a se alojar na folha de urânio. A folha de cádmio de 0,5 mm de espessura, além dessa função, também tem a de absorver os nêutrons térmicos, atuando como um filtro neutrônico, fazendo com que a atividade na folha seja induzida predominantemente por nêutrons epitérmicos.

A vareta desmontável (Figura 2.1) é montada em capela especial (célula quente), onde inicialmente as colunas contendo as pastilhas de urânio, são deslocadas para fora e permanecem sob um suporte perfeitamente alinhado com a vareta combustível especial. Assim, são inseridos o pacote Folha de Urânio e folhas de captura de produtos de fissão (“catcher” de Al ou Cd) entre a 21^a e 22^a pastilha combustível (sentido ascendente), o que corresponde a cota de 220 mm dentro da região ativa. Feito isto, a coluna de pastilhas é novamente deslocada para dentro da vareta combustível especial, vindo depois destas as pastilhas de Al_2O_3 , seguido do conjunto espaçador de alumínio e mola, exatamente como numa vareta convencional. Na montagem procura-se empurrar o conjunto e ao fechar com a vedação, que trata-se de uma simples rolha de borracha, estabelecer uma leve pressão no sentido descendente, para garantir o correto posicionamento das folhas no interior das varetas. Em seguida, uma fita isolante especial, garante a fixação da rolha, bem como a vedação da mesma para impossibilitar a penetração de água no interior da vareta combustível. Uma vez montada a vareta, está é levada ao núcleo do reator na posição a ser irradiada.

O processo de desmontagem após a irradiação segue exatamente os mesmos passos, só que em sentido oposto. Neste caso a capela fechada é mantida em leve pressão negativa, por meio de um sistema de exaustão. A capela possui um filtro de carvão para absorção de iodo, um dos produtos de fissão, na forma de gás, mais comumente formados.

As varetas são irradiadas no núcleo em operações distintas. O Canal 10 da instrumentação nuclear do Reator IPEN/MB-01, (detetor tipo pulso BF_3 , situado a 40 cm de distância, a meia altura da face Leste do núcleo retangular do reator), permite monitorar a potência do reator, através de suas contagens, garantindo assim que as operações se dêem à mesma potência de irradiação. Para cada operação de irradiação, obtém-se um fator de normalização das condições de irradiação.

Na primeira irradiação, inseriu-se a folha de urânio entre folhas (“catcher”) de alumínio, na segunda irradiação, a folha de urânio foi inserida entre folhas de cádmio. Nesse caso, pode-se também realizar-se as irradiações com uma luva de cádmio externas às varetas combustíveis, como mostrado na Figura 2.1.

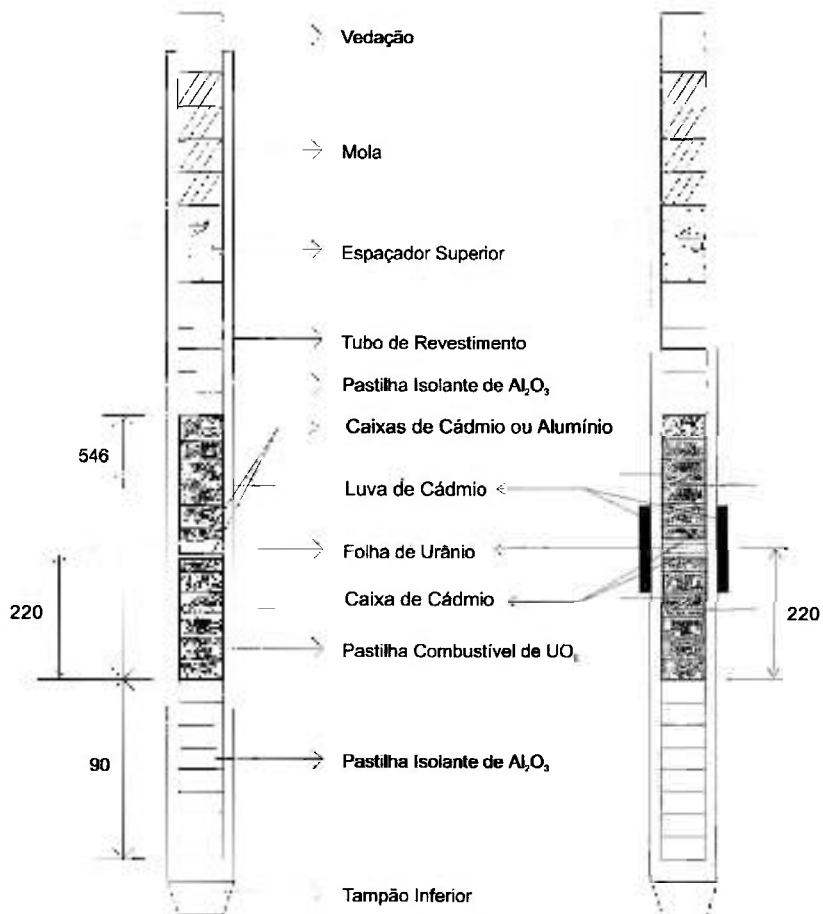


Figura 2.1 Esquema da Vareta Combustível Especial – Cota das Folhas de Urânio.

As folhas de Urânio depletado utilizadas na medida do parâmetro $^{28}\rho$ foram adquiridas da “Reactor Experiments Inc.”, USA, e possuem as seguintes características :

- Empobrecimento de 400 ppm de Urânio-235 (0,04% de ^{235}U);
- Folha de Urânio metálico;
- Incerteza no empobrecimento de $\pm 10\%$;
- Espessura de 0,004” (0,01016 cm);
- Diâmetro da Folha de 8,49 mm.

O posicionamento da Folha de Urânio depletado, dentro da vareta combustível especial desmontável, pode ser visualizado na Figura 2.1 e sua cota axial refere-se à posição em que o fluxo de nêutrons apresenta o valor máximo. A configuração utilizada é de um núcleo retangular padrão, com um arranjo de 28x26 (Figura 2.2) varetas combustíveis, e o reator operando com as duas barras de controle, igualmente retiradas do núcleo, correspondendo à uma retirada aproximada de 59% do comprimento ativo de combustível na vareta, ou seja de 322 mm.

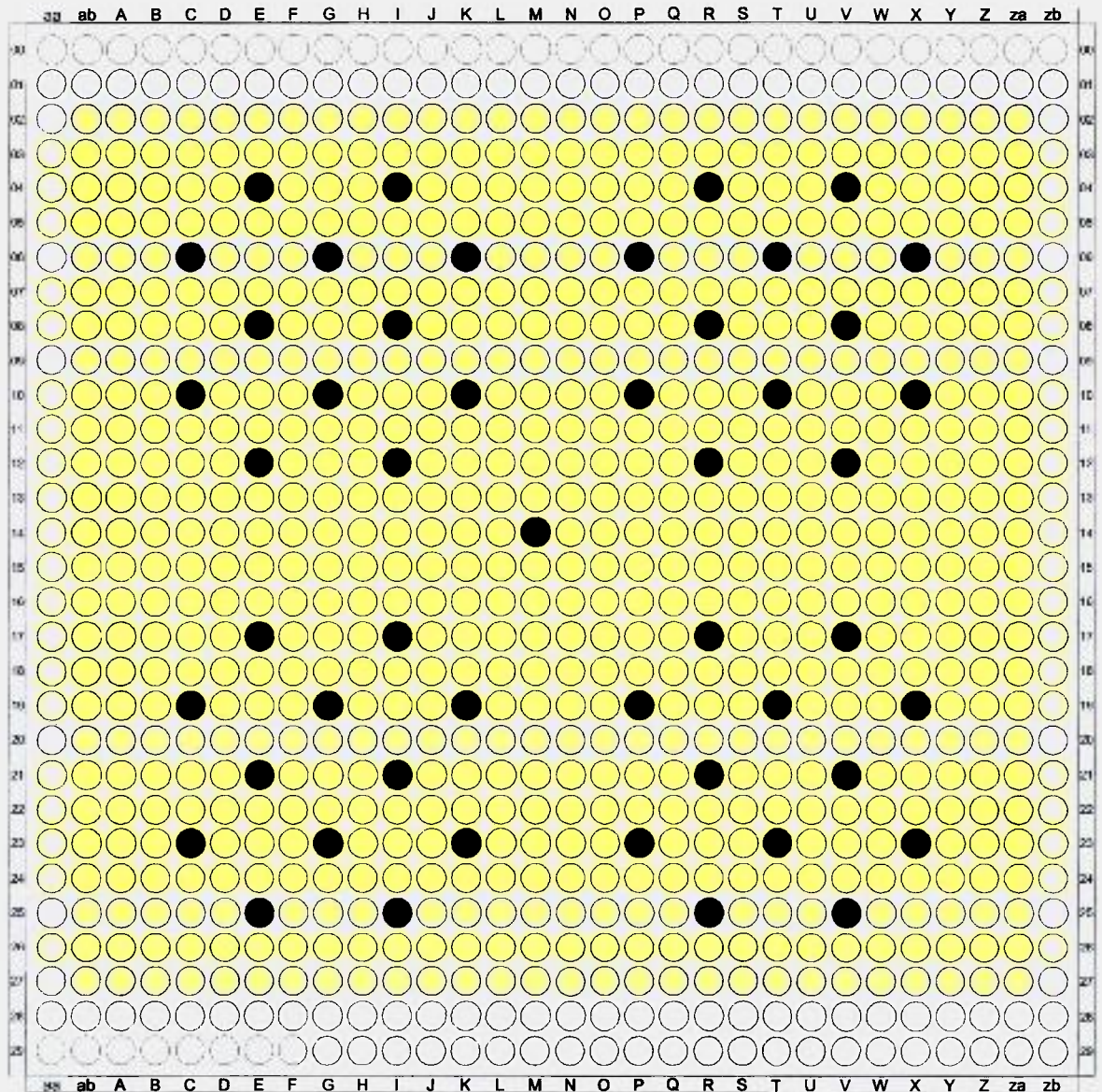
A técnica experimental para obtenção do índice espectral $^{28}\rho$ por folhas, consistiu na irradiação de folhas de Urânio depletado sob as seguintes condições:

- Potência de irradiação : 70 watts;
- Cota axial das Folhas: 220 mm;
- Vareta especial posicionada no centro do núcleo : Posição M14;
- Folha de Urânio nua inserida entre folhas de Alumínio (“catcher”) de 0,5 mm de espessura;
- Folha de Urânio coberta inserida entre folhas de Cádmiu de 0,5 mm de espessura;
- Posição das barras de controle BC1 e BC2 retiradas aproximadamente 59 % para a irradiação sem cádmio;
- Configuração de núcleo 28x26 varetas combustíveis;
- Tempo de irradiação de 1 hora;
- Luvas externas de Cádmiu de comprimento de 0 (sem luva), 2 e 5cm.

A configuração retangular contém 680 varetas combustíveis e um excesso de reatividade do núcleo retangular de aproximadamente 2500 pcm, compensados pela retirada das barras de controle BC1 e BC2 . A configuração retangular padrão 28 x 26 pode ser visualizada na Figura 2.2. A medida da radioatividade induzida na folha efetua-se no dia seguinte ao da irradiação, quando a taxa de exposição na superfície da mesma diminui para valores situados entre 200-300 mR/h no ponto de maior taxa de exposição e a 5 mR/h na parte superior da vareta combustível especial, próximo à vedação. Estes são valores perfeitamente permissíveis com o trabalho, utilizando a vareta especial dentro da capela de chumbo, numa operação de desmonte e retirada da folha, o que ocorre num tempo aproximado de 10 a 20 minutos.

Desmontada a vareta, a folha de Urânio é retirada e levada ao espectrômetro de Germânio Hiper-Puro (HPGe), para contagem. Posicionada a 10 cm do detetor, a

atividade da folha de Urânio foi contada em intervalos de 1 hora e seu decaimento foi acompanhado durante 100-140 horas. O radioisótopo medido é o ^{239}Np , de meia vida de 2,335 dias que emite um gama com energia de 276,6 keV e intensidade de 14,38% ⁷⁴.



LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança
- Posição de Irradiação

Figura 2.2 Representação da Configuração de Núcleo Retangular.

O diagrama de blocos dado na Figura 2.3 apresenta os módulos eletrônicos e o detetor utilizado para o acompanhamento do decaimento da folha de Urânio.

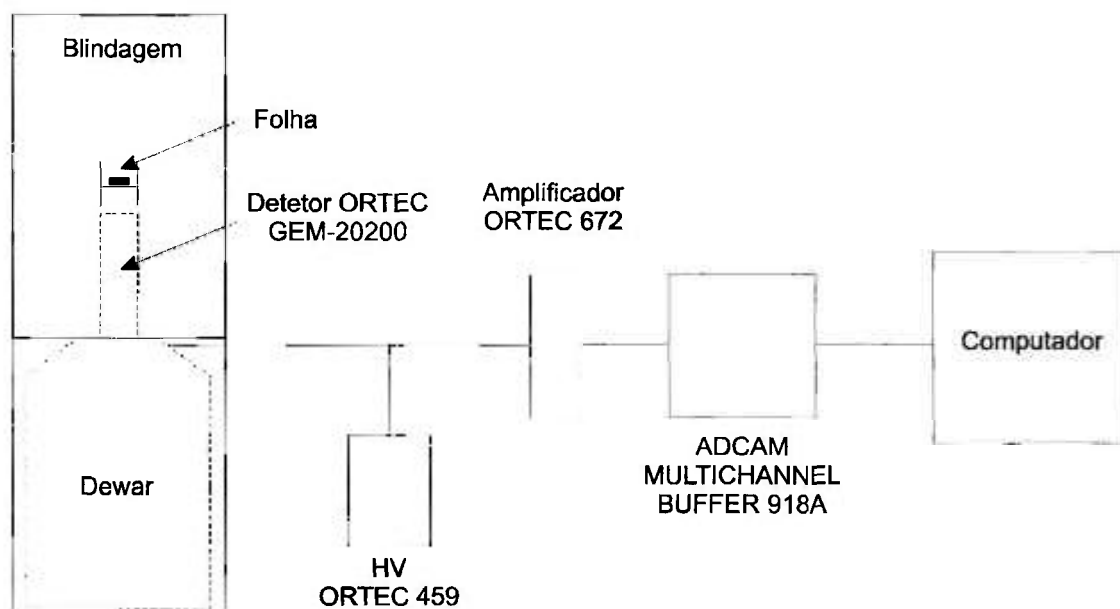


Figura 2.3 Arranjo Utilizado para Contagem das Folhas de Urânio.

O objetivo ao se acompanhar o decaimento por 100-140 horas é o de se obter o maior número possível de pontos experimentais, para que o ajuste de uma função exponencial do tipo $f(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$ aos mesmos, realizada no código RFIT (Anexo C), permita obter os coeficientes de ajuste A_0 com boa precisão.

Um fato que merece ser destacado é a opção de também se determinar a taxa de reação de captura radioativa nas folhas de Urânio depletado, a partir da utilização de uma mesma folha, ora irradiada nua (Al), ora irradiada com cobertura de Cádmio, eliminando-se com isso a imprecisão na massa da folha. O cuidado especial ao se utilizar a mesma folha, é a de se esperar mais de 10 meia-vidas, garantindo que o elemento produzido, ^{239}Np de meia-vida 2,355 dias tenha decaído por completo. Toda folha de Urânio tem a sua radiação de fundo (“background”) medida antes de ser irradiada.

Como conseqüência do ajuste citado, foram obtidos resultados análogos para as folhas de Urânio, como o apresentado na Figura 3.3 do Capítulo 3. O objetivo é obter do ajuste, o valor da função exponencial para $t = 0$, ou seja o valor da atividade relativa da folha ao término da irradiação, dado pelo coeficiente A_0 , tanto para a folha nua como para a folha coberta com cádmio. Com isso obtendo-se da razão dos coeficientes citados, o parâmetro ^{28}Rcd , razão de Cádmio, que permite a obtenção do valor do parâmetro espectral $^{28}\rho$, através da Equação 2.2.

2.1.2 Espectrometria gama da vareta combustível na determinação do $^{28}\rho$

O método utilizado na obtenção do parâmetro integral $^{28}\rho$ consiste na espectrometria gama da própria vareta combustível. A espectrometria realiza-se sobre o volume da vareta combustível, amostrado pela abertura de 1 cm do colimador (Figura 2.5).

Três varetas combustíveis (Vareta 058, 231 e 251), semelhantes às varetas combustíveis normais do reator, estão disponíveis para serem utilizadas apenas para fins experimentais.

Na obtenção do parâmetro integral $^{28}\rho$, foram irradiadas varetas cobertas com cádmio e varetas nuas, sob idênticas condições experimentais de potência, posição de barra, posição no núcleo, cota axial, tempo de irradiação, etc. Na Figura 2.4 podemos visualizar a vareta especial, bem como a localização da luva de cádmio. As condições experimentais, são descritas a seguir.

- Potência de irradiação: 100 watts;
- Cota axial medida após a irradiação: 220 mm;
- Vareta especial posicionada no centro do núcleo: Posição M14;
- Posição das barras de controle BC1 e BC2 retiradas aproximadamente 59 % para as varetas nuas e em média 2,0, 2,5 e 3,0% de acréscimo de barra retirada BC2 para as luvas de Cd 3, 4 e 5 cm, respectivamente;
- Tempo de irradiação de 1 hora;
- Luvas externas de Cádmio de espessura 0,5 mm e comprimento de 3,4,5,7 e 10cm;
- Configuração de núcleo retangular 28x26 varetas combustíveis;
- Período de rampa de subida variando entre 50 e 60 segundos;
- Normalização das Irradiações feitas pelo canal 10 ou alternativamente pela técnica de medida de potência através da técnica de análise por ruído.

Analogamente a obtenção dos parâmetros integrais através da utilização das folhas de Urânio, após um tempo de espera que nos permita manipular as varetas combustíveis irradiadas, estas são retiradas do núcleo e posicionadas no sistema de contagem, que podemos visualizar na Figura 2.5.

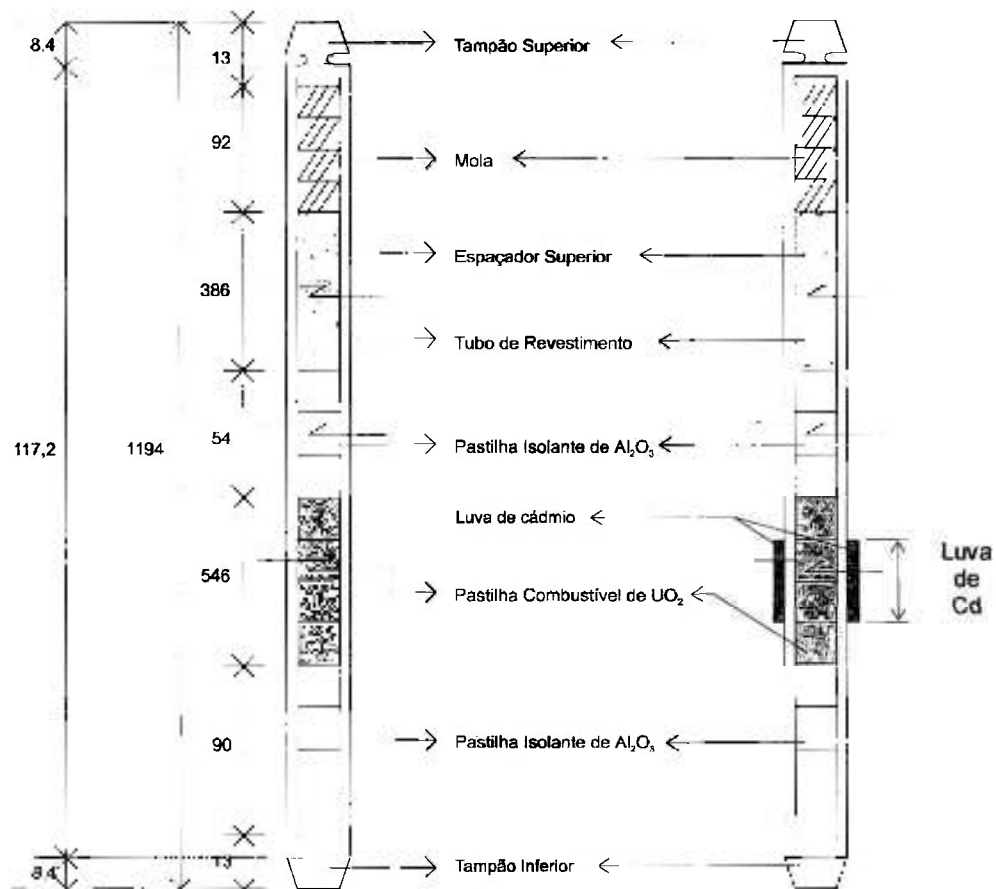


Figura 2.4 Vareta Combustível Especial Nua e Coberta com Luva de Cádmio.

As varetas combustíveis, utilizadas na medida do parâmetro $^{28}\rho$, foram posicionadas ao longo das diversas irradiações na posição central da configuração retangular do núcleo, posição esta identificada como sendo a M14.

A irradiação consiste em operar por 1 hora o reator à potência de 100 watts, com as duas barras de controle do reator igualmente retiradas do núcleo ativo, aproximadamente 59%, no caso das varetas nuas. No caso da irradiação das varetas cobertas com cádmio, ocorre um pequeno acréscimo de retirada na barra BC2, respectivamente de 1,5 a 3%, para as luvas de cádmio de 3 a 7 cm. A rampa de subida de potência, foi cronometrada para possibilitar estimar a contribuição da mesma na produção dos produtos de fissão e captura. Valores típicos de 1 a 2% dessa contribuição são descontados nos valores das taxas de reação da vareta combustível, a partir de períodos de supercriticalidade de 50 a 60 segundos.

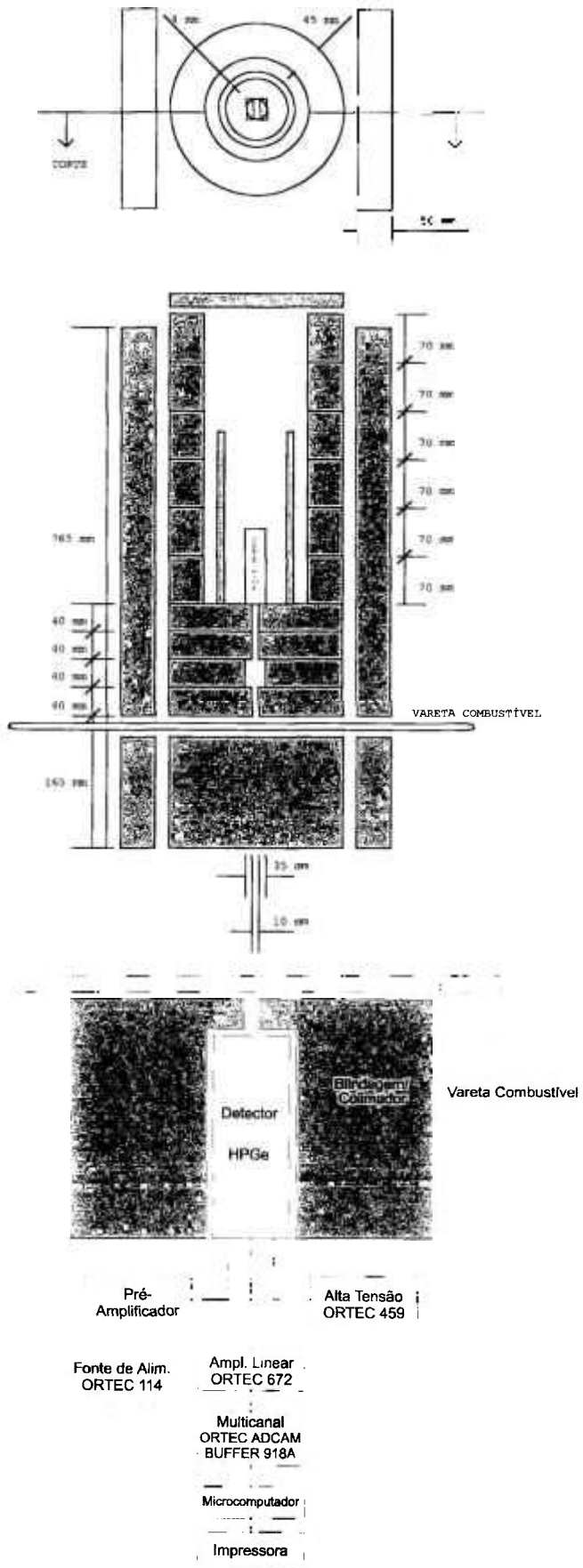


Figura 2.5 Sistema de Contagem Utilizado nas Medidas com Varetas Combustíveis.

Cada vareta foi irradiada duas vezes, uma delas com uma luva de Cádmiio, situada a cota axial de 220 mm da placa suporte inferior das varetas combustível. A outra irradiação, foi com a vareta nua, ou seja, sem cobertura de cádmio. Foram utilizadas luvas de Cádmiio de 0,5 mm de espessura e de comprimentos de 3, 4, 5, 7 e 10 cm, com diâmetros internos de 9,9 mm, ou seja, um pouco maiores que 9,80 mm (diâmetro externo das varetas combustíveis), para facilitar a inserção da mesma através da luva de Cd. A luva é fixada num suporte de acrílico (placa de lucite), através de fitas especiais adesivas, na cota anteriormente citada. A placa de lucite, apresentada na Figura B.2 do Anexo B, é inserida no núcleo, posicionando-se a mesma tangencialmente ao canal de varetas combustíveis, imediatamente anterior, de tal forma que a luva coincida sua posição com a coluna de varetas centrais, mais propriamente com a vareta central do núcleo (Posição M14). Evidentemente que na operação de inserção da placa, deve-se proceder a retirada das varetas combustíveis centrais iniciais (até o centro), para permitir a passagem da luva presa a placa, sendo posteriormente repostas as mesmas, quando do posicionamento final para a operação do reator.

Uma vez no sistema de contagem, a vareta combustível tem acompanhada o decaimento de sua atividade radioativa, após um tempo de espera superior a 48 horas. Este tempo é suficiente para que haja o decaimento de inúmeros produtos de fissão de meia-vida mais curta, acarretando numa diminuição dos tempos mortos de contagem a valores aceitáveis, inferiores a 2%.

O sistema de contagem é composto de um detetor semicondutor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) e eletrônica associada (amplificador, fonte de alta tensão, multicanal e microcomputador). O sistema é calibrado em energia usando fontes radioativas de ^{60}Co e ^{137}Cs e sua estabilidade e qualidade de resposta é testada rotineiramente com fontes padrões e testes como o do qui-quadrado^{54, 104}. Os sistemas de contagem são mantidos permanentemente ligados, pois estão alimentados por um sistema de força ininterrupta (“no-break”), o que garante uma estabilidade excepcional do sistemas. Essa estabilidade é verificada semanalmente com testes de reprodutibilidade de contagens, qui-quadrado e linearidade da calibração do multicanal.

O detetor HPGe fica imóvel, dentro de um castelo de chumbo, que contém uma pequena abertura, pelo qual corre uma régua de acrílico, suporte da vareta

combustível, que tem a sua taxa de reação medida, através da espectrometria gama do radionuclídeo ^{239}Np , na cota 220 mm, a partir do deslocamento milimétrico da mesma, controlado por um motor de passo de alta precisão (centésimos de mm). O colimador utilizado é composto basicamente de quatro discos de espessura 4 cm, sendo o primeiro, terceiro e quarto (este último encostado ao detetor) apresentando uma abertura de 10 mm, enquanto o segundo uma abertura de 35 mm, garantindo assim que a região medida na vareta corresponda apenas a fótons gama emitidos ao longo do comprimento amostrado de 10 mm da vareta combustível. Isto pode ser visualizado na Figura 2.5.

A curva de decaimento é obtida de maneira análoga a da folha depletada. Na espectrometria da vareta combustível, tem-se uma maior quantidade de átomos de ^{238}U , apesar do maior enriquecimento do combustível (4,3%) em relação a folha depletada (0,04%). Isto garante uma estatística de contagem semelhante a da folha, pois a maior quantidade de átomos de ^{238}U , será compensado pelo maior nível de radiação de fundo (“background”) dos produtos de fissão, acarretando contagens líquidas semelhantes. Um exemplo dessa similaridade, pode ser visto nas curvas de decaimento apresentadas no Capítulo 3 nas Figuras 3.2 e 3.3.

Assim, a partir do acompanhamento do decaimento do produto de captura radioativa ^{239}Np , realizados ao longo de 100 a 140 contagens de 1 hora de duração, podemos ajustar usando o código RFIT, uma função exponencial, aos pontos obtidos das medidas das varetas combustíveis nuas e cobertas com cádmio, obtendo-se a partir da razão dos coeficientes A_0 , a respectiva razão de cádmio, parâmetro que nos possibilitará obter o parâmetro integral espectral $^{28}\rho$.

2.2 Parâmetro $^{25}\delta$

O parâmetro $^{25}\delta$ pode ser definido como uma razão entre as taxas de reação de fissão nuclear epitérmicas e térmicas, induzidas nos átomos de ^{235}U , através de reações de fissão do tipo $^{235}\text{U} (n, f) ^{143}\text{Ce}$ que ocorrem no combustível das varetas combustível e nas folhas de Urânio enriquecido inseridas nas varetas combustíveis especiais.

As expressões utilizadas para a determinação do parâmetro $^{25}\delta$ são análogas as Equações 2.1 e 2.2. Neste caso, a razão de cádmio $^{25}R_{cd}$ se referem a medida da razão das taxas de reação de fissão com e sem cádmio (nua), induzidas nas varetas combustíveis ou folhas de urânio irradiadas e que podem ser obtidas experimentalmente, através da contagem diferencial do fotopico gama do produto de fissão ^{143}Ce . Desta forma teremos,

$$^{25}\delta = \frac{A_{cd}}{A_{nua} - A_{cd}} \quad (2.3)$$

Assim,

$$^{25}\delta = (^{25}R_{cd} - 1)^{-1} \quad (2.4)$$

sendo,

A_{cd} A Atividade da Folha/Vareta coberta com cádmio;

A_{nua} A Atividade da Folha/Vareta sem cobertura de Cd (nua);

A escolha do ^{143}Ce como produto de fissão monitorado deveu-se a uma série de fatores importantes. Trabalhos anteriores mediam o ^{140}La ²³, entretanto este apresenta a desvantagem do tempo de espera para contagem ser de aproximadamente 18 dias, para se eliminar a interferência da contribuição obtida diretamente da fissão (meia-vida de aproximadamente 44 horas), daquela em equilíbrio com o ^{140}Ba (meia-vida de 12,75 dias), já que ambos emitem a mesma energia de 1595,5 keV ^{75,87}. Além disso, a eficiência global de energia é menor para esta energia do que para a energia emitida pelo ^{143}Ce (293,3 keV), resultando numa menor estatística de contagem para um mesmo tempo de aquisição. Entretanto, a grande vantagem do ^{143}Ce está na sua energia próxima ao do ^{239}Np , o que faz com que tanto as eficiências globais de contagem, como a auto-blindagem na varetas combustíveis, sejam valores muito próximos entre si.

Isto será particularmente interessante na determinação dos parâmetros C^* , $C8/F$ e $(C8/F)_{epit}$, como veremos no Capítulo 6.

Conhecido o rendimento de fissão⁶⁸ na formação dos radionuclídeos, das fissões dos átomos de ^{235}U , experimentalmente se pode obter a taxa de fissão no combustível do reator. Essa grandeza discriminada em energia (epitérmica e térmica), utilizando filtros neutrônicos de cádmio, nos fornece a medida do parâmetro integral $^{25}\delta$.

A seguir são apresentadas as metodologias experimentais utilizadas na determinação do citado parâmetro espectral.

2.2.1 Folhas de urânio enriquecido

Na medida do parâmetro espectral $^{25}\delta$, similarmente no caso do $^{28}\rho$, utiliza-se a técnica de irradiar-se duas folhas de urânio enriquecidas (93% de ^{235}U), sob idênticas condições experimentais, como potência, tempo de irradiação, posição das barras de controle, mesma folha de Urânio, mesmo posicionamento da folha dentro da vareta combustível especial (desmontável), mesmo posicionamento no núcleo, etc, em duas operações distintas de irradiação. Essas operações foram monitoradas para efeitos de normalização da potência de irradiação, através do Canal 10 da instrumentação nuclear do Reator IPEN/MB-01, basicamente um detector tipo pulso BF3, situado a 40 cm de distância a meia altura da face Leste do núcleo retangular do reator IPEN/MB-01. A montagem e desmontagem das folhas nas varetas combustíveis especiais, seguem exatamente a mesma metodologia descrita no item 2.1.1.

Devido a impossibilidade no passado de importação de folhas de urânio altamente enriquecidas de massa mensuráveis, por se tratar de material altamente sensível, optou-se pela utilização de fontes destinadas a calibração de espectrômetros alfa, pois as mesmas nada mais são que finos depósitos de urânio eletrodepositados sob um suporte ou folha de níquel (“back”). No entanto a diminuta quantidade de urânio eletrodepositado nestas folhas de níquel, sob a forma de óxido, faz com que a fluência de nêutrons capaz de induzir fissões, tenha que ser suficientemente alta, afim de garantir que a radioatividade nela induzida, torne factível a contagem diferencial do fotopico gama do produto de fissão monitorado, no caso o ^{143}Ce . Assim potência máxima (100w) e tempos de irradiação maiores se tornam absolutamente necessários.

As folhas de urânio utilizadas possuem as seguintes características descritas a seguir.

- Enriquecimento: 93 %;
- Massa das folhas proporcional as contagens de 260 e 360 dpm num detector proporcional a gás 4π do fabricante Reactor Experiments Inc.;
- Incerteza na atividade das folhas : 10%;
- Diâmetro da folha: 8,49 mm;
- Espessura do suporte (“back”) de Ni : 0.10” (0,254 cm)

Os dados relativos a irradiação da folha de urânio enriquecido são dados a seguir:

- Potência de irradiação: 100 watts;
- Cota axial das folhas: 220 mm;
- Vareta especial posicionada no centro do núcleo : Posição M14;
- Posição das barras de controle BC1 e BC2 retiradas aproximadamente 59% para a irradiação sem cádmio 59 %;
- Tempo de irradiação de 3h (360dpm) e 8 horas(260dpm);
- Luvas externas de cádmio de comprimento de 5cm;
- Folhas de cádmio de 0,5 mm de espessura, utilizadas para absorver os nêutrons térmicos e impedir a transferência de produtos de fissão do combustível para a folha de urânio;

Para compensar a pequena massa de urânio, irradiou-se a folha à potência máxima do reator (100 w) pelo maior tempo possível. Após a irradiação da folha de urânio enriquecido, a vareta combustível especial é levada até a capela para a sua desmontagem. O tempo de resfriamento varia de 15 a 22 horas, ou seja a vareta é retirada e desmontada no dia seguinte à sua irradiação. As doses variam de 800 mR/h no ponto da superfície de maior taxa de exposição a 10 mR/h no de menor taxa de exposição, ou seja próximo a vedação na parte superior da vareta irradiada a 100 watts.

A folha de Urânio enriquecido é então medida no sistema de contagem discriminado na Figura 2.3, com a folha posicionada a 5 cm do detector HPGe. A contagem do fotopico é obtida de forma diferencial em intervalos de 1 hora e realizada tal qual descrita no item anterior, por 100-140 horas. A contagem é realizada num dos vários produtos formados através das reações de fissão induzidas na folha durante a irradiação, no caso o ^{143}Ce , de meia-vida 33 horas, com fotopico gama centrado na energia de 293,3 keV e abundância gama de 43%.

As contagens diferenciais do ^{143}Ce obtidas no programa Maestro, versão 3.2, são dados de entrada no programa RFIT ¹⁰¹ (Anexo C) que realiza o ajuste de uma função exponencial aos pontos experimentais, conforme será descrito minuciosamente no Capítulo 3.

Um fato que merece ser destacado é a opção adotada de se determinar a taxa de fissão nas folhas de Urânio enriquecido, sempre a partir da utilização de uma mesma folha, irradiada nua (com “catcher” de Al), e posteriormente irradiada com cobertura de Cádmio, eliminando-se com isso a imprecisão muito grande (10%) na massa eletrodepositada de Urânio enriquecido na folha de níquel.

O cuidado especial ao se utilizar a mesma folha, é o de se esperar 10 meias-vidas, garantindo que o elemento produzido, ^{143}Ce , de meia-vida 33 horas, tenha decaído por completo. Toda folha de urânio teve a sua radiação de fundo (“background”) medida antes de ser irradiada.

2.2.2 Espectrometria gama da vareta combustível na determinação do $^{25}\delta$

Analogamente ao que foi descrito no item 2.1.2, o método experimental utilizado na obtenção experimental do parâmetro integral $^{25}\delta$ é baseado na espectrometria gama da própria vareta combustível irradiada. Assim simultaneamente são contadas diferencialmente os fotopicos gamas do ^{239}Np e ^{143}Ce .

Dispõem-se das mesmas três varetas combustíveis 058, 231 e 251, semelhantes às varetas combustíveis do reator, utilizadas apenas com finalidades experimentais. São irradiadas sob as mesmas condições experimentais de potência, posição no núcleo, tempo de irradiação, etc, idênticas àquelas descritas no item 2.2.1.

A grande vantagem na utilização deste método está no fato de termos uma quantidade muito maior de átomos de ^{235}U do que aquela existente na folha de urânio eletrodepositada num suporte de Níquel, descrita no item 2.1.1. Como consequência, temos uma melhor estatística de contagem do produto de fissão, ^{143}Ce . Em contrapartida, como desvantagem, temos que ao contrário da folha de urânio enriquecida em 93%, o

combustível é enriquecido em apenas 4,3%, o que faz com que no cômputo geral, tenhamos uma grande quantidade de átomos de ^{238}U , que sofrem reações nucleares de fissão com nêutrons de alta energia⁶⁰ (neutrons rápidos). Assim, uma parcela não desprezível das contagens do radionuclídeo ^{143}Ce (3,5%), obtidas na espectrometria gama da vareta irradiada, são devidas a fissões rápidas, que devem ser eliminadas das contagens. Essa correção das contagens é mais significativa ainda, no caso da vareta irradiada com cádmio, pois no interior da mesma, o espectro é composto de nêutrons de maior energia, acarretando num espectro neutrônico mais duro, aumentando a fração de fissão devido a nêutrons rápidos. Essas correções das contagens realizadas para a vareta nua e coberta com Cd, são feitas a posteriori da aquisição de dados, através de cálculos realizados pelo método de Monte Carlo, utilizando o código MCNP, descrito no Capítulo 5.

As varetas combustíveis de número 058, 231 e 251 foram utilizadas na obtenção dos parâmetros integrais espectrais $^{25}\delta$, $^{28}\rho$, $(\text{C8/F})_{\text{epit}}$, C^* (C8/F5), C8/F , sendo que na determinação experimental dos três primeiros parâmetros anteriormente citados, há a necessidade de se discriminar as respectiva taxas de reação térmicas e epitérmicas (fissão e captura) da taxa de reação em todo espectro de energia dos neutrons. Isto é feito através da utilização de luvas de cádmio.

No caso específico da vareta 058 utilizou-se para tal finalidade, uma luva de cádmio de 5 cm e 10 cm. Da mesma forma a vareta combustível de número 231 além de irradiada nua, também foi irradiada com a luvas de 4 cm e a vareta combustível de número 251 irradiada nua e com a luvas de cádmio de comprimento 3 cm e 7 cm.

A análise dos resultados experimentais se dá de maneira absolutamente análoga a da medida do parâmetro $^{28}\rho$, descritas no item anterior, a exceção do tipo de radionuclídeo que tem a sua curva de decaimento acompanhada em contagens de 1 hora, por 100-140 horas consecutivas, no caso o produto de fissão ^{143}Ce , centrado na energia de 293,3 KeV.

Da mesma forma, as contagens diferenciais do ^{143}Ce obtidas no programa Maestro, versão 3.2, são dados de entrada no programa RFIT que realiza o ajuste de uma função exponencial aos pontos experimentais, conforme será descrito minuciosamente no Capítulo 3.

2.3 Parâmetros C^* ($C8/F5$), $C8/F$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$.

As medidas experimentais da Razão de Conversão Modificada C^* ($C8/F5$) e dos parâmetros $C8/F$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$, são realizadas simultaneamente às demais citadas nos itens 2.1 e 2.2, a partir da espectrometria gama das varetas combustíveis (058, 231 e 251), junto à cota axial na região ativa da vareta de 220 mm. As varetas combustíveis especiais citadas são irradiadas nuas no centro da configuração retangular 28x26 (Figura 2.12), ou seja na posição M14.

As condições experimentais são as descritas para a obtenção dos parâmetros integrais $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ através da espectrometria gama das varetas combustíveis irradiadas (Varetas 058, 231 e 251).

Os fotopicos gama medidos são o produto da reação nuclear de captura radioativa no ^{238}U , o radionuclídeo ^{239}Np e um dos produtos das reações de fissão nuclear, o radionuclídeo ^{143}Ce . Cumpre salientar novamente a grande vantagem na utilização do ^{143}Ce , devido a sua energia muito próxima a emitida pelo ^{239}Np , que garante um fator de auto-blindagem no combustível entre os dois radionuclídeos, muito próximos entre si, bem como a eficiência global de contagem.

Analogamente, na determinação destes parâmetros, a aquisição de dados, ou seja os espectros gama, são realizadas após transcorrerem um mínimo de 48 horas após a irradiação, para garantir o decaimento dos produtos de fissão de meia-vida curta que acarretam uma contribuição significativa no tempo morto da contagem. O sistema de contagem utilizado é o descrito na Figura 2.6, utilizado na espectrometria de todas as varetas combustíveis experimentais citadas. Para a aquisição das contagens, também fixou-se a cota de 220 mm, sendo realizada em intervalos de tempo de 1 hora, por no mínimo 100-140 horas, possibilitando-se obter curvas de decaimento, tanto para o ^{239}Np como para o ^{143}Ce .

Os parâmetros integrais medidos, são proporcionais à razão das respectivas contagens, obtidas para as curvas de decaimento, do ^{239}Np e do ^{143}Ce , proporcionais respectivamente às taxas de captura e fissão no combustível do reator. As contagens

decorrentes do ^{143}Ce devido a fissões no ^{235}U , correspondem a 96,49% do total de fissões que ocorrem na vareta combustível nua, segundo cálculos realizados por Monte Carlo através do código MCNP-B-4, apresentados no Capítulo 5.

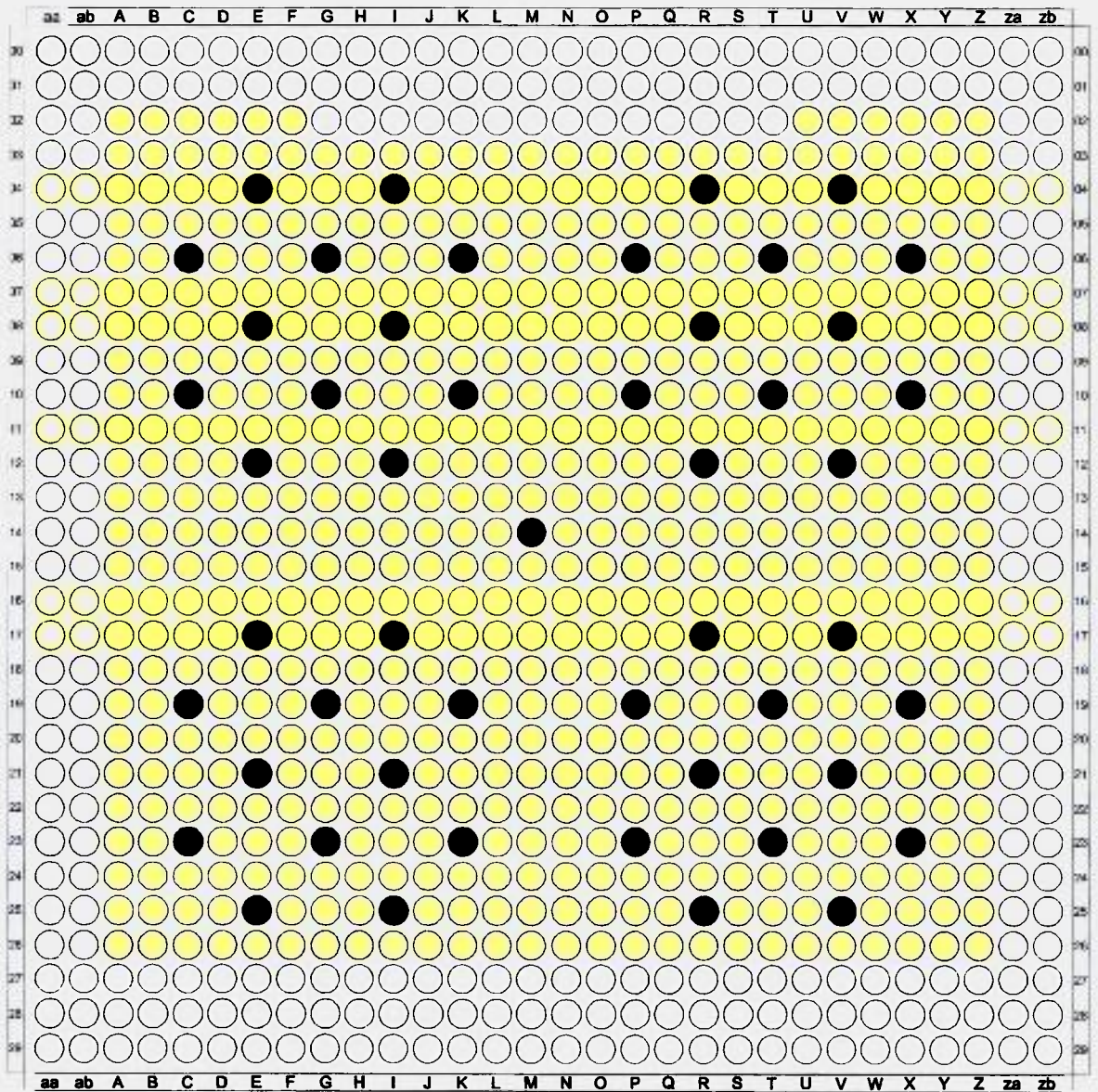
2.4 Medidas dos parâmetros espectrais com a configuração de menor excesso de reatividade

Além da configuração retangular de 26x28 varetas combustíveis, operou-se também com uma configuração com um excesso de reatividade extremamente pequeno estimado em 10 pcm, (Figura 2.6) no caso do núcleo com a luva de cádmio de 3 cm. Essa configuração de menor excesso de reatividade tem 93% de suas barras de controle retiradas, no caso da irradiação de vareta nua e 99%, no caso da irradiação de varetas cobertas com a luva de cádmio de 3 cm. Essa configuração serve para indicar se a presença das barras, perturba de alguma forma significativa os parâmetros integrais C^* , $C8/F$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$ medidos. Medidas experimentais indicam que a cota axial de 220 mm se encontra na região assintótica e teoricamente o efeito da perturbação das barras inseridas no núcleo não se manifestaria nesta posição axial.

No entanto, resolveu-se também obter-se os parâmetros integrais $C^*(C8/F5)$, $C8/F$ e $(C8/F5)_{\text{epit}}$ nessa configuração, afim de obtermos uma confirmação experimental. A idéia original era de se irradiar as varetas combustíveis numa configuração, cujo núcleo se mantivesse absolutamente simétrico, o que fazia da configuração de 25x25 varetas combustíveis uma séria candidata. Todavia, esta configuração se mostrou subcrítica. Assim, teve-se que pesquisar uma configuração de núcleo que apresenta-se um excesso de reatividade de núcleo, menor possível, para garantir a máxima retirada de varetas combustíveis do núcleo ativo, mas que ao mesmo tempo tivesse um excesso de reatividade suficiente, para compensar a reatividade negativa introduzida pela luva de cádmio.

Assim, optou-se, no caso da irradiação com varetas combustíveis cobertas com cádmio, na utilização da luva de menor comprimento e que insere a menor reatividade negativa possível, tornando possível a criticalização do reator nesta configuração. Além

disso, a escolha da luva de 3 cm apresenta a vantagem de ter resultados experimentais, na configuração retangular 28x26, que necessitam de uma correção de menor magnitude ($^{28}\rho$). Neste contexto, a luva de cádmio de comprimento de 3 cm foi a escolhida e utilizada na irradiação das varetas combustíveis 058, 231 e 251.



LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança
- Posição de Irradiação

Figura 2.6 Representação da Configuração de Menor Excesso de Reatividade.

Assim, com a irradiação das respectivas varetas nuas, foi possível obter os parâmetros para a citada configuração. E com a irradiação da luva de cádmio obter-se o parâmetro integral epitérmico $(C8/F)_{\text{epit}}$.

As irradiações nesta configuração deram-se sob as seguintes condições experimentais:

- Configuração: menor excesso de reatividade (Configuração 69)
- Potência: 90 watts;
- Tempo de irradiação: 2 horas;
- Varetas posicionadas no centro do núcleo: Posição M14;
- Configuração: menor excesso de reatividade (Figura 2.6);
- Posição de barras de controle- varetas nuas: Retiradas 93% ;
- Posição das barras de controle-varetas com cd: Retiradas 99%;
- Varetas cobertas com Cd: Luva de 3 cm;
- Tempo de rampa - varetas nuas: ~12 minutos;
- Tempo de rampa - varetas c/ cd: ~ 1 hora e 45 minutos;

A potência escolhida de 90 watts, deveu-se a precaução de se evitar um desligamento involuntário do reator por sobrepotência, o que ocorre a 110 watts de potência. Isto deve-se a pouca reatividade efetiva das barras, quando elas estão quase totalmente retiradas do núcleo, o que faz com que o tempo de inserção das mesmas, seja insuficiente a 100 watts, para estabilizar a população neutrônica antes dos 110 watts.

O tempo maior de irradiação, 2 horas, foi escolhido, como uma forma de minimizar-se a contribuição significativa da rampa de subida de potência, na taxa de reação das varetas combustíveis, particularmente significativa no caso da vareta irradiada com luva de cádmio. Os resultados obtidos nessas medidas são apresentados Capítulo 3, que trata da apresentação dos resultados experimentais obtidos.

2.5 Correções experimentais

Existem algumas correções experimentais que devem ser feitas quando da realização das irradiações, sejam elas de folhas de Urânio ou de varetas combustíveis.

2.5.1 Fator de rampa

A primeira delas refere-se a descontar a contribuição, na taxa de reação, induzida nas folhas e varetas combustíveis, quando da subida de potência do reator em sua condição de criticalidade, até a potência que deseja-se realizar a irradiação. Como a rampa de subida de potência varia de irradiação para irradiação, é conveniente descontar-se essa contribuição que em alguns casos chega a atingir o valor significativo de 5%, como no caso da irradiação das varetas cobertas com cádmio na configuração 69, dada no item anterior.

As expressões utilizadas no cálculo dessa correção são descritas a seguir ¹⁴:

$$F_{rp} = \frac{\frac{1}{\lambda \cdot (e^{\frac{TR}{T}}) \cdot (1 - e^{(-\lambda \cdot t)})}}{\frac{1}{\lambda \cdot (e^{\frac{TR}{T}}) \cdot (1 - e^{(-\lambda \cdot t)})} + W}} \quad (2.5)$$

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

onde:

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

O período de crescimento da população neutrônica pode ser obtido diretamente da leitura analógica em mostradores existentes na mesa de controle, quando da subida de potência do reator, todavia essas leituras são apenas para ter-se uma idéia da ordem de grandeza, pois são pouco precisas. O procedimento adotado é mais preciso, faz-se uma cronometragem do tempo de subida de potência, logo após a mudança dos canais de controle do reator de partida para de potência, o que se dá por volta de 40 a 50 mW.

Assim, adota-se o critério de se cronometrar a partir de 100 mW até a potência que se deseja efetuar-se a irradiação. O período T é então obtido da Equação:

$$T = \frac{T_R}{Ln \frac{P}{P_0}} \quad (2.6)$$

Onde:

- P Potência de irradiação final;
- P₀ Potência inicial em que se dá início a cronometragem (100 mW);
- T_R Tempo de subida da rampa de potência cronometrado entre P₀ e P.

2.5.2 Fator de normalização

Outro fator muito importante de correção experimental é o chamado fator de normalização (F_n) das condições de irradiação. Esse fator possibilita normalizar a condição de irradiação decorrente de variações mínimas de potência existentes entre as diversas operações de irradiação. Para tal, são feitas aquisições de contagens do canal 10 da instrumentação nuclear a cada 5 minutos de irradiação em tempos de 6 segundos. Isso garante uma estatística de contagem muito boa, pois em cada aquisição chegamos a ter mais de 24 medidas, cada uma no valor de 230.000 contagens (100 watts) cada uma delas. É fundamental que na irradiação com e sem cádmio no núcleo, as barras de controle do reator estejam com rigor igualmente inseridas no núcleo, afim de manter-se constante o perfil do fluxo neutrônico, ao longo do comprimento ativo do detetor BF₃ do canal 10, durante a aquisição de suas contagens.

Nas irradiações de 2 horas, se consegue o dobro de aquisições. Conforme já dito neste capítulo, o canal 10 composto por um detetor tipo pulso (BF₃), afastado do núcleo (40 cm) e ainda sensível às variações das barras de controle no núcleo do reator.

Verifica-se experimentalmente que para as barras igualmente inseridas em operações com ou sem cádmio no núcleo, a variação do canal 10 será equivalente a variação de potência monitorada pela técnica de análise por ruído.

Outra forma de normalizar-se as condições de irradiação é através da determinação da potência do reator, determinada pela técnica de análise por ruído^{29,70}, para cada operação de irradiação, seja com ou sem cádmio no núcleo. A desvantagem está na menor precisão, pois seriam necessários a aquisição de várias medidas ao longo do tempo de irradiação, o que é impraticável de ser realizado em operações que tenham a duração de apenas 1 hora.

Recentemente, aventou-se a idéia de se normalizar as condições de irradiação, monitorando-se a taxa de reação em cotas axiais inferiores a cota de 120 mm, pois verificou-se (Vide Anexo H- Luva de Cd de 5 cm) ser esta uma posição axial não afetada pela perturbação da luva de cádmio.

2.5.3 Correção para as Fissões Rápidas no ^{238}U

Existe um outro tipo de correção feita sobre as contagens realizadas em laboratório, quando da espectrometria gama de varetas. Tais correções são aplicadas sobre a aquisição das contagens do ^{143}Ce na determinação dos parâmetros integrais $^{25}\delta$ e C8/F5. Conforme já dissemos neste capítulo, sabemos através de cálculos realizados por Monte Carlo (MCNP-B4 - Capítulo 4) que a porcentagem de fissões decorrentes de átomos de ^{235}U , depende do espectro neutrônico na posição da cota axial da vareta combustível em que se efetuam-se as medidas. Tais correções dependem do comprimento da luva de cádmio utilizada, mas para a vareta combustível irradiada nua, podemos afirmar através dos cálculos citados, que 96,49% das fissões que ocorrem, são devidas aos átomos de ^{235}U . Assim, as fissões restantes, da ordem de 3,51% deverão ser expurgadas das contagens do fotopico gama do elemento de fissão ^{143}Ce .

2.5.4 Correção para auto-absorção

Outra correção importante, se aplica fundamentalmente para as folhas de Urânio depletado e se referem a auto-absorção gama nas mesmas. Este fator se torna importante, quando se utilizam-se diferentes folhas, com diferentes massas e consequentemente espessuras diferentes nas medidas das razões de cádmio.

O fator de auto-absorção gama (f_{abs}) pode ser obtido a partir das expressões, dadas a seguir.

$$T = \frac{S \cdot (1 - \exp^{(-\mu / \rho) \cdot m / S})}{(\mu / \rho) \cdot m} \quad (2.7)$$

$$f_{abs} = \frac{1}{T} \quad (2.8)$$

sendo,

T	Fator de transmissão gama pela folha;
μ	Coefficiente de atenuação linear (cm^{-1});
S	Área superficial da folha (cm^2);
ρ	Densidade do material da folha (g/cm^3);
m	Massa da folha (gramas);
(μ / ρ)	Coefficiente de atenuação de massa (cm^2/g).

Nas páginas seguintes são apresentadas várias figuras. As Figuras 2.7 e 2.8 apresentam a célula quente (capela) de montagem e desmontagem da vareta combustível especial. Nelas podemos visualizar a inserção da folha de Urânio entre a coluna de pastilhas combustíveis. A Figura 2.9 apresenta o espectro de emissão gama de uma vareta combustível irradiada na posição central M14 da configuração retangular 28 x 26, 48 horas após o término de sua irradiação. São apresentadas também figuras correspondentes as diversas geometrias, ou seja arranjos experimentais, utilizados na irradiação de folhas de urânio e varetas combustíveis. Assim, a Figura 2.10 apresenta o esboço do arranjo experimental das varetas combustível nua, que passa a ser o caso referência no cálculo dos parâmetros integrais e da vareta coberta com as luvas de cádmio de comprimento de 3, 4, 5, 7 e 10 cm. As Figuras 2.11, 2.12, 2.13 e 2.14 tratam dos arranjos utilizados nas medidas de folhas de urânio depletados com as folhas “catcher” de Al, Cd, sem luva de cádmio e luvas de comprimento de 2 e 5 cm. A Figura 2.15 trata de um arranjo especial em que tem-se folhas de diâmetro menor (7,5 mm) irradiadas dentro de caixas de Al e de Cd. Finalmente a Figura 2.16 que mostra a folha de níquel contendo uma fina camada de urânio eletrodepositado, posicionada entre folhas “catcher” de Al e Cd.



Figura 2.7 Célula Quente para Montagem da Vareta Combustível Especial.



Figura 2.8 Montagem no Interior de Capela do Conjunto Folhas “catcher” e Folha de Urânio na Vareta Combustível Especial para Posterior Irradiação no Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

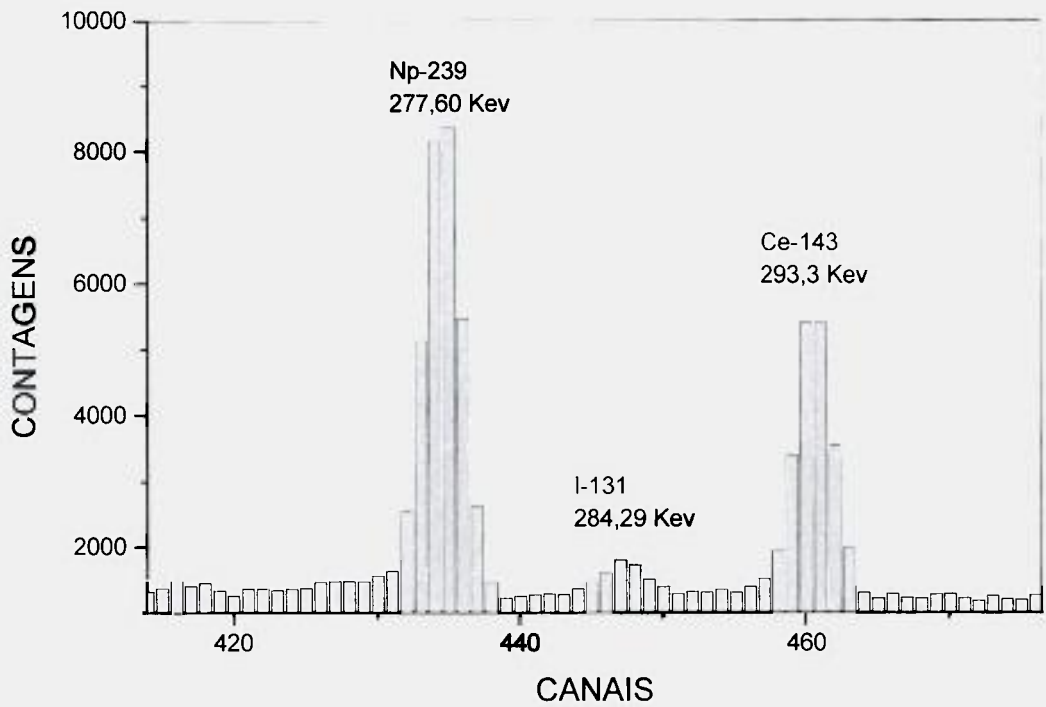


Figura 2.9 Espectro de Emissão Gama da Vareta Combustível Irradiada por 1 hora a 100 watts na Posição Central do Núcleo do Reator (M14) em sua Configuração Retangular 28x26 - Tempo de Espera para Contagem de 48 horas.

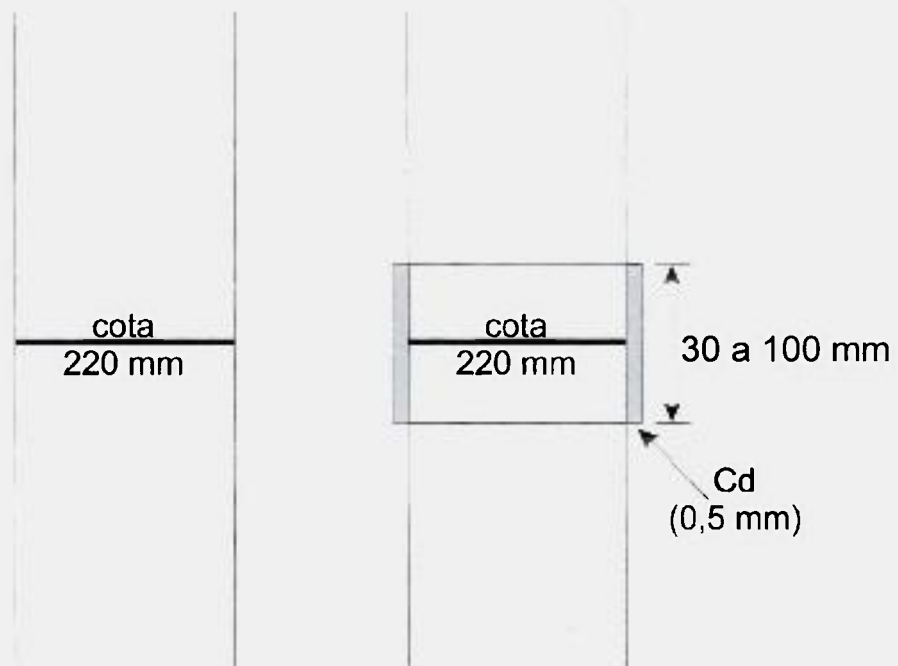


Figura 2.10 Arranjo Experimental do Conjunto - Vareta Nua (Caso Referência) - Vareta Coberta com Luva de Cd Irradiada na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

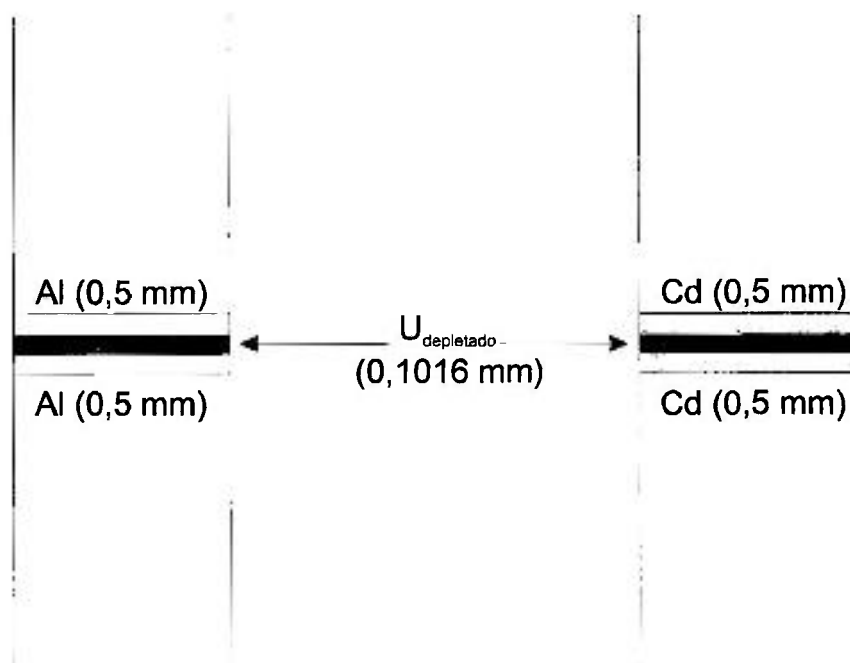


Figura 2.11 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Urânio Irradiadas Entre Folhas “Catcher” de Al e Cd na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

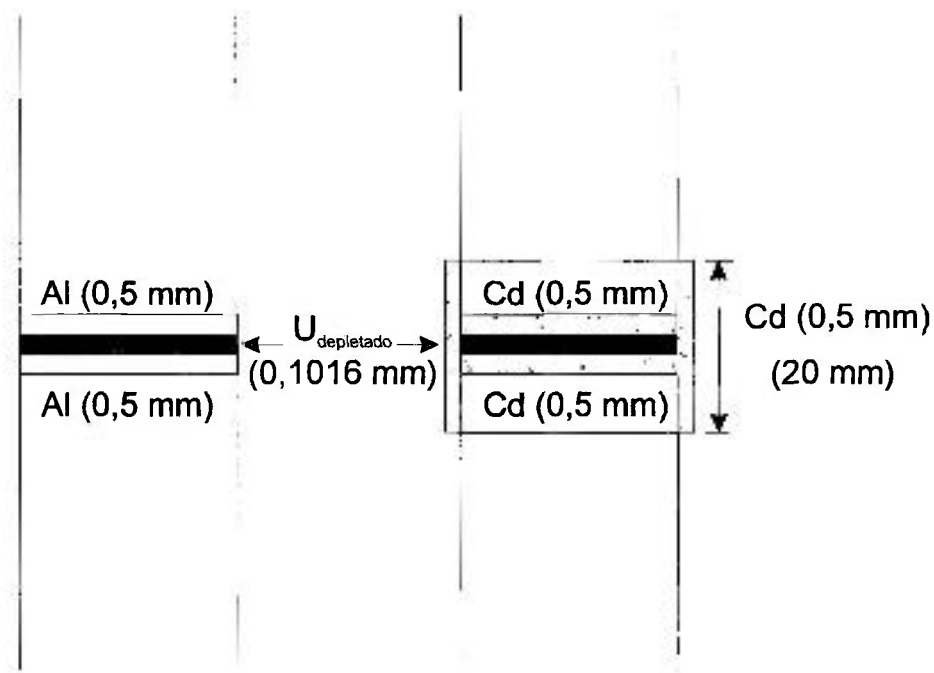


Figura 2.12 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Urânio Irradiadas Entre Folhas “Catcher” de Al e Cd com Luva Externa de Cádmio de 2 cm na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

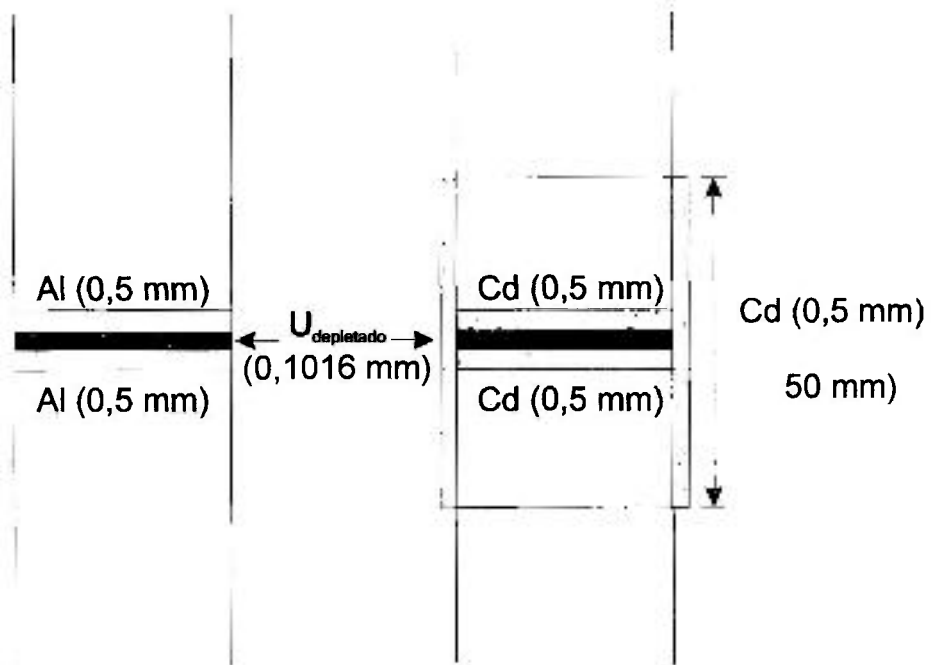


Figura 2.13 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Urânio Irradiadas Entre Folhas “Catcher” de Al e Cd com Luva Externa de Cádmiio de 5 cm na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

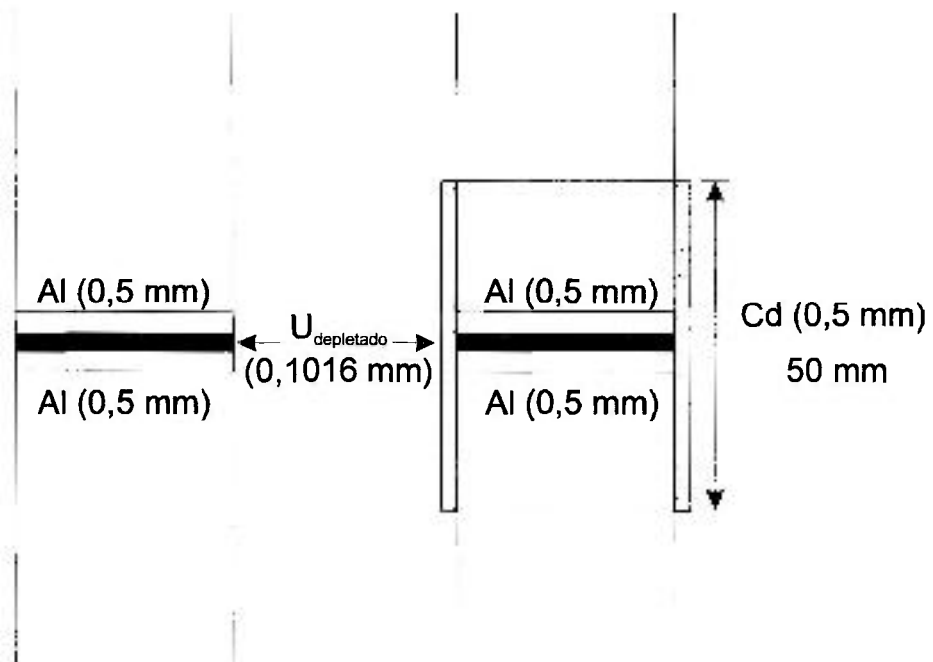


Figura 2.14 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Urânio Irradiadas Entre Folhas “Catcher” de Al com Luva Externa de Cádmiio de 5 cm na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

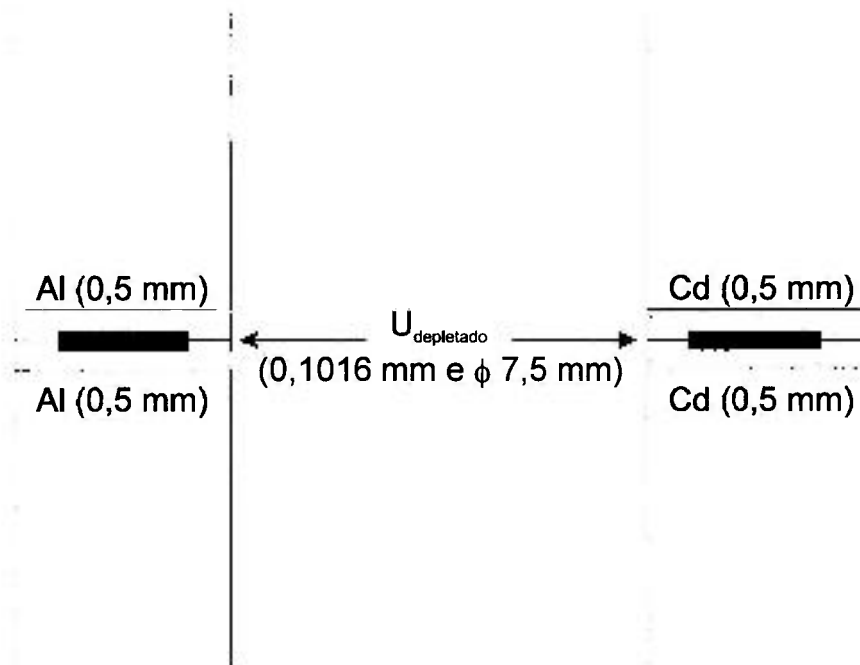


Figura 2.15 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Urânio Irradiadas Entro de Caixas de Al e Cd na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

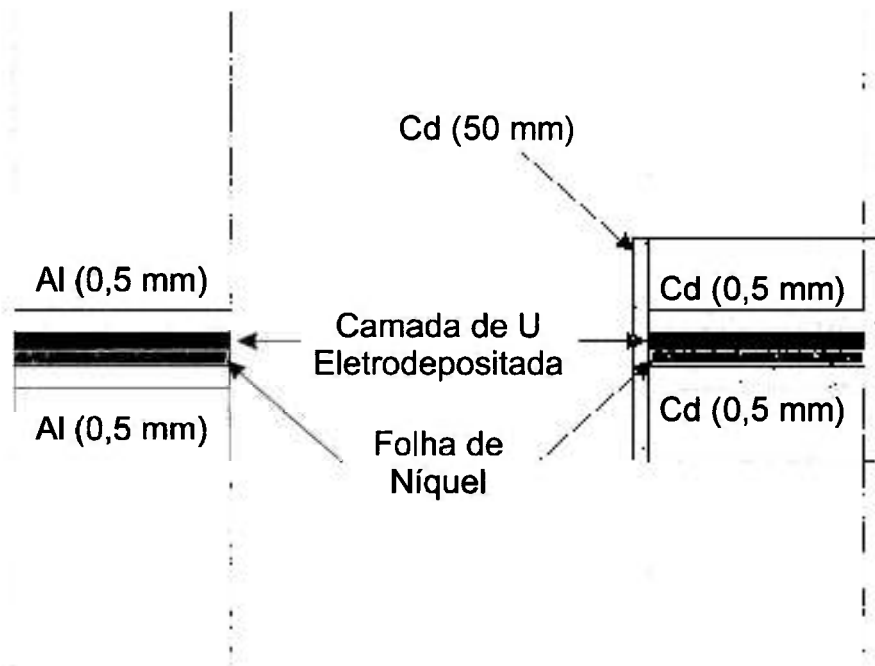


Figura 2.16 Arranjo Experimental do Conjunto de Folhas de Níquel com Camada Eletrodepositada de Urânio Irradiadas Entre Folhas “Catcher” de Al e Cd com Luva Externa de Cádmiio de 5 cm na Posição Central M14 do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

3 MEDIDA DOS PARÂMETROS ESPECTRAIS NO REATOR IPEN/MB-01

3.1 Medida do parâmetro $^{28}\rho$

Na medida do parâmetro espectral $^{28}\rho$, se faz a aquisição de 100 a 140 espectros para posterior análise. Esta análise consiste na contagem diferencial do fotopico gama do ^{239}Np , centrado a energia de 277,6 keV com uma probabilidade de emissão de 14,32 %⁸⁸.

Assim, a razão de cádmio (Rcd), será obtida da razão dos coeficientes das curvas de decaimento ajustadas no código RFIT (anexo C), como podemos ver a seguir.

$$^{28}Rcd = \frac{A_{0\text{ Nua}}(^{239}\text{Np})}{A_{0\text{ Cd}}(^{239}\text{Np})} \quad (3.1)$$

sendo,

- $A_{0\text{ Nua}}$ o coeficiente de ajuste da função exponencial $f(x) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$ ajustada ao conjunto de dados de contagem do fotopico gama do ^{143}Ce , da folha ou vareta combustível nua ;
- $A_{0\text{ Cd}}$ o coeficiente de ajuste da mesma função ajustada ao conjunto de dados de contagem do fotopico gama do ^{239}Np , folha ou vareta combustível coberta com cádmio.

O ajuste citado foi realizado com o código RFIT^{4,101} (Anexo C).

Podemos visualizar alguns dos inúmeros ajustes realizados. A Figura 3.1 apresenta a curva de decaimento gama do ^{239}Np para a vareta combustível nua, enquanto a Figura 3.2 mostra a mesma curva para a vareta combustível irradiada com uma luva de cádmio de comprimento 5 cm. A Figura 3.3 apresenta a curva de decaimento de uma folha de urânio depletada irradiada sem cobertura de cádmio (nua).

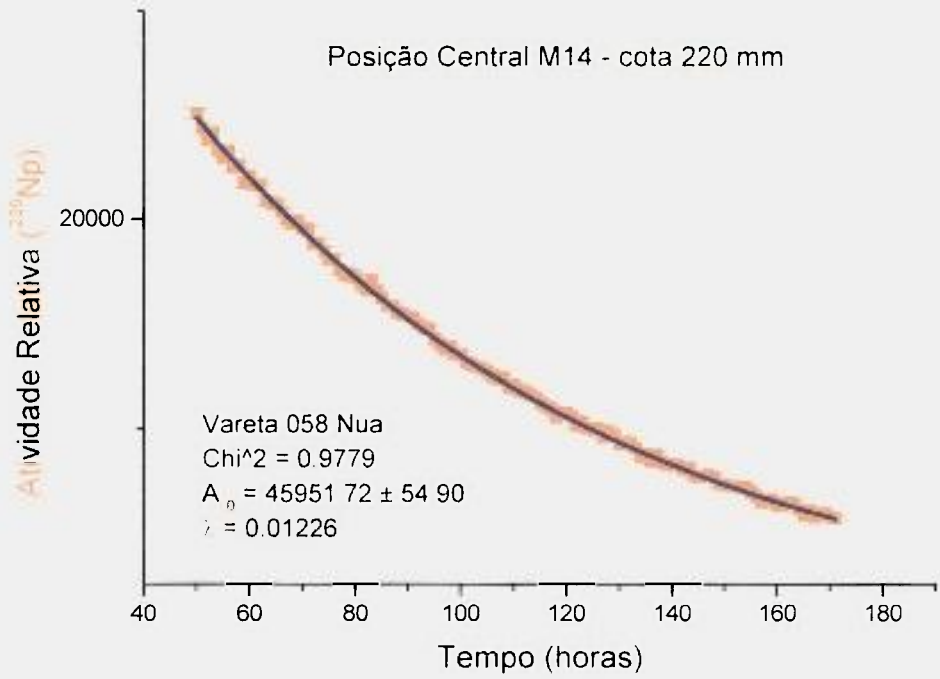


Figura 3.1 Ajuste à Curva de Decaimento da Vareta Combustível 058 Nua Irradiada na Posição Central M14 do Núcleo.

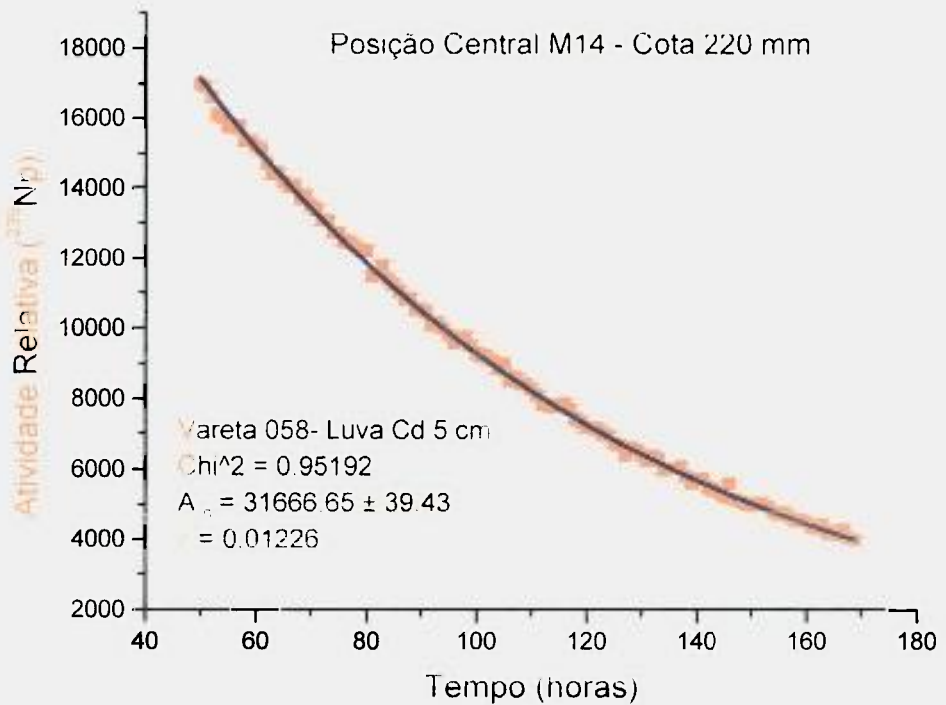


Figura 3.2 Ajuste à Curva de Decaimento da Vareta Combustível 058 Coberta com Cd Irradiada na Posição Central M14.

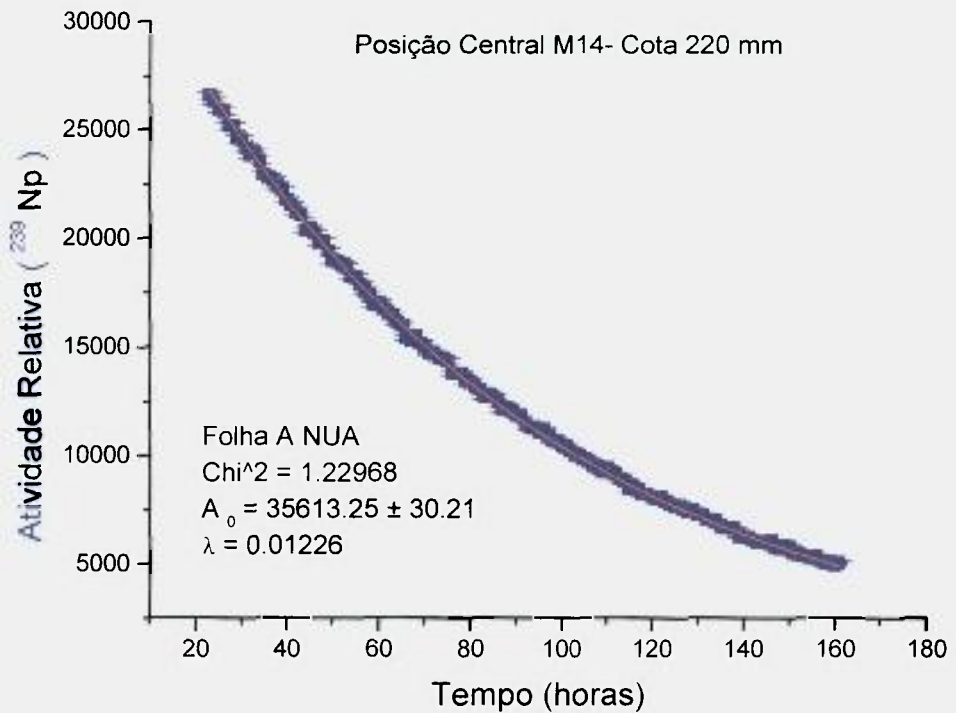


Figura 3.3 Ajuste à Curva de Decaimento de Folha de Urânio Empobrecido Irradiada na Posição Central M14.

Para a determinação correta da razão de cádmio R_{cd} , temos que realizar uma série de correções experimentais necessárias para corrigir alguns efeitos. Assim, teremos

$$R_{cd} = \frac{A_0 (nua)}{A_0 (Cd)} \cdot f_1 \cdot f_2 \cdot f_3 \cdot f_4 \quad (3.2)$$

onde,

- f_1 Fator de correção de rampa, que elimina a parcela de contribuição da rampa de subida de potência na formação do radionuclídeo a ser medido;
- f_2 Fator de normalização das condições de irradiação, e
- f_3 Fator que leva em conta a diferença de massas de folhas diferentes irradiadas;
- f_4 Fator que leva em conta a auto-absorção gama na contagem do mesmo radionuclídeo;

O fator f_1 é dado pela Equação,

$$f_1 = \frac{F_{RP}(Nua)}{F_{RP}(Cd)} \quad (3.3)$$

O fator de rampa (F_{RP}) é definido pela Equação 2.2 do Capítulo 2 no item relativo as correções experimentais.

O fator de normalização das condições de irradiação f_2 pode ser obtido através das contagens do canal 10 do reator IPEN/MB-01 (C_{10}) ou alternativamente através da técnica de medida de potência por análise por ruído (Pot)^{29,70}, tal que,

$$f_2 = \frac{C_{10}(Cd)}{C_{10}(Nua)} = \frac{Pot(Cd)}{Pot(Nua)} \quad (3.4)$$

O fator f_3 é dado por,

$$f_3 = \frac{M(Cd)}{M(Nua)} \quad (3.5)$$

sendo:

$M_{(cd)}$ Massa da folha coberta com cádmio;

$M_{(Nua)}$ Massa da folha irradiada sem cobertura de cádmio (nua).

Geralmente o fator f_3 é igual a 1, pois procura-se sempre utilizar o mesmo par de folhas ou de varetas combustíveis nas obtenção dos parâmetros integrais.

O fator f_4 é um fator que corrige as auto-absorções gama nas folhas de urânio. Será unitário quando utilizar-se o mesmo conjunto de varetas ou folhas, na determinação do parâmetro medido.

$$f_4 = \frac{\text{Fator de auto-absorção gama na folha com Cd}}{\text{Fator de auto-absorção gama na folha nua}} \quad (3.6)$$

O fator de auto-absorção gama é definido pela Equação (2.9) no Capítulo 2, item referente a correções experimentais.

Obtida a razão de cádmio, pela Equação 3.2, podemos obter o parâmetro integral $^{28}\rho$, através da Equação 2.2.

3.2 Medida do parâmetro $^{25}\delta$

Para a determinação experimental do parâmetro espectral $^{25}\delta$ é necessário a medida da razão de cádmio. Assim, analogamente a descrição do item anterior, a razão de cádmio pode ser obtida pela razão dos coeficientes A_0 do ajuste da função exponencial $f(x) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$ aos valores de contagem do produto de fissão ^{143}Ce . O ajuste da função aos valores experimentais, realiza-se através do código RFIT (Anexo C).

Assim,

$$^{25}R_{cd} = \frac{A_{0\ Nua}}{A_{0\ Cd}} \cdot \frac{Y_{Cd}}{Y_{Nua}} \quad (3.7)$$

sendo,

- $A_{0\ Nua}$ o coeficiente de ajuste da função exponencial $f(x) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$ ajustada ao conjunto de dados de contagem do fotopico gama do ^{143}Ce , da folha ou vareta combustível nua;
- $A_{0\ Cd}$ o coeficiente de ajuste da mesma função ajustada ao conjunto de dados de contagem do fotopico gama do ^{143}Ce , folha ou vareta combustível coberta com cádmio.
- Y_{Cd} o rendimento de fissão efetivo para a produção do ^{143}Ce na Folha ou Vareta cobertas com cádmio (Vide anexo D); Definida na Equação 3.13 .
- Y_{nua} o rendimento de fissão efetivo para a produção do ^{143}Ce na Folha ou Vareta sem cobertura de cádmio (Vide anexo D); Definida na Equação 3. 13.

Podemos visualizar nos gráficos seguintes, tais ajustes, aplicados a curva de decaimento gama do ^{143}Ce nas varetas combustíveis irradiadas com e sem cobertura de cádmio, respectivamente apresentados nas Figuras 3.4 e 3.5, bem como para as folhas de

urânio enriquecidas citadas no item 2.2, irradiada sem (nua) e com cobertura de cádmio, respectivamente apresentadas nas Figuras 3.6 e 3.7.

A razão de Cádmio, tal qual descrito no item anterior, terá que sofrer a correção dos fatores f_1 , f_2 , f_3 e f_4 , respectivamente o fator de correção de rampa de potência, fator de normalização das condições de irradiação, além dos fatores de correção para as massas e de auto - absorção gama, caso a razão de cádmio ou a vareta combustível não seja a mesma ou de massas absolutamente idênticas.

A novidade está na introdução de um quinto fator f_5 , obtido via cálculo, discutido no Capítulo 5, utilizado para corrigir a interferência devida ao ^{143}Ce , decorrentes de fissões no ^{238}U . Isto, tendo em vista que o parâmetro $^{25}\delta$ é definido a partir de fissões epitérmicas e térmicas que ocorrem apenas nos átomos de ^{235}U .

O parâmetro f_5 é definido como,

$$f_5 = \frac{\text{Porcentagem de fissões dos átomos de } ^{235}\text{U no alvo nú}}{\text{Porcentagem de fissões dos átomos de } ^{235}\text{U no alvo coberto com Cd}} \quad (3.8)$$

Este parâmetro é importante no caso de varetas combustíveis de baixo enriquecimento. No combustível do reator IPEN/MB-01, apenas 4,3% dos átomos são de ^{235}U , se fazendo necessária tal correção que é obtida através de cálculos de taxas de reação no combustível, para a vareta nua e para a vareta combustível coberta com uma luva de cádmio de comprimento 3, 4, 5, 7 e 10 cm.

Assim se terá um fator f_5 , para cada luva em questão, tendo em vista que conforme o comprimento de cádmio utilizado, o espectro de nêutrons se torna mais energético (“duro”), ou seja, predominam nêutrons epitérmicos, justamente numa região de energia, onde a seção de choque de fissão dos átomos de ^{235}U é de menor magnitude. Com isso, conforme aumenta-se o comprimento da luva, constatamos uma queda nestes valores, que correspondem ao denominador da equação 3.8. Com isso o fator f_5 aumenta com o comprimento da luva de cádmio utilizada. No Anexo D são apresentados os valores utilizados de percentual de fissões. no cálculo do fator f_5 .

Dessa maneira, a razão de cádmio é dada por:

$$R_{cd} = \frac{A_{0_{nu}}(^{143}\text{Ce})}{A_{0_{cd}}(^{143}\text{Ce})} \cdot \frac{Y_{cd}}{Y_{nu}} \cdot f_1 \cdot f_2 \cdot f_3 \cdot f_4 \cdot f_5 \quad (3.9)$$

onde

$f_1, f_2, f_3, f_4, f_5, Y_{cd}$ e Y_{nu} são fatores e parâmetros já definidos.

No caso de folhas de urânio altamente enriquecidas irradiadas nuas e cobertas com cádmio, podemos considerar o fator $f_5 = 1$.

Obtida a razão de cádmio corrigida, através da Equação 3.2 o parâmetro $^{25}\delta$ pode ser obtido através da Equação 2.4.

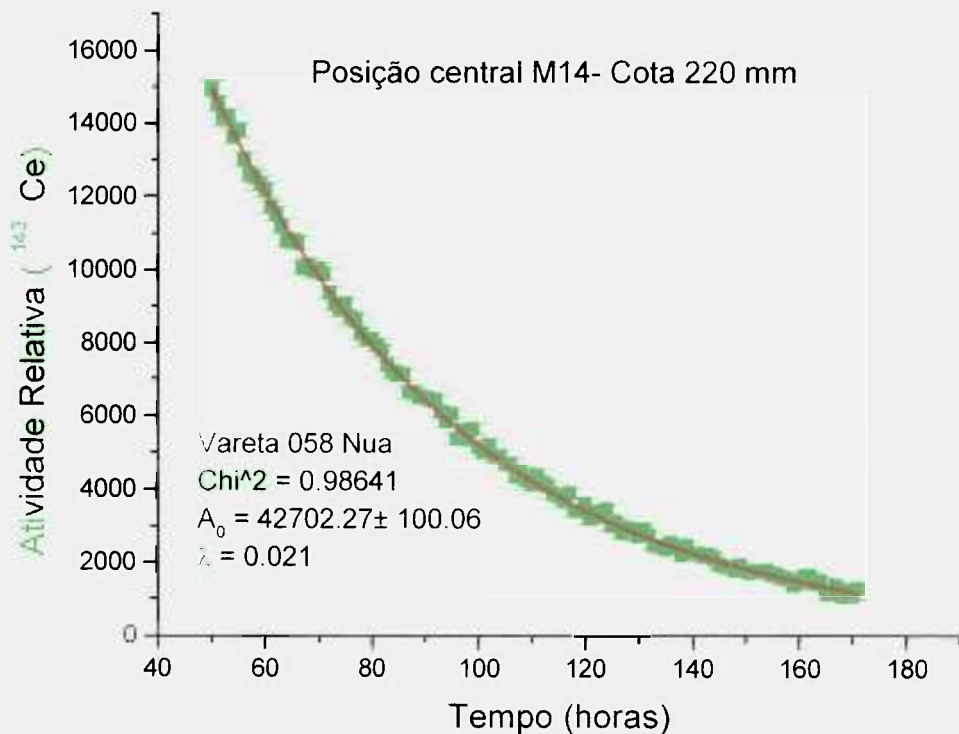


Figura 3.4 Curva de Decaimento da Vareta 058 Nua Irradiada na Posição Central M14 do Núcleo.

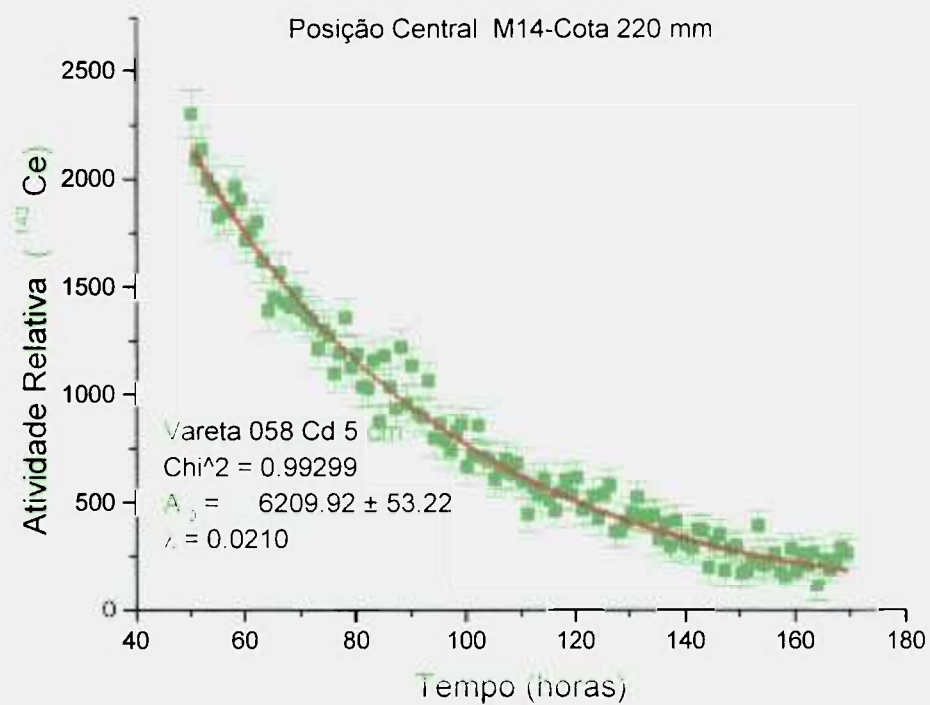


Figura 3.5 Curva de Decaimento da Vareta 058 Irradiada com Luva de Cd de 5 cm na Posição Central M14.

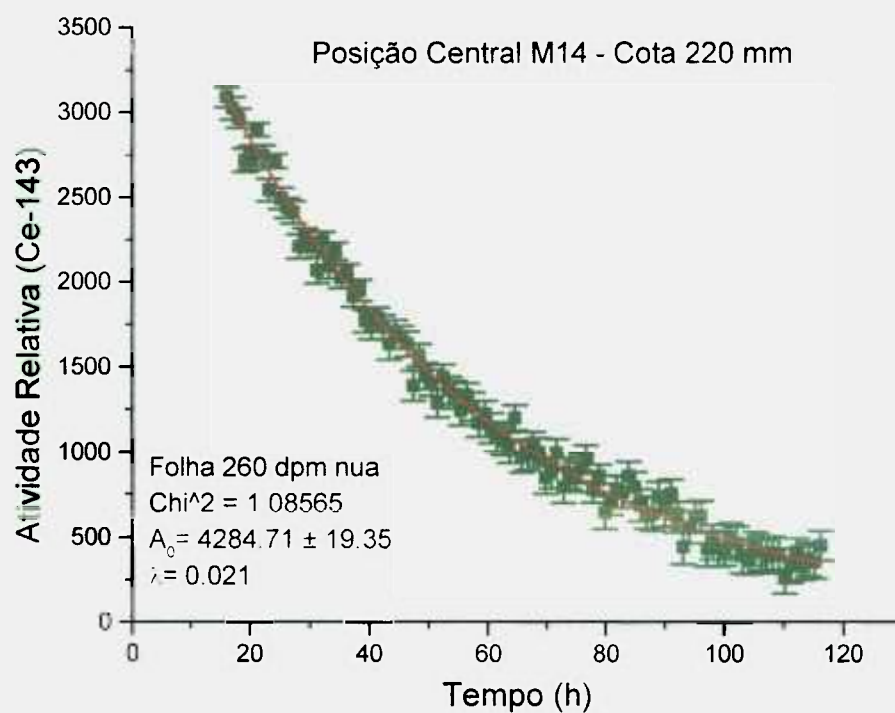


Figura 3.6 Curva de Decaimento da Folha 260 Nua Irradiada na Posição Central M14 - Cota 220 mm.

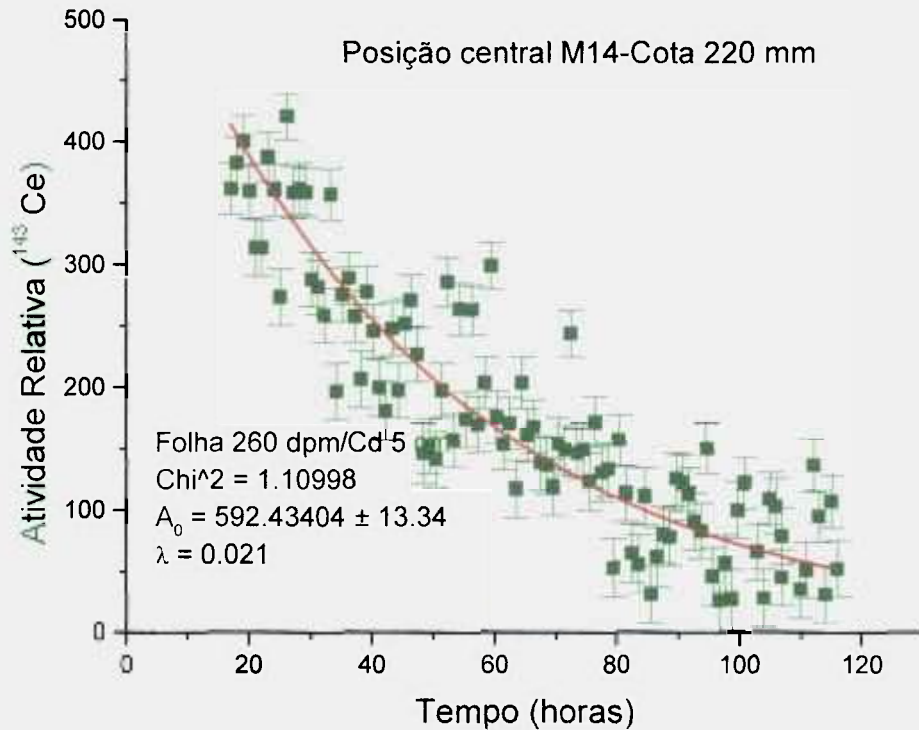


Figura 3.7 Curva de Decaimento da Folha 260/5 cm de Cd Irradiada na Posição Central M14 - Cota 220 mm.

3.3 Medida do parâmetro razão de conversão modificada C^* (C8/F5)

O parâmetro razão de conversão modificada C^* ou simplesmente a razão C8/F5 é dos parâmetros medidos, aquele que não necessita de quase nenhuma das correções experimentais citadas, por ser o único obtido numa mesma irradiação da vareta combustível. Assim sendo, não há correção de rampa, normalização das condições de irradiação e de massa. No entanto, este parâmetro terá como única correção a eliminação das contagens do ^{143}Ce , provenientes de reações de fissão no ^{238}U . Isto será possível através das correções das contagens do fotopico gama do ^{143}Ce , aplicada na Equação 3.11.

Segundo Nakajima ^{74, 75, 76}, a taxa de reação de captura radioativa no ^{238}U e de fissão podem ser obtidas através das expressões,

$$C8 = \frac{{}^{Np}\lambda \cdot {}^{Np}C \cdot \exp({}^{Np}\lambda \cdot te)}{{}^{Np}f\gamma \cdot {}^{Np}I \cdot {}^{Np}\eta \cdot [1 - \exp(-{}^{Np}\lambda \cdot ti)] [1 - \exp(-{}^{Np}\lambda \cdot tc)]} \quad (3.10)$$

$$F = \frac{{}^{Ce}\lambda \cdot {}^{Ce}C \cdot \exp({}^{Ce}\lambda \cdot te)}{{}^{Ce}f\gamma \cdot {}^{Ce}Y \cdot {}^{Ce}I \cdot {}^{Ce}\eta \cdot [(1 - \exp(-{}^{Ce}\lambda \cdot ti))] [1 - \exp(-{}^{Ce}\lambda \cdot tc)]} \quad (3.11)$$

$$F5 = F \cdot {}^{25}F \quad (3.12)$$

sendo

${}^{Np}\lambda$	Constante de decaimento do ${}^{239}\text{Np}$;
${}^{Np}C$	Contagem integral no fotopico de 276,6 keV do ${}^{239}\text{Np}$;
${}^{Np}f\gamma$	Fator de auto-blindagem da vareta para o fotopico de 276,6 keV do ${}^{239}\text{Np}$;
${}^{Np}I$	Probabilidade de emissão gama do fotopico do ${}^{239}\text{Np}$;
${}^{Np}\eta$	Eficiência global de contagem para o fotopico de 276.6 keV do ${}^{239}\text{Np}$;
te	Tempo de espera para contagem;
ti	Tempo de irradiação;
tc	Tempo de contagem;
${}^{Ce}\lambda$	Constante de decaimento do ${}^{143}\text{Ce}$;
${}^{Ce}f\gamma$	Fator de auto-blindagem da vareta para o fotopico de 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$;
${}^{Ce}C$	Contagem integral no fotopico de 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$;
${}^{25}F$	Parâmetro posteriormente definido pela Equação 3.14 e que representa a fração relativa de fissões dos átomos do ${}^{235}\text{U}$ no combustível;
${}^{Ce}I$	Probabilidade de emissão gama do fotopico do ${}^{143}\text{Ce}$;
${}^{Ce}\eta$	Eficiência global de contagem para o fotopico de 293,3 keV do ${}^{143}\text{Ce}$;
${}^{Ce}Y$	Rendimento efetivo de fissão para a formação do radionuclídeo ${}^{143}\text{Ce}$.

Substituindo os valores, nas expressões 3.10 e 3.12, podemos obter a razão C8/F5, ou seja, a razão de conversão modificada .

No Anexo D são apresentados os valores das constantes nucleares utilizadas nas expressões acima, bem como as demais utilizadas neste trabalho. No anexo E, apresentamos uma medida da distribuição espacial do parâmetro C8/F5, ao longo da vareta combustível irradiada. No anexo F apresentamos a medida da potência gerada pela vareta combustível na posição central do núcleo M14, na sua configuração retangular, obtida a partir da medida absoluta das taxas de fissão (F) ao longo da mesma.

3.4 Medida de outros parâmetros integrais

Além dos parâmetros integrais $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e C^* , outros parâmetros integrais também são medidos e podem vir a dar sua contribuição na avaliação da metodologia de cálculo de Física de Reatores como um todo, bem como a servir de um padrão de comparação.

Um parâmetro integral puramente experimental obtido diretamente da espectrometria gama da vareta combustível é o parâmetro $C8/F$, razão entre as taxas de reação de captura radioativa no ^{238}U e as taxas de fissão nos átomos de urânio (isótopos 235 e 238) que compõem o combustível de um reator.

Podemos também obter o parâmetro $(C8/F)_{\text{epit}}$, para a vareta combustível irradiada com cádmio, ou seja o parâmetro $C8/F$, porém amostrando apenas para a região epitérmica do espectro neutrônico.

Embora não seja do escopo principal deste trabalho, outro parâmetro integral medido é a curvatura do fluxo de nêutrons (“Buckling”) no núcleo do reator IPEN/MB-01. Este parâmetro está ligado a fuga de nêutrons do núcleo do reator e sua medida ao longo da direção axial está apresentada no Anexo B.

O parâmetro $C8/F$, obtido da vareta combustível nua e o $(C8/F)_{\text{epit}}$, obtido da vareta irradiada com a luva de cádmio, são obtidos da análise das contagens integrais dos núclídeos ^{239}Np e ^{143}Ce , utilizando as Equações 3.14 e 3.15. Nesta última, utilizando todas as contagens obtidas diretamente da espectrometria gama do fotopico do ^{143}Ce , sem qualquer tipo de correção aplicada sobre as mesmas. Além disso, no denominador da Equações 3.11 e 3.12, deve ser utilizado, o rendimento efetivo de fissão ($^{ce}Y_{efe}$), dado pela Equação ^{74,75,76}.

$$^{ce}Y_{efe} = \frac{^{25}Y \cdot ^{25}F + ^{28}Y \cdot ^{28}F}{^{25}F + ^{28}F} \quad (3.13)$$

sendo

^{25}Y	Rendimento de fissão do ^{235}U para produção do ^{143}Ce ;
^{28}Y	Rendimento de fissão do ^{238}U para produção do ^{143}Ce ;
^{25}F	Fração relativa das fissões devidas aos átomos de ^{235}U ;
^{28}F	Fração relativa das fissões devidas aos átomos de ^{238}U ;

As frações relativas de fissões nas varetas nuas e cobertas com luvas de Cd de diferentes comprimentos são obtidas a partir dos cálculos de taxas de reação de fissão realizados pelo programa MCNP-4B. Os valores das taxas de reação obtidos serão apresentados no capítulo 5, no entanto podemos apresentar a equação utilizada na sua determinação.

$$e \quad ^{25}F = \frac{^{25}N \cdot ^{25}R}{^{25}N \cdot ^{25}R + ^{28}N \cdot ^{28}R} \quad (3.14)$$

$$^{28}F = 1 - ^{25}F$$

sendo,

^{25}N	Concentração relativa de átomos de ^{235}U no combustível;
^{28}N	Concentração relativa de átomos de ^{238}U no combustível;
^{25}R	Taxa de reação de fissão relativa devido aos átomos de ^{235}U no combustível;
^{28}R	Taxa de reação de fissão relativa devido aos átomos de ^{238}U no combustível;

Os valores obtidos são apresentados no Anexo D, bem como os rendimentos de fissão ^{25}Y e ^{28}Y utilizados no cálculo.

3.5 Resultados obtidos

3.5.1 Varetas combustíveis

Os resultados apresentados neste item, se referem aos valores obtidos experimentalmente, através da irradiação e contagem das varetas combustíveis 058, 231 e 251. Estes valores estão perturbados por uma série de fenômenos físicos a serem

discutidos no Capítulo 5. Por esta razão, são chamados de parâmetros espectrais perturbados e são apresentados com um asterisco sobrescrito na Tabela 3.1.

Analisando-se os resultados experimentais obtidos, podemos observar a coerência dos mesmos, no tocante ao crescimento ou diminuição de seus valores em função das luvas de cádmio. Assim, podemos observar que aumentando o comprimento da luva de cádmio, o espectro neutrônico, no interior da vareta combustível, torna-se mais duro, ou seja, formado preferencialmente por nêutrons de maior energia, fenômeno este que decorre da depressão sofrida pelo fluxo de nêutrons térmicos, devido a alta seção de choque de absorção térmica do cádmio presente nas luvas. Deste modo, o número de fissões devido aos nêutrons térmicos decresce, diminuindo sua parcela de contribuição em relação ao número total de fissões. A consequência disto, está na diminuição dos valores de $^{25}\delta^*$ e $^{Total}\delta^*$ (parâmetro que leva em conta todas as fissões que ocorrem no urânio), apesar deste último contar com um aumento percentual das fissões rápidas dos átomos de ^{238}U , em relação as fissões totais, que todavia apresentam valores de seção de choque de fissão bem menores que os átomos de ^{235}U ¹²¹.

Com relação ao parâmetro espectral perturbado $^{28}\rho^*$, podemos observar o mesmo fato, ou seja uma diminuição de seu valor, em função do aumento do comprimento da luva de cádmio. A explicação física é semelhante, ou seja a diminuição da taxa de reação devido aos neutrons térmicos, decorrente da depressão do fluxo de nêutrons térmicos causada em maior magnitude a medida que aumenta o comprimento da luva de cádmio e o decorrente endurecimento do espectro neutrônico. Este valor de decréscimo, porém se dá de forma menos acentuada, pois a maior parte das taxas de reação, ao contrário do parâmetro $^{25}\delta$, já ocorrem para nêutrons epitérmicos, sendo portanto muito menos afetadas pela presença dos filtros de cádmio.

Da mesma forma, podemos observar, que as razões de cádmio ^{25}Rcd e ^{28}Rcd , após serem corrigidas pelos respectivos fatores de correção, aumentam, com o comprimento da luva de cádmio, pois são parâmetros anti-correlacionados aos parâmetros $^{25}\delta$ e $^{28}\rho$.

Tabela 3.1 Valores⁽³⁾ de $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$ Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Varetas Combustíveis Irradiadas na Posição Central M14 – Configuração Fig.2.2- Arranjo das Medidas: Fig.2.10

VC (1)	Cd (cm)	$^{28}R_{cd}$ (2)	$^{25}R_{cd}$ (2)	f_1	f_2	$^{28}\rho^*$ (2)	Total δ^* (2)	f_5	$^{25}\delta^*$ (2)
251	3	1,4026±0,1	5,7966±0,48	0,9963	1,0353	2,2383±0,40	0,2008±0,62	1,1463	0,1768±0,56
231	4	1,4242±0,1	6,5112±0,20	0,9849	1,0329	2,2279±0,36	0,1778±0,24	1,1535	0,1560±0,23
058	5	1,4602±0,3	6,9866±0,61	0,9970	1,0109	2,1200±0,98	0,1655±0,72	1,1633	0,1443±0,59
251	7	1,4458±0,1	7,4595±0,49	1,0042	1,0159	2,1054±0,36	0,1513±0,56	1,1649	0,1319±0,55
058	10	1,4683±0,1	7,3036±0,50	0,9991	1,0107	2,0716±0,36	0,1568±0,57	1,2253	0,1298±0,56

Obs: ⁽¹⁾ VC = Vareta Combustível.
⁽²⁾ Desvio dado em porcentagem.
 Foram obtidos para f_3 e f_4 o valor constante 1.

Tabela 3.2 Parâmetros Espectrais Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Varetas Combustíveis Irradiadas Nuas (C* e C8/F) e Cobertas com Cádmiio (C8/F epit) na Posição Central M14 .

VC (1)	Arranjo	Núcleo	C8/F	C* (C8/F5)	Luva de Cd (cm)	(C8/F) _{epit.} (2)
251	Fig.2.10	Fig.2.2	0,3124±0,61%	0,3211±0,96%	3	1,2843±0,32%
231	Fig.2.10	Fig.2.2	0,3190±0,88%	0,3279±1,21%	4	1,4381±0,32%
058	Fig.2.10	Fig.2.2	0,3194±0,37%	0,3283±0,70%	5	1,5135±0,98%
251	Fig.2.10	Fig.2.2	0,3108±0,42%	0,3195±0,75%	7	1,6034±0,92%
058	Fig.2.10	Fig.2.2	0,3117±0,76%	0,3204±1,11%	10	1,6214±0,75%

Obs: ⁽¹⁾ VC = Vareta Combustível.
⁽²⁾ Parâmetro espectral perturbado pela luva de cádmio.

Tabela 3.3 Parâmetros Espectrais Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Varetas Combustíveis Irrradiadas Nuas (C* e C8/F) e Cobertas com Cádmiio (C8/F epit) na Posição Central M14.

VC ₍₁₎	Arranjo	Núcleo	C8/F	C* (C8/F5)	Luva de Cd (cm)	(C8/F) _{(3)epit.}
251	Fig.2.10	Fig.2.6	(2)	(2)	3	1,2455±0,88%
231	Fig.2.10	Fig.2.6	0,3186±0,30%	0,3275±0,63%	Nua/3	1,2640±0,65%
058	Fig.2.10	Fig.2.6	0,3218±0,33%	0,3307±0,66%	Nua	(2)

Obs: (1) VC = Vareta Combustível.

(2) Valores não aplicáveis.

(3) Parâmetro espectral perturbado pela luva de cádmio.

3.5.2 Folhas de urânio depletadas

Com relação as folhas de urânio depletadas, conforme esperado, o parâmetro $^{28}\rho$ diminui em seu valor conforme o espectro na folha de urânio se torna mais duro, devido a absorção de neutrons térmicos no cádmio, ou seja, quando aumenta o comprimento da luva de cádmio. Da mesma forma, temos uma resposta coerente, quando no interior da vareta, para uma luva de cádmio de mesmo comprimento (5 cm), inserem-se folhas (“catcher”) no combustível de materiais diferentes. Estas folhas, chamadas de “catcher”, servem para evitar a transferência de produtos de fissão do combustível, para as folhas de urânio. Assim, enquanto o alumínio é praticamente transparente para neutrons térmicos, epitérmicos e rápidos, devido a pequena magnitude de sua seção de choque¹²¹, pouco afetando o espectro neutrônico, o mesmo não se pode afirmar do cádmio, devido a sua alta seção de choque para nêutrons térmicos^{9, 121}. A razão está no espectro neutrônico mais energético (duro), a que a folha de urânio está submetida, devido ao aumento de absorções de neutrons térmicos pela folha “catcher” de Cd, em relação a que utiliza folhas “catcher” de Al. Como consequência, aumenta em muito a parcela das taxas de captura epitérmica em relação as térmicas, causando um aumento acentuado nos valores medidos do parâmetro $^{28}\rho$.

Este efeito, também ocorre, com a folha de urânio de diâmetro de 7,5 mm, encapsulada numa caixa de cádmio, inserida no interior da vareta combustível, de diâmetro externo, pouco menor ao diâmetro interno da vareta combustível. Esta medida foi idealizada, com o objetivo de se evitar a utilização da luva de Cd externa à vareta combustível, sempre trabalhosa do ponto de vista experimental. Esta medida serve também, para se avaliar a capacidade dos cálculos em prever com eficiência os fatores de auto-blindagem nas ressonâncias do ^{238}U . A medida também se mostrou coerente, pois amostrando a região central da pastilha combustível, é de esperar-se um valor de $^{28}\rho$, superior àquele obtido com a folha totalmente blindada com cádmio, amostrando a pastilha combustível por inteiro, ao longo do seu diâmetro de 8,49 mm. Na região central, espera-se um espectro neutrônico ainda mais duro e conseqüentemente uma maior parcela de reações de captura na faixa epitérmica do espectro neutrônico, em relação às térmicas, trazendo como conseqüência um valor maior do $^{28}\rho$.

O fenômeno de endurecimento do espectro neutrônico citados para as folhas totalmente encapsuladas por cádmio, é menos acentuado, na folha com "catcher" de cádmio, mas sem luva de cádmio lateral. Isto deve-se ao chamado efeito de borda da folha, ou seja, ao efeito da contribuição de neutrons de menor energia, vindos do moderador, acarretando num aumento da parcela de reações de captura térmicas em relação ao total, decorrentes do espectro menos energético ("mole") a que a folha de urânio está exposta.

Finalmente, um fator, a ser destacado nestas medidas, a exceção do parâmetro $^{25}\delta$ determinado pela irradiação da folha de níquel com uma leve camada de urânio enriquecido, todas as demais, obtiveram precisões inferiores a 1%. Isto foi possível, a partir da aquisição de um conjunto grande de dados experimentais, relativos ao decaimento radioativo de varetas combustíveis e folhas irradiadas, medidos ao longo de vários dias de contagem. Isto, aliada a moderna metodologia de tratamento das incertezas^{85,108,119}, a partir da consideração de correlações existentes, entre os parâmetros medidos. Como conseqüência, tem-se uma diminuição das incertezas experimentais, como veremos no capítulo relativo ao tratamento das mesmas. Também, deve-se destacar a contribuição do processo de avaliação das medidas realizadas pelo código RFIT^{4, 101}, bem

como a estratégia de ajuste da função exponencial aos dados experimentais de contagens, fixando a constante de decaimento.

No próximo capítulo serão apresentadas a análise das incertezas experimentais dos parâmetros integrais obtidos neste capítulo e cujos valores estão presentes nas Tabelas 3.1 a 3.5.

Tabela 3.4 Parâmetros Espectrais Perturbados Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Folhas de Urânio Depletadas (400 ppm) Irradiadas na Posição Central M14.

Folha ⁽²⁾ Nua/Cd	Geometria (Luva Cd)	²⁸ Rcd ⁽¹⁾	f ₁	f ₂	f ₃	f ₄	²⁸ p* ⁽¹⁾
A/D	Fig. 2.11 (0 cm)	1,2800±0,0001	1,0031	1,0084	1,0374	0,9979	2,9381±0,05
A/A	Fig. 2.12 (2 cm)	1,3475±0,0025	1,0049	1,0019	1	1	2,8034±0,75
G/A	Fig. 2.12(2 cm)	1,4422±0,0014	1,0072	1,01153	0,9189	1,0050	2,8017±0,37
Média (2cm)		-	-	-	-	-	2,8020±0,24
A/A	Fig.2.13 (5 cm)	1,3475±0,0025	1,0049	1,0019	1	1	2,6811±0,35
G/F	Fig.2.13 (5 cm)	1,4637±0,0066	1,0207	1,0025	0,9199	1,0050	2,6090±1,88
Média (5cm)		-	-	-	-	-	2,6786±0,50
A/G	Fig. 2.14 (5 cm)	1,3579±0,11	1,0005	0,9642	1,0883	0,9950	2,3898±0,49
A/A	Fig.2.15	1,3148±0,0028	1,0019	1,0008	1	1	3,1412±0,9

Obs: ⁽¹⁾ Foram obtidos para f₃ e f₄ o valor constante 1.

⁽²⁾ A primeira letra se refere a identificação da folha irradiada nua (sem cd), enquanto a segunda letra se refere a identificação da folha irradiada com cádmio.

Tabela 3.5 Parâmetros Espectrais Perturbados Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Folhas de Urânio Enriquecidas Irradiadas na Posição Central M14- Configuração de núcleo dada pela Fig. 2.2 .

Folha Nua/Cd	Geometria	²⁵ Rcd	f ₁	f ₂	f ₃	f ₄	f ₅	²⁵ δ*
260/260	Fig.2.16	8,0424 ± 3,79%	0,9968	1,0179	1	1	1	0,1448 ± 4,44%
360/360	Fig.2.16	8,5009 ± 3,88%	0,9975	1,0171	1	1	1	0,1359 ± 4,42%
Média								0,1401 ± 3,18%

3.5.3 Folhas de urânio altamente enriquecidas

Com relação as medidas efetuadas com as folhas de níquel com uma fina camada de urânio eletrodepositado, descrita no Capítulo 2. Inicialmente, esta foi uma tentativa de tentar medir o parâmetro $^{25}\delta$ por folhas, a partir da utilização de fontes padronizadas utilizadas em espectrometria alfa, tendo em vista a dificuldade de importação de folhas de maior massa, semelhantes as de urânio depletadas. Todavia, o que chama a atenção, é o fato de ter-se obtido sucesso, apesar da precisão estar longe do ideal (3,18%). No entanto, o valor obtido, pode ser ainda muito melhorado com a realização de uma quantidade maior de medidas, e principalmente, pela importação futura de uma folha de urânio enriquecido com uma massa significativa, semelhante as massas das folhas de urânio depletada (11 a 14 mg). Está técnica experimental se mostrou bastante promissora.

O objetivo do trabalho está na obtenção exata e precisa de parâmetros integrais espectrais para o reator IPEN/MB-01, independentemente da técnica experimental utilizada. E isto foi obtido com sucesso, através da espectrometria gama das varetas combustíveis irradiadas, devido entre outros fatores, a massa maior de urânio, presentes nas mesmas. Isto colabora na obtenção de uma excelente estatística de contagem, que reflete na precisão dos parâmetros medidos.

4 ANÁLISE DAS INCERTEZAS EXPERIMENTAIS

4.1 Introdução

Neste capítulo trataremos das incertezas experimentais resultante das medidas de parâmetros integrais realizadas neste trabalho. Do ponto de vista experimental, os parâmetros integrais medidos podem ser divididos em três categorias.

A primeira categoria se refere aos parâmetros puramente experimentais, ou seja aqueles obtidos sem nenhum tipo de correção teórica ou multiplicado por constantes nucleares. Nesta categoria se enquadram apenas as razões de cádmio.

A Segunda categoria se refere a parâmetros experimentais multiplicados por constantes nucleares da literatura, como abundância gama, constantes de decaimento, etc. Nesta categoria se enquadram basicamente as razões de conversão modificada C^* e as razões $C8/F$.

Finalmente, na terceira categoria, podemos considerar os parâmetros espectrais corrigidos por fatores de correção, obtidos de cálculos teóricos, no caso utilizando a técnica de Monte Carlo, através do código MCNP-B4. Assim, os parâmetros $^{28}\rho$, $^{25}\delta$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$ quando corrigidos por fatores de correção teóricos se enquadram nesta categoria.

4.2 Incertezas advindas dos ajustes no código RFIT

A verificação da existência de medidas interdependentes, ou seja da existência de correlações entre parâmetros medidos e o impacto nas incertezas dos dados nucleares, foi tratada inicialmente por Perey em 1977^{84,85} e Smith⁹⁸ em 1991. Assim, a

maioria das medidas das chamadas razões espectrais, tiveram determinadas as suas incertezas de maneira incorreta, subestimando ou superestimando as mesmas, tendo em vista terem sido realizadas nos anos 50, 60 e 70⁵⁰.

Os valores das variâncias, relativos aos coeficientes A_0 da folha nua e coberta com cádmio, são os valores obtidos no ajuste realizado pelo código RFIT, a partir de metodologia descrita abaixo, válida para qualquer tipo de ajuste. O código RFIT segue tal metodologia.

Com relação ao ajuste da função exponencial de decaimento radioativo, $f(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$, o programa RFIT calcula a variância dos coeficientes A_0 e λ (constante de decaimento radioativo) a partir dos elementos da diagonal principal da matriz covariância dos coeficientes ajustados (V_σ), dada pela Equação matricial abaixo, amplamente utilizada nos programas de ajustes.

$$V_\sigma = (D^T \cdot V^{-1} \cdot D)^{-1} \quad (4.1)$$

Sendo a função utilizada no ajuste a função N.º.1 do RFIT, $f(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t)$, temos:

$$D^T = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial f}{\partial A_1} \right|_1 & \left. \frac{\partial f}{\partial A_1} \right|_2 & \dots & \left. \frac{\partial f}{\partial A_1} \right|_n \\ \left. \frac{\partial f}{\partial A_2} \right|_1 & \left. \frac{\partial f}{\partial A_2} \right|_3 & \dots & \left. \frac{\partial f}{\partial A_2} \right|_n \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 & \cdot & \rho\sigma_1\sigma_n \\ \rho\sigma_2\sigma_1 & \sigma_2^2 & \cdot & \rho\sigma_2\sigma_n \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \rho\sigma_n\sigma_1 & \rho\sigma_n\sigma_2 & \cdot & \sigma_n^2 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Considerando-se as contagens da mesma folha como eventos independentes não correlacionados, a correlação (ρ) será igual a zero e só teremos valores na diagonal principal da matriz. Para o caso específico da função exponencial utilizada, teremos uma matriz do tipo 2x2, representada por V_σ , dada a seguir.

$$V_\sigma = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

onde

V_{11} é a variância do coeficiente A_1 ,

V_{22} é a variância do coeficiente A_2 e $V_{12} = V_{21} = \rho \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2$.

A incerteza no ajuste obtido, é dada por,

$$V_{f(t)} = (T)^t \cdot (V_\sigma) \cdot (T) \quad (4.5)$$

onde, T é uma matriz do tipo 1x2, dada por,

$$T = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial A_0} \\ \frac{\partial f}{\partial \lambda} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

e $[T]^t$ a sua matriz transposta do tipo 2x1.

É interessante destacar, que ao adotarmos $t = 0$ a derivada parcial da função em relação a λ fica igual a zero, tendo em vista que,

$$\frac{\partial f}{\partial A_0} = e^{(-\lambda t)} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda} = -A_0 \cdot t \cdot e(-\lambda \cdot t) \quad (4.8)$$

Para $t = 0$, teremos,

$$\frac{\partial f}{\partial A_0} = 1$$

$$e$$

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda} = 0 \quad (4.9)$$

Assim, a incerteza no ajuste, será:

$$Vf = \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{11} \\ V_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = V_{11} \quad (4.10)$$

Assim, a incerteza da função em $t = 0$, depende apenas da variância do coeficiente A_0 .

Definida as incertezas no coeficientes A_0 , para a folha ou vareta combustível irradiada nua e coberta com cádmio, podemos obter a variância da razão de cádmio (R_{cd}) a partir da Equação 3.1, corrigida com os fatores de correção experimentais, citados no Capítulo 3, de acordo com os procedimentos descritos no próximo item.

O código RFIT utiliza o algoritmo de Levenberg-Marquardt no ajuste das funções, método este largamente empregado em ajustes⁸⁰.

4.3 Incertezas advindas de razões de taxas de reação

Segundo Zijp ¹¹⁹, a variância de uma razão entre duas grandezas medidas x e y , ou seja (x/y) pode ser dada pela Equação dada a seguir.

$$Var(x/y) = \frac{x^2}{y^2} \cdot \left| \frac{Var(x)}{x^2} + \frac{Var(y)}{y^2} - \frac{2 \cdot Cov(x,y)}{x \cdot y} \right| \quad (4.11)$$

onde,

$$Cov(x,y) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y})}{n-1} \quad (4.12)$$

No caso a grandeza x se refere a atividade relativa da folha/vareta nua ao término da irradiação ($A_{0\text{nua}}$) e y a grandeza atividade relativa da folha/vareta coberta com cádmio, mas poderia se referir a qualquer grandeza medida, como por exemplo a taxa de captura C8. Da mesma forma a grandeza y pode se referir a atividade relativa da folha ou vareta coberta com cádmio ($A_{0\text{Cd}}$) ou a taxa de fissão nuclear (F5). Assim analogamente,

$$Var(C8/F) = \frac{C8^2}{F5^2} \cdot \left| \frac{Var(C8)}{C8^2} + \frac{Var(F)}{F5^2} - \frac{2 \cdot Cov(C8,F5)}{C8 \cdot F5} \right| \quad (4.13)$$

$$Cov(C8,F5) = \frac{\sum_{i=1}^n (C8_i - \bar{C8}) \cdot (F5_i - \bar{F5})}{n-1} \quad (4.14)$$

No Capítulo 2, temos as Equações 2.2 e 2.4 para a obtenção dos parâmetros integrais ²⁸ ρ e ²⁵ δ . Se aplicarmos sobre estas expressões a lei de propagação de erros, obtêm-se para o parâmetro integral, a seguinte Equação,

$$\text{Var}({}^{28}\rho) = \left(\frac{\partial \rho}{\partial R_{cd}} \right)^2 \text{Var}({}^{28}R_{cd}) \quad (4.15)$$

E analogamente,

$$\text{Var}({}^{25}\delta) = \left(\frac{\partial \rho}{\partial R_{cd}} \right)^2 \text{Var}({}^{25}R_{cd}) \quad (4.16)$$

Resolvendo a derivada parcial,

$$\text{Var}({}^{28}\rho) = \left(\frac{\text{Var}({}^{28}R_{cd})}{(R_{cd} - 1)^4} \right) \quad (4.17)$$

e

$$\text{Var}({}^{25}\delta) = \left(\frac{\text{Var}({}^{25}R_{cd})}{(R_{cd} - 1)^4} \right) \quad (4.18)$$

Da Equação acima, fica claro que a variância do parâmetro espectral medido, seja ele o ${}^{28}\rho$ ou o ${}^{25}\delta$, além de depender da precisão das medidas de razão de cádmio, dadas através dos valores de suas variâncias, dependem do valor da magnitude da mesma. Assim, medidas precisas se tornam mais difíceis de serem obtidas, quando faz-se medidas em sistemas que apresentam um valor de razão de cádmio próximo do valor unitário. Este é o caso do parâmetro ${}^{28}\rho$, cujos valores de razão de cádmio medidos neste trabalho situaram-se na faixa de 1,34 a 1,47 (valores corrigidos pelos fatores experimentais), respectivamente para folha de urânio depletada e vareta combustível.

Assim, torna-se fundamental obter a razão de cádmio mais precisa possível³⁴. Para tal, realizou-se neste trabalho a aquisição de uma grande quantidade de dados experimentais, relativos ao decaimento dos produtos de fissão e captura, respectivamente o ${}^{143}\text{Ce}$ e ${}^{239}\text{Np}$. Com isso torna-se possível a diminuição das incertezas dos parâmetros $A_{0\text{nu}}$ e $A_{0\text{Cd}}$ e conseqüentemente da razão entre suas atividades relativas,

ou seja, a razão de cádmio. Outra estratégia utilizada na obtenção da razão de cádmio precisa, foi no ajuste da função exponencial. Assim, fixou-se o parâmetro relativo a constante de decaimento (λ), baseado no fato de já conhecer-se da literatura seus valores com boa precisão⁸⁸. Com isso, consegue-se uma redução significativa da incerteza do parâmetro de ajuste A_0 e conseqüentemente da razão de cádmio.

4.4 Incertezas advindas da multiplicação de fatores de correção ou constantes

Certos parâmetros experimentais, muitas vezes necessitam ser corrigidos devido a perturbações causadas nas medidas, muitas vezes, pelo próprio instrumento de medição. É o caso, por exemplo, das folhas de ativação⁹ que ao serem introduzidas no elemento moderador, acabam causando uma perturbação no fluxo neutrônico, decorrentes dos efeitos de auto-blindagem do fluxo de nêutrons na folha e depressão de fluxo, devido a retirada de moderador no volume ocupado pela folha.

Assim, o fator de correção passa a ser uma fator de correção, que pode ter ou não uma incerteza associada, dependendo da forma como foi estimado. O fato é que multiplicado ao valor do fluxo de nêutrons medido (perturbado), nos fornece o fluxo de nêutrons não perturbado, ou seja, o fluxo de nêutrons existente sem a presença da folha de ativação.

A pergunta que resta é no tocante a incerteza transmitida por essa ou qualquer constante que multiplica uma grandeza medida. Caso nesta incerteza, seja difícil ou mesmo impossível de quantificar-se, podemos considerá-la uma constante. Neste caso, a variância obtida do produto dessa constante, simbolizada pela letra K , pelo parâmetro medido, será dada pela Equação dada a seguir¹¹⁹.

$$Var(\text{parâmetro corrigido}) = K^2 \cdot Var(\text{parâmetro medido}) \quad (4.19)$$

Caso, se consiga de alguma forma, obter-se a incerteza do fator de correção, então a Equação mais adequada será a Equação 4.19 dada a seguir¹¹⁹:

$$\text{Var}(x.y) = y^2 .\text{Var}(x) + x^2 .\text{Var}(y) - 2.x.y.\text{Cov}(x, y) \quad (4.20)$$

onde,

- x Fator de correção aplicado ou constantes nucleares;
- y Parâmetro a ser corrigido ou convertido.

No caso do parâmetro integral $^{28}\rho$, o parâmetro x seria o fator de correção ^{28}Fc , ou seja o fator de correção obtido por Monte Carlo ou determinado experimentalmente. No caso do parâmetro $^{25}\delta$, o parâmetro x seria o fator de correção ^{25}Fc obtido por Monte Carlo ou experimentalmente. Finalmente nos parâmetros C*, C8/F e (C8/F5)_{epit.} a constante a ser aplicada seria a resultante de todos os termos das Equações 3.10, 3.11 e 3.12 que estão multiplicando e dividindo as contagens integrais do fotopico gama do ^{239}Np e ^{143}Ce . Da mesma forma F ou F5, todos os termos da Equação que estão multiplicando as contagens do ^{143}Ce devidos, respectivamente, às fissões nos átomos de urânio e ^{235}U .

4.5 Fontes das incertezas

Todos os erros que tratamos até o momento são basicamente erros estatísticos de contagem das folhas de urânio na bancada HPGe. As possíveis fontes de erros sistemáticos, tenderiam a serem anuladas, na obtenção da incerteza da razão de cádmio por se tratarem de uma razão. Além disso, uma outra vantagem do ajuste no RFIT é o escalonamento das barras de erro, obtido através dos valores obtidos no ajuste pelo qui-quadrado reduzido (χ^2_N). Este processo considera todas as possíveis correlações e fontes de erros, compensando uma possível subestimação ou superestimação das incertezas. Assim, se as barra de erros no ajuste estão corretas, o mesmo deverá passar em aproximadamente 67% dos pontos e neste caso $\chi^2_N = 1$. Caso contrário se as barras de erros estão superestimadas o valor de χ^2_N será maior do que 1 e menor caso estejam subestimadas. Neste caso, o código RFIT recalcula as incertezas (barras de erro), basicamente multiplicando-as pela raiz quadrada do qui-quadrado reduzido.

Quanto as incertezas apresentadas neste trabalho, dos parâmetros C8/F e semelhantes, elas são basicamente devido a estatística de contagem dos fotopicos, e o tratamento é muito semelhante ao dado aos parâmetros $^{25}\delta$ e $^{28}\rho$, no que tange ao ajuste dos valores no RFIT. Com relação a aplicação da fórmula de propagação de erros ao fator de conversão de contagem em taxa de reação (constantes que multiplicam e dividem o valor de contagem nas Equações 3.10, 3.11 e 3.12), desprezados os erros nos tempos de cronometragem de irradiação, contagem da vareta e de tempo de espera para contagem (menores que 0,1 %), as incertezas são função apenas de dados nucleares, tais como constantes de decaimento, abundância gama dos fotopicos considerados e rendimento (“yield”) de fissão do ^{143}Ce .

Em trabalhos semelhantes, Nakajima ^{73, 74, 75} avaliou os erros de tais dados nucleares em $\pm 1,5\%$ para o C8 e $\pm 0,9\%$ para o F5 e neste caso eles foram considerados, juntamente com a contagem, na determinação da incerteza total do parâmetro.

As principais fontes de erros nas medidas podem ser visualizados na Tabela 4.1, dada a seguir. Os valores menores ou iguais a 0,1 % foram desprezados. Segundo Vuolo ¹⁰⁸, quando obtemos relações existentes entre os conjuntos de dados experimentais, como aquelas mostradas nas Figuras 4.1 e 4.2, dadas a seguir, mostramos que os conjuntos de dados relacionados estão totalmente correlacionados.

Tabela 4.1 Estimativa das Incertezas Envolvidas nos Parâmetros Integrais Medidos

Parâmetro	Incerteza associada	Estimativa da incerteza
Contagem na bancada HPGe	estatística	0,1% a 10%
Dados nucleares	sistemática	0,6% a 1,5%
Tempo de espera , irradiação e contagem	estatística	< 0,1 %
Normalização da Potência do reator	estatística	0,1 % a 0,5%
Tempo da rampa de subida de potência	estatística	0,1% a 0,2%
Posicionamento da Folha	sistemática	(1)

(1) - Cancelada numa razão de parâmetros medidos.

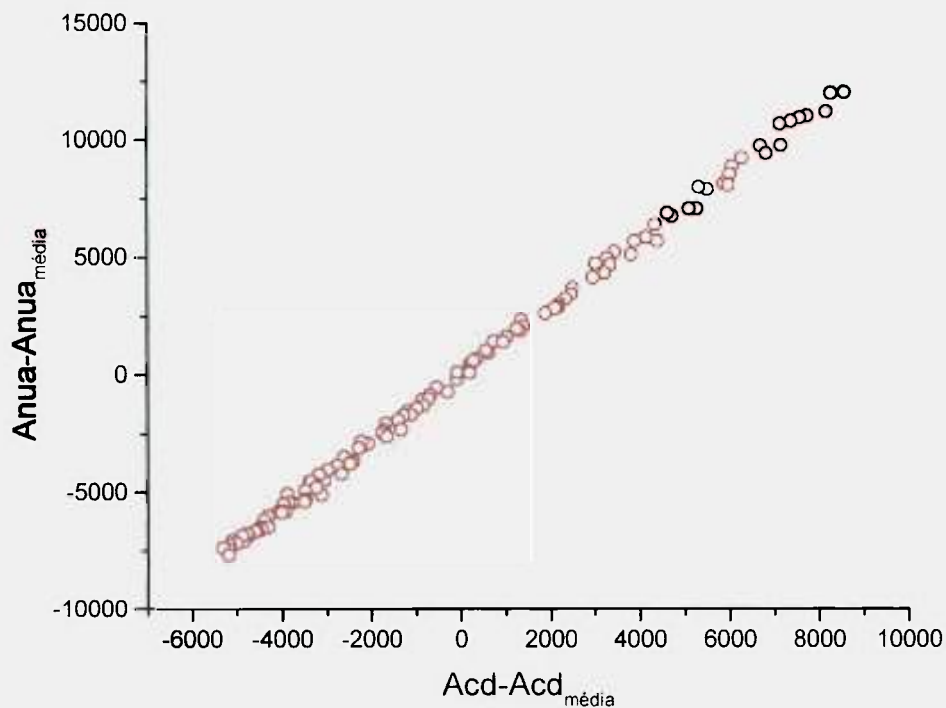


Figura 4.1 Relação Existente entre as Atividades Relativas do Conjunto de Dados Medidos nas Folhas / Varetas Combustíveis Nuas e Cobertas com Cádmiio.

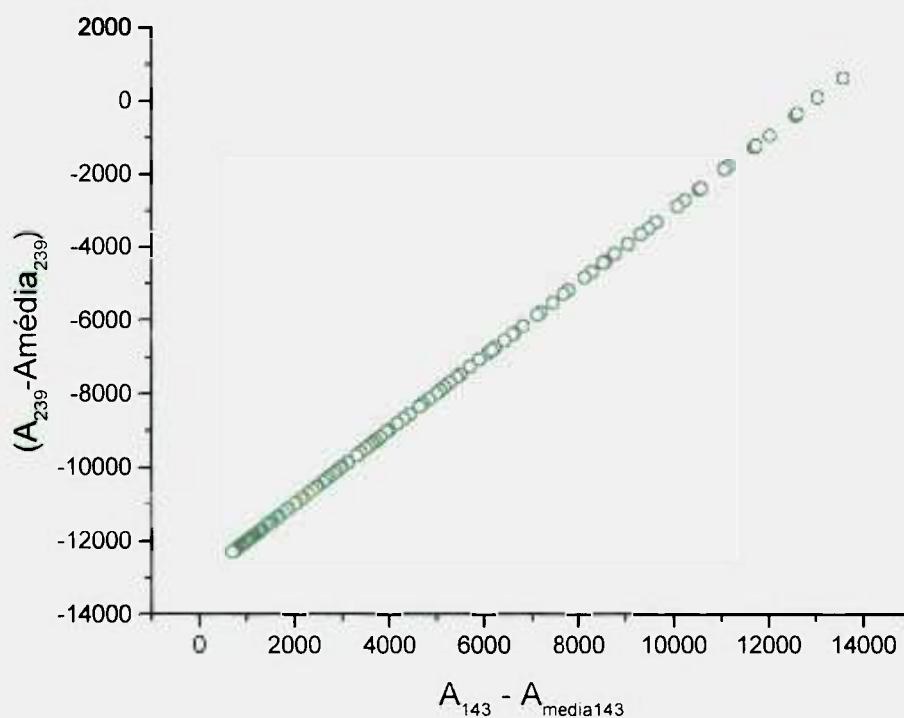


Figura 4.2 Relação Existente entre as Atividades Relativas das Varetas Combustíveis dos Conjuntos de Dados Relativos dos Radionuclídeos ^{239}Np e ^{143}Ce .

5 DETERMINAÇÃO DOS FATORES DE CORREÇÃO

5.1 Introdução

Qualquer instrumento de medida, ao ser introduzido num sistema ao qual deseja medir alguns dos parâmetros que o caracterizam, produz neste, uma perturbação. Esta perturbação pode ser significativa ou não, dependendo das características do instrumento, como composição e geometria, bem como das características do próprio sistema.

Assim, se observarmos as figuras do Capítulo 2 (Figura 2.10 a Figura 2.16) que mostram os vários arranjos experimentais, utilizados na medição dos parâmetros integrais, veremos que com relação ao caso que serve de referência (Figura 2.10 - Vareta Combustível sem Cádmiio), nos demais arranjos experimentais, temos a inclusão de vários materiais que originalmente não fazem parte do sistema, como luvas de cádmio, folhas “catcher” de alumínio e cádmio, folhas de urânio metálico depletadas e folha de níquel com camada de urânio enriquecido (93%) eletrodepositada. Com tantos materiais adicionados ao sistema, alguns de alta seção de choque de absorção de nêutrons, ocupando volumes de espaços originalmente ocupados pelo moderador (luvas de cádmio externas às varetas combustíveis) e pelo combustível (folhas de urânio e folhas “catcher”) é de se esperar que o valor experimental obtido tenha que ser restaurado ao valor não perturbado, ou seja sem a presença desses elementos.

Podemos dividir os efeitos de perturbação basicamente em quatro efeitos⁹⁶. Efeito de fuga (“streaming”), efeito do primeiro voo (“First-Flight”), efeito de deslocamento de combustível (“Fuel displacement”) e efeito do corte do cádmio (“cadmium cutoff”).

O efeito de fuga, se refere a fuga de nêutrons ressonantes da folha de urânio depletada. É o produto de duas probabilidades. A primeira probabilidade é a de nêutrons

epitérmicos vindos do moderador penetrarem na vareta combustível e posteriormente serem absorvidos no volume da folha de urânio depletado. A probabilidade de absorção na folha está relacionado com o tipo de material utilizado como folha “catcher” e sua espessura. No experimento de MIT a correção do parâmetro chegou a ser de 3%, enquanto no experimento do TRX, tal efeito foi desprezado, pois utilizou-se no primeiro caso, folhas “catcher” de alumínio e no segundo folhas “catcher” de cádmio. Segundo Sher e Fiarman,⁹⁶ o efeito, quando se usa folhas “catcher” de cádmio, torna-se desprezível.

O segundo efeito a ser comentado é o chamado efeito do primeiro vôo (“first-flight”). Segundo Price⁸⁶, todo primeiro vôo dos neutrons de fissão, originados na vareta combustível, são eliminados pela presença do cádmio. Esta correção é significativa, chegando a se situar na faixa de 1 a 4% nos arranjos de MIT e TRX.

O terceiro efeito se refere ao deslocamento de combustível devido a inserção do conjunto folha de urânio e folhas “catcher”, dentro da vareta combustível. Esta correção é pouco significativa do ponto de vista de afetar as fissões que ocorrem, preferencialmente térmicas, no ^{235}U , mas são significativas no que tange a afetar as fissões rápidas no ^{238}U . Isto ocorre devido a diminuição da fonte local de neutrons rápidos. Este efeito é pouco significativo na determinação dos parâmetros integrais medidos neste trabalho.

Finalmente, o efeito chamado de energia de corte de cádmio. A chamada energia de corte do cádmio, se refere a um valor de energia a partir do qual a caixa (luva) de cádmio se torna praticamente transparente, no que se refere a absorção de neutrons de energia superior a mesma. Ou seja, abaixo dessa energia, pode-se considerar o cádmio como um filtro neutrônico ideal, com a capacidade de absorver todos os neutrons com energia inferior a de corte e a de ser transparente aos neutrons de energia superior. Isto conferiria a absorção do filtro de cádmio o comportamento de uma função degrau do tipo, absorção nula abaixo da energia de cádmio. Na prática este comportamento matemático não existe, mas sim assume-se um valor a partir do qual a absorção de neutrons se torna desprezível. A correção da energia de corte será particularmente importante no sentido de compatibilizar os valores experimentais aos valores obtidos por cálculo.

Vários trabalhos da literatura ^{4, 9, 96} demonstram que a energia de corte é função da espessura do cádmio, espessura da folha, tipo de material da folha, geometria da caixa de cádmio e espectro neutrônico. Para caixas de cádmio de espessuras 0,5 mm, contendo em seu interior, folhas de urânio depletadas, a energias de corte de cádmio situa-se em aproximadamente 0,53 eV ⁹⁶. Independentemente do valor exato da energia de corte experimental, o fato é que todos os parâmetros integrais calculados tem o limiar de energia térmico, separando esta região do espectro neutrônico da região epitérmica, na energia de 0,625 eV. Assim, ao compararmos os valores experimentais aos valores obtidos através de cálculos, temos de ter isso em mente, no sentido de se possível compatibilizá-los quanto a mesma energia de corte. O valor adotado na maioria dos códigos de 0,625 eV, na realidade é um limite matemático e histórico adotado, pois acreditava-se ser este valor o limite a partir do qual não aconteceriam significativamente reações de espalhamento para energias superiores (“up-scattering”) entre os neutrons térmicos e o elemento moderador de sua energia.

A grande vantagem na utilização do método de Monte Carlo, através do programa MCNP-4B, está no fato de que todos estes efeitos citados estão implícitos, quando do cálculo dos fatores de correção. Assim, o fator de correção será global, considerando todos os efeitos anteriormente citados.

É importante salientar que todos os métodos de correção em geral, consideram o meio modelado infinito e que este também será a modelagem adotada neste trabalho nos cálculos realizados com o código MCNP-4B.

5.2 Cálculos realizados pelo programa MCNP-4B

O método de Monte Carlo, conhecido como experimento matemático, baseia-se no método de amostragem aleatória para simular o transporte de partículas num meio. Cada evento é descrito por uma função densidade de probabilidade que descreve o comportamento da partícula num dado meio. Assim, o destino da partícula após cada interação é determinado por parâmetros, os quais caracterizam esta probabilidade, tais como as seções de choque de absorção, espalhamento, distribuição de espalhamento,

espectro de energia dos neutrons, etc. Como o resultado de cada evento é estatístico, o método de Monte Carlo seleciona um deles através de um número aleatório uniformemente distribuído no intervalo $[0, 1]$. A somatória de cada um dos eventos constitui-se numa somatória de histórias, cuja contabilidade geral corresponderá ao comportamento médio das partículas no sistema.

Há na literatura trabalhos como o de Lux⁶⁹, mas que calculam as correções por Monte Carlo apenas para as folhas “catcher” de alumínio. Há também a reavaliação dos fatores de correção dos experimentos do TRX e MIT por Sher e Fiarman⁹⁶, todavia este trabalho é antigo e os cálculos foram realizados com a precisão inerente as bibliotecas de seções de choque da época, bem como dos métodos de cálculo e recursos computacionais.

Neste trabalho, utilizou-se do método de Monte Carlo, através do código MCNP-4B¹⁷ (“A General Monte Carlo N-Particle Transport Code System”), para simularmos todo o experimento realizado. Com isso, conseguimos não só calcularmos os parâmetros integrais medidos, como também, através da simulação de todos os arranjos experimentais mostrados nas figuras do Capítulo 2, obtermos os mesmos parâmetros, dito perturbados. Assim, os fatores de correção são o resultado da razão encontrada entre os cálculos do sistema referência (vareta combustível nua) e o respectivo arranjo experimental, utilizado na obtenção do parâmetro integral.

Foram utilizados cálculos bidimensionais, considerando-se o meio infinito, para se chegar aos fatores de correção devido a perturbação do cádmio. Foi considerada a condição de reflexão, ou seja a modelagem considerando a vareta combustível central e algumas ao seu redor se propagando infinitamente, como uma célula utilizada nos cálculos dos códigos celulares.

A modelagem utilizada no código MCNP-B4 pode ser visualizada na Figura 5.1 para o caso referência, ou seja a vareta combustível nua. Neste caso, utiliza-se o comprimento da vareta para cálculo das taxas de reação de 1 cm. Este comprimento é suficiente para se conseguir uma boa estatística, dada a grande quantidade de átomos presentes neste volume, além de ser o mesmo comprimento utilizado pelo sistema de

contagem nas medidas com varetas combustíveis através da abertura do colimador como podemos visualizar na Figura 2.5.

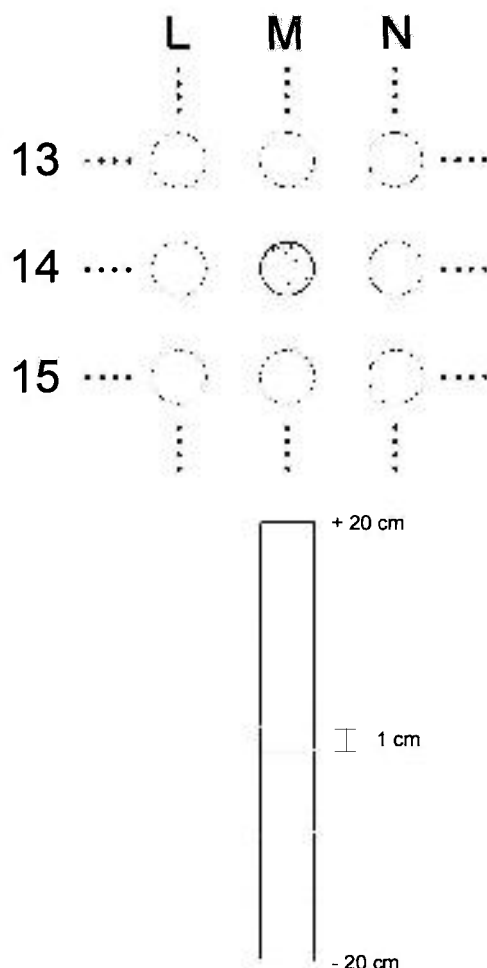


Figura 5.1 Caso Referência: Vareta Combustível Central Nua.

Os cálculos são realizados com energia contínua, sendo que para o caso das varetas combustíveis ou folhas de urânio com cádmio utiliza-se como energias de corte o valor tradicional de 0,625 eV.

Procurou-se obter no cálculo um certo nível de precisão, ou seja a obtenção das taxas de reação com um desvio padrão inferior a 0,5%, afim de não se comprometer a precisão do fator de correção obtido e consequentemente do parâmetro espectral corrigido.

A modelagem utilizada no programa MCNP-4B pode ser visualizada na Figura 5.2. e refere-se ao caso da modelagem das varetas combustíveis com as luvas de cádmio de comprimento de 3, 4, 5, 7 e 10 cm. Utilizou-se o comprimento de amostragem

das taxas de reação no combustível de 1cm, e tal qual a vareta nua da Figura 5.1, o comprimento da vareta combustível é de 20 cm. Este comprimento é suficiente para compensar a menor estatística de eventos de captura e fissão no combustível decorrente da inserção das luvas de cádmio.

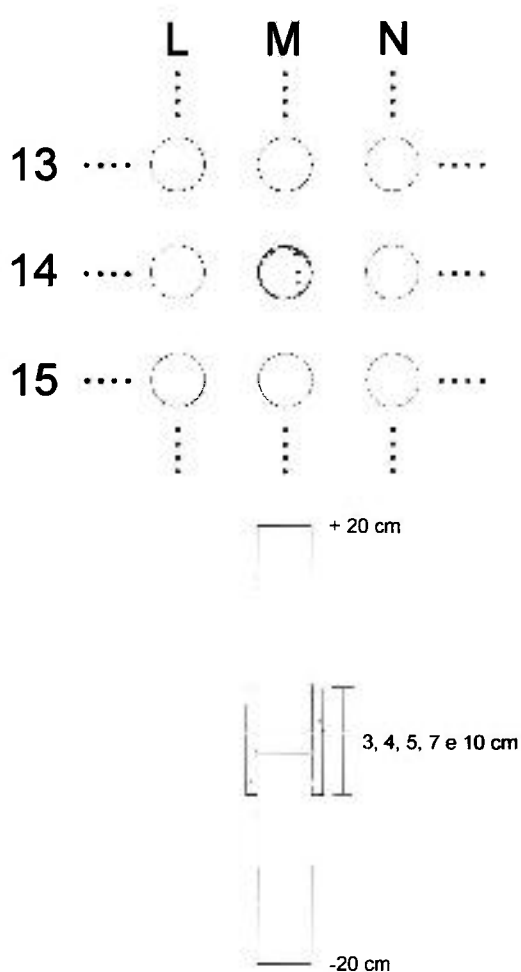


Figura 5.2 Vareta Combustível Central com Luva Externa de Cádmio de 3, 4, 5, 7 e 10 cm .

A Figura 5.3 refere-se a vareta combustível central contendo em seu interior (cota 220 mm), a folha de Urânio depletada e um conjunto de folhas “catcher” de alumínio. O comprimento amostrado da folha corresponde ao real ou seja 0,004” (0,01016 cm), com as respectivas folhas “catcher” de espessura de 0,5 mm. Neste caso, amostra-se apenas 20 cm da vareta combustível, pois devido a inexistência de luvas de cádmio, não há a necessidade estatística de se amostrar um comprimento maior, que acarreta também num tempo maior de processamento.

Na Figura 5.4 temos no interior da vareta combustível a folha de urânio depletado com as folhas “catcher” de cádmio. A Figura 5.5 mostra a modelagem utilizada com a folha de urânio depletada, com as folhas “catcher” de cádmio e a luva de cádmio de 5 cm. A Figura 5.6 mostra a modelagem com a folha de urânio depletada, folhas “catcher” de alumínio e luvas de cádmio de 5 cm. A Figura 5.7 mostra a folha de níquel com a camada eletrodepositada de urânio enriquecido (93%) e as folhas de catcher de alumínio. Nesta modelagem utilizamos o comprimento amostral da vareta de apenas 10 cm, pois a ausência do cádmio permite obter bons resultados com este comprimento menor, o que faz com que tenhamos uma geração menor de estórias e conseqüentemente de tempo de computação. Finalmente a Figura 5.8 mostra a vareta combustível com luva de cádmio de 5 cm, contendo em seu interior a folha de níquel com a camada eletrodepositada de ^{235}U (93%) e folhas “catcher” de cádmio.

Os fatores de correção para as taxas de reação perturbadas de fissão (^{25}FC) e captura (^{28}FC), podem ser calculados através das seguintes Equações:

$$^{25}F_C = \frac{^{25}\delta}{^{25}\delta^*} \quad (5.1)$$

$$^{28}F_C = \frac{^{28}\rho}{^{28}\rho^*} \quad (5.2)$$

Os valores com asterisco no denominador são valores perturbados e os valores que constam do numerador são os valores referências não perturbados, para as varetas sem luvas de cádmio a serem determinados, como veremos a seguir.

Os valores perturbados são obtidos, a partir dos dados das taxas de reação a serem apresentadas nas Tabelas 5.1 e 5.2 para as respectivas luvas de cádmio, levando-se em conta que os valores epicádmios (epitérmicos) são os valores dados pela respectiva luva de cádmio e os valores térmicos são obtidos através da diferença entre os dados relativos a vareta nua subtraído da sua parcela epitérmica (epicádmia), dada pela taxa de reação da varetas ou folhas cobertas com cádmio.

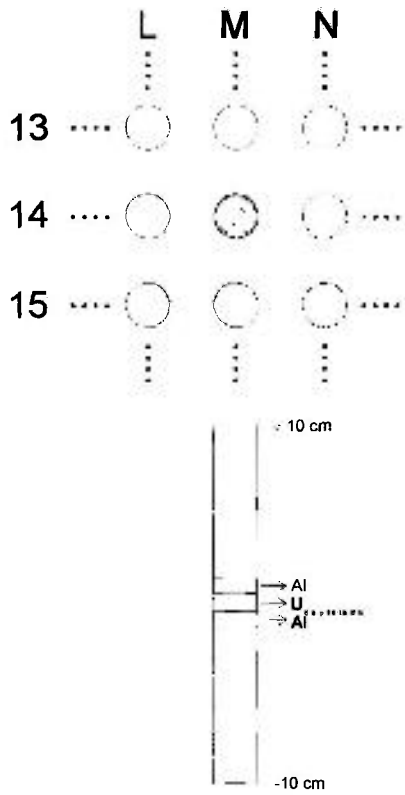


Figura 5.3 Vareta Combustível Central Contendo em Seu Interior Folha de Urânio Depletado e Folhas “Catcher” de Alumínio.

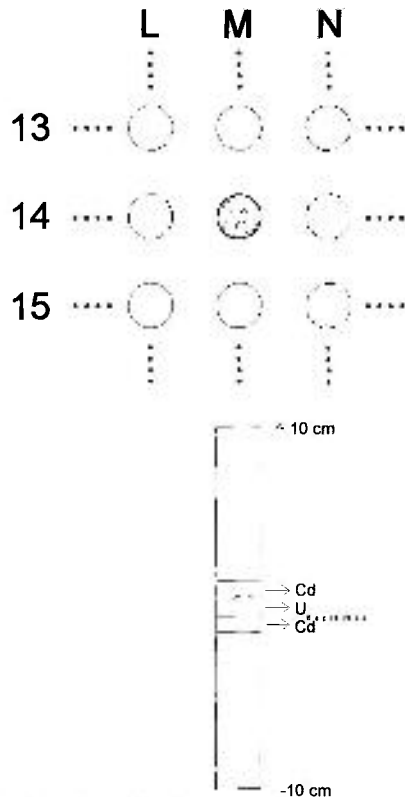


Figura 5.4 Vareta Combustível Central Contendo em Seu Interior Folha de Urânio Depletado e Folhas “Catcher” de Cádmi.

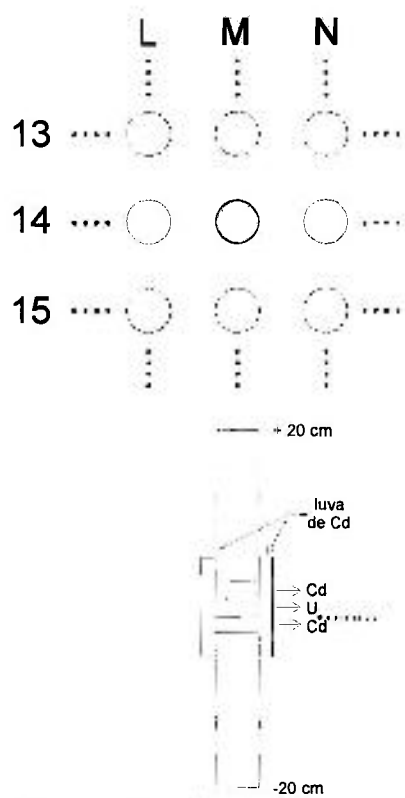


Figura 5.5 Vareta Combustível Central com Luva Externa de Cádmiio de 5 cm, Contendo em Seu Interior Folha de Urânio Depletado e Folhas “Catcher” de Cádmiio.

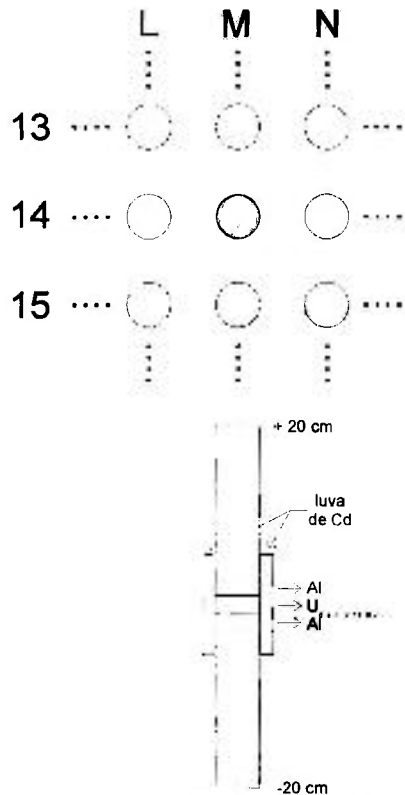


Figura 5.6 Vareta Combustível Central com Luva Externa de Cádmiio de 5 cm, Contendo em Seu Interior Folha de Urânio Depletado e Folhas “Catcher” de Alumínio.

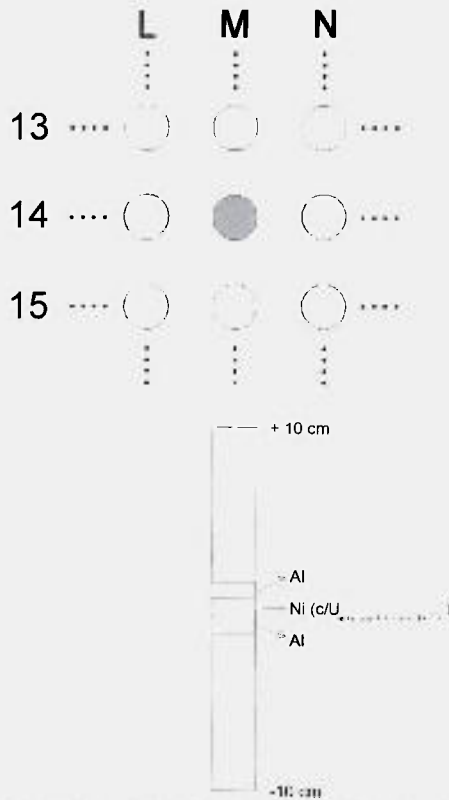


Figura 5.7 Vareta Combustível Central com Folha de Níquel com Camada Electrodepositada de ^{235}U (93%) e Folhas “Catcher” de Alumínio.

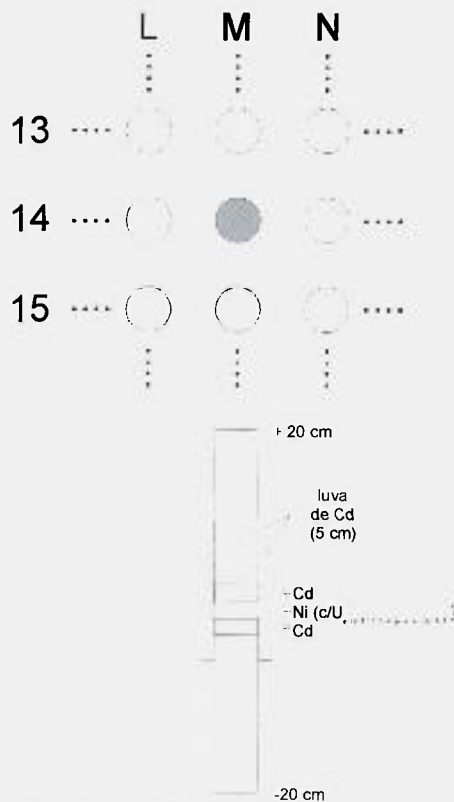


Figura 5.8 Vareta Combustível Central com Folha de Níquel com Camada Electrodepositada de ^{235}U (93%) e Folhas “Catcher” de Cádmiio e Luva de Cádmiio de 5 cm.

5.3 Resultados obtidos dos cálculos do MCNP-4B

5.3.1 Cálculos com a biblioteca ENDF/B-V

5.3.1.1 Cálculos com as varetas combustíveis

Neste item apresentaremos os dados relativos aos cálculos realizados no programa MCNP-4B utilizando as modelagens apresentadas nas Figuras 5.1 e 5.2, porém utilizando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-V.

Os resultados apresentados se referem as taxas de reação de captura ou fissão por átomo alvo por barn. As concentrações utilizadas no caso das varetas combustíveis são para o ^{235}U , $^{25}\text{N} = 1,00349\text{E}-3$ e para o ^{238}U , $^{28}\text{N} = 2,17938\text{E}-2$. No caso da folha de urânio depletado a concentração adotada é de $^{\text{deplet}}\text{N} = 5,6638\text{E}-2$ e $^{\text{enr}}\text{N} = 2,6350\text{E}-5$ e para a folha de níquel com uma pequena camada de urânio enriquecido eletrodepositado $^{\text{enr}}\text{N} = 1\text{E}-30$.

A seguir é apresentada a Tabela 5.1 com os resultados obtidos para as varetas combustíveis nua e cobertas com cádmio no caso unidimensional.

Tabela 5.1 Valores das Taxas de Reação na Vareta Combustível Central Calculadas no Código MCNP-4B Utilizando-se a Biblioteca de Seção de Choque ENDF-B-V.- Sistema infinito unidimensional.

Geometria	Modelagem	Taxa de reação de captura no $^{238}\text{U}^*$	Taxa de reação de fissão no $^{238}\text{U}^*$	Taxa de reação de fissão $^{235}\text{U}^*$
Vareta nua**	Figura 5.1	$7,7180\text{E}-2 \pm 0,23\%$	$8,7217\text{E}-3 \pm 0,11\%$	$5,2212 \pm 0,11\%$
3 cm	Figura 5.2	$5,2669\text{E}-2 \pm 0,33\%$	$7,2611\text{E}-3 \pm 0,12\%$	$6,8632\text{E}-1 \pm 0,16\%$
4 cm	Figura 5.2	$5,2363\text{E}-2 \pm 0,33\%$	$7,1539\text{E}-3 \pm 0,12\%$	$6,3706\text{E}-1 \pm 0,16\%$
5 cm	Figura 5.2	$5,2175\text{E}-2 \pm 0,33\%$	$7,1126\text{E}-3 \pm 0,12\%$	$6,1968\text{E}-1 \pm 0,16\%$
7 cm	Figura 5.2	$5,1336\text{E}-2 \pm 0,33\%$	$7,0442\text{E}-3 \pm 0,12\%$	$6,0628\text{E}-1 \pm 0,15\%$

* Taxa de reação em unidades relativas;

** Taxa de captura térmica ^{238}U : $^{28}\text{R}_{\text{th}}(\text{E}<0,625\text{eV}) = 2,3116\text{E}-2 \pm 0,12\%$;

** Taxa de fissão térmica ^{235}U : $^{25}\text{R}_{\text{th}}(\text{E}<0,625\text{eV}) = 4,6438 \pm 0,13\%$.

A partir dos valores obtidos das Tabelas 5.1 e 5. 2, pode-se proceder ao cálculo de vários parâmetros e fatores de correção, obtidos para a vareta combustível nua (caso referência), bem como para as varetas com luvas de 3, 4, 5 e 7 cm.

Podemos calcular da Tabela 5.1 os parâmetros integrais perturbados $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$, a partir da razão entre as taxas de reação epitérmicas, dadas pelas varetas combustíveis cobertas com luvas de Cd e as taxas de reação térmicas, dadas pela taxa de reação da vareta nua subtraindo a taxa de reação da vareta coberta com Cd. Assim, obtemos os valores dados na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 Valores Obtidos dos Parâmetros Integrais Perturbados pelo Código MCNP-4B Utilizando a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-V.

Geometria	Modelagem	$^{28}\rho^*$	$^{25}\delta^*$
3 cm	Figura 5.2	$2,1488 \pm 0,52\%$	$0,1513 \pm 0,35\%$
4 cm	Figura 5.2	$2,1100 \pm 0,52\%$	$0,1390 \pm 0,35\%$
5 cm	Figura 5.2	$2,0866 \pm 0,52\%$	$0,1347 \pm 0,35\%$
7 cm	Figura 5.2	$1,9857 \pm 0,52\%$	$0,1314 \pm 0,35\%$

Construindo um gráfico dos valores obtidos da Tabela 5.3, obtemos as Figuras 5.9 e 5.10.

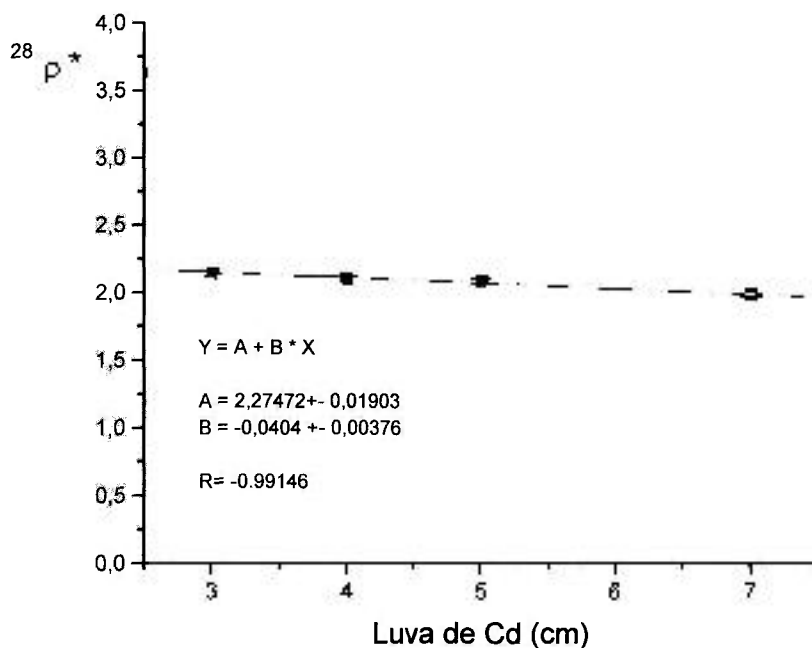


Figura 5.9 Variação do Parâmetro $^{28}\rho$ em Função do Comprimento da Luva de Cádmiio Calculada pelo Código MCN-4B Utilizando a Biblioteca ENDF/B-V.

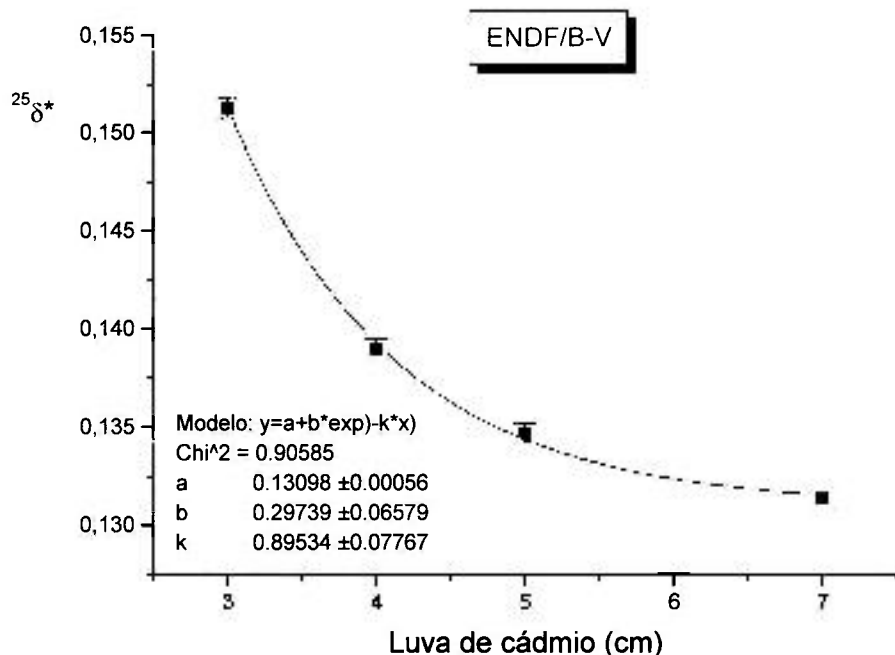


Figura 5.10 Variação do Parâmetro $^{25}\delta$ em Função do Comprimento da Luva de Cádmio Calculada pelo Código MCN-4B Utilizando a Biblioteca ENDF/B-V.

O valor do parâmetro integral $^{28}\rho$ obtido do código MCNP-4B para a vareta combustível nua, dada na Figura 2.14, utilizando-se a biblioteca de dados nucleares ENDF-B-V, pode ser obtido a partir das taxas de reação (R) calculadas para a vareta combustível nua no espectro total e na parte térmica (energia menor que 0,625eV). Assim,

$$^{28}\rho = \frac{\text{Taxa de reação Total} - \text{Taxa de reação térmica}(E < 0,625\text{eV})}{\text{Taxa de reação térmica}(E < 0,625\text{eV})} = \quad (5.3)$$

$$= \frac{7,6582 - 2,32496}{0,05937 \cdot 2,3249} = 2,3388 \pm 0,37\%.$$

Analogamente, pode-se calcular o valor referência para o $^{25}\delta$, bem como sua incerteza, a partir da Equação dada a seguir:

$$^{25}\delta = \frac{\text{Taxa de reação de fissão Total} - \text{Taxa de reação de fissão térmica}(E < 0,625\text{eV})}{\text{Taxa de reação de fissão térmica}(E < 0,625\text{eV})} = \quad (5.4)$$

$$= \frac{5,221 - 4,6438}{4,6438} = 0,1243 \pm 0,33\%$$

As incertezas foram consideradas, conforme a Equação 4.13 do capítulo 4, no entanto, quando se trata de valores calculados, não foram consideradas as correlações existentes. No caso do numerador das Equações 5.3 e 5.4, foram consideradas as somas das variâncias dos dois termos das respectivas Equações, pois Zipj¹¹⁹ demonstra que a variância de uma grandeza, resultante da subtração de outras duas grandezas, é dada pela somatória das mesmas.

Podemos também estimar o percentual de fissões que ocorrem nos átomos de ²³⁵U presentes na vareta combustível nua, aplicando os valores de taxas de reação, dados na Tabela 5.1, na Equação 3.13 apresentada no capítulo 3. Logo,

$$Fissões\ 235(nua) = \frac{{}^{25}N \cdot {}^{25}r}{{}^{25}N \cdot {}^{25}r + {}^{28}N \cdot {}^{28}r} = 0,9645 \pm 0,33\% . \quad (5.5)$$

Assim, constatamos que de acordo com o código MCNP-4B, utilizando-se a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-V, obtemos que do total das fissões que ocorrem nas varetas combustíveis nuas, 96,45% provem de fissões em átomos de ²³⁵U e apenas 3,55% de átomos de ²³⁸U. Esta informação é particularmente importante para corrigirmos as contagens integrais do fotopico gama do ¹⁴³Ce, na Equação 3.11, eliminando destas forma as contagens decorrentes de fissões rápidas nos átomos de ²³⁸U, fundamental na correta obtenção experimental do parâmetro ²⁵δ. Também serão importantes no cálculo do rendimento (“yied”) efetivo de fissão a serem utilizados nos valores calculados do parâmetro ²⁵δ referência e perturbados pelo cádmio (²⁵δ*).

O mesmo cálculo pode ser efetuado para as vareta cobertas com diferentes comprimentos de luvas de cádmio, utilizando-se na Equação 5.5 as respectivas taxas de reação dadas na Tabela 5.1. Os resultados podem ser visto no anexo D, tanto para a biblioteca ENDF/B-V como para os resultados com a biblioteca ENDF-B/VI.

Assim, usando-se o valor de referência bidimensional (reator infinito), dado pelas Equações 5.3 e 5.4 e os valores da Tabela 5.2, aplicados as Equações 5.1 e 5.2, podemos obter na Tabela 5.3, os valores dos fatores de correção, para a perturbação decorrente da utilização de diversos comprimentos de luvas de cádmio pelas varetas combustíveis.

É importante salientar que os fatores de correção calculados por Monte Carlo, através do código MCNP-4B, incluem todos os efeitos de perturbação citados no item 5.1, incluindo a energia de corte do cádmio.

Tabela 5.3 Valores dos Fatores de Correção Calculados Utilizando a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-V.

Arranjo: FIG.2.15	$^{28}\text{Fc (B-V)}$	$^{25}\text{Fc (B-V)}$
Luva de Cd de 3 cm	$1,0884 \pm 0,75\%$	$0,8215 \pm 0,48\%$
Luva de Cd de 4 cm	$1,1086 \pm 0,75\%$	$0,8942 \pm 0,48\%$
Luva de Cd de 5 cm	$1,1209 \pm 0,75\%$	$0,9228 \pm 0,48\%$
Luva de Cd de 7 cm	$1,1774 \pm 0,75\%$	$0,9460 \pm 0,48\%$

Construindo um gráfico dos valores obtidos da Tabela 5.3, obtemos as Figuras 5.11 e 5.12.

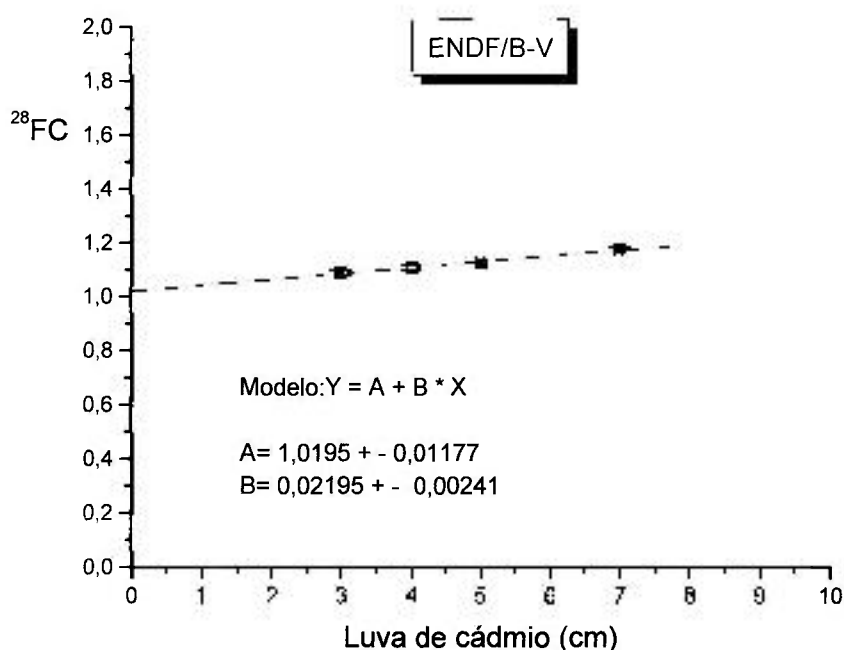


Figura 5.11 Fator de Correção para o Parâmetro $^{28}\rho$ Obtido pelo Código MCNP-4B a Partir da Biblioteca de Dados ENDF/B-V.

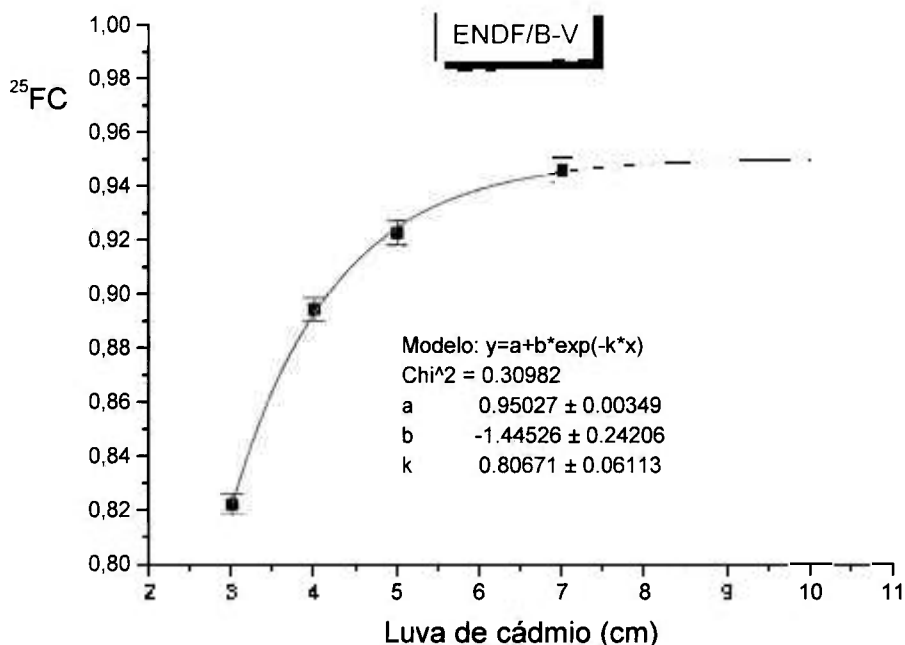


Figura 5.12 Fator de Correção para o Parâmetro $^{25}\delta$ Obtido pelo Código MCNP-4B a partir da biblioteca de dados ENDF/B-V.

5.3.1.2 Cálculos com folhas de urânio depletadas

Neste item serão apresentados os resultados obtidos do cálculo dos fatores de correção para as folhas de urânio depletadas. Inicialmente, foram calculados pelo código MCNP-4B as taxas de reação de captura apresentadas na Tabela 5.4.

Com relação a folha de urânio depletada, os valores referência passam a ser os parâmetros integrais calculados para a vareta combustível nua, pelo MCNP-4B (ENDF/B-V), dados em 5.3 e 5.4. Inicialmente calcula-se o parâmetro perturbado $^{28}\rho^*$, relacionando a Figura 5.3 (Folha nua perturbada) com as Figura 5.4, Figura 5.5 ou Figura 5.6, conforme o arranjo experimental com cádmio.

Os fatores de correção serão então obtidos a partir da razão entre o parâmetro $^{28}\rho$ obtido para o caso referência geral, ou seja a vareta combustível nua (Figura 5.1), cujo valor é dado na Equação 5.3 e os respectivos arranjos experimentais com

cádmio. Assim, a Tabela 5.5 mostra os valores obtidos dos fatores de correção para as folhas depletadas de cádmio para os respectivos arranjos experimentais ($^{28}FC_{\text{folha}}$).

Tabela 5.4 Valores de Taxas de Reação Calculados pelo Código MCNP-4B a Partir da Biblioteca ENDF/B-V para as folhas de Urânio depletado.

Geometria	Modelagem	Taxa de Reação de Captura 238	Valores de $^{28}\rho^*$
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher"Al	Figura 5.3	$1,8104 \cdot 10^{-1} \pm 0,57\%$	Não aplicável.
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher"CD	Figura 5.4	$1,3458 \cdot 10^{-1} \pm 0,53\%$	$2,8967 \pm 0,78\%$
Vareta luva 5 cm Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	Figura 5.5	$1,2675 \cdot 10^{-2} \pm 0,45\%$	$2,3347 \pm 0,73\%$
Vareta luva 5 cm Folha U deplet. Folhas "catcher"Al	Figura 5.6	$1,2757 \cdot 10^{-1} \pm 0,49\%$	$2,3858 \pm 0,75\%$

* Valores perturbados calculados a partir do caso referência dado pelas Figuras 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6.

Tabela 5.5 Fatores de Correção para as Folhas de Urânio Depletado - Cálculos Realizados no Código MCNP-4B com a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF-B-V.

Geometria	Modelagem	Fator de correção ($^{28}FC_{\text{folha}}$)
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher"Cd	Figura 5.4	$0,8074 \pm 0,82 \%$
Vareta luva 5 cm Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	Figura 5.5	$1,0018 \pm 0,77 \%$
Vareta luva 5 cm Folha U deplet. Folhas "catcher"Al	Figura 5.6	$0,9803 \pm 0,79 \%$

O resultado obtido para o caso da folha de urânio depletado, acondicionada entre folhas "catcher" de cádmio, todos situados dentro da vareta combustível, envolta na luva de cádmio de 5 cm, nos parece contradizer o resultado experimental e a física do problema. Seria de esperar-se que a o parâmetro $^{28}\rho^*$ fosse maior neste caso, do que para o

caso utilizando-se as folhas “catcher” de alumínio, utilizando a mesma luva de cádmio. Essa discrepância será comentada no item 5.6.

5.3.1.3 Cálculos com folhas de urânio enriquecido

Finalmente, neste item serão apresentados os resultados obtidos do cálculo dos fatores de correção para as folhas de níquel contendo uma fina camada urânio enriquecido .

A Tabela 5.6 mostra os valores de taxas de reação de fissão para a folha de níquel contendo fina camada eletrodepositada de urânio enriquecido a 93%, inserida entre folhas “catcher” de alumínio e de cádmio.

Tabela 5.6 Valores de Taxas de Reação de Fissão Obtidos para as Folhas de Níquel com Urânio Enriquecido Eletrodepositado - Cálculos Realizados no Código MCNP-4B com a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-V.

Geometria	Modelagem	Taxa de Reação de Fissão	Valores de $^{25}\delta^*$
Vareta nua Folha Ni-Uenriq. Folhas “catcher”Al	Figura 5.7	$11,2990 \pm 0,19\%$	(1)
Vareta Luva Cd 5 cm Folha Ni-Uenriq. Folhas “catcher” Cd	Figura 5.8	$5,6914E-1 \pm 0,47\%$	$0,1120 \pm 0,81\%$

(1) Valor não aplicável: caso referência.

Analisando-se o valor obtido na Tabela 5.6 para o parâmetro integral $^{25}\delta^*$, podemos a partir do valor referência da vareta irradiada nua, cujo valor do parâmetro não perturbado é $^{25}\delta = 0,1243 \pm 0,33 \%$, estimar o fator de correção, utilizando a Equação 5.2, como sendo,

$$^{25}F_{C \text{ Folha}} = 1,1098 \pm 0,85\% \quad (5.8)$$

Ao observarmos o fator de correção experimental a ser obtido no item 5.4.3, veremos a dificuldade do código MCNP-4B, utilizando a biblioteca ENDF/B-V em

calcular com exatidão as taxas de reação, devido a perturbação decorrente da presença do cádmio no combustível da vareta, bem como na luva externa a mesma.

5.3.2 Cálculos com a biblioteca ENDF/B-VI

Neste item apresentaremos os dados relativos aos cálculos no programa MCNP-4B utilizando as modelagens citadas nas Figuras 5.1 a 5.8, porém agora utilizando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF-B-VI. Tal qual, no item anterior os resultados se referem as taxas de reação de captura e fissão em unidades relativas (átomo alvo por barn). As concentrações de átomos de urânio utilizadas nos cálculos dos parâmetros integrais são exatamente aquelas descritas no item anterior.

Os parâmetros integrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$ calculados neste item, seguiram exatamente a mesma metodologia descrita no item anterior, razão pela qual serão apresentados diretamente os valores obtidos.

5.3.2.1 Cálculos com a as varetas combustíveis

A seguir, apresentaremos as tabelas com os respectivos valores calculados pelo código MCNP-4B (ENDF/B-VI) de taxas de reação, bem como dos parâmetros espectrais perturbados. A partir dos valores obtidos da Tabela 5.7, pode-se proceder ao cálculo de vários parâmetros e fatores de correção, obtidos para a vareta combustível nua (caso referência), bem como para as varetas com luvas de 3, 4, 5, 7 e 10 cm.

Dos valores de taxas de reação da Tabela 5.7, pudemos obter os valores perturbados dos parâmetros espectrais, apresentados a seguir na Tabela 5.8.

Assim, teremos o valor referência dado a seguir:

$$^{28}\rho = \frac{\text{Taxa de reação Total} - \text{Taxa de reação térmica}(E < 0,625eV)}{\text{Taxa de reação térmica}(E < 0,625eV)} =$$

$$= \frac{7,7180 - 2,3116}{2,3116} = 2,2940 \pm 0,31\% \quad (5.9)$$

Tabela 5.7 Valores das Taxas de Reação na Vareta Combustível Central Calculadas no Código MCNP-4B Utilizando-se a Biblioteca de Seção de Choque ENDF-B-VI.

Geometria	Modelagem	Taxa de reação de captura $^{238}\text{U}^*$	Taxa de reação de fissão ^{238}U	Taxa de reação de fissão ^{235}U	$^{28}\rho^*$	$^{25}\delta^*$
Vareta Nua**	Figura 5.1	$7,6582\text{E-}2 \pm 0,25\%$	$8,7268\text{E-}3 \pm 0,11\%$	$5,2263 \pm 0,12\%$	Não aplicável	Não aplicável
3 cm	Figura 5.2	$5,2670\text{E-}2 \pm 0,36\%$	$7,2626\text{E-}3 \pm 0,13\%$	$6,7393\text{E-}1 \pm 0,18\%$	$2,2027 \pm 0,57\%$	$0,1480 \pm 0,38\%$
4 cm	Figura 5.2	$5,1687\text{E-}2 \pm 0,35\%$	$7,1708\text{E-}3 \pm 0,12\%$	$6,2266\text{E-}1 \pm 0,17\%$	$2,0762 \pm 0,56\%$	$0,1353 \pm 0,27\%$
5 cm	Figura 5.2	$5,1787\text{E-}2 \pm 0,36\%$	$7,1074\text{E-}3 \pm 0,12\%$	$6,0540\text{E-}1 \pm 0,16\%$	$2,0886 \pm 0,57\%$	$0,1310 \pm 0,26\%$
7 cm	Figura 5.2	$5,1427\text{E-}2 \pm 0,36\%$	$7,0612\text{E-}3 \pm 0,13\%$	$5,9684\text{E-}1 \pm 0,16\%$	$2,0444 \pm 0,57\%$	$0,1289 \pm 0,26\%$
10 cm	Figura 5.2	$5,1185\text{E-}2 \pm 0,35\%$	$7,0711\text{E-}3 \pm 0,13\%$	$5,9205\text{E-}1 \pm 0,16\%$	$2,0154 \pm 0,55\%$	$0,1277 \pm 0,26\%$

Obs: Taxa de reação em unidades relativas;

* Valores perturbados pela luva de cádmio;

** Taxa de captura térmica ^{238}U : $^{28}\text{R}_{\text{th}}(\text{E}<0,625\text{eV}) = 2,3249\text{E-}2 \pm 0,13\%$;

** Taxa de fissão térmica ^{235}U : $^{25}\text{R}_{\text{th}}(\text{E}<0,625\text{eV}) = 4,6611 \pm 0,14\%$.

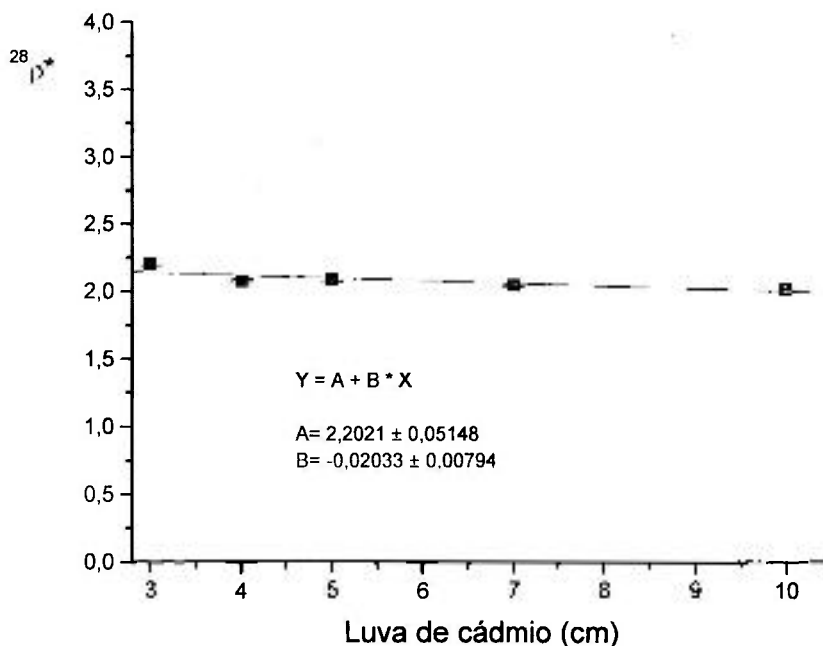


Figura 5.13 Variação do Parâmetro $^{28}\rho^*$ em Função do Comprimento da Luva de Cd.

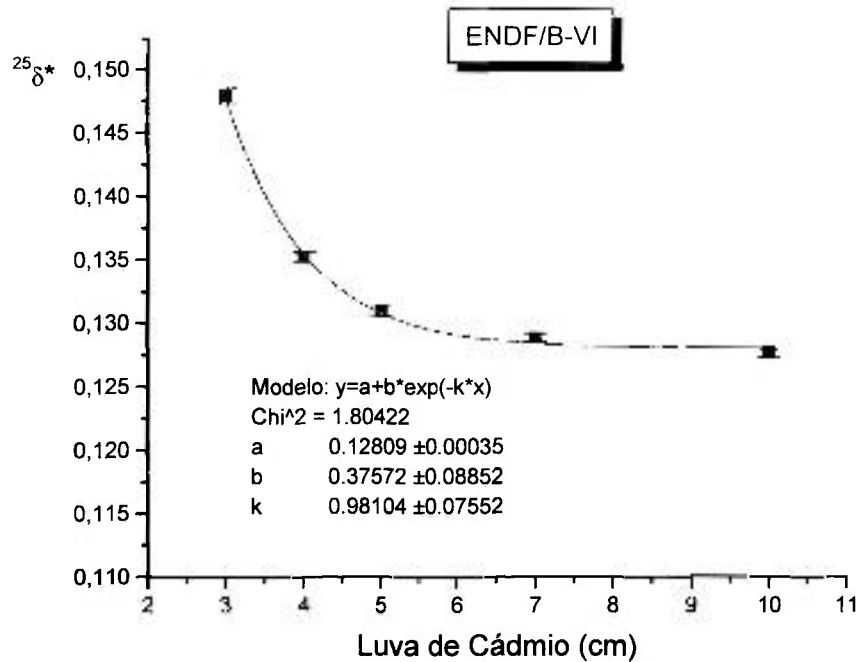


Figura 5.14 Variação do Parâmetro $^{25}\delta^*$ em Função do Comprimento da Luva de Cd.

Analogamente, pode-se calcular o valor referência para o $^{25}\delta$ a partir da Equação dada a seguir.

$$\begin{aligned}
 ^{25}\delta &= \frac{\text{Taxa de reação de fissão Total} - \text{Taxa de reação de fissão térmica}(E < 0,625eV)}{\text{Taxa de reação de fissão térmica}(E < 0,625eV)} = \\
 &= \frac{5,2263 - 4,6611}{4,6611} = 0,1213 \pm 0,23\%
 \end{aligned}
 \tag{5.10}$$

Os fatores de correção podem agora serem calculados e são apresentados na Tabela 5.8.

A variação dos valores de correção em função do comprimento da luva de cádmio, podem ser visualizados através das Figura 5.15 e 5.16, dadas a seguir.

Analogamente ao valor obtido na Equação 5.5, podemos também estimar o percentual de fissões que ocorrem nos átomos de ^{235}U presentes na vareta combustível nua, a partir dos dados de taxas de reação calculados pelo código MCNP-4B. utilizando-se da biblioteca ENDF/B-VI. O resultado, muito similar ao obtido em 5.5 é apresentado a seguir.

Tabela 5.8 Valores dos Fatores de Correção Calculados Utilizando a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-VI.

Arranjo: FIG.2.15	$^{28}\text{Fc (B-VI)}$	$^{25}\text{Fc (B-VI)}$
Luva de 3 cm	$1,0415 \pm 0,59\%$	$0,8196 \pm 0,47\%$
Luva de 4 cm	$1,1049 \pm 0,55\%$	$0,8965 \pm 0,47\%$
Luva de 5 cm	$1,0983 \pm 0,57\%$	$0,9259 \pm 0,45\%$
Luva de 7 cm	$1,1221 \pm 0,57\%$	$0,9410 \pm 0,45\%$
Luva de 10 cm	$1,1382 \pm 0,68\%$	$0,9499 \pm 0,45\%$

$$\text{Fissões } ^{235}\text{(mia)} = 0,9654 \pm 0,84\% \quad (5.11)$$

Assim, constatamos que de acordo com o código MCNP-B4, utilizando-se a biblioteca de dados nucleares ENDF-B-VI, temos que do total das fissões, 96,54% ocorrem nos átomos de ^{235}U e apenas 3,56% ocorrem nos átomos de ^{238}U . Os valores obtidos para os diferentes comprimentos de luvas de cádmio são apresentados no Anexo D.

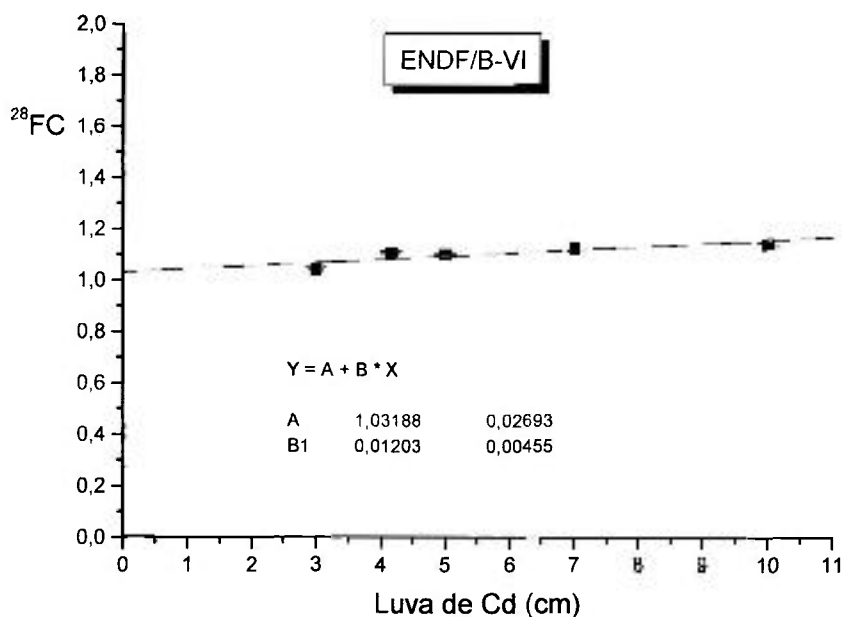


Figura 5.15 Fator de Correção para o Parâmetro $^{28}\rho$ Obtido pelo Código MCNP-4B a Partir da Biblioteca de Dados ENDF/B-VI.

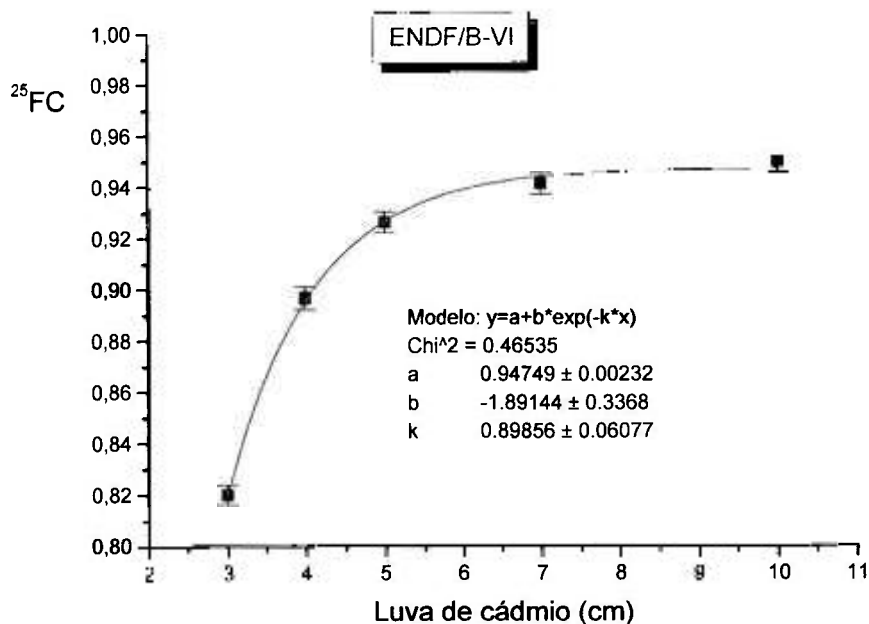


Figura 5.16 Fator de Correção para o Parâmetro ²⁵δ Obtido pelo Código MCNP-4B a Partir da Biblioteca de Dados ENDF/B-VI.

5.3.2.2 Cálculos com a as folhas de urânio depletadas

A Tabela 5.9 mostra os valores de taxas de reação calculados pelo código MCNP-4B com a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI, obtidos para as folhas de urânio depletadas e os seus respectivos arranjos experimentais.

Tabela 5.9 Valores de Taxas de Reação Calculados pelo Código MCNP-4B a Partir da Biblioteca ENDF-B-VI.

Geometria	Modelagem	Taxa de reação de captura 238	Valores de ²⁸ ρ* ⁽¹⁾
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher"Al	Figura 5.3	$1,8235E-01 \pm 0,50\%$	Não aplicável.
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher"Cd	Figura 5.4	$1,3277E-01 \pm 0,49\%$	$2,6779 \pm 1,30\%$
Vareta luva Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	Figura 5.5	**	**
Vareta luva Folha U deplet. Folhas "catcher"Al	Figura 5.6	$1,2646E-01 \pm 0,59\%$	$2,2627 \pm 1,39\%$

** Valores não calculados.

(1) Valores perturbados calculados a partir do arranjo apresentado pela Figura 5.3.

Assim, os fatores de correção para a folha de urânio depletado são dados a seguir na Tabela 5.10.

Tabela 5.10 Fatores de Correção para as Folhas de Urânio Depletado com a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-VI.

Geometria	Modelagem	Fator de correção ($^{28}FC_{\text{Folha}}$)
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	Fig. 5.4	$0,8566 \pm 0,82 \%$
Vareta luva Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	Fig. 5.5	**
Vareta luva Folha U deplet. Folhas "catcher" Al	Fig. 5.6	$1,0119 \pm 0,82\%$

** Não calculado.

A biblioteca ENDF-B-VI não foi utilizada para o cálculo da folha de níquel com urânio eletrodepositado, devido as dificuldades encontradas de falta de estatística, devido a diminuta concentração de urânio enriquecido, constatada já no cálculo com a biblioteca ENDF/B-V, acarretando um elevadíssimo tempo de processamento. Além disso o cálculo citado apresentou uma enorme discrepância com o valor experimental, a ser discutida na conclusão deste capítulo.

5.4 Estimativa experimental dos parâmetros de correção

5.4.1 Fatores de correção obtidos experimentalmente para varetas combustíveis

Os fatores de correção para as luvas externas de cádmio, também podem ser obtidos experimentalmente, através da visualização do comportamento físico dos mesmos em função do comprimento da luva de cádmio, obtidos dos valores calculados pelo código MCNP-4B. Tal visualização se dá através de gráficos semelhantes aos apresentados nas Figuras 5.15 e 5.16, relacionando os valores experimentais dos parâmetros $^{28}\rho^*$ e $^{25}\delta^*$, obtidos no Capítulo 3, com os respectivos comprimentos de luvas de cádmio. Estes parâmetros são perturbados em seus valores pelas luvas externas de cádmio, que ao

causarem uma depressão no fluxo de neutrons térmicos, acabam acarretando uma depressão nos valores das taxas de reação (Anexo H). Tal fato, leva a obtenção de valores espectrais perturbados, que serão corrigidos através de metodologia inédita apresentada a seguir.

Sabemos que a medida que acrescentamos cádmio, maior parcela de nêutrons epitérmicos passam a ser absorvidos pelas luvas, pois o cádmio não é um filtro ideal. Um filtro de cádmio ideal seria aquele que permitisse a passagem de todos os nêutrons epitérmicos e absorvesse todos os nêutrons térmicos. Assim, aumentando a absorção de nêutrons epitérmicos, a taxa de reação medida torna-se cada vez mais perturbada pela presença do cádmio, aumentando-se a magnitude da correção necessária para restaurar o valor medido ao seu valor não perturbado.

O raciocínio para o parâmetro $^{25}\delta^*$ é exatamente o oposto. Conforme pudemos observar nos valores de correção obtidos via cálculo de Monte Carlo, nas Tabelas 5.3 e 5.8, quanto maior o comprimento e conseqüentemente a quantidade de cádmio introduzida no sistema, menos perturbado será o valor medido das razões das taxas de fissão que caracterizam o parâmetro $^{25}\delta$. Este fato, surpreendente, está ainda sob investigação, todavia acreditamos estar relacionada a variação da energia de corte do cádmio, com a introdução no sistema de uma maior quantidade de cádmio. Entretanto, isto terá um limite, pois chega-se a um ponto em que aumentando-se o comprimento da luva de cádmio, esta avança sobre regiões do comprimento ativo da vareta e do moderador que não mais contribuem com neutros para o valor da taxa de reação medido e calculado na cota axial de 220 mm.

Diante, destas conclusões, podemos obter os fatores de correção de uma forma experimental, pois sabemos que a medida que diminuimos o comprimento da luva de cádmio o fator de perturbação vai tendendo se não a um valor unitário, pelo menos a um valor mínimo de correção, para o parâmetro integral $^{28}\rho^*$, quando o comprimento tende a zero.

Para o parâmetro $^{25}\delta^*$ ocorre exatamente o oposto, a medida que aumentamos o comprimento de cádmio, o fator de correção tende, se não a um valor unitário, pelo menos a um valor de magnitude mínima.

Assim, as Figuras 5.17 e 5.18 mostram a variação dos parâmetros espectrais medidos em função dos comprimentos das luvas de cádmio e nos permitirão avaliar experimentalmente os fatores de correção.

Assim, podemos na Tabela 5.11 apresentar os valores estimados dos fatores de correção, obtidos a partir das Figuras 5.17 e 5.18. Os valores de referência serão para o parâmetro $^{28}\rho$ o comprimento de cádmio zero, levando em conta que nesta condição o fator de correção tende ao mínimo, ou seja $^{28}FC = 1,03188 \pm 2,6\%$ (ENDF/B-VI - Figura 5.15) e $^{28}FC = 1,0195 \pm 1,2\%$ (ENDF/B-VI-Figura5.15). Assim, se calcularmos o valor médio ponderado, bem como a sua respectiva incerteza ponderada¹¹⁹, levando em consideração os valores obtidos nas duas bibliotecas, obteremos,

$$^{28}\overline{FC} = 1,02163 \pm 0,46\%$$

O valor acima, será utilizado para a obtenção experimental do parâmetro $^{28}\rho$, multiplicando o valor obtido na Figura5.17 para o comprimento de luva tendendo a zero, ou seja $2,3077 \pm 1,08\%$. Assim, o valor referência utilizado como valor não perturbado será,

$$^{28}\rho = 2,3576 \pm 0,94\%$$

Para o parâmetro espectral $^{25}\delta$ a luva de cádmio de comprimento tendendo a infinito, leva a um valor assintótico, em que o fator de correção tende a um valor mínimo.

Assim, o valor assintótico do parâmetro $^{25}\delta$ obtido para a condição do comprimento da luva de cádmio tendendo a infinito, dado pela Figura 5.18 será,

$$^{25}\delta = 0,1281 \pm 0,89\%$$

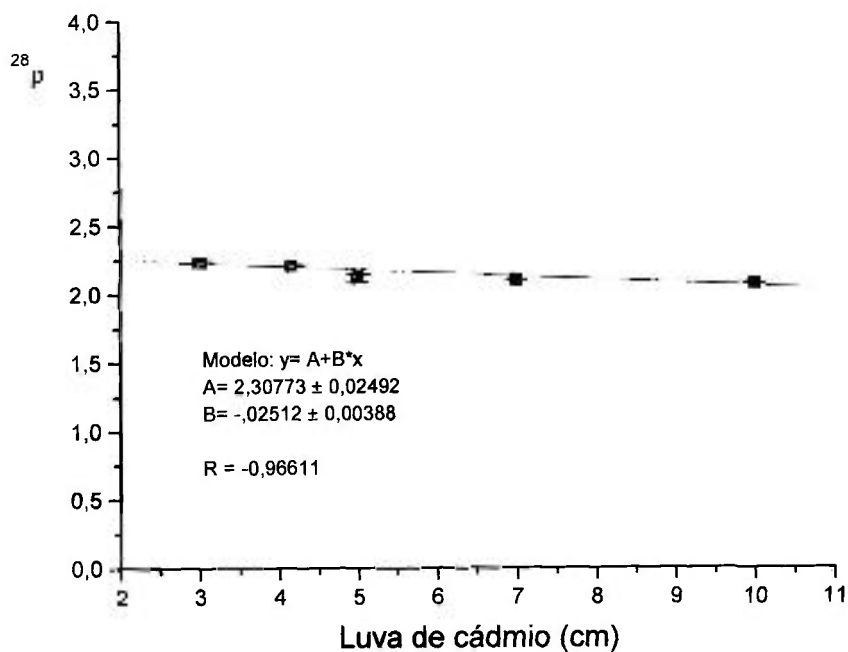


Figura 5.17 Variação do Parâmetro Espectral medido $^{28}\rho^*$ em Função do Comprimento da Luva de Cádmio.

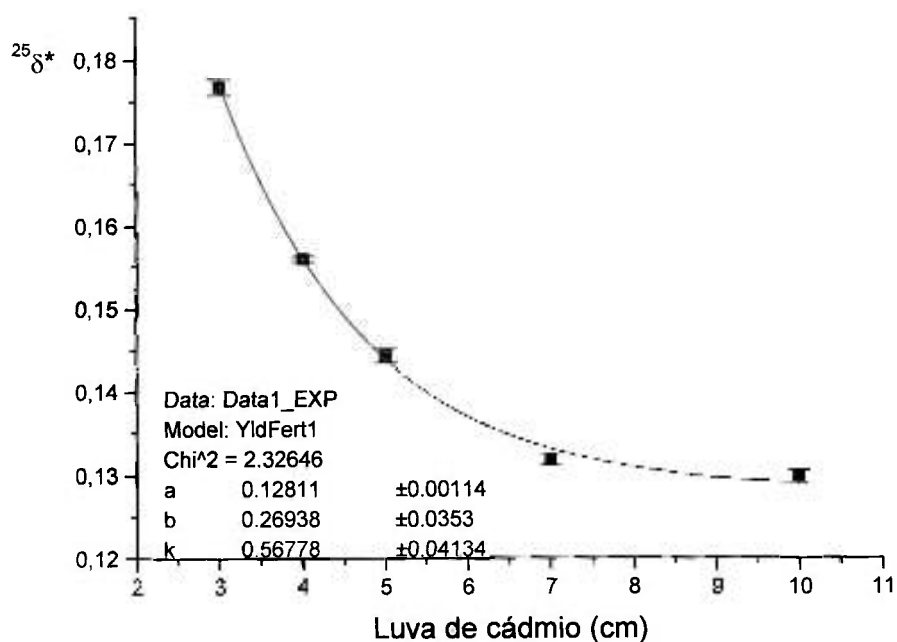


Figura 5.18 Variação do Parâmetro Espectral Medido $^{25}\delta^*$ em Função do Comprimento da Luva de Cádmio.

Das Figura 5.15 e 5.16 observamos o comportamento dos fatores de correção calculados em função do comprimento da luva de cádmio. Observamos claramente que ^{28}FC tende ao valor mínimo quando o comprimento tende a zero. Observamos também que ^{25}FC tende a um valor mínimo assintótico quando o comprimento da luva de cádmio tende a infinito.

Os cálculos indicaram um valor assintótico de $0,9503 \pm 0,37\%$ e $0,9475 \pm 0,24\%$, respectivamente utilizando-se as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI., ou seja os valores são bastante concordantes e próximos entre si . Assim adotaremos uma média ponderada dos mesmos para obtermos o valor de correção ^{25}FC médio a ser aplicado ao valor assintótico do parâmetro $^{25}\delta^*$.Assim, sendo

$$^{25}\overline{\text{FC}} = 0,9483 \pm 0,20\%$$

O valor acima, será utilizado para a obtenção experimental do parâmetro $^{25}\delta$, multiplicando o valor obtido na Figura 5.18 para o comprimento de luva tendendo a infinito, ou seja $0,1281 \pm 0,89\%$. Assim, o valor referência não perturbado, será dada a seguir.

$$^{25}\delta = 0,1215 \pm 0,91\%$$

Este valor servirá de referência , bem como o valor $^{28}\rho = 2,3576 \pm 0,94\%$, para o cálculo dos fatores de perturbação dados na Tabela 5.11.

Se compararmos os valores da Tabela 5.11, dada a seguir, com os valores obtidos para os fatores de correção calculados pelo MCNP-4B para as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI, respectivamente dados pelas Tabela5.3 e 5.8, veremos que os valores dados pela biblioteca ENDF/B-VI, no que se refere ao fator ^{28}FC , são muito mais concordantes aos obtidos a partir dos valores experimentais extrapolados. Observamos, no entanto que ambas as bibliotecas se equivalem quanto ao fator de correção ^{25}FC .

Tabela 5.11 Fatores de Correção para os Parâmetros Integrais $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$ Obtidos para a Vareta Combustível Irradiadas com Luvas de Cádmiio.

Arranjo: FIG.2.15	$^{28}\mathbf{F}_{\mathbf{c}_{\mathbf{exp}}}$	$^{25}\mathbf{F}_{\mathbf{c}_{\mathbf{exp}}}$
Luva de 3 cm	$1,0533 \pm 0,51\%$	$0,6872 \pm 0,42\%$
Luva de 4 cm	$1,0582 \pm 0,55\%$	$0,7788 \pm 1,01\%$
Luva de 5 cm	$1,1120 \pm 1,22\%$	$0,8420 \pm 0,67\%$
Luva de 7 cm	$1,1198 \pm 0,55\%$	$0,9212 \pm 0,71\%$
Luva de 10 cm	$1,1309 \pm 0,55\%$	$0,9361 \pm 0,70\%$

5.4.2 Fatores de correção obtidos para folhas de urânio depletado

Da mesma forma que obtivemos experimentalmente para a vareta combustível os fatores de correção necessários para corrigir os efeitos de perturbação do cádmio, podemos obter para a folha de urânio depletado. Neste caso, o valor de referência será o valor do $^{28}\rho$ obtido para o caso referência medido da vareta combustível, ou seja o obtido da ajuste da Figura 5.17, ou seja $^{28}\rho = 2,3576 \pm 1,26\%$.

Assim, da Figura 5.19 dada a seguir obteremos os valores ajustados das taxas de captura na folha de urânio depletada e estes valores nos permitirão obter os fatores de correção para as folhas de urânio depletado em cada arranjo específico.

Assim, podemos estimar experimentalmente os fatores de correção para os diversos arranjos experimentais em que utilizou-se a folha de urânio depletado com luvas e folhas “catcher” de cádmio. Estes valores são mostrados na Tabela 5.12 dada a seguir.

Observando a Tabela 5.12 concluímos que para o caso das folhas de urânio depletado a biblioteca ENDF/B-V apresentou resultados mais próximos aos valores obtidos neste item, do que aqueles obtidos com a biblioteca ENDF/B-VI e isto será alvo de discussões ao término deste capítulo.

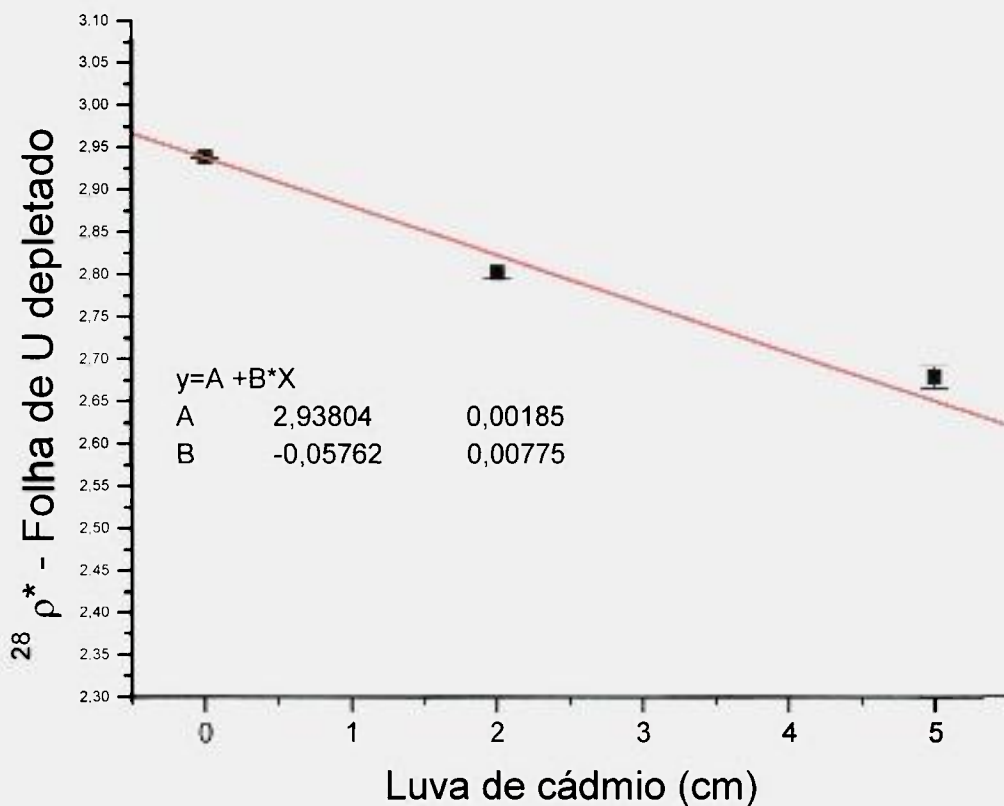


Figura 5.19 Variação do Parâmetro Integral Medido $^{28}\rho$ em Função dos Arranjos Experimentais com Luvas de Cádmio.

Tabela 5.12 Fatores de Correção para as Folhas de Urânio Depletado e Respetivos Arranjos Experimentais com Cádmio e Alumínio. Comparação com valores calculados pelo código MCNP-4B.

Geometria	Fator de correção ($^{28}FC_{\text{Folha}}\text{experim.}$)	C/E	
		B-V	B-VI
Vareta nua Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	$0,8024 \pm 0,94\%$	1,0062	1,0675
Vareta luva 2cm Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	$0,8414 \pm 0,97\%$	(1)	(1)
Vareta luva 5cm Folha U deplet. Folhas "catcher" Cd	$0,8802 \pm 1,06\%$	1,1382	(1)
Vareta luva 5cm* Folha U deplet. Folhas "catcher" Al	$0,9865 \pm 1,06\%$	0,9937	1,0257
Vareta c/caixa Cd -Folha U deplet. diâmetro. 7,5 mm	$0,7505 \pm 1,30\%$	(1)	(1)

(1) Valores não calculados.

5.4.3 Fatores de correção obtidos para folhas com urânio enriquecido

A partir do valor de referência para o parâmetro integral $^{25}\delta$, podemos também estimar o fator de correção, para o arranjo experimental da folha de níquel com urânio eletrodepositado, analogamente a estimativa para a folha depletada irradiada com “catcher” de alumínio e luva de 5 cm.

Assim, obtemos o fator de correção experimental, dado por,

$$^{25}FC_{\text{folha}} = \frac{0,1215}{0,1385} = 0,8773 \pm 3,42\% \quad (5.11)$$

É interessante observarmos que este valor de fator de correção, coincide, dentro de sua margem de erro, com o valor do fator de correção dado na Tabela 5.12, para a luva de cádmio de 5 cm ($^{25}F_{\text{cexp}} = 0,8420 \pm 1,36\%$). Visto ser este o comprimento de luva utilizado nestas medidas, isto nos leva a refletir, que boa parte da perturbação neste caso, deve-se a luva de cádmio de comprimento 5 cm. No entanto, cumpre destacar a grande discrepância observada entre os valores medido e calculado (ENDF/B-V), onde obtemos a razão entre o fator de correção calculado e medido como sendo $C/E = 1,2650$.

5.5 Conclusão sobre a avaliação dos fatores de correção

Os valores obtidos para os fatores de correção, tanto calculados pelo MCNP-4B, como aqueles estimados experimentalmente, mostraram-se coerentes, ou seja, decrescem igualmente, quando a luva de cádmio diminui para o parâmetro $^{28}\rho$ e diminuem igualmente, quando a luva de cádmio aumenta de comprimento no caso do parâmetro $^{25}\delta$.

Uma discrepância importante, entre os valores experimentais medidos e calculados, se refere ao caso da folha de urânio depletado e enriquecida, quando as mesmas se encontram totalmente blindadas com cádmio (Figura 2.13), entre as folhas “catcher” e a luva externa de cádmio de comprimento 5 cm. No caso da folha de urânio depletado o cálculo subestima a taxa de reação epitérmica na folha de urânio depletado, calculando-se

um parâmetro integral perturbado ($^{28}\rho^*$) de valor menor ao obtido experimentalmente. Isto provavelmente, deve-se as altas imprecisões existentes nos valores de seções de choque do cádmio ⁹³, notadamente nas regiões epitérmicas do espectro, onde temos as ressonâncias de absorção. O mesmo acontece para a folha de níquel contendo urânio enriquecido, onde o cálculo subestima a taxa de reação epitérmica calculada. Assim, quando as folhas de urânio e “catcher” de cádmio, estão expostas a um espectro bastante duro, predominantemente epitérmico, o código parece não conseguir calcular com exatidão as taxas de reação nas mesmas, levando a um erro sistemático de subestimação do parâmetro integral perturbado.

Realizando-se o mesmo cálculo citado anteriormente, para o parâmetro $^{28}\rho$, mas utilizando folha “catcher” de alumínio no interior da luva de cádmio, obtemos valores calculados bem coerente aos valores experimentais. Isto se deve ao fato da luva de cádmio, estando no moderador, estar submetida a um espectro menos energético (“mole”), predominantemente de neutrons térmicos, fazendo com que o cálculo estime com uma precisão maior as absorções na mesma, devido a uma melhor exatidão dos valores de seções de choque do cádmio nesta região do espectro. Alia-se a isso o fato do alumínio ser praticamente transparente aos neutrons epitérmicos, predominantes na região combustível da vareta.

Observamos um fato bastante interessante com relação aos valores dos fatores de correção obtidos para o parâmetro $^{28}\rho$ (^{28}Fc) calculados pelo código MCNP-4B, utilizando-se as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI. No caso das varetas combustíveis, a região amostrada no cálculo tem um comprimento amostral de 1 cm, ou seja maior que a espessura das folhas de urânio que é de apenas 0,01016 cm, além de não possuir cádmio em seu interior. Com isso, a região calculada está exposta a um campo neutrônico menos energético, ou seja mais mole, que no caso das folhas.

Nestas condições, a biblioteca ENDF/B-VI apresenta valores mais próximos aos valores obtidos experimentalmente. Isto pode ser visualizado na Tabela 5.13.

Tabela 5.13 - Comparação entre os Valores dos Fatores de Correção Obtidos para Varetas Combustíveis. Valores Experimentais (E) e Calculados (C) pelo Código MCNP-4B Utilizando as Bibliotecas de Dados Nucleares ENDF/B-V e ENDF/B-VI.

Luva de Cd (cm)	C / E			
	$^{28}\text{FC(B-V)}$	$^{28}\text{FC(B-VI)}$	$^{25}\text{FC(B-V)}$	$^{28}\text{FC(B-VI)}$
3	1,0332	0,9888	1,1657	1,1612
4	1,0476	0,9577	1,1213	1,1275
5	1,0008	1,0124	1,0715	1,0739
7	0,9511	1,0021	1,0041	1,0027
10	(1)	1,0065	(1)	0,9958

(1) - Valores não calculados.

No caso das folhas depletadas, ocorre exatamente o oposto na determinação de ^{28}Fc , ou seja, como elas estão expostas a um espectro neutrônico mais energético, ou seja mais duro, os fatores de correção obtidos pela biblioteca ENDF/B-V é que se mostram mais próximos aos valores experimentais, conforme visualizamos na Tabela 5.12.

Podemos também observar que os resultados obtidos para o cálculo do fator de correção para o parâmetro $^{25}\delta$ (^{25}Fc) nas duas bibliotecas praticamente se equivalem.

No próximo capítulo faremos uso desses fatores de correção para podermos obter os parâmetros integrais não perturbados, pela presença do cádmio e assim obtermos os parâmetros integrais para o reator IPEN/MB-01.

6 RESULTADOS FINAIS

6.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados todos os parâmetros espectrais medidos no reator IPEN/MB-01, já corrigidos com os fatores de correção obtidos no capítulo 5. Além disso, são apresentados os resultados das medidas com os parâmetros C^* , $C8/F$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$, decorrentes da espectrometria gama de varetas nuas e cobertas com cádmio.

Neste capítulo também serão apresentados os valores das taxas de reação de captura e fissão na vareta combustível central do núcleo, obtidos em 3 dimensões, representando o núcleo do reator em geometria e composição, através do código MCNP-4B, com as bibliotecas de dados nucleares ENDF/B-5 e ENDF/B-VI .

O parâmetro espectral final, representado pelo valor médio do parâmetro, é determinado através da média dos valores medidos e será apresentado sempre na última linha das tabelas, em negrito e este passa a ser o valor da grandeza medida na região assintótica do núcleo do reator IPEN/MB-01.

6.2 Parâmetro integral $^{28}\rho$

6.2.1 Varetas combustíveis

A seguir são apresentados na Tabela 6.1 os valores experimentais obtidos para o parâmetro $^{28}\rho$, característicos do núcleo retangular do reator IPEN/MB-01, descrito com detalhes no Anexo A.

São apresentados os valores obtidos, através nas 3 metodologias de obtenção dos fatores de correção, descritas no Capítulo 5. Os valores experimentais dados

na Tabela 3.1 são corrigidos pelos fatores de correção das Tabelas 5.3, 5.8 e 5.11 obtendo-se os valores da Tabela 6.1.

Após a correção dos valores experimentais pelos respectivos fatores de correção, obtemos os valores corrigidos, que após terem o seu valor médio ponderado calculado, nos fornecem o valor final da grandeza para cada uma das 3 metodologias de obtenção dos fatores de correção, citadas no capítulo anterior.

Tabela 6.1 Valores Experimentais de $^{28}\rho$ Corrigidos Quanto à Perturbação do Cádmi. Valores Médios Finais Obtidos no RFIT.

Arranjo	ENDF/B-V (1)	ENDF/B-VI (2)	EXPERIMENTAL (3)
Luva de 3 cm	2,4362 ± 0,85%	2,3312 ± 0,71%	2,3576 ± 1,37 %
Luva de 4 cm	2,4698 ± 0,83%	2,4616 ± 0,68%	2,3576 ± 1,21%
Luva de 5 cm	2,3763 ± 1,07%	2,3284 ± 1,13%	2,3576 ± 1,20 %
Luva de 7 cm	2,4789 ± 2,00%	2,3625 ± 0,80%	2,3576 ± 0,51 %
Luva de 10 cm	(4)	2,3579 ± 0,77%	2,3576 ± 0,51%
$^{28}\rho$ (Vareta)	2,4403 ± 0,78% %	2,3686 ± 0,75%	2,3576 ± 0,33%

- (1) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-V (Tabela 5.3);
- (2) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-VI (Tabela 5.6);
- (3) Valores medidos corrigidos com os fatores de correção determinados experimentalmente (Tabela 5.9).
- (4) Fator de correção não calculado para a luva de 10 cm.

6.2.2 Folhas de urânio depletado

Analogamente, ao item anterior, obtemos o parâmetro $^{28}\rho$ para as folhas de urânio depletado a partir dos valores medidos perturbados dados na Tabela 3.5 para os vários tipos de arranjos experimentais e dos fatores de correção para esses arranjos dados nas Tabelas 5.5 (ENDF/B-V), 5.10 (ENDF/B-VI) e 5.11 (Fatores de Correção Obtidos experimentalmente). Assim, os resultados finais são apresentados na Tabela 6.2 dada a seguir.

Tabela 6.2 Valores Experimentais de $^{28}\rho$ Corrigidos Quanto à Perturbação do Cádmiu. Valores Médios Finais Obtidos no RFIT.

Arranjo	ENDF/B-V (1)	ENDF/B-VI (2)	EXPERIMENTAL (3)
Figura 2.11	2,3722 ± 0,96%	2,5168 ± 0,82%	2,3576 ± 1,26%
Figura 2.12	*	*	2,3576 ± 1,30%
Figura 2.13	2,3389 ± 0,92%	*	2,3576 ± 3,14%
Figura 2.14 ⁽⁴⁾	2,3388 ± 0,93%	2,4182 ± 0,96%	2,3576 ± 1,44%
$^{28}\rho$ (Folha)	2,3491 ± 0,51%	2,4675 ± 1,26%	2,3576 ± 0,75%

* Valores não calculados pelo MCNP-4B.

- (1) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-V;
- (2) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-VI;
- (3) Valores medidos corrigidos com os fatores de correção determinados experimentalmente.
- (4) Folha "catcher" de alumínio.

6.3 Parâmetro Integral $^{25}\delta$

A seguir são apresentados na Tabela 6.2 os valores experimentais obtidos para o parâmetro $^{25}\delta$, característicos do núcleo retangular do reator IPEN/MB-01.

São apresentados os valores obtidos, através nas 3 metodologias diferentes de obtenção dos fatores de correção, descritas no capítulo 5. Os valores experimentais dados na Tabela 3.1 são corrigidos pelos fatores de correção das Tabelas 5.3, 5.8 e 5.11. obtendo-se os valores da Tabela 6.3.

Após a correção dos valores experimentais pelos respectivos fatores de correção, obtemos os valores corrigidos, que nos fornecerão o valor médio final da grandeza para cada uma das 3 metodologias citadas no Capítulo 5.

Tabela 6.3 Valores Experimentais de $^{25}\delta$ Corrigidos Quanto à Perturbação do Cádmiio. Valores Médios Finais Obtidos no RFIT.

Arranjo	EXPERIMENTAL ENDF/B-V (1)	EXPERIMENTAL ENDF/B-VI (2)	TOTALMENTE EXPERIMENTAL (3)
Luva de 3 cm	0,1452 ± 0,73%	0,1449± 0,73%	0,1215± 0,10%
Luva de 4 cm	0,1395 ± 0,53%	0,1399 ± 0,52%	0,1215± 0,78%
Luva de 5 cm	0,1331 ± 0,76%%	0,1336 ± 0,74%	0,1215 ± 2,39%
Luva de 7 cm	0,1248 ± 0,73%	0,1241 ± 0,71%	0,1215 ± 0,29%
Luva de 10 cm	(4)	0,1232 ± 0,88%	0,1215 ± 0,14%
$^{25}\delta$	0,1357 ± 2,13 %	0, 1314 ± 2,18 %	0,1215± 0,38 %

- (1) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-V;
- (2) Valores experimentais corrigidos pelo fator de correção calculado pelo MCNP-4B usando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-VI;
- (3) Valores experimentais corrigidos por fatores de correção obtidos pela metodologia descrita no item 5.4.1.
- (4) Valor não calculado.

Podemos observar que os valores de $^{25}\delta$ obtidos através dos fatores de correção experimentais se mantêm constantes. Os valores de $^{25}\delta$, obtidos através dos código MCNP-4B com as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI, parecem indicar uma tendência de queda, ou seja, aparentam não estarem dispersos em torno de um valor, mas sim tendendo a este valor. Assim, os valores calculados pelo MCNP-4B, tanto para a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-V como para a biblioteca ENDF/B-VI, parecem indicar estarem superestimados para as luvas de cádmio de menor comprimento de cádmio. Para a luva de cádmio de 3 cm, os fatores calculados usando a biblioteca ENDF/B-VI, quando comparados aos obtidos experimentalmente, estão superestimados em 14,7%, enquanto para a luva de 4 cm, essa diferença é de 10,7. Para os fatores de correção calculados pelo código MCNP-4B, usando a biblioteca ENDF/B-V essa subestimação é ainda um pouco maior, chegando a ser de 15,0% para a luva de 3 cm.

6.4 Parâmetro Integral C*, C8/F e (C8/F)epit

Os valores dos parâmetros espectrais citados, apresentados nas Tabelas 3.2 e 3.3, foram obtidos a partir de duas aproximações. Foi considerado inicialmente que devido ao fato das energias emitidas pelos dois radionuclídeos contados, ^{239}Np e ^{143}Ce , serem valores muito próximos entre si, respectivamente, 276,6 e 293,3 keV, as eficiências globais de contagem no detetor de Germânio (HPGe) e os fatores de auto-blindagem na vareta combustível, seriam valores muito próximos entre si, de tal forma que suas razões poderiam ser desprezadas. Na realidade, essas razões são valores próximos ao valor unitário. Neste item corrigimos aqueles valores através de um fator de correção dado pelo produto destes fatores.

A Tabela 6.4 apresenta os valores corrigidos, quanto aos dois parâmetros citados (eficiência e auto-blindagem). As eficiências globais de contagem foram determinadas a partir da contagem de uma fonte padrão de ^{152}Eu , enquanto a razão dos fatores de auto-blindagem foram estimados a partir de valores existentes da literatura ⁷⁴.

Os valores encontrados para as razões entre as eficiências globais de contagem e os fatores de auto-blindagem, são $C_{\eta} / N_{\eta} = 0,9674$ e $C_{F_y} / N_{F_y} = 1,0156$, o que resulta num fator de correção de 0,9825, a ser aplicado sobre os valores obtidos nas Tabelas 3.2 e 3.3.

Tabela 6.4 Parâmetros Integrais medidos para a Configuração de Núcleo 28x26 (Figura 2.2).

Vareta Combustível	Geometria	Configuração	C8/F	C* (C8/F5)	Luva de Cd (cm)	(C8/F) epit.
251	Figura 2.10	Figura 2.2	0,3069±0,60%	0,3155±0,94%	3	1,2817±0,51%
231	Figura 2.10	Figura 2.2	0,3134±0,86%	0,3222±1,19%	4	1,4352±0,41%
058	Figura 2.10	Figura 2.2	0,3138±0,36%	0,3226±0,69%	5	1,5104±0,28%
251	Figura 2.10	Figura 2.2	0,3054±0,41%	0,3139±0,74%	7	1,6002±0,41%
058	Figura 2.10	Figura 2.2	0,3117±0,76%	0,3204±1,11%	10	1,6025±0,75%

A variação do parâmetro espectral $(C8/F)_{\text{epit}}$ em função do comprimento da luva de cádmio pode ser visualizada na Figura 6.1.

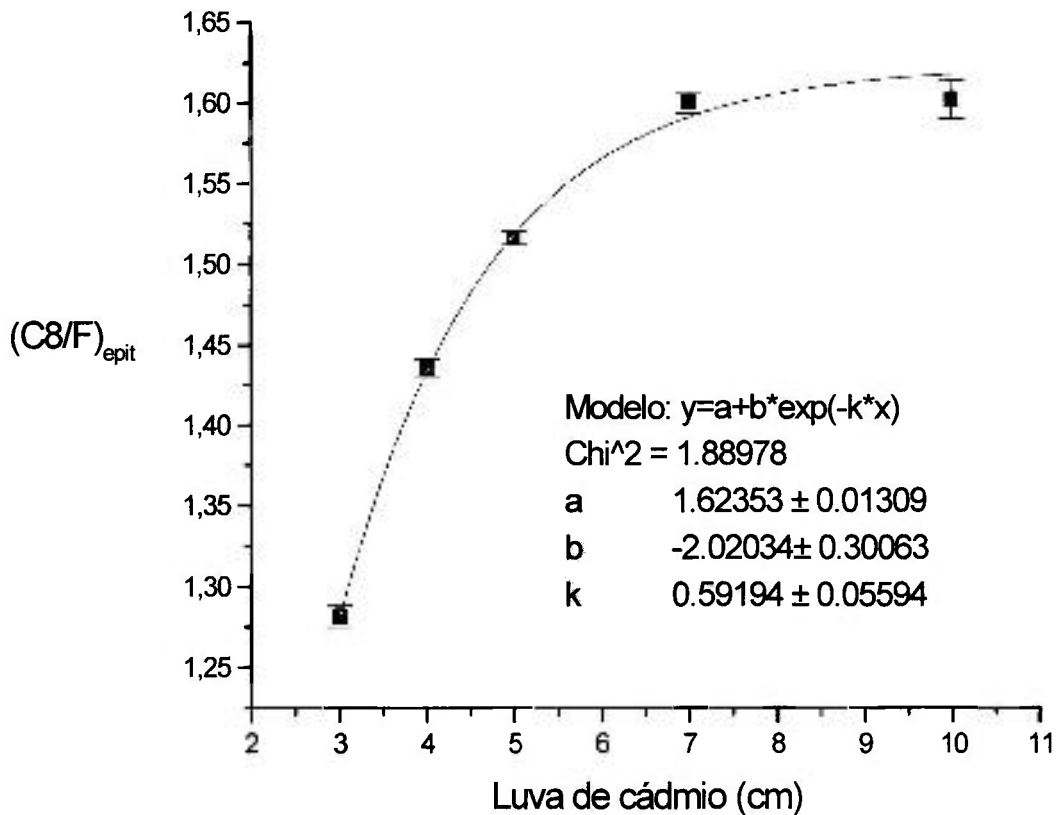


Figura 6.1 Variação do Parâmetro Espectral $(C8/F)_{\text{epit}}$ em Função da Luva de Cd.

Tabela 6.5 Parâmetros Integrais Obtidos a Partir da Espectrometria Gama das Varetas Combustíveis Irradiadas Nuas (C^* e $C8/F$) e Cobertas com Cádmio ($C8/F_{\text{epit}}$) na Posição Central M14 – Configuração 69 (Figura 2.9).

Vareta Combustível	Geometria	Configuração	$C8/F$	C^* ($C8/F5$)	Arranjo	$(C8/F)_{\text{epit}}$
251	Figura2.10	Figura 2.9	(1)	(1)	Luva 3cm	$1,2430 \pm 0,52\%$
231	Figura2.10	Figura 2.9	$0,3186 \pm 0,30\%$	$0,3275 \pm 0,63\%$	Nua e 3cm	$1,2615 \pm 0,35\%$
058	Figura2.10	Figura 2.9	$0,3218 \pm 0,33\%$	$0,3307 \pm 0,66\%$	Nua	(1)

(1) Valor não aplicável.

Podemos obter o valor da média ponderada que representará o valor do parâmetro espectral medido no núcleo do reator IPEN/MB-01 em sua região assintótica. Os resultados são dados a seguir na Tabela 6.6 , bem como dos parâmetros C^* (ou C8/F5) e C8/F.

Tabela 6.6 Valores Médios Ponderados Experimentais Obtidos para os Parâmetros C^* , C8/F e $(C^*/F)_{\text{epit}}$.

Parâmetro Integral	Valor Experimental
C^*	$0,3206 \pm 0,88\%$
C8/F	$0,3124 \pm 0,56\%$
$(C8/F)_{\text{epit}}^{(1)}$	$1,2618 \pm 0,42\%$
$(C8/F)_{\text{epit}}^{(2)}$	$1,5208 \pm 1,56\%$

(1) Valor médio perturbado para a Luva de 3 cm;

(2) Valor médio corrigido quanto a perturbação do cádmio a partir da aplicação do fator de correção para a luva de 3cm obtido a partir dos valores tridimensionais de taxas de reação dados na Tabela 6.8.

Os valores obtidos neste capítulo serão comparados com os valores calculados no próximo capítulo.

6.5 Cálculos com o MCNP-4B utilizando a metodologia tridimensional

Reproduzindo a geometria e composição do núcleo retangular do reator IPEN/MB-01 foram realizados os cálculos em 3 dimensões das taxas de reação de fissão e de captura na vareta central do núcleo, exatamente na cota 220 mm. A posição das barras de controle durante o experimento foram reproduzidas no cálculo, para a vareta combustível nua e para a vareta combustível coberta com a luva de cádmio de 3 cm.

Os cálculos levaram um tempo de processamento médio de 45 dias, para cada um dos casos citados, razão pela qual foram realizados na geometria com luva de

cádmio de comprimento 3 cm, apenas na biblioteca ENDF/B-VI. Para a vareta combustível nua, foram realizados nas bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI.

As taxas de reação para determinação dos parâmetros integrais característicos do reator IPEN/MB-01 em sua configuração de núcleo padrão (Figura 2.2), foram obtidas a partir da reprodução exata das dimensões geométricas e composição do núcleo no experimento realizado. Assim, o posicionamento das barras, durante as irradiações da vareta nua e coberta pela luva de cádmio de 3 cm, foram fielmente reproduzidas, ou seja, no primeiro caso, as barras foram retiradas igualmente 59%, enquanto no segundo caso com cádmio, a barra de controle 1 (BC1) está retirada 59% e a barra de controle 2 (BC2) retirada 61% do comprimento ativo total de 546 mm.

Os resultados obtidos com o código MCNP-4 B podem ser visualizados nas Tabelas 6.7 e 6.8. A primeira tabela para a biblioteca ENDF/B-V e a segunda para a biblioteca ENDF/B-VI.

Com esses cálculos de taxas de reação, será possível determinar os valores dos parâmetros integrais tridimensionais, apresentados no Capítulo 7 e compará-los com os valores experimentais.

De posse dos valores de taxas de reação podemos calcular os valores dos parâmetros espectrais, através das Equações 5.3, 5.4, respectivamente para os parâmetros $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$, bem como das Equações 3.10 e 3.11 para os parâmetros C^* , $C8/F$ e $(C8/F)_{\text{epit}}$. Os valores serão apresentados no Capítulo 7.

Tabela 6.7 Cálculo Tridimensional: Valores das Taxas de Reação na Vareta Combustível Central Calculados pelo Código MCNP-4B Utilizando-se a Biblioteca de Seção de Choque ENDF/BV.

Geometria	Arranjo	Taxa de reação de captura no $^{238}\text{U}^*$	Taxa de reação de fissão no $^{238}\text{U}^*$	Taxa de reação de fissão $^{235}\text{U}^*$
Vareta nua**	Figura 5.1	$5,6641\text{E-}4 \pm 0,43\%$	$7,1015\text{E-}5 \pm 0,21\%$	$3,7259\text{E-}2 \pm 0,25\%$

* Taxa de reação em unidades relativas;

** Taxa de captura térmica ^{238}U : $^{28}\text{R}_{\text{th}}(E<0,925\text{eV})= 1,6421\text{E-}4 \pm 0,27\%$;

** Taxa de fissão térmica ^{235}U : $^{25}\text{R}_{\text{th}}(E<0,625\text{eV})= 3,2992\text{E-}2 \pm 0,28\%$.

Tabela 6.8 Cálculo Tridimensional: Valores das Taxas de Reação na Vareta Combustível Central Calculadas no Código MCNP-4B Utilizando-se a Biblioteca de Seção de Choque ENDF/B-VI.

Geometria	Modelagem	Taxa de reação de captura ^{238}U *	Taxa de reação de fissão ^{238}U *	Taxa de reação de fissão ^{235}U *
Vareta nua**	Figura 5.1	$5,7137\text{E-}04 \pm 0,74\%$	$7,1957\text{E-}5 \pm 0,30\%$	$3,7791\text{E-}2 \pm 0,36\%$
3 cm	Figura 5.2	$3,9311\text{E-}4 \pm 1,01\%$	$5,8011\text{E-}5 \pm 0,34\%$	$4,9779\text{E-}3 \pm 0,50\%$

* Taxa de reação em unidades relativas;

** Taxa de captura térmica ^{238}U : $^{238}\text{R}_{\text{th}}(E < 0,625\text{eV}) = 1,6745\text{E-}4 \pm 0,38\%$;

** Taxa de fissão térmica ^{235}U : $^{235}\text{R}_{\text{th}}(E < 0,625\text{eV}) = 3,3570\text{E-}2 \pm 0,40\%$.

6.6 Discussão dos resultados

Os valores experimentais obtidos neste trabalho, mostraram-se precisos, sendo que os parâmetros $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$ apresentaram um nível de incerteza menor que as medidas realizadas na crítica TRX, considerada padrão pela CSEWG, conforme poderemos ver no Capítulo 8.

Cumprе salientar que os resultados obtidos dos parâmetros espectrais que fazem uso do cádmio na sua determinação, o foram a partir da correção da perturbação causada pelo citado elemento da utilização dos fatores de correção obtidos a partir de medidas experimentais, conforme metodologia descrita no item 5.4 do capítulo anterior. Tais valores se referem as varetas combustíveis por se tratarem de valores mais precisos do que aqueles obtidos por folhas de urânio, no caso dos parâmetros $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$.

Os valores experimentais corrigidos com os fatores de correção obtidos pelo código de monte carlo MCNP-4, mostraram-se dependentes do tipo de biblioteca utilizada nos cálculos, todavia os resultados obtidos com a biblioteca ENDF/B-VI, para as varetas combustíveis se mostraram mais próximos aos valores experimentais. Entretanto, para as folhas de urânio depletado a situação se inverteu, ou seja a biblioteca ENDF/B-V, mostrou-se mais próxima aos valores medidos corrigidos com fatores de correção experimentais.

No tocante ao parâmetro espectral $^{25}\delta$, ambas as bibliotecas apresentaram resultados praticamente iguais, dentro das suas margens de incertezas.

Ao observarmos as Tabelas 6.1 e 6.2, verificamos que os resultados obtidos para os parâmetros $^{28}\rho$ se mostram mais precisos utilizando-se varetas combustíveis ao invés das folhas de urânio. Isto pode ser explicado pela maior valor de razão de cádmio obtidos com as mesmas, devido ao espectro neutrônico mais mole, quando comparado com o espectro neutrônico a que estão expostas as folhas de urânio. Assim, ao aplicarmos a Equação 4.17 acabamos obtendo valores mais precisos de $^{28}\rho$ para os experimentos utilizando as varetas combustíveis.

Com relação aos valores calculados dos parâmetros espectrais, alguns comentários são importantes e são destacados a seguir:

- Todos os parâmetros espectrais devem ser calculados na região assintótica do núcleo do reator;
- Os parâmetros devem ser calculados procurando reproduzir ao máximo a geometria das medidas (posição, comprimento da luva de cádmio, posição das barras de controle, etc). Assim, por exemplo, o parâmetro $(C8/F)_{\text{epit}}$ foi modelado numa região da vareta de comprimento de 1cm de comprimento, exatamente igual a abertura do colimador utilizado na espectrometria gama da vareta combustível, na posição exata em que foi realizada a medida, tanto para a vareta combustível nua como para a coberta com uma luva de cádmio de comprimento 3 cm.

Nas condições descritas, podemos comparar diretamente os valores obtidos via calculo em 3 dimensões com os valores medidos. Os resultados obtidos experimentalmente serão comparados no próximo capítulo, com os valores dos parâmetros integrais, obtidos pelo código MCNP-4B através de cálculos reproduzindo a geometria do núcleo tridimensionalmente, bem como os valores rotineiramente calculados pela Divisão de Física de Reatores do IPEN/CNEN-SP em seus projetos de núcleos de reatores, através dos programas Hammer-Technion e CITATION.

7 COMPARAÇÃO COM OS VALORES CALCULADOS.

7.1 Introdução

Neste capítulo são comparados todos os resultados experimentais obtidos no capítulo 6, com os valores calculados por diversos códigos, como o MCNP-4B¹², Hammer-Technion⁴ e Citation³².

Serão comparados apenas os resultados obtidos através da técnica de espectrometria gama de varetas combustíveis irradiadas nuas e cobertas com cádmio, tendo em vista que os resultados obtidos para as folhas de urânio depletado (Tabela 6.2) se equivalem, dentro da margem de erro experimental, aos resultados experimentais obtidos com vareta combustível (Tabela 6.1). O mesmo tipo de comentário é aplicável em relação a folha de níquel com urânio enriquecido eletrodepositado e os resultados das varetas combustíveis.

7.2 Comparação com os valores calculados pelo código de Monte Carlo MCNP-4B

A seguir serão apresentadas as comparações entre os resultados experimentais finais dados no Capítulo 6, com os valores calculados dos parâmetros espectrais. Cumpre salientar que as comparações efetuadas neste item são apenas com os cálculos tridimensionais, visto que os cálculos realizados com o reator infinito (condição refletida bidimensional), se prestaram para a determinação dos fatores de correção.

Na comparação com os valores perturbados, optou-se pela comparação com a luva de cádmio de comprimento de 3 cm, tendo em vista ser essa perturbação também avaliada pelos cálculos tridimensionais realizados pelo programa MCNP-4B.

Assim, nas Tabelas 7.1 e 7.2 compararemos os valores experimentais com os valores obtidos sem perturbação, ou seja para o arranjo da vareta nua (sem cádmio).

Tabela 7.1 Comparação dos Valores Experimentais e Calculados Tridimensionalmente pelo MCNP-4B para a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-V.

Parâmetros	MCNP-4B ENDF/B-V	C/E (1)	C/E (2)	C/E (3)
$^{28}\rho$	$2,4493 \pm 0,66\%$	1,0051	1,0295	1,0389
$^{25}\delta$	$0,1293 \pm 0,50\%$	0,9535	0,9810	1,0642
C*	$0,3302 \pm 0,50\%$	*	*	1,0570
C8/F	$0,3170 \pm 0,54\%$	*	*	1,0147

- (1) Fator de correção calculado usando a biblioteca ENDF/B-V
- (2) Fator de correção calculado usando a biblioteca ENDF/B-VI;
- (3) Fator de correção experimental.
- (4) Não aplicável;
- (5) Calculo não realizado para o arranjo com luva de cádmio.

Tabela 7.2 Comparação dos Valores Experimentais e Calculados Tridimensionalmente pelo MCNP-4B para a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-VI.

Parâmetros	MCNP-4B ENDF/B-VI	C/E (1)	C/E (2)	C/E (3)
$^{28}\rho$	$2,4112 \pm 0,74\%$	0,9895	1,0154	1,0227
$^{25}\delta$	$0,1257 \pm 0,72\%$	0,9270	0,9537	1,0346
C*	$0,3284 \pm 0,82\%$	(4)	(4)	1,0243
C8/F	$0,3153 \pm 0,88\%$	(4)	(4)	1,0093
$(C8/F)_{\text{epit}}$	$1,6496 \pm 1,04\%$	(4)	1,0847	(4)

- (1) Fator de Correção calculado (ENDF/B-V);
- (2) Fator de Correção Calculado (ENDF/B-VI);
- (3) Fator de correção experimental;
- (4) Não aplicável.

Na Tabela 7.3 serão comparados os valores perturbados experimentais dos parâmetros integrais, dados na Tabela 3.1, com os valores perturbados obtidos do cálculo tridimensional do MCNP-4B utilizando a bibliotecas ENDF/B-VI.

Não foram realizados cálculos utilizando a biblioteca ENDF/B-V para o sistema perturbado pela luva de 3 cm, conforme comentado no capítulo anterior.

Tabela 7.3 Comparação dos Valores Perturbados Experimentais e Calculados Tridimensionalmente pelo MCNP-4B para a Biblioteca de Dados Nucleares ENDF/B-VI.

Parâmetros	MCNP-4B ENDF/B-VI	C/E
$^{28}\rho^*$	$2,2053 \pm 1,61\%$	0,9854
$^{25}\delta^*$	$0,1517 \pm 0,79\%$	0,8580
$(C8/F)_{\text{epit}}^*$	$1,3687 \pm 1,01\%$	1,0847

* - Valores perturbados pela luva de cádmio de comprimento 3 cm.

7.3 Comparação com os valores calculados pelos códigos Hammer-Technion e CITATION

Neste item, faremos a comparação entre os valores obtidos experimentalmente e aqueles obtidos rotineiramente pela Divisão de Física de Reatores do IPEN/CNEN-SP, através dos códigos citados. Com isso, poderemos quantificar, o nível de precisão com que atualmente estão sendo efetuados estes cálculos.

O código Hammer-Technion, utiliza-se da equação de transporte de neutrons e gera as seções de choque da célula unitária, representativas do núcleo do reator IPEN/MB-01, em 2 ou 4 grupos de energia. Essas seções de choque são o resultado do colapsamento de 84 grupos de energia, sendo 30 na região térmica.

Para a obtenção das constantes de grupo, os chamados códigos celulares, utilizam modelos da teoria de moderação, com base nas aproximações P-1, ou B-1 da equação de transporte, como por exemplo o modelo MUFT para obtenção dos espectros rápidos e epitérmicos. Para a obtenção do espectro térmico os códigos celulares, utilizam a equação de transporte com núcleos de espalhamento, tais como Wigner-Wilkins (SOFOCATE), ou Nelkins (THERMOS). Todos esses cálculos, são realizados em células representativas das regiões do reator, em geometria e composição, para que o resultado do espectro calculado na célula seja utilizado na ponderação das constantes multigrupo numa estrutura de poucos grupos.

Finalmente, o código CITATION, que utilizando a equação de difusão de neutrons, a partir de certos parâmetros de entrada, calcula em 2 ou 4 grupos de energia, a distribuição espacial do fluxo de neutrons, a distribuição de potência, a constante de multiplicação efetiva, queima de combustível, etc, para o núcleo do reator. Os parâmetros de entrada vão desde as constantes nucleares geradas no programa Hammer-Technion em 2 ou 4 grupos de energia, até dados como potência, geometria do núcleo, etc.

Serão apresentados, alguns parâmetros nucleares obtidos pelos respectivos códigos, tais como fluxo de neutrons em 2 grupos de energia, com o limiar térmico em 0,625 eV, bem como taxas de reação, todos apresentados nas Tabelas 7.4, 7.5 e 7.6.

Tabela 7.4 Parâmetros Integrais Calculados pelo Código Hammer-Technion (A) Comparados com os Valores Obtidos Experimentalmente (Vareta Combustível).

Parâmetros	Hammer-Tech.(A)	C/E (1)	C/E (2)	C/E (3)
$^{28}\rho$	2,4387	1,0007	1,0269	1,0344
$^{25}\delta$	0,1257	0,9270	0,9537	1,0346
C*	0,3284	*	*	1,0243
C8/F	0,3162	*	*	1,0122

- (A) Standard Thermos;
 (1) ENDF/B-V;
 (2) ENDF/B-VI;
 (3) Fator de correção experimental.
 (4) Valores não aplicáveis;

Finalmente, os valores obtidos com o código CITATION a partir dos valores de fluxo calculados para a cota das medidas no reator IPEN/MB-01 e dos valores de taxas de reação dados pelo Hammer-Tecnion e utilizados como dados de entrada no referido programa.

Tabela 7.5 Parâmetros Integrais Calculados pelo Código Hammer-Tecnion (B) Comparados com os Valores Obtidos Experimentalmente (Vareta Combustível).

Parâmetros	Hammer-Tech (B)	C/E (1)	C/E (2)	C/E (3)
$^{28}\rho$	2,4261	0,9956	1,0216	1,0291
$^{25}\delta$	0,1252	0,9233	0,9500	1,0305
C*	0,3278	(4)	(4)	1,0221
C8/F	0,3156	(4)	(4)	1,0102

- (B) Calvick;
 (1) ENDF/B-V;
 (2) ENDF/B-VI;
 (3) (3) Fator de correção experimental.
 (4) Valores não aplicáveis.

Tabela 7.6 Comparação dos Parâmetros Integrais Calculados pelo CITATION com Aqueles Obtidos Experimentalmente com Varetas Combustíveis

Parâmetro	CITATION	C/E (1)	C/E (2)	C/E (3)
$^{28}\rho$	2,3466	0,9629	1,0065	0,9953
$^{25}\delta$	0,1300	0,9587	0,9863	1,0700

- (1) Fator de correção obtido na biblioteca ENDF/B-V;
 (2) Fator de correção obtido na biblioteca ENDF/B-VI;
 (3) Fator de correção experimental.

7.4 Comentários Finais.

Um comentário importante a ser enfatizado, está no fato dos valores experimentais, medidos com filtros de cádmio, terem seus valores corrigidos para a condição da energia de corte dos cálculos, ou seja 0,625 eV, através dos fatores de correção, calculados com os valores referências do MCNP-4B (varetas nuas) obtidos nesta

mesma energia de limiar. A energia de corte experimental original e desconhecida é função de vários parâmetros ^{7,95}, sendo o principal deles o comprimento e a espessura das luvas de cádmio, cujo valor é de 0,5 mm. Ao serem multiplicados pelos fatores de correção os valores experimentais também são corrigidos para a energia de corte de 0,625 eV.

Podemos afirmar que a comparação ideal é com os parâmetros medidos sem cádmio, como C* e C8/F, bem como para o parâmetro ²⁸ρ, basicamente um parâmetro epitérmico, relacionado com a probabilidade de escape às ressonâncias do ²³⁸U. Já a comparação com o parâmetro ²⁵δ, fica prejudicada, pois este, ao contrário dos demais parâmetros é basicamente um parâmetro térmico, muito sensível a perturbação do cádmio.

Os resultados dos valores obtidos do programa MCNP-4B, mostram que os valores calculados pela biblioteca ENDF/B-VI, para os parâmetros espectrais sem cádmio e para o parâmetro ²⁸ρ, estão mais concordantes com os resultados experimentais, do que os valores calculados para a biblioteca ENDF/B-V. Isto foi verificado para todos os resultados experimentais e parece demonstrar a maior precisão dos valores de seção de choque desta biblioteca de dados avaliados. Para o parâmetro ²⁵δ, ambas as bibliotecas, apresentaram discrepâncias significativas, todavia as da biblioteca ENDF/B-VI apresentaram discrepâncias de menor magnitude.

Outra conclusão importante a ser destacada é o fato da opção de cálculo do Hammer-Technion, “Calvick”, se mostrar mais próxima aos valores experimentais, que a opção de cálculo “Standard Thermos”, revelando-se portanto mais adequada a realidade física.

Finalmente, causou-nos uma boa surpresa, a excelente concordância observada entre os valores medidos de ²⁸ρ e aqueles calculados pelo código CITATION. Lembramos que a biblioteca de dados avaliados utilizadas pelo programa CITATION provem do programa Hammer-Technion e trata-se da biblioteca japonesa JENDL-2 ⁹¹.

Na Tabela 7.7 apresentada a seguir, podemos ter uma visão geral do nível de exatidão dos diversos programas computacionais utilizados pela Divisão de Física de Reatores em seus projetos de núcleos de reatores, quando comparados aos valores espectrais medidos neste trabalho

Tabela 7.7 Razão Entre os Parâmetros Espectrais Calculados por Diversos Códigos Computacionais e os Medidos neste Trabalho (C/E).

Programas	$^{28}\rho$	$^{25}\delta$	C8/F	C*	(C8/F) _{epit.}
MCNP-4B ENDF/B-VI ⁽³⁾	1,0227	1,0346	1,00093	1,0243	1,0847
MCNP-4B ENDF/B-V ⁽³⁾	1,0389	1,0642	1,0147	1,0570	(1)
Hammer-Tec (A) ⁽²⁾	1,0344	1,0305	1,0122	1,02243	(1)
Hammer-Tec (B) ⁽²⁾	1,0291	1,0305	1,0121	1,0221	(1)
CITATION ⁽²⁾	0,9953	1,0700	(1)	(1)	(1)

(A) Standard Thermos;

(B) Calvick;

(1) Valores não calculados;

(2) Utilizam a biblioteca japonesa JENDL-2;

(3) Modelagem tridimensional.

Podemos observar que a metodologia de cálculo que mais se aproxima dos valores experimentais obtidos neste trabalho é aquela que utiliza a modelagem tridimensional com o código de monte carlo MCNP-4B utilizando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-VI.

No próximo capítulo comentaremos os resultados finais obtidos e algumas das conclusões importantes obtidas deste trabalho, além de situá-lo dentro de um contexto internacional.

8 CONCLUSÕES FINAIS

Este trabalho apresenta a comunidade nuclear, um conjunto de medidas de parâmetros integrais, realizadas no Reator IPEN/MB-01, também conhecidos como razões, índices ou parâmetros espectrais, $^{28}\rho$, $^{25}\delta$, C^* (ou C8/F5), C8/F e $(C8/F)_{\text{epit}}$.

Os resultados experimentais obtidos, quando comparadas a outras medidas realizadas em laboratórios internacionais nos anos 50 aos anos 90, mostraram-se tão ou mais precisos, conforme podemos visualizar no Anexo G e na literatura¹. A grande vantagem destas medidas são que elas foram realizadas para o reator IPEN/MB-01, sendo portanto muito mais úteis no sentido de comparar a precisão dos cálculos neutrônicos, realizados pelo IPEN/CNEN-SP no citado reator, do que qualquer experimento padrão (“Benchmark”), que não represente as características, únicas no mundo, de composição e geometria de seu núcleo.

Os resultados experimentais, avaliados pelo código RFIT^{4, 101}, mostraram os seguintes resultados, representativos do núcleo do reator IPEN/MB-01 (Figura 2.2).

Tabela 8.1 Valores Medidos dos Parâmetros Integrais na Região Assintótica do Núcleo do Reator IPEN/MB-01.

Parâmetros ⁽¹⁾	Valor	Incerteza ⁽³⁾
$^{28}\rho$	2,3576	0,39%
$^{25}\delta$	0,1215	0,38%
C^*	0,3206	0,88%
C8/F	0,3124	0,56%
$(C8/F)_{\text{epit}}$	1,5208 ⁽²⁾	1,56%

(1) Corrigidos quanto à perturbação do cádmio;

(2) Corrigido para a perturbação da luva de Cd de comprimento 3 cm;

(3) Valores médios obtidos no RFIT.

As medidas dos parâmetros $^{28}\rho$ e $^{25}\delta$, através da técnica da espectrometria gama das varetas combustíveis, além de inéditas, se mostraram, do ponto de vista experimental, bem mais fáceis e práticas, por evitar a trabalhosa atividade de montagem e desmontagem da vareta combustível, visualizada nas Figuras 2.7 e 2.8, para inserção e retirada de folhas de urânio e "catcher". Além desse fator fundamental, tal metodologia se mostrou mais precisa que a metodologia tradicional com as folhas de urânio.

A determinação experimental dos fatores de correção a partir da extrapolação dos comprimentos das luvas de cádmio para zero ($^{28}\rho$) ou infinito ($^{25}\delta$), constituem-se numa metodologia inédita para obtenção dessas correções. Notoriamente para o parâmetro $^{28}\rho$, o fator de correção obtido via código MCNP-4B, utilizando a biblioteca de dados avaliados ENDF/B-VI, apresentou resultados próximos aos fatores de correção obtidos experimentalmente. Com relação ao parâmetro $^{25}\delta$, os resultados utilizando as bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI, apresentaram resultados diferentes, mas bastante próximos entre si. Assim, podemos concluir que o cálculo dos fatores de correção utilizando a técnica de Monte Carlo pelo código MCNP-4B, mostraram-se pois, dependentes do tipo de biblioteca com que se realiza o cálculo (ENDF/B-V ou ENDF/B-VI).

Na comparação entre os valores medidos e calculados, a metodologia de cálculo que apresentou os valores mais exatos, ou seja mais próximos aos valores experimentais, foi a metodologia que utilizou o código MCNP-4B com modelagem tridimensional, utilizando a biblioteca de dados nucleares avaliados ENDF/B-VI, conforme pudemos verificar no Capítulo 7.

Visando a realização de futuros trabalhos, algumas observações importantes merecem ser destacadas. Na metodologia tradicionais de obtenção destes parâmetros com folhas de urânio, deve se evitar a inserção de folhas de cádmio "catcher" dentro da vareta combustível, conjuntamente com luvas de cádmio fora da mesma, pois aí ficam comprometidos os cálculos das taxas de reação e conseqüentemente a exatidão dos fatores de correção obtidos por cálculo. Além disso, com o espectro de energia dos neutrons mais energético ("duro"), a razão de cádmio se aproxima mais do valor unitário, acarretando uma maior imprecisão nas medidas. Aconselha-se pois, neste tipo de experimento, a se utilizar de folhas "catcher" de alumínio.

Uma interessante sugestão de trabalho futuro é no sentido de calcular-se o experimento descrito pela Figura 2.15, ou seja utilizando-se uma folha de diâmetro menor que o da pastilha combustível (folha de urânio amostrando apenas a região central da pastilha combustível), continuando com a aquisição de novos dados experimentais, com a utilização de caixas (“catcher”) de alumínio e luvas de cádmio externas à vareta combustível. Estes experimentos são um importante instrumento no sentido de verificar a metodologia utilizada pelos códigos e suas bibliotecas de dados nucleares na avaliação da auto-blindagem do combustível, decorrente das ressonâncias do ^{238}U 15, 103.

Outra sugestões na continuação e aprimoramento do trabalho, podem ser dadas, como por exemplo a continuação dos estudos, para a obtenção experimental de valores de parâmetros espectrais com luvas de cádmio de comprimento de luva de cádmio menores que 3 cm e maiores que 10 cm, aprimorando a obtenção dos fatores de correção obtidos experimentalmente. Além disso, podemos estudar a possibilidade de utilizarmos luvas de cádmio de espessuras variáveis, visando a obtenção de fatores de correção unitários para a condição extrapolada do comprimento da luva de cádmio zero e infinito.

Finalmente, como grande mérito deste trabalho, ficam os valores dos parâmetros espectrais apresentados na Tabela 8.1, como valores referência a serem utilizados em trabalhos futuros, como padrões de comparação, pelos pesquisadores do IPEN/CNEN/SP e de outros institutos de pesquisa. Com isso, será possível um aprimoramento das modelagens e bibliotecas de dados nucleares, utilizadas pela metodologia de cálculo em seus projetos neutrônicos, com o conseqüente estabelecimento das margens de incerteza, envolvidas no cálculo dos diversos parâmetros nucleares relacionados ao projeto do núcleo de um reator nuclear.

ANEXO A - O REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01

1 Introdução

O IPEN/MB-01 é um reator nuclear genuinamente brasileiro, concebido por pesquisadores e Engenheiros do IPEN-CNEN/SP, 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 IPENCNEN/SP em 28 de Novembro deste mesmo ano.



Figura A.1 Vista aérea do Reator Nuclear IPEN/MB-01.

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

O Reator IPEN/MB-01 é uma instalação nuclear que permite a simulação de todas as características nucleares de um reator de grande porte em escala reduzida, sem que haja a necessidade de construir-se um complexo sistema de remoção de calor. Esse tipo de reator é conhecido mundialmente como reator de potência zero ou Unidade Crítica, sendo no nosso caso, projetado para operar a uma potência máxima de 100 watts. Esses reatores representam uma ferramenta básica, que permitem aos pesquisadores estudar 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.

2 Descrição do Reator

O primeiro núcleo do Reator IPEN/MB-01 possui a forma de paralelepípedo com dimensões ativas de 39x42x54,6 cm, sendo constituído de um arranjo de 28x26 varetas combustíveis e 48 tubos guias, destinados a inserção das varetas de controle/segurança, responsáveis pelo controle da reação em cadeia e desligamento do reator. Nesta configuração, dita retangular, temos um total de 680 varetas e um excesso de reatividade de aproximadamente 2415 pcm.

No entanto o núcleo do Reator Nuclear IPEN/MB-01 possibilita a montagem de diferentes arranjos críticos, ou seja configurações de núcleos, uma vez que foi projetado para que apresentasse a versatilidade e a flexibilidade necessárias para tais finalidades. Para tal, a placa matriz que sustenta o núcleo do reator possui 900 furos

espaçados entre si por 15 mm, em um arranjo de 30x30. Nesta placa matriz foram montados os arranjos críticos retangulares, quadrado e cilindrizado.

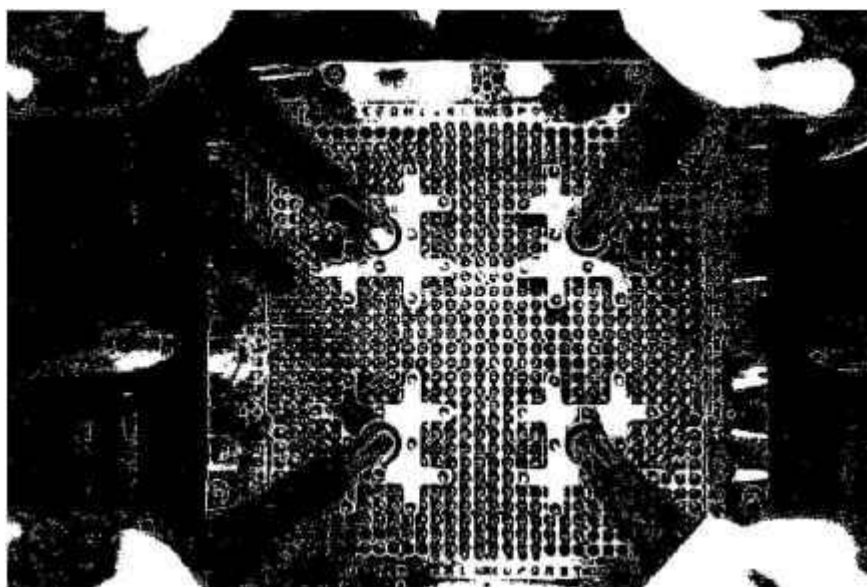


Figura A.2 Vista do Núcleo: Configuração Retangular do Reator IPEN/MB-01.

As varetas combustíveis do reator são constituídas de tubos de aço inox AISI-304, contendo em seu interior um total de 52 pastilhas combustíveis de UO_2 enriquecidas a 4,3 %. A altura ativa da coluna de pastilhas é de 54,6 cm, sendo que cada pastilha possui uma altura de 1,05 cm e diâmetro de 0,849 cm. As extremidades não ativas das varetas são preenchidas com pastilhas de Al_2O_3 . Os 48 tubos guias para as varetas absorvedoras de nêutrons (Barras de controle e segurança) estão dispostos em 4 grupos, contendo cada um deles 12 varetas absorvedoras, sendo dois grupos de barras de segurança e 2 grupos de controle, dispostos cada um deles em um quadrante do núcleo do reator. Cada conjunto de 12 varetas absorvedoras são unidas através de um corpo central, denominado aranha, o qual é ligado a uma haste de acionamento, que por sua vez é conectada a mecanismos acionados por magnetos energizados.

Para efeito de possível modelagem em cálculos neutrônicos, apresentam-se as Tabelas A.1, A.2, A.3 e A.4 dadas a seguir, em que são apresentadas detalhadamente 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.

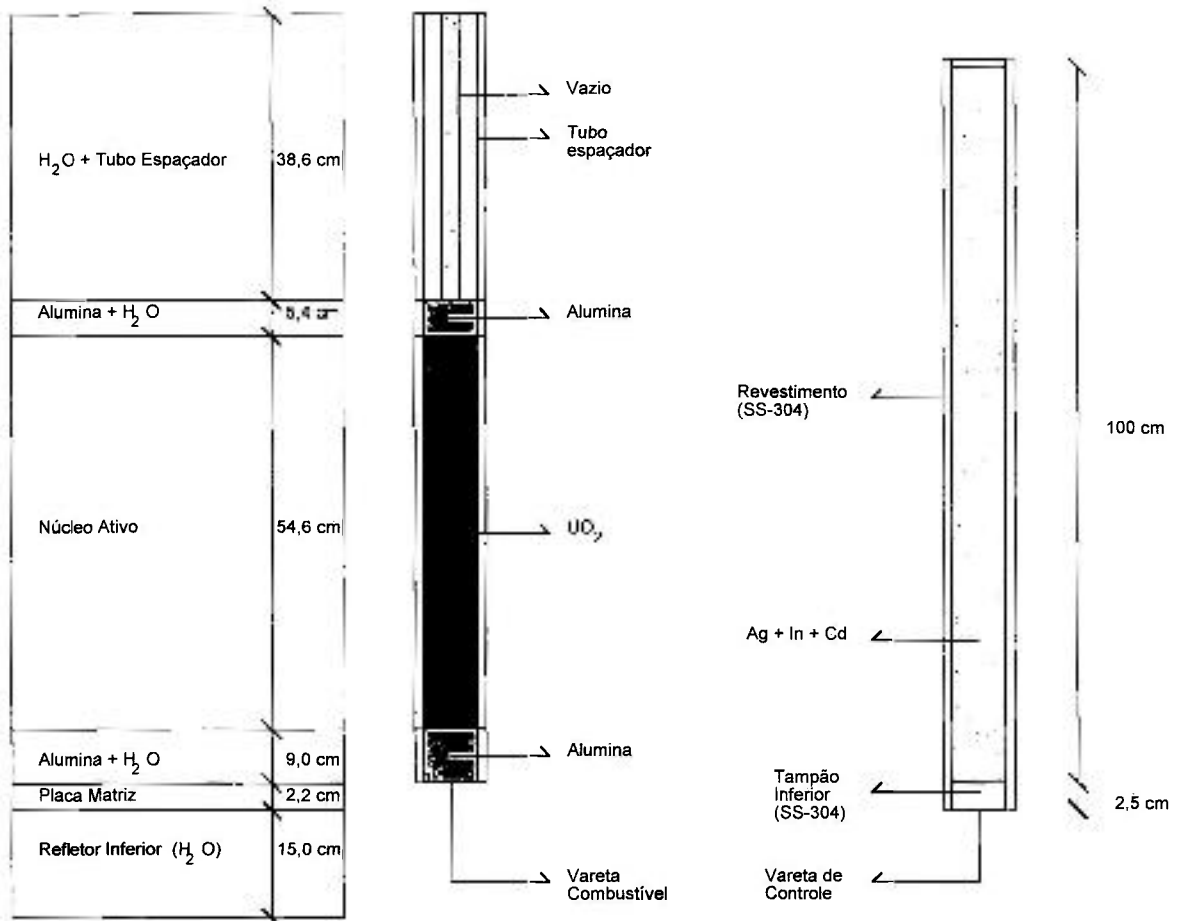


Figura A.3 Diagrama Esquemático das Varetas Combustíveis e de Controle.

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 B₄C e pelo fato de que durante a operação normal do reator, serem mantidas totalmente retiradas do núcleo ativo do mesmo, com o objetivo de desligá-lo com grande margem de segurança. As barras de controle, são as responsáveis, por manterem constantes a população de nêutrons, quando o mesmo atinge um certo nível fixo de potência.

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

Tabela A.1 Dados Geométricos da Vareta de Controle do Reator IPEN/MB-01.

Material Absorvedor	Ag-In-Cd
Diâmetro do Absorvedor	0,832 cm
Diâmetro Externo do Revestimento	0,980 cm
Espessura do Revestimento	0,060 cm
Diâmetro Externo do Tubo Guia	1,200 cm
Espessura do Tubo Guia	0,035 cm

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

Região Ativa	
Combustível	UO ₂
Diâmetro da Pastilha	0,849 cm
Diâmetro Externo do Revestimento	0,980 cm
Espessura do Revestimento	0,060 cm
Passo da Rede	1,500 cm
Região de Alumina	
Diâmetro da Pastilha	0,949 cm
Diâmetro Externo do Revestimento	0,980 cm
Espessura do Revestimento	0,060 cm
Região do Tubo Espaçador	
Diâmetro Interno	0,730 cm
Diâmetro Externo	0,849 cm

Tabela A.3 Composição isotópica da Vareta Combustível.

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

Tabela A.4 Composição isotópica da Vareta de Controle.

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

Todo o núcleo do reator, bem como os mecanismos de acionamento de barras, as guias para as aranhas e o amortecedor de queda de barras, é apoiado por uma estrutura suporte, fixada na parte superior por uma plataforma metálica, e na parte inferior mantida suspensa no interior do tanque moderador, o qual contém água tratada e desmineralizada, utilizada como elemento moderador da energia dos nêutrons.

Além das barras de controle e segurança, o sistema de controle de reatividade inclui um sistema de esvaziamento rápido do tanque moderador que provoca o desligamento do reator por perda do fluido moderador. No desligamento por barras, dito de primeiro nível, as 4 barras caem por gravidade no núcleo, a partir do sinal de corte de energia dos magnetos enquanto no desligamento de segundo nível, além de todas as 4 barras caírem, são abertas duas válvulas tipo borboletas de abertura rápida de 50,8 cm de diâmetro, situadas na parte inferior do tanque moderador, causando a retirada de toda água em aproximadamente 4 segundos. A água como sabemos, é um elemento fundamental para a moderação da energia dos nêutrons rápidos de fissão, termalizando-os e com isso tornando a probabilidade de fissão dos núcleos de Urânio-235, muito maiores para os nêutrons de baixa energia, os chamados nêutrons térmicos. A água drenada caindo por gravidade é estocada no primeiro subsolo do reator, mais propriamente no Tanque de estocagem, onde ficará armazenada até ser novamente bombeada para o tanque moderador numa futura operação do reator, ou mesmo para tratamento da mesma, através de filtragem e controle de seu nível de condutividade em um vaso trocador de leito de resina mista ou mesmo para o controle de sua temperatura em trocadores de calor aquecedores ou resfriadores.

A instrumentação nuclear utilizada no controle e segurança do reator é constituída de 10 canais nucleares, divididos por função em 2 canais de partida (detetores BF3), 2 de potência (Câmaras de Ionização Compensadas-CIC), 2 canais lineares (Câmaras de Ionização Não Compensadas-CINC), 3 canais de segurança na faixa de potência (2 CINC e 1 detetor B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detetor BF3). Estes canais nucleares estão situados ao redor do núcleo, dentro do tanque moderador em diversas cotas axiais, posicionados dentro de tubos de alumínio estanques á água.

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos 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 2 cps nos canais de partida e seu respectivo canal de segurança, para habilitar a malha de partida;
- Desligamento de sobrepotência (110 mwatts) de primeiro nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (120 mwatts) de segundo dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência de primeiro nível (110 watts) para os canais de potência.
- Desligamento por sobrepotência de segundo nível (120 watts) para os canais de potência.

Para se atingir a contagem mínima nos canais lineares e liberar a partida do reator é necessária a utilização de uma fonte de nêutrons de Am-Be de atividade de 1 Ci e intensidade de $2,5 \cdot 10^6$ nêutrons/s. Esta fonte fica armazenada no segundo subsolo do prédio do reator e durante a partida do mesmo é levada através de um pequeno carrinho preso a um cabo de aço a se posicionar na base inferior do tanque moderador, onde pode então sensibilizar os canais nucleares citados, evitando-se assim que a partida do reator se dê 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, detetores dos canais nucleares, controle das barras, etc) estão situados dentro de um prédio estanque, mantido à pressão negativa, situada na faixa de -50 a -200 Pa (caso haja uma perda de estanqueidade o ar de fora é que entra), denominado de célula crítica, construído com paredes de concreto, com funções de confinamento e blindagem. Um dos intertravamentos de segurança é impedir a partida do reator caso a pressão negativa no interior da célula crítica não atinja a valores operacionais pré-estabelecidos em projeto, ou mesmo provocar o seu desligamento automático, caso a pressão negativa diminua em sua magnitude.

**ANEXO B - MEDIDA E CÁLCULO DO "BUCKLING" DA UNIDADE CRÍTICA
IPEN/MB-01 COM O MODERADOR A 20°C, 40°C, 60°C E 80°C**

1 Introdução

Num núcleo de reator do tipo paralelepípedo retangular, o fluxo de nêutrons, no estado estacionário na região assintótica, considerando-se como origem dos eixos o centro do mesmo, pode ser dado pela Equação B.1 ¹:

$$\Phi = A \cdot \cos \frac{\pi \cdot x}{a} \cdot \cos \frac{\pi \cdot y}{b} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{c} \quad \text{B.1}$$

onde, o parâmetro A esta diretamente relacionado com a potência de operação do reator (P), V o volume do reator ($V = a \cdot b \cdot c$), a energia liberada por fissão (γ) e ($\bar{\Sigma}_f$) a seção de choque média macroscópica de fissão. Dessa forma, A pode ser dada pela equação B.2:

$$A = \frac{\pi^3 \cdot P}{8 \cdot V \cdot \gamma \cdot \bar{\Sigma}_f} \quad \text{B.2}$$

O parâmetro relacionado com a distribuição espacial do fluxo de nêutrons é o "Buckling" do sistema (B^2), que nos dá uma medida da curvatura do fluxo de nêutrons.

Da Equação B.1, obtemos o "Buckling" para um núcleo de reator na forma de um paralelepípedo retangular:

$$B^2 = \left(\frac{\pi^2}{a} \right)^2 + \left(\frac{\pi^2}{b} \right)^2 + \left(\frac{\pi^2}{c} \right)^2 \quad \text{B.3}$$

sendo a e b as dimensões radiais efetivas do núcleo e c a dimensão axial efetiva.

O parâmetro neutrônico “Buckling” está diretamente relacionado com a fuga de nêutrons do sistema. Portanto, num reator hipotético cujo núcleo tivesse dimensões infinitas a curvatura do fluxo de nêutrons seria nula, e não haveria fuga de nêutrons. A medida do “Buckling” é um parâmetro básico da Física de Reatores que permite verificar se a metodologia de cálculo utilizada avalia corretamente a fuga de nêutrons do núcleo do reator.

2 Medidas de Buckling no Reator IPEN/MB-01

As características do reator IPEN/MB-01, já foram descritas no anexo A. Todavia, podemos salientar que as medidas do “Buckling” foram realizadas utilizando a configuração quadrada do núcleo, ou seja um arranjo de 26x26 varetas combustíveis nas direções Leste-Oeste e Norte-Sul do núcleo, como vemos na Figura B.1. Tal configuração foi utilizada, ao invés da 28x26, por ser menos reativa, o que possibilitou minimizar os efeitos de perturbação das barras de controle na obtenção do fluxo de nêutrons assintótico.

Uma das flexibilidades operacionais da instalação Unidade Crítica IPEN/MB-01, está em permitir o aquecimento da temperatura do moderador, por intermédio de um aquecedor elétrico, instalado em série na linha de enchimento do tanque moderador, o que é particularmente interessante para se obter parâmetros experimentais como o coeficiente de reatividade de temperatura, Buckling e distribuição de fluxo neutrônico numa faixa de temperatura que vai de 20°C a 80°C.

3 Procedimento experimental

Antes da criticalização do reator, procedeu-se ao aquecimento do moderador até as temperaturas nominais de 20°C, 40°C, 60°C, 80°C. Na monitoração da temperatura do moderador foram utilizados 3 termopares posicionados dentro do núcleo do reator, sendo um deles à meia-altura e os demais no início e fim do comprimento ativo do núcleo. Após se atingir a temperatura desejada, o reator foi criticalizado à potência de 100 watts com as barras de controle BC1 e BC2 igualmente retiradas. A temperatura foi mantida

constante ao longo do tempo de irradiação, através do ajuste manual do aquecedor elétrico TC-211, a partir de leituras de registros de temperatura efetuados de 15 em 15 minutos, perfazendo um total de 162 leituras.

Foram realizadas um total de 2 operações por temperatura do moderador citada, da Unidade Crítica IPEN-MB/01 para mapeamento do fluxo de nêutrons rápidos, ao longo das direções radiais x e y, respectivamente as direções Norte-Sul e Leste-Oeste. A direção axial z foi mapeada no sentido paralelo às varetas combustíveis, ao longo do comprimento ativo do combustível, conforme podemos visualizar na Figura B.1. Todos os mapeamentos foram realizados na região central do núcleo, nas respectivas direções x, y e z.

Cada mapeamento foi feito ao longo das direções, utilizando-se 9 folhas na direção axial, distantes entre si 45 mm e 9 folhas na direção radial distantes entre si 40 mm, de forma a cobrir toda a extensão da região assintótica do núcleo do reator. A extensão da região assintótica foi medida em trabalho anterior, para o moderador a 20°C e consistiu na medida da razão de cádmio ao longo dos três eixos ortogonais centrais do núcleo.

A espessura das folhas de In utilizadas nas medidas foram de 0,5 mm, com um diâmetro de 8 mm. As massas das folhas foram medidas numa balança Mettler H 20 (precisão de décimo de mg) e tiveram uma pequena variação decorrente da imprecisão de corte das placas de Índio. Assim, as folhas apresentaram massas na faixa de 0,20264 g a 0,20625 g. Após pesagem e limpeza, as folhas foram montadas no suporte de lucite apropriado e posteriormente irradiadas.

Uma visualização do dispositivo de lucite (suporte das folhas), utilizado para mapeamento do fluxo de nêutrons, pode ser vista na Figura B.2. As irradiações foram realizadas com o reator operando a um nível de potência de 100 watts, por duas horas, com as barras de controle BC1 e BC2, retiradas, o equivalente a 73% do comprimento ativo axial do núcleo do reator.

Após a irradiação, as folhas foram levadas ao laboratório, onde foram contadas numa bancada calibrada de Germânio Hiper-puro (HPGe). Basicamente, as

reações monitoradas na bancada HPGe são do tipo espalhamento inelástico (n, n'), mas precisamente a reação $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$, com um limiar de energia para nêutrons rápidos em de 0,3 Mev.

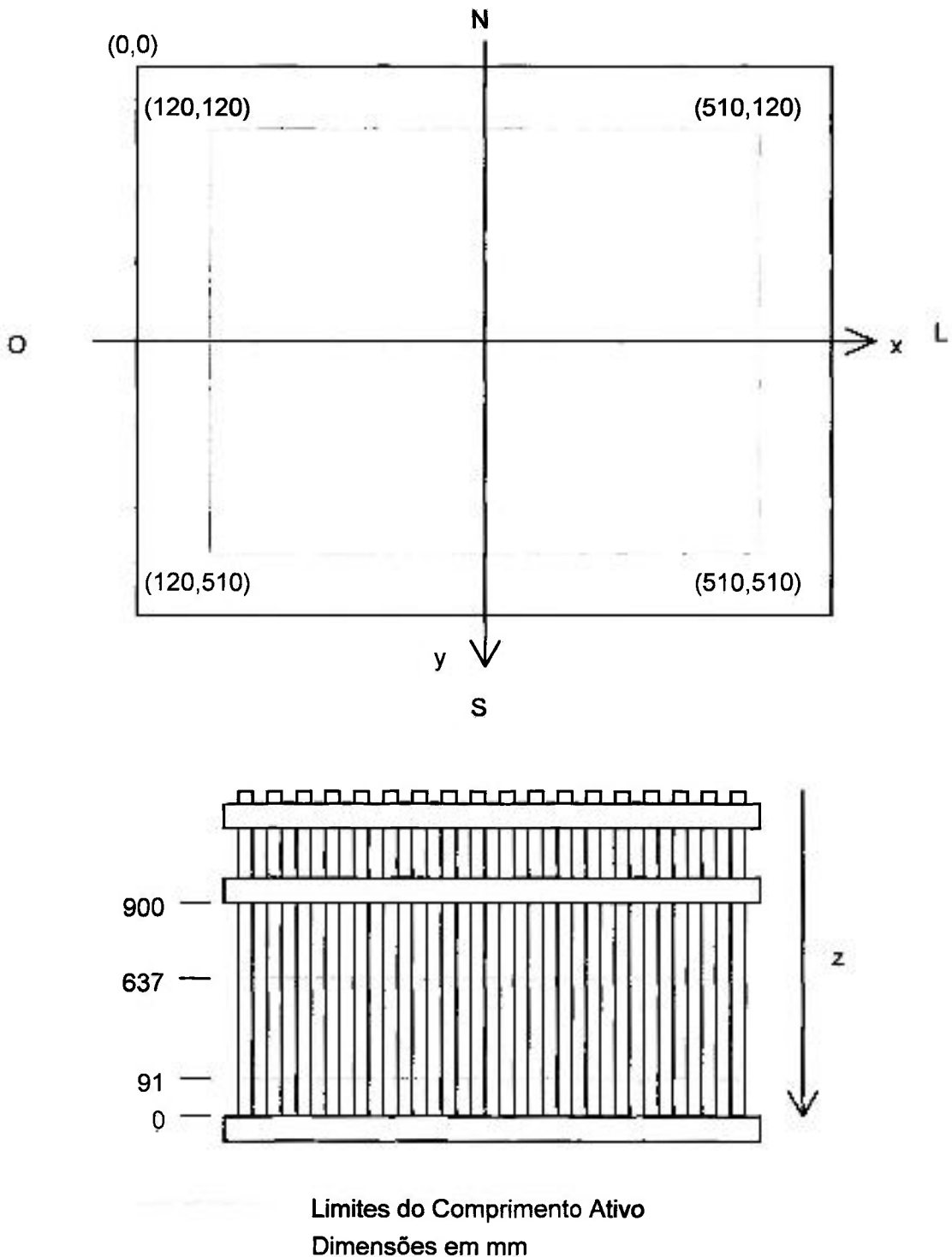


Figura B.1 Núcleo do Reator com as Direções x, y e z Mapeadas pelas Folhas de Índio.

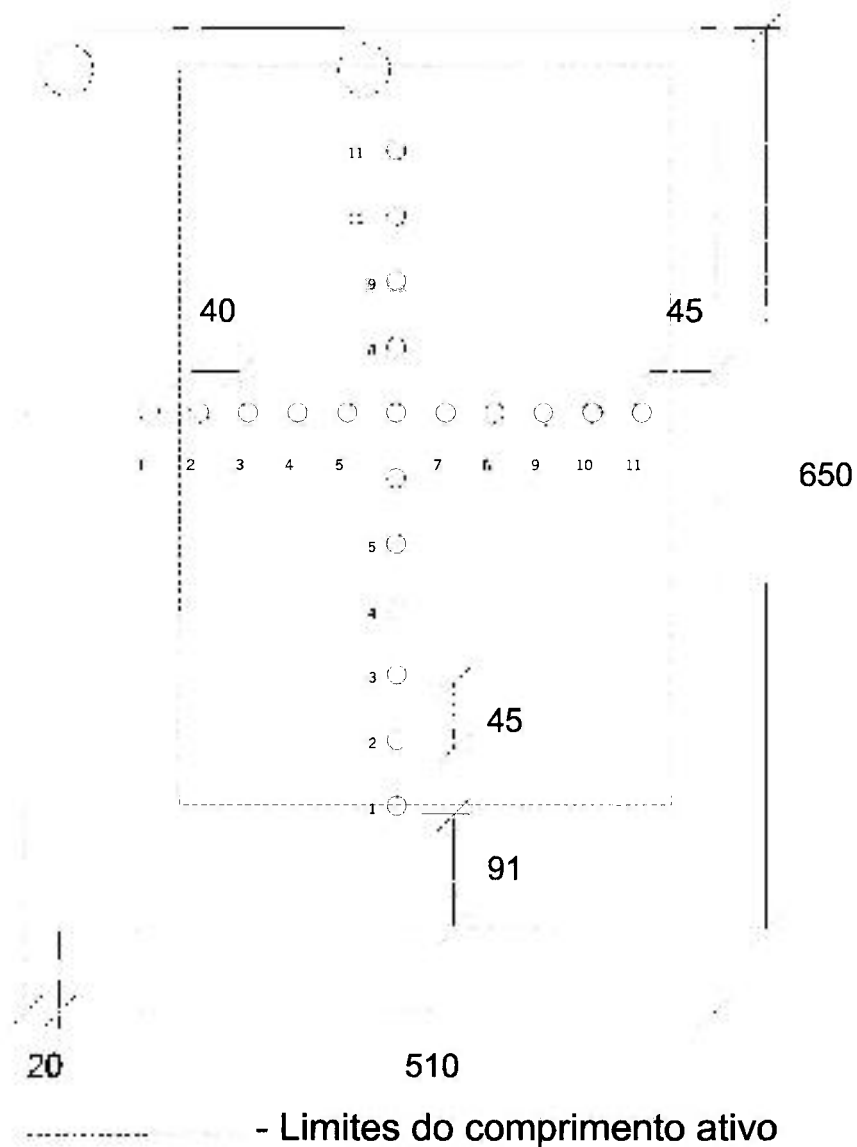


Figura B.2 Suporte das Folhas de Ativação Inserido no Núcleo do Reator IPEN/MB-01

4 Metodologia de Cálculo

Os cálculos foram realizados com o programa CITATION na geometria tridimensional (x, y, z) em 4 grupos de energia, sendo as seções de choque geradas com os programas NJOY/AMPEX-II/HAMMER-TECHNION. Na modelagem do reator, utilizou-se a estrutura de “overlay” para o posicionamento correto das barras de controle, que estão 73% retiradas do núcleo. A modelagem nas direções (x, y) é feita pino-a-pino, considerando-se 30 cm de refletor de cada lado do núcleo, discretizados em 46x46 intervalos espaciais. Na direção axial (z), determinou-se o tamanho do intervalo espacial de

modo que o centro do intervalo coincidisse com a posição de irradiação das folhas de Índio, num total de 57 intervalos espaciais. Foram também incluídos na modelagem os refletores superiores e inferior do núcleo, as regiões de alumina das varetas combustíveis, a placa suporte do núcleo e os tampões das varetas absorvedoras de controle e de segurança.

A distribuição do fluxo em 4 grupos de energia foi gravada no arquivo FORT.36 de saída do CITATION, onde são gravados todos os valores de fluxo de cada intervalo espacial (x,y,z) da modelagem, no sistema binário. Para ter acesso aos valores de fluxo foi elaborado o programa LERFDP.FOR, que efetua as leituras dos valores de fluxo gravados no sistema binário e os transcreve em valores decimais, nas posições desejadas, no caso, ao longo dos três eixos ortogonais centrais do núcleo do reator (posições mapeadas).

Elaborou-se uma correspondência entre as posições de irradiação, e a modelagem do programa CITATION, de modo que as distribuições radiais e axiais do fluxo rápido de nêutrons (Grupo 1), coincidissem de forma a possibilitar a comparação.

5 Resultados Obtidos

A condição de fluxo de nêutrons assintótico é atingida a partir da determinação experimental da razão de Cádmió (R_{cd}) ao longo do comprimento ativo do reator. Se a razão de Cádmió se mantém constante (Razão entre as atividades das folhas nuas e cobertas com Cádmió), significa que o espectro de energia dos nêutrons se mantém constante, não sofrendo a influência das barras de controle, bem como da mudança de meio na interface núcleo-refletor, estando caracterizada a região ao longo da qual o fluxo de nêutrons mantém a sua condição assintótica. Nesse caso, a distribuição do fluxo de nêutrons assintótica deverá assumir a forma senoidal, se considerarmos como origem das coordenadas do núcleo (cuja forma geométrica é um paralelepípedo), um de seus vértices.

A Razão de Cádmió (R_{cd}) medida através da irradiação de folhas de ouro nuas e cobertas com Cádmió, se manteve constante ao longo das coordenadas correspondentes à posição (cota) ocupada entre as folhas 3 e 11(Vide Figura B.2). O valor obtido, para a configuração do núcleo quadrada(26x26 varetas) foi de:

$$R_{cd} = 1,70 \pm 0,20$$

Os valores de fluxo de nêutrons experimentais e calculados, normalizados em relação ao seu valor máximo, podem ser visualizados nas Figuras B.3 e B.4, respectivamente nas direções radiais do núcleo x, y e na direção axial z, usando como ajuste por mínimos quadrados uma função senoidal do tipo:

$$y = P_1 \cdot \sin(\pi(x - P_3) / P_2) \quad \text{B.4}$$

O parâmetro P_1 está relacionado a magnitude do fluxo, enquanto o parâmetro P_2 ao “Buckling” (B^2). Quando $x = P_2 + P_3$ e $x = P_3$ o fluxo de nêutrons se torna nulo. Assim P_2 é a distância ao qual o fluxo se curva até se anular. Neste caso a curvatura do fluxo de nêutrons (B^2) do reator será dada pela expressão B.3, sendo os valores de P_2 , obtidos respectivamente para a, b, c, ou seja as distâncias na qual o fluxo se anula nas direções radiais e axial.

Os valores calculados pelo código CITATION que foram levados em consideração para a determinação dos valores calculados de “Buckling”, são aqueles que se encontram dentro da região assintótica experimental, sendo os demais propositalmente desconsiderados. Abaixo estão os valores experimentais e calculados sintetizados na Tabela B.1.

Tabela B.1 Valores Obtidos de “Buckling” do Reator IPEN/MB-01.

Temperatura(°C)	Buckling Experimental (m-2)	Buckling Calculado (m-2)	Razão C/E
20°C	92,55 ± 1,08	98,93	1,069 ± 0,012
40°C	90,60 ± 2,27	98,50	1,087 ± 0,027
60°C	89,85 ± 1,12	—	—*
80°C	89,48 ± 1,35	95,55	1,068 ± 0,016

* Seções de choque não disponíveis a 60°C.

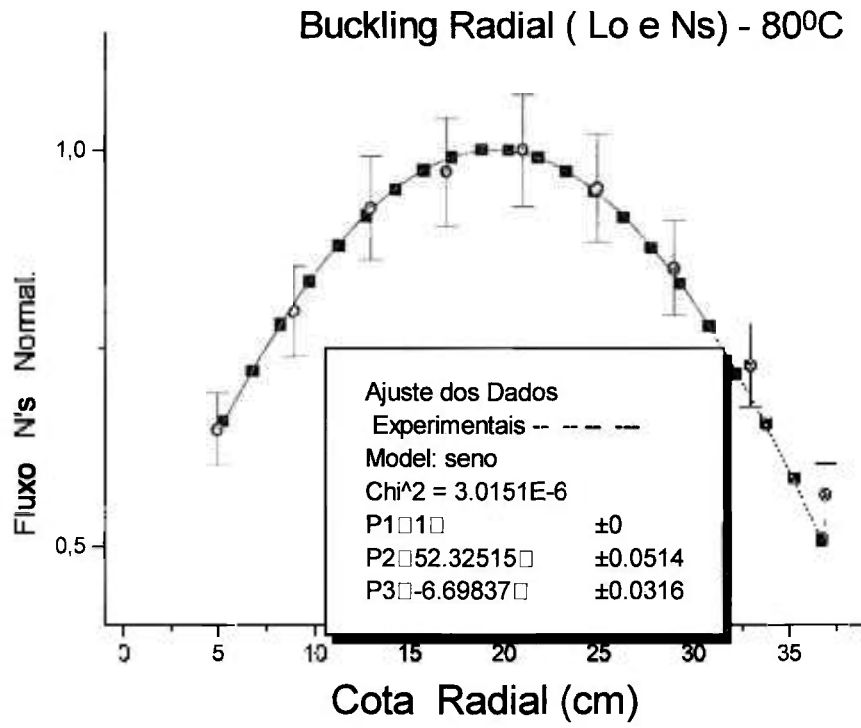


Figura B.3 Curvatura do Fluxo de Nêutrons - Direção Radial -Moderador a 80°C.

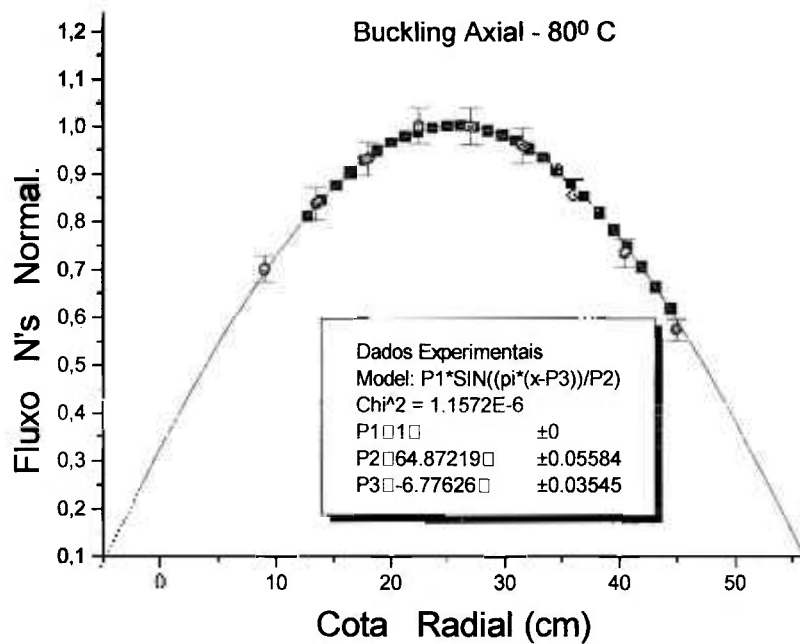


Figura B.4 Curvatura do Fluxo de Nêutrons – Direção Axial- Moderador a 80°C.

6 CONCLUSÃO

Os valores experimentais obtidos para a curvatura do fluxo de nêutrons ("Buckling"), com o moderador aquecido às temperatura de 20°C, 40°C, 60°C e 80°C, estão bastante coerentes, ou seja são valores decrescentes, apesar de bastante próximos entre si.

Sabemos que o parâmetro "Buckling" está diretamente relacionado à fuga de nêutrons do sistema. Assim, seu conhecimento experimental nos permitirá dizer se os cálculos neutrônicos estão superestimando ou subestimando, tais fugas. Resultados preliminares, obtidos a 20°C, já nos pareciam indicar que os códigos citados no trabalho, superestimavam a fuga de nêutrons do núcleo do reator. De fato, isto foi confirmado, comparando-se os resultados a 40 °C e 80°C, onde os valores calculados sistematicamente estimam um "Buckling" superior ao valor medido. Observando a Tabela B.1, vemos que o desvio sistemático dos valores calculados, situam-se aproximadamente na faixa dos 6,8 % a 8,7 %. Resultados da literatura, visando validar códigos computacionais, mostram discrepâncias médias de 3 a 5 %, entretanto levando-se em conta que o código CITATION, utiliza o método de difusão de nêutrons nos cálculos de distribuição de fluxo, em que sistematicamente os valores de fluxo calculados são menores em valor do que os obtidos experimentalmente, em até 15%, em algumas posições do interior do núcleo do reator, podemos considerar a discrepância obtida como previsível.

Como proposta de trabalho futuro, sugerimos a realização de novas medidas de "Buckling", agora utilizando-se fios de ouro, a fim de obtermos uma quantidade maior de pontos a serem ajustados e melhorar a estatística na obtenção do parâmetro. Além disso sugere-se um estudo por parte do Grupo de Neutrônica da Divisão de Física de Reatores, de possíveis mudanças na metodologia de cálculo, possivelmente utilizando o método de Monte Carlo, a fim de se obter valores calculados de "Buckling" mais próximos dos experimentais.

ANEXO C - AVALIAÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS ATRAVÉS DO CÓDIGO RFIT

1 Introdução

Durante os anos de 1972-1990, realizou-se um dos maiores programas mundiais de validação de metodologia de cálculo, a partir de medidas experimentais em unidades críticas. Isto ocorreu para os reatores russos PWR de última geração, conhecidos como WWER-1000 (“water cooled and water moderated power reactors”), a partir de medidas de parâmetros nucleares na unidade crítica húngara ZR-6. Tal programa experimental conhecido por TIC (“Temporary International Collective”) empregou diversos pesquisadores de 10 países (Finlândia, Alemanha, URSS, Hungria, Tchecoslováquia, Polónia, Roménia, Bulgária, Vietnã e Cuba), que se revezavam na realização das medidas. Assim, o primeiro problema encontrado foi a de padronização das técnicas experimentais utilizadas, bem como das técnicas de análises de dados, visando a eliminação ao máximo de tendências (“bias”) nos dados experimentais, decorrentes da heterogeneidade de pesquisadores com suas diversas técnicas de aquisição e tratamento de dados. Neste contexto, em 1975, surgiu a primeira versão do código RFIT (“Reactor Fitting”) para analisar todos os dados experimentais geradas pelo TIC na unidade crítica ZR-6.

Diferentemente de ser um simples código de ajuste de curvas, este programa apresenta como novidades a incorporação de técnicas estatísticas que permitem ao usuário identificar pontos espúrios fora da distribuição, os chamados “outliers”. A identificação desses pontos espúrios, permite ao experimentalista verificar a consistência do dado experimental questionado, cabendo ao mesmo e não ao programa, o ônus da exclusão de tal dado, ou mesmo a repetição da medida, caso não seja identificada nenhuma causa plausível que justifique a discrepância observada.

Outra técnica experimental poderosa do código RFIT é o chamado método do “Point Drop” que permite identificar pontos experimentais que pertencem a região assintótica da função ajustada, a partir de uma série de testes e considerações estatísticas. No caso específico de medidas da curvatura do fluxo de nêutrons (“Buckling”), isto se torna fundamental, pois impede a utilização de pontos experimentais que não sejam assintóticos, quando da extrapolação do fluxo de nêutrons. Também é importante na medida dos parâmetros integrais, pois informa ao experimentador se a posição da medida se encontra dentro da chamada região assintótica.

De uma maneira geral, o código RFIT pode realizar quatro funções básicas, a saber:

- Armazenamento de dados experimentais básicos do tipo: tempo de irradiação, temperatura do moderador, posição de barras, detetor utilizado;etc.
- Estimativa dos parâmetros , através de ajustes;
- Análise estatística de dados;
- Armazenamento dos resultados avaliados.

Neste anexo trataremos sucintamente da segunda e terceira funções acima descritas.

2 Fundamentos Básicos

Sejam as grandezas Y e X medidas e que satisfaçam a equação,

$$Y = f(X, \underline{a}), \quad (C.1)$$

sendo \underline{a} um vetor que contém os parâmetros desconhecidos a_1, a_2, \dots, a_m como componentes.

O propósito da medida é a determinação de \underline{a} . Para tal, a medida é repetida n vezes, resultando na coleta de pares de valores medidos X_i, Y_i ($i = 1, 2, \dots, n$) sendo Y_i uma

variável estatística (randômica), Y_i e X_i não satisfazem completamente a Equação c.1. Isto será verdadeiro apenas para seu valor médio ou valor expectativa, dado por,

$$\langle Y_i \rangle = f(X_i, \underline{a}) \quad (\text{C.2})$$

Esta equação nos dará a expressão matemática da variação média da grandeza Y em relação a grandeza X , se duas condições forem observadas:

- As medidas de Y_i estão livres de erros sistemáticos;
- A escolha da função $f(X, a)$ é fisicamente apropriada.

O programa RFIT foi desenvolvido especificamente para o tratamento de dados experimentais na área de medidas de parâmetros de interesse à Física de Reatores. Assim, o valor típico do parâmetro Y é o valor de contagem, cujo comportamento estatístico segue uma distribuição de Poisson que para uma quantidade de aquisição de dados maiores do que 100 valores ($Y_i = Y_1, Y_2, Y_3, \dots, Y_{100} \dots Y_n$) pode ser aproximada por uma distribuição de Gauss-Laplace (normal).

No caso específico do acompanhamento do decaimento de uma fonte radioativa, o parâmetro Y será contagens (parâmetro randômico) e o parâmetro X será o tempo que pode também ser assumida como uma variável randômica. O código permite como opção, caso o usuário assim o deseje, a aplicação de inúmeros fatores multiplicativos de correção (μ_i), tais como correção pelo fator de decaimento, fator de calibração das folhas, fator de correção para macro fluxo, tempo de contagem.

Sendo b_i a radiação de fundo (“background”) e v_i as correções para tempo morto, a Equação C.2 se transforma na Equação C.3 dada a seguir.

$$\langle Y_i \rangle = \frac{\mu_i \cdot f(X_i, \underline{a}) + b_i}{v_i} \quad (\text{C.3})$$

Os parâmetros \underline{a} são obtidos através do método dos mínimos quadrados incorporando o peso W_i de cada uma das medidas realizadas, dado pela Equação C.4.

$$W_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{C.4})$$

Onde σ_i representa o desvio padrão de cada medida i . Assim, teremos

$$Q(\underline{a}) = \sum_{i=1}^n W_i [Y_i - f(\underline{a})]^2 = \text{mínimo} \quad (\text{C.5})$$

Conhecida com condição dos mínimos quadrados com peso.

O χ^2 do ajuste (qui-quadrado reduzido) indicador da qualidade do mesmo, pode ser obtida da Equação C.6, dada abaixo.

$$\chi^2 = \frac{Q}{n-m} \quad (\text{C.6})$$

sendo n o número de pontos experimentais e m o número de parâmetros ajustados em $f(\underline{X}, \underline{a})$.

Todas as variâncias estimadas pelo programa RFIT são multiplicadas pelo qui-quadrado reduzido. Este tratamento é válido somente para dados estritamente independentes entre si, todavia a experiência dos tratamentos de dados no TIC, mostraram que o efeito, ao se negligenciar isto, leva a tendenciosidades (“biased up”) muito pequenas.

O programa RFIT estabelece que o parâmetro X seja considerado randômico (geralmente tal parâmetro é o tempo). Assim, na incerteza do parâmetro Y , deverá ser considerada a incerteza de X , conforme pode-se ver na Equação C.7 dada a seguir.

$$(\sigma_{a_k})^2 = \chi^2 \{ \underline{\underline{M}}^{-1} \}_{kk} \quad (\text{C.7})$$

A estimativa dos parâmetros a_k será dada por \underline{a}_k . Sua variância é calculada pela Equação C.8 dada a seguir.

$$(\sigma a_k)^2 = \chi^2 \{ \underline{M}^{-1} \}_{kk} \quad (\text{C.8})$$

Para $k=1,2,\dots,m$. Os elementos de m por m da matriz \underline{M} são definidos na Equação C.9, dada a seguir.

$$\{ \underline{M} \}_{kk} = \sum_{i=1}^n W_i \frac{\partial \langle Y_i \rangle}{\partial a_k} \frac{\partial \langle Y_i \rangle}{\partial a_k} \quad (\text{C.9})$$

Todos os erros experimentais obtidos pelo código RFIT nos parâmetros das funções ajustadas, são valores obtidos da raiz quadrada das variâncias calculadas através da Equação C.9.

3 Aplicação de testes estatísticos.

Sabemos que a curva ajustada a um conjunto de dados não é aplicável a todo conjunto, mas sim a uma parcela do mesmo. Esse subconjunto ao qual ela é aplicável, chamamos de região assintótica. Assim, se ajustamos uma função cosseno, representativa fisicamente da distribuição espacial do fluxo de nêutrons, num núcleo retangular, a um conjunto de pontos experimentais, obtidos a partir de medidas da distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos, sabemos que próximos a região refletora do núcleo, tais valores de fluxo não pertencem a função ajustada, ou seja, tais pontos não fazem parte da região assintótica, devido a influência da região refletora. A delimitação da extensão assintótica é fundamental, por exemplo, na medida do parâmetro “Bucling” (vide Anexo B).

Assim, o código RFIT realiza um conjunto de testes estatísticas com duas finalidades, a saber:

- Identificar a região assintótica no qual a função ajustada é válida;
- Calcular o parâmetro \underline{a} (Equação C.2), identificando possíveis pontos espúrios da distribuição (“outliers”).

Para a solução destes problemas, vamos imaginar um conjunto decrescente de dados, pertencentes aos pontos (x_i, y_i) ,

$$I_1 \supset I_2 \supset I_3 \supset \dots \supset I_L \quad (\text{C.10})$$

De tal forma, que espera-se que os últimos conjuntos de dados devam conter apenas pontos assintóticos. Então repetindo-se a estimativa dos parâmetros \underline{a} para cada conjunto de dados I_ℓ , onde:

- n_ℓ Número de pontos pertencentes a I_ℓ ;
- Q_ℓ Valor mínimo da soma dos quadrados dos desvios como definidos na Equação C.5;
- P_ℓ Estimativa obtida para um dos parâmetros a_k ;
- ΔP_ℓ Erro estimado de acordo com a Equação C.8.

Da Equação C.6 sabemos que,

$$Q_\ell = \sigma^2 \cdot \chi^2_{n_\ell - m} \quad (\text{C.11})$$

se I_ℓ é assintótico.

Consequentemente, pode-se obter o seguinte estimador não tendencioso da variância obtida no passo ℓ :

$$\sigma^2_\ell = \frac{Q_\ell}{n_\ell - m} \quad (\text{C.12})$$

O procedimento para tal obtenção se baseia na aplicação consecutiva de dois testes estatísticos: O teste- ϕ e o teste-f.(Fisher).

No teste - ϕ a validade da Equação C.12 é testada por meio da fração ,

$$\varphi_{L-K, n_K - m} = \frac{\sqrt{G_k / (L - K)}}{\sigma^2_k} \quad (\text{C.13})$$

onde

$$G_K = \sum_{\ell=K}^{L-1} \frac{(\bar{\sigma}^2_{\ell+1} - \bar{\sigma}^2_{\ell})^2}{2/(n_{\ell+1} - m) - 2/(n_{\ell} - m)} \quad (\text{C.14})$$

para $k = 1, 2, \dots, L-1$.

Segundo Szatmáry, para grandes valores de n , a variável randômica definida na Equação C.13 se comporta como,

$$\varphi_{L-k, n_K - m} = \frac{\chi^2_{L-K} / \sqrt{L-K}}{\chi^2_{n_K - m} / (n_K - m)} \quad (\text{C.15})$$

Os quantis γ^{φ}_k definido para essa variável randômica como,

$$P\{\varphi_{L-K, n_K - m} < \gamma^{\varphi}_k\} = 1 - \varepsilon \quad (\text{C.16})$$

são tabelados para diferentes níveis de confiança estatística para $\varepsilon = 0,01, 0,05, 0,10$ e $0,20$.

O teste- φ consiste no cálculo do parâmetro, $\varphi_{\ell-k^*, n_{k^*} - m}$ para o passo k^* , de acordo com a Equação C.13, e na verificação se o valor obtido é menor do que o correspondente quantil γ^{φ}_k . Se for menor, pode-se concluir que todos conjuntos de dados $\ell > K^*$ são assintóticos ao nível de confiança estatística ε .

O teste- φ é baseado no comportamento de Q_{ℓ} , na decisão da região assintótica, sem analisar o comportamento dos parâmetros estimados. A prática tem mostrado que um conjunto de dados I_{ℓ} qualificado pelo teste- φ , como assintótico, realmente resulta na obtenção de parâmetros não tendenciosos. Contudo o teste seguinte, baseado na estimativa dos parâmetros é utilizado, para verificar se essa condição realmente se faz presente.

O parâmetro f definido como,

$$f_{L-k, n_K-m} = \frac{\sqrt{\gamma_K / (L-K)}}{\sigma_L^2} \quad (\text{C.17})$$

onde:

$$\gamma_K = \sum_{\ell=K}^{\ell-1} \frac{(p_{\ell+1} - p_{\ell})}{(\Delta p_{\ell-1})^2 - (\Delta p_{\ell})^2} \quad (\text{C.18})$$

se distribui como a variável F de Fisher com graus de liberdade L-K e n_K-m . A definição do quantil γ_K^f da distribuição é análoga a Equação C.17, tabelada na maioria dos livros de estatística. Assim, o teste-f consiste no cálculo da fração f definida na Equação C.17. Quando o intervalo K_1 for o primeiro a fornecer um valor de f menor que o correspondente quantil, todos os conjuntos de intervalos I_ℓ com $\ell > k$ serão assintóticos ao nível de confiança estatística ε .

O teste f requer uma boa estimativa das incertezas dos parâmetros a_K , ou seja de Δp_ℓ , como podemos observar na Equação C.18. Assim, primariamente o teste- ϕ pode ser utilizado com muito boa precisão para algum passo $\ell > K^*$ para estimativa dessas incertezas.

Szatmáry analisou como os erros dos tipos I e II afetam as respostas dos testes ϕ e f em função do nível de confiança ε . Verificou-se em ambos os testes, que $\varepsilon = 0,05$ pode ser aceito como um sólido compromisso em oposição a esses dois tipos de erros. O erro do tipo I consiste na rejeição da hipótese, quando deveria ser aceita e o do tipo II na sua aceitação quando a mesma deveria ter sido rejeitada. No caso, a hipótese seria se um subconjunto faria ou não parte da região assintótica. No teste estatístico seguinte, a hipótese será se o ponto experimental em questão é ou não um ponto fora da distribuição, ou seja um “outlier”.

O teste estatístico conhecido como teste-t (ou teste generalizado de “student”) é um instrumento para se achar pontos experimentais espúrios, fora da distribuição, decorrentes de erros humanos muitas vezes evitáveis (leitura, calibração, etc),

ou erros inevitáveis decorrentes do processo de automatização das medidas (oscilação da rede elétrica, interferência de ondas eletromagnéticas, mal funcionamento de equipamentos, etc). Assim, define-se a fração t-student como,

$$t_i^* = \frac{Y_i - \bar{Y}_i}{\sigma_i^*} \quad (\text{C.19})$$

onde:

\bar{Y}_i Estimativa de $\langle Y_i \rangle$ obtida do ajuste usando $f(x_i, a)$;

σ_i^* Desvio padrão da diferença do numerador da Equação C.19;

A quantidade

$$t_i = \frac{t_i^*}{\sqrt{1 - \frac{t_i^{*2} - 1}{n - m - 1}}} \quad (\text{C.20})$$

se distribui como uma variável de student com $n-m-1$ graus de liberdade. Levando-se isto em conta, um teste estatístico pode ser formulado para testar a confiança de cada dado individualmente medido. O programa RFIT faz isso com um nível de confiança estatística de 0,01.

O programa RFIT em sua saída identifica os pontos espúrios (“outliers”) não os retirando automaticamente do ajuste a ser realizado. O programa mostrará ao pesquisador experimental que a diferença entre o valor medido Y_i e estimado \bar{Y}_i está inexplicavelmente grande. Em alguns casos é possível achar a razão para tal discrepância e corrigi-la, mas em casos em que não haja explicação para tal discrepância, o dado experimental deverá permanecer, a exceção de dois casos, a saber:

- A fração de student mostra claramente haver uma certa tendenciosidade da variável x , para alguns valores de x , o que poderá indicar que o conjunto I_i não foi especificado apropriadamente. Neste caso, os testes ϕ e f tem de ser repetidos para um novo conjunto de dados I_i .

- Algumas vezes um subconjunto de pontos experimentais apresentam valores grandes da fração de student (p.ex: $t_i^* > 4$), mostrando claramente que eles não são uma amostragem da distribuição de student. O programa RFIT opcionalmente possibilita a visualização gráfica das frações de student do conjunto medido, possibilitando ao pesquisador a tomada de decisão da exclusão de tais pontos espúrios.

O programa RFIT possibilita ainda a realização do teste estatístico nw^2 , para verificar a tendenciosidade do conjunto de dados após a retirada dos pontos espúrios.

ANEXO D – CONSTANTES NUCLEARES ADOTADAS

As constantes nucleares adotadas neste trabalho foram obtidas basicamente de duas referências. Dadas por Reus e Westmeier ⁶⁹ e as obtidas do trabalho de Nakajima e Akai ^{57, 58}. A seguir indicaremos os valores adotados neste trabalho.

Tabela D.1 Constantes Nucleares Adotadas neste Trabalho.

Parâmetro	Valor adotado
Constante de decaimento do ²³⁹ Np	0,0122637
Constante de decaimento do ¹⁴³ Ce	0,0210044
Abundância gama do fotopico de 277,6 keV do ²³⁹ Np	14,38 %
Abundância gama do fotopico de 277,6 keV do ²³⁹ Np	42,8 %
Rendimento de Fissão (²³⁵ U) para produção do ¹⁴³ Ce*	5,9373 %
Rendimento de Fissão (²³⁸ U) para produção do ¹⁴³ Ce*	4,5585 %

*- Valores utilizados em todo o espectro de energia.

Tabela D.2 – Percentual de Fissões nos Átomos de ²³⁵U Calculados pelo MCNP-4B a Partir das Taxas de Reação de Fissão pelas Bibliotecas ENDF/B-V e ENDF/B-VI.

Arranjo Experimental	Percentual de Fissões do ²³⁵ U ENDF/B-V	Percentual de Fissões do ²³⁵ U ENDF/B-VI	Rendimento de Fissão Efetivo* -ENDF/B-V	Rendimento de Fissão Efetivo* -ENDF/B-V
Vareta Nua	0,9729±0,33%	0,9729 ± 0,35%	0,05900±0,36%	0,05900±0,25%
Luva de 3 cm	0,8500±0,26%	0,8487±0,17%	0,05730±0,36%	0,05729±0,25%
Luva de 4 cm	0,8423±0,26%	0,8434±0,18%	0,05720±0,36%	0,05721±0,25%
Luva de 5 cm	0,8394±0,26%	0,8363±0,18%	0,05716±0,36%	0,05712±0,25%
Luva de 7 cm	0,8377±0,26%	0,8352±0,18%	0,05714±0,36%	0,05710±0,25%
Luva de 10 cm	-	0,7940±0,26%	-	0,05682±0,25%

* - Rendimento para Produção do produto de fissão ¹⁴³Ce.

ANEXO E - DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DO PARÂMETRO C8/F NA VARETA COMBUSTÍVEL CENTRAL

A variação espacial das razões entre as taxas de reação e de fissão (C8/F), podem ser visualizadas a partir da aplicação da técnica de varredura gama, ao longo da vareta combustível irradiada na posição central do núcleo do Reator IPEN/MB-01, configuração padrão retangular dada pela Figura 2.2.

A Figura E.1 mostra a variação espacial entre as cotas inicial (0) e final (560), representativas respectivamente, do início e término do comprimento ativo da vareta combustível.

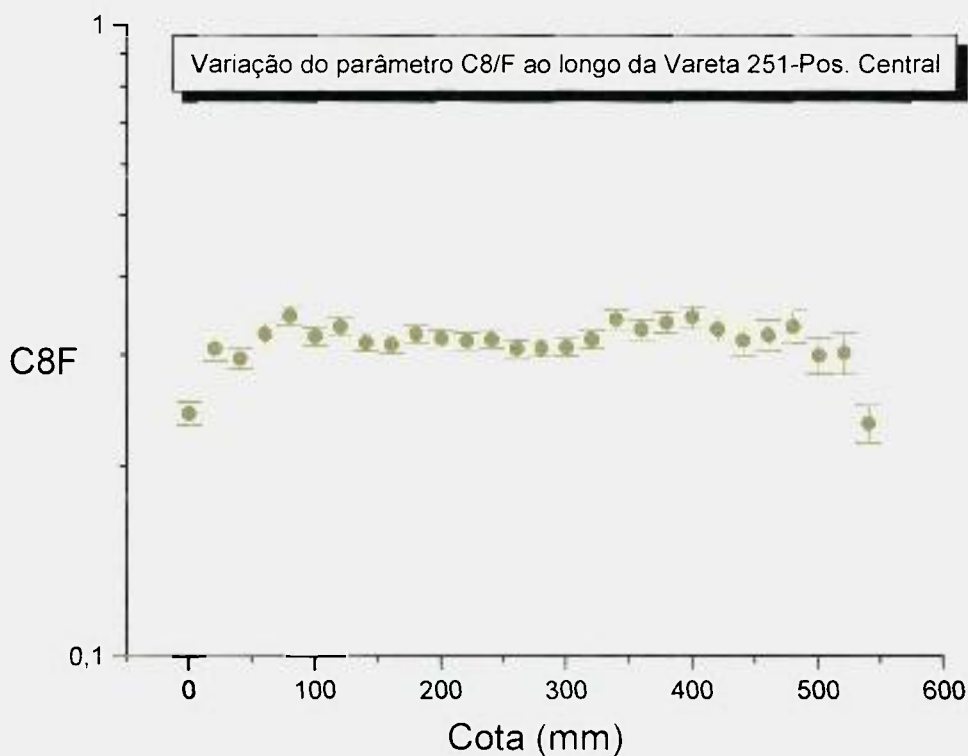


Figura E.1 Variação Espacial do Parâmetro C8/F na Vareta 251 Irradiada na Posição Central do Núcleo do Reator.

Tabela E.1 Parâmetro C8/F Medido ao Longo da Direção Axial à Vareta Combustível 251

Cota Axial(mm)	Parâmetro C8/F
0	$0,24207 \pm 0,01023$
20	$0,30676 \pm 0,01353$
40	$0,29625 \pm 0,0114$
60	$0,32415 \pm 0,01198$
80	$0,34632 \pm 0,01235$
100	$0,32091 \pm 0,01086$
120	$0,33203 \pm 0,01098$
140	$0,31404 \pm 0,00972$
160	$0,31172 \pm 0,00945$
180	$0,32422 \pm 0,00996$
200	$0,31877 \pm 0,00986$
220	$0,31515 \pm 0,00988$
240	$0,31735 \pm 0,00972$
260	$0,30713 \pm 0,00975$
280	$0,30820 \pm 0,0097$
300	$0,30870 \pm 0,00972$
320	$0,31742 \pm 0,0103$
340	$0,34126 \pm 0,01198$
360	$0,32949 \pm 0,01197$
380	$0,33827 \pm 0,01286$
400	$0,34408 \pm 0,01353$
420	$0,32972 \pm 0,01534$
440	$0,31647 \pm 0,01683$
460	$0,32288 \pm 0,01806$
480	$0,29945 \pm 0,01959$
500	$0,30216 \pm 0,02273$
520	$0,2335 \pm 0,0160$

A extensão da região assintótica pode ser determinado no código RFIT, bem como o valor médio da grandeza dentro dessa região.

Assim, a extensão assintótica está entre os valores situados entre as cotas axiais de 20 e 500 mm e o valor médio do parâmetro integral obtido através do ajuste de um polinômio de grau zero (reta média), ao conjunto de valores situados na Tabela E.1 abaixo. Assim, obtivemos,

$$\mathbf{C8/F = 0,3140 \pm 0,78\%}$$

Se aplicarmos sobre F, ou seja sobre o termo relacionado às fissões, o fator calculado pelo código MCNP-4B que nos fornece a porcentagem de fissões que ocorrem nos átomos de ^{235}U numa vareta nua, poderemos obter o parâmetro C8/F5, mais conhecido como razão de conversão modificada (C*). Assim,

$$\mathbf{C^* = 0,3213 \pm 0,85\%}$$

ANEXO F – ESTIMATIVA DA POTÊNCIA GERADA NA VARETA CENTRAL DO NÚCLEO DO REATOR IPEN/MB-01

A potência média gerada na vareta central 251, foi obtida através da integração dos valores das taxas de fissão (F) ao longo do comprimento ativo da vareta combustível, conforme podemos visualizar abaixo. Assim, da Figura F.1 podemos visualizar que a integração das fissões nos fornece o número total de fissões que ocorrem por segundo ao longo da vareta. Sabendo que cada fissão gera aproximadamente 200 MeV por fissão ($3,2E-11$ joules), ao fazermos a multiplicação pelo número total de fissões, obtemos a potência gerada dada a seguir.

$$P (\text{vareta central}) = 0,34 \text{ watts}$$

Esse valor é obtido para uma potência nominal do reator de 100 watts.

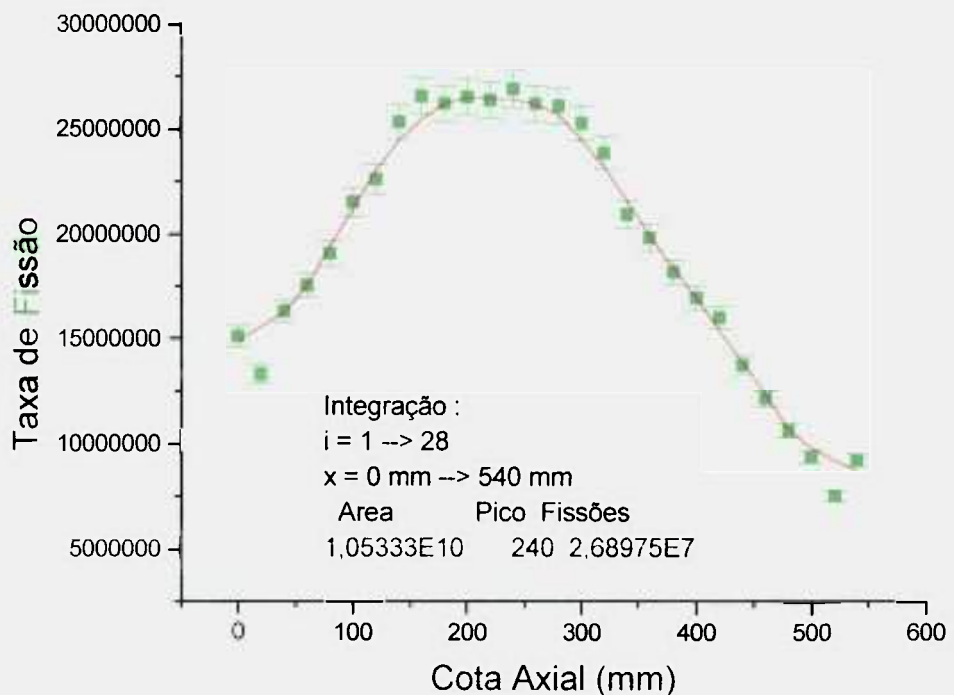


Figura F.1: Distribuição Espacial das Taxas de Fissão na Vareta Combustível Central Referentes à Configuração Padrão (Figura 2.2) e Potência Nominal de 100W.

ANEXO G - PRECISÃO DAS MEDIDAS DE PARÂMETROS ESPECTRAIS NO MUNDO

A precisão dos parâmetros integrais, referentes as unidades críticas TRX e MIT¹, podem ser visualizadas nas tabelas abaixo, comparando-as com os valores obtidos neste trabalho para o Reator IPEN/MB-01.

Tabela G.1 Nível de Precisão das Medidas nas Críticas TRX e IPEN/MB-01.

Índices Espectrais	TRX-1*	TRX-2*	TRX-3*	TRX-4*	Reator IPEN/MB-01*
$^{28}\rho$	1,60%	1,91%	1,65%	2,30%	0,33%
$^{25}\delta$	1,0%	1,3%	1,3%	1,4%	0,38%
C*	1,0%	0,93%	0,87%	0,75%	0,88%
$V_{\text{water}}/V_{\text{Fuel}}$	2,35	4,02	1,0%	8,11	2,64

* Revestimento das varetas combustíveis de Al.

Analogamente para a crítica MIT(D₂O), considerado um padrão para reatores moderados a água pesada, temos a Tabela G.2 dada a seguir:

Tabela G.2 Medida dos Índices Espectrais na Unidade Crítica MIT (D₂O)

Índices Espectrais	MIT-1	MIT-2	MIT-3
$^{28}\rho$	2,0 %	1,0 %	1,6 %
$^{25}\delta$	4,0 %	8,5 %	4,1 %
C*	2,3%	2,1 %	1,9 %

Da mesma forma podemos visualizar o nível de precisão dos parâmetros espectrais obtidos em vários outros reatores de potência zero (unidades críticas) no mundo, destacando-se o reator Húngaro ZR-6 dentro do programa TIC destacado no Anexo C com suas medidas altamente precisas e o reator inglês DIMPLE com encamisamento de aço inoxidável, ambos reatores já descomissionados.

Tabela G.3 Precisões das Medidas de Índices Espectrais em Vários Reatores de Pesquisa do Mundo.

Índices Espectrais	BAPL	BAY	NORA	ZR-6	DIMPLE
$^{28}\rho$	0,72%	0,45%	1,05%	0,44%	0,65%
$^{25}\delta$	0,60	6,57%	0,68%	0,48	0,65%
C^*	0,62%	0,70%	0,93%	0,51	0,53%
$V_{\text{água}}/V_{\text{comb.}}$	1,43-2,40	1,37	1,66-4,51	0,89-1,66	0,78-3,16
Revestimento	Al	Al	SS	Zr	SS

ANEXO H – DEPRESSÃO DE FLUXO CAUSADA PELAS LUVAS DE CÁDMIO

Neste anexo apresentaremos a aplicação da técnica de varredura gama realizada sobre a vareta 251 irradiada com uma luva de cádmio de 5 cm de comprimento centrada à cota axial de 220 mm. Podemos observar a depressão sofrida pelas taxas de reação térmicas, predominantes nas fissões (^{143}Ce) e epitérmicas, predominantes nas reações de captura radioativa (^{239}Np).

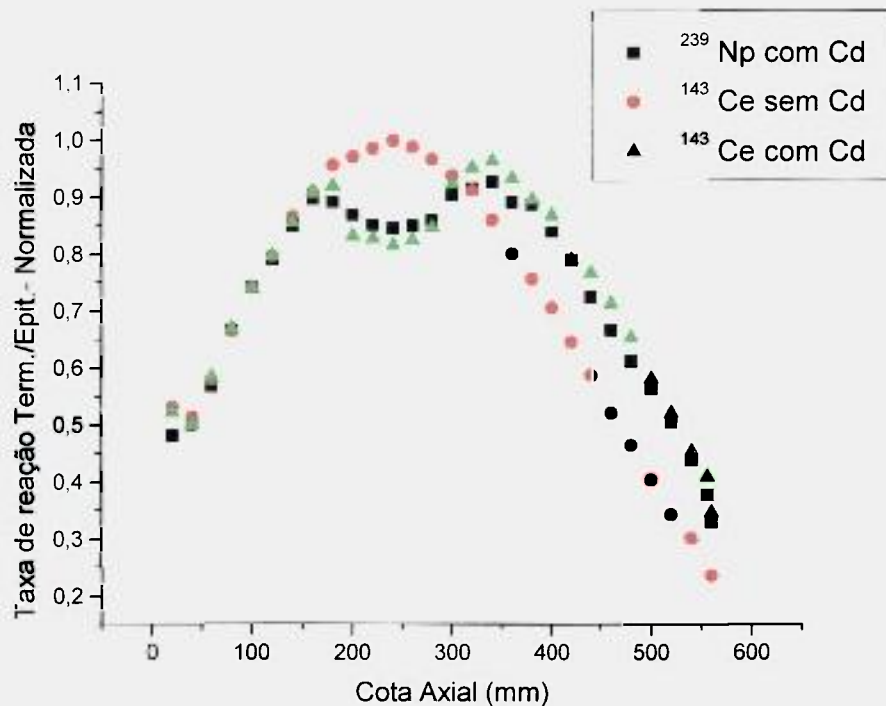


Figura H.1 Depressão de Fluxo das Taxas de Reação Causada na Vareta Combustível 251 Irradiada no Centro do Núcleo pela Luva de Cádmio de Comprimento 5 cm e Espessura 0,5 mm.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- ALVAREZ, C.; BÁRDOS, J.; BECKER, R.; GÁCSI, L.; GADÓ, J.; KRAVCHENKO, I.I.; SZATMÁRY, Z.; VIDOVSKEY, I. *Experimental Investigations of the Physical Properties of WWER-Type Uranium-Water Lattices*. In: FINAL REPORT OF TEMPORARY INTERNATIONAL COLLECTIVE – VOLUME 3. Budapest, Akadémiai Kiadó, 1991.
- 2- ASKEW, J.R.; FAYER, F.R.; KENSHELL, P.B. *A General Description of the Lattice Code WINS*. J. Brit. Nucl. Energy Soc., 15:15-64, 1966.
- 3- BAER, W.; HARDY Jr., J.; KLEIN, D.; VOLPE, J.J.; PALOWITHC, B.L.; FRANTZ Jr., F.S. Study of a Slightly Enriched UO₂ Lattice with h:u=0,42 – Measurement and Analysis. *Nuclear Science and Engeneering*, 23, 361-367, 1965.
- 4- BÁRDOS, J.; BECKER, R.; DABROWSKI, C.; GÁCSI, L.; GADÓ, J.; JÓZEFOWICZ, E.T.; KRAVCHENKO, I.I.; KRINIZS, K.; STANOLOV, A.; SZATMÁRY, Z.; TURI, L.; VIDOVSKEY, I. *Experimental Investigations of the Physical Properties of WWER-Type Uranium-Water Lattices*. In: FINAL REPORT OF TEMPORARY INTERNATIONAL COLLECTIVE. Budapest, Akadémiai Kiadó, VOLUME 1, 1985.
- 5- BARHEN, J.; ROTHENSTEIN, W.; TAVIV, E. *The HAMMER Code System* Technion-Israel Institute of Technology, Haifa, Department of Nuclear Engineering. EPRI-NP-656, 1978.
- 6- BARNETT, G.A.; BESANT, C.B.; MURPHY, M.F.; TAYLOR, W.H. *Measurement of Relative Conversion Ratio and Fast Fission Ratio in Low Enrichment Oxide Lattices*. Dorchester: United Kingdom Atomic Energy Authority, 1969.
- 7- BARRY, R.F. *LEOPARD – A Spectrum Dependent, Non Spatial Depletion Code for the IBM-7094*. Pittsburg, PA, Westinghouse Eletric Corp., 1963.
- 8- BAUMANN, H. *Determinación Experimental del Espectro Neutronico en Facilidat de Irradiación del Reactor RA-6*. In: IX ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DE REACTORES E TERMO-HIDRÁULICA, Caxambú, 1993.
- 9- BECKURTZ, K.H.; WIRTZ, K. *Neutron Physics*. New York, N.Y., Springer, 1964.
- 10- BELL, G.I.; GLASTTONE, S. *Nuclear Reactor Theory*. New York, Van Nosreand Reinhold Company, 1970.
- 11- BERNOCCHIE, MARTINELLI, R. *Light Water Lattice Data*. NEACRP-U-190, DEC. 1977.

- 12- BITELLI, U.d'U. *Medida dos Parâmetros $^{26}\rho$, $^{25}\delta$ e C^* no Reator IPEN/MB-01*. XI ENCONTRO DE FÍSICA DE REATORES E TERMO-HIDRÁULICA. Out 15-20, 2000, Rio de Janeiro,RJ.
- 13- BITELLI, U.d'U.; SANTOS, A.dos; JEREZ, R. *Medida do Buckling na Unidade Crítica IPEN/MB-01*. In: X ENCONTRO DE FÍSICA DE REATORES E TERMO-HIDRÁULICA. Ago 7-11, 1995, Águas de Lindóia, *Anais...* Rio de Janeiro: IEN/CNEN. p. 54-58.
- 14- BITELLI, U. d'U.; SILVA, A.A.da *Medida da Distribuição Espacial do Fluxo de Nêutrons Térmicos no Núcleo do Reator IEA-R1 Utilizando Detectores de Ativação e Câmara de Fissão*. In: REGIONAL TRAINING COURSE FOR RESEARCH REACTORS OPERATORS. São Paulo, IPEN-CNEN/SP, 1990, vol. 3
- 15- BOGART, D. Inconsistencies in Widely Used Monte Carlo Methods for Precise Calculation of Radial Resonance Captures in Uranium Fuel Rods. *Nuclear Science and Engineering.*, 123, 228-237, 1996.
- 16- BONDARENKO, I.I. *Group Constants for Nuclear Reactor Calculation*. Consultants Bureau, New York, NY, 1964.
- 17- BRIEMEISTER, J.F. *MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version 4B)*, Los Alamos National Laboratory, LA-12625-M, 1997.
- 18- BROWN, J.R.; HARRIS, D.R.; FRANTZ, F.S.; VOLPE, J.J.; ANDREWS, J.C.; NOORDHOFF, B.H. *Kinetic and Bucling Measurements on Lattices of Slightly Enriched Uranium or UO_2 Rods in Light Water*. Pittsburgh, Pennsylvania: United States Atomic Energy Commission, 1958.
- 19- BROWN, W.A.V.; FOX, W.N.; SKILLINGS, D.J.; GEORGE, C.F.; BURHOLT, G.D. *Measurements of Material Buckling and Detailed Reaction Series of Low Enrichment UO_2 Fuelled Cores Moderated By Light Water*. Dorchester: United Kingdom Atomic Energy Authority, 1967.
- 20- CHAWLA, R. *Research Reactor Applications*. Short Course, IX ENFIR, Caxambu, oct 26-27, 1993.
- 21- CHAWLA, R. *Measurements and Analyses Pertaining to the PROTEUS-LWHCR Phase I (1981-1982) Program*. EIR-608, Swiss Federal Institute for Reactor Research, 1986.
- 22- CHAWLA, R.; GMÜR, K. *Physics Experiments and Their Interpretation*, EIR-Berich 608, 1986.
- 23- CHOU, H.P. *Absolute Fission Rate Measurements in the Faz Breeder Blanket Facility*. Purdue University Thesis, May, 1981.
- 24- CROSS SECTION EVALUATION WORKING GROUP BENCHMARK SPECIFICATION, *USAEC Report* BNL 19302 (ENDF-202), 1974.

- 25- DAVISON, P.W.; GROB, V.E.; HANLEN, D.F.; LEAMER, R.D.; RITZ, H.; SANTANDREA, E. *Two-Region Critical Experiments With Water Moderated Slightly Enriched UO₂ Lattices*. Pittsburgh, Pennsylvania: United States Atomic Energy Commission, 1959.
- 26- DAVISON, P.W.; JENNINGS, B.; BERG, S.S.; LEAMER, R.D.; BERGMANN, W.H.; HOWARD, J.E.; HANLEN, D.F. *Yankee Critical Experiments – Measurements on Lattices of Stainless Steel Clad Slightly Enriched Uranium Dioxide Fuel Rods in Light Water*. Pittsburgh, Pennsylvania: United States Atomic Energy Commission, 1959.
- 27- DIERKX, R. *Nuclear Data for Nuclear Technology & Safety Development*. In: INTERREGIONAL TRAINING COURSE ON APPLICATIONS OF NUCLEAR DATA AND MEASUREMENT TECHNIQUES IN NUCLEAR REACTOR AND PERSONAL NEUTRON DOSIMETRY. Obninsk: Institute of Physics and Power Engineering, 15 june-10 july, 1992.
- 28- DIERKX, R.; MARACCI, G.; RUSTICHELLI, F. Measurements of the ¹⁴⁰La Fission Product Yield for Fissions in ²³⁸U in a Thermal Reactor Type Spectrum. *Journal of Nuclear Energy*,25, 85-89, 1970.
- 29- DINIZ, R. *Experimentos para Medida de Potência por Análise de Ruído no Reator IPEN/MB-01*. PSE.RAF.CTMSP.018 – RELT.003.R00, abr 1999.
- 30- DONAHUE, D.J.; LANNING, D.D.; BENNETT, R.A.; HEINEMAN, R.E. Determination of k_{∞} from Critical Experiments with the PCTR. *Nuclear Science and Engeneering*,26, 462-471, 1966.
- 31- DUDERSTADT, J.J.; HAMILTON, L.J. *Nuclear Reactor Analysis*. New York, John Wiley & Sons, 1976.
- 32- EGEAZROV, M.B.; DICAREV, V.S.; MADEOV, V.G. *Conference of the Academy of Science of the URSS*, 1955.
- 33- ENGELDER, T.C.; CLARK, R.H.; BALDWIN, M.N.; DeROCHE, E.J.; FAIRBURN, G.T.; HALLAM, J.W. *Measurement and Analysis of Uniform Lattices of Slightly Enriched UO₂ Moderated by D₂O-H₂O Mixtures*. In: SPECTRAL SHIFT CONTROL REACTOR BASIC PHYSICS PROGRAM. Linchburg – Virginia, The Babcock & Wilcox Co., 1963.
- 34- ENGELDER, T.C.; SNIDOW, N.L.; CLARK, R.H.; BARKSDALE, C.E.; LEWIS, R.H.; BALDWIN, M.N. *Critical Experiments on Lattices Moderated By D₂O-H₂O Mixtures*. In: SPECTRAL SHIFT CONTROL REACTOR BASIC PHYSICS PROGRAM. Linchburg – Virginia, The Babcock & Wilcox Co., 1961.
- 35- ENGELDER, T.C.; SNIDOW, N.L.; ROBERTS, D.M.; FAIRBURN, G.T. *Measurement of k_{∞} and Other Lattice Parameters by the Small Lattice Experiment Technique*. In: SPECTRAL SHIFT CONTROL REACTOR BASIC PHYSICS PROGRAM. Linchburg – Virginia, The Babcock & Wilcox Co., 1963.

- 36- ERTEL, Ç.; YALÇIN, A.; INEL, Y. An Accurate Determination of the Cadmium Ratio of Neutron Capture Rates in ^{238}U in Slightly Enriched Uranium. *Nuclear Science and Engineering.*, 36, 209-219, 1969.
- 37- FANARO, L.C.C.B. *Distribuição da Densidade de Potência Relativa do Reator IPEN/MB-01 Utilizando a Técnica de Varredura Gama* PED.CENF.CENF.001.00 RELT.001.00, Dez. 2000.
- 38- FERREIRA, C.R. *Modelagem para Taxa de Reações*. São Paulo: COPESP, Nov. 1990. (RP23004100254120100).
- 39- FOWLER, T.B.; VONDY, D.R.; CUNNINGHAM, G.W. *CITATION Code*, ORNL-TM-2496 Report, Ve r. 2, Suppl. 3, July, 1972.
- 40- GERALDO, L.P.; SMITH, D.L. *Least Square Methods and Covariance Matrix Applied to the Relative Efficiency Calibration of a Ge(Li) Detector*. São Paulo: 1989. (IPEN-Pub-243).
- 41- GMÜR, K. *Techniques of Reaction Rate Measurements on the PROTEUS Reactor*. Würelingen: Institut für Reaktorforschung Würelingen, 1984.
- 42- GOLD, R.; ROBERTS, J.H.; KELLOGG, L.S.; MATSUMOTO, W.Y.; McELROY, W.N.; PRESTON, C.C.; SIMONS, R.L.; BIERMAN, S.R. Reaction Rate Measurements for Nuclear Reactor Analyses and Criticality Data. *Nuclear Tracks Radiation Measurement.*, 14, 387-408, 1988.
- 43- GRAIG, D.S. *Testing ENDF/B-V Data for Thermal Reactor*. AECL-7960, Ontário, 1992.
- 44- GREENWOOD, R.C.; HELMER, R.G.; ROGERS, J.W.; DUDEY, N.D.; POPEK, R.J.; KELLOGG, L.S.; ZIMMER, W.H. Nonfission Reaction Rate Measurements, *Nuclear Technology*, VOL. 25, Feb. 1975.
- 45- GROB, V.E.; SANTANDREA, E.; RITZ, HILMAR. Measurements of Parameters Leading to p28, f, and e in Light Water Moderated 4,48% and 2,73% Enriched Lattices. *Nuclear Science and Engineering.*, 7, 514-524, 1960.
- 46- GRUNDL, J.A.; GILLIAM, D.M.; DUDEY, N.D.; POPEK, R.J. Measurement of Absolute Fission Rates, *Nuclear Technology*, VOL. 25, Feb. 1975.
- 47- GWIN, R. ; SPENCER, R.R. ; INGLE, R.W. ; TODD, J.H. ; SCOLES, S.W. Measurements of the Neutron Fission Cross Section of ^{235}U ($E_n=0.01$ eV to 30keV) and ^{239}Pu ($E_n=0.01$ eV to 60 eV). Nucl. Sci. Eng. ,88,37, 1984.
- 48- HARDY Jr., J. *ENDF/B Data Testing Results for Thermal Reactor Benchmark*. In: THERMAL REACTOR BENCHMARK CALCULATION, TECHNIQUES, RESULTS AND APPLICATIONS. BNO-NP-1983.
- 49- HARDY Jr., J.; KLEIN, D. Spatial Variation of the Fast Neutron Flux in Cells of Slightly ^{235}U -Enriched-Uranium Water-Moderated Lattices. *Nuclear Science and Engineering.*, 26, 462-471, 1966.

- 50- HARDY Jr., J.; KLEIN, D.; VOLPE, J.J. A Study of Physics Parameters in Several H₂O-Moderated Lattices of Slightly Enriched and Natural Uranium. *Nuclear Science and Engineering*, 40, 101-115, 1970.
- 51- HARVEY, J. A . ET AL. High Resolution Neutron Trans. Measurements on ²³⁵U, ²³⁸U and ²³⁹Pu. Proc. Int.Conf.Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, May-30-June 3, Japan Atomic Energy Research Institute, 1988.
- 52- HOFFMAN, A.; PIERRE, J. P.; KAVENOKY, A.; LIVOLANT, M.; LORAIN, B. *APOLLO: Code Multigroup de Resolution de l'Equation du Transport pour les Neutrons Thermiques et Rapides*. Gif-sur-Yvette, CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, mar. 1973. (CEA-N-1610).
- 53- KLEIN, D.; KRANZ, A.Z.; SMITH, G.G.; BAER, W.; DeJUREN, J. Measurements of Thermal Utilization, Resonance Escape Probability, and Fast Effect in Water - Moderated, Slightly Enriched Uranium and Uranium Oxide Lattices. *Nuclear Science and Engineering*, 3, 403-427, 1958.
- 54- KNOLL, G.S. *Radiation Detection and Measurements*, New York, Wiley, 1989.
- 55- KOUTS. H.; SHER, R. *Exponential Experiments with Slightly Enriched Uranium Rods in Ordinary Water*, session 21, Vol. 5, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955.
- 56- KOUTS. H.; SHER, R. *Experimental Studies of Slightly Enriched Uranium Water Moderated Lattices*, BNL-486, 1958.
- 57- KRANZ, A.Z. *Measurements of Thermal Utilization, Resonance Escape Probability, and Fast Fission Factor of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices*. Pittsburgh, Penn.: United States Atomic Energy Commission, 1955.
- 58- KRANZ, A.Z.; SMITH, G.G. *A Second Report on Measurements of f, p, and ε of Water Moderated Slightly Enriched Uranium Lattices*. Washington, D. C.: United States Atomic Energy Commission, 1956.
- 59- Labview™. National Instruments. *Data Acquisition Basics Manual*, January, 1998.
- 60- LAMARSH, J.R. *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. Reading – Massachussets, 1966.
- 61- LARSON, N.M. *Update User's Guide for SAMMY: Multilevel R-Matrix Fits to Neutron Data Using Bayes's Equation* . Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-91-79, 1985, R2, 1989, R3, 1996.
- 62- LARVIN, S.O.; PERRICOS, D.C.; THOMASSEN, J.A.; WINDOR, H.H. *Methods for the Determination of ρ₂₈ and δ₂₈ Based on Chemical Separation of Np²³⁹ and Mo⁹⁹ from Uranium and Fission Products*. In: PROCEEDINGS OF THE SYMPOSIUM ON EXPONENTIAL AND CRITICAL EXPERIMENTS, Vol. II. Amsterdam, International Atomic Energy Agency, 1963.

- 63- LEAL, L.C. ; DERRIEN, D. ; LARSON, M.N. ; WRIGHT, R.Q. **R-Matrix Analysis of ^{235}U Neutron Transmission and Cross Section in the Energy Range 0 to 2.25 keV.** Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-13156, Nov. 1997.
- 64- LEAL, L. C ; SAUSSARE, G. DE ; PEREZ, R.B. . **An R Matrix Analysis of the ^{235}U Neutron-Induced Cross Sections up to 500eV.** Nucl. Sci.Eng., 109,1, 1991.
- 65- LEMMEL, H.D. ; McLAUGHIN,P.K. ; PRONYAEV,V.G. **ENDF/B-VI Release 5, The U.S. Evaluated Nuclear Data Library for Neutron Reaction Data.** International Atomic Energy Agency, IAEA-NDS-100, Ver.3, 1998.
- 66- LEMMEL, H.D. ; SCHWERER, ° ; JEF-2.2 The Evaluated Neutron Nuclear Data Library of the NEA Data Bank. International Atomic Energy Agency, IAEA-NDS-120, 1993.
- 67- LEWIS, R.H.; ENGELDER, T.C.; ROBERTS, M.D.; WEHMEYER, D.B. **Thermal Activation Method for ρ_{28} Measurements in Slightly Enriched Uranium Oxide Lattices.** Linchburg – Virginia, The Babcock & Wilcox Co., 1963.
- 68- LISMAN, F.L.; ABERNATHEY, R.M.; MAECK, W.J.; REIN, J.E. Fission Yields of Over 40 Stable and Long-Lived Fission Products for Thermal Neutron Fissioned ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu and Fast Reactor Fissioned ^{235}U and ^{239}Pu . **Nuclear Science and Engeneering.**, 42, 191-214, 1970.
- 69- LUX, I. **Calculation of Foil-Activation-Correction by Monte Carlo Method.** Central Research Institute for Physics , Budapest, Hungary, KFKI-1981-38, 1981.
- 70- MARTINS, F.R. **Medidas de Parâmetros Nucleares de um Reator de Potência Zero Aplicando a Técnica de Análise de Ruídos.** Dissertação (Mestrado) – IPEN/CNEN-SP, 1992.
- 71- McELROY, W.N. **A Computer Automated Interative Method for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation Analysis.** Vol. I-IV. Report AFWL-TR-67-41, 1967.
- 72- MELEHAN, J.B. **Yankee Core Evaluation Program – Final Report.** WCAP-3027-6094, Westinghouse Eletric Co., 1971.
- 73- NAKAGAWA, T. ET AL. **Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL 3.2.** J.Nucl. Sci. Technol. , 32, 1259, 1995.
- 74- NAKAJIMA, K.; AKAI, M. Modified Conversion Ratio Measurement in Light Water-Moderated UO_2 Lattices. **Nuclear Technology.**,113, 375-379, 1995.
- 75- NAKAJIMA, K.; AKAI, M.; SUZAKI, T. Measurements of the Modified Conversion Ratio by Gamma-Ray Spectrometry of Fuel Rods for Water-Moderated UO_2 Cores. **Nuclear Science and Engeneering.**,116, 138-146, 1994.
- 76- NAKAJIMA, K.; AKAI, M.; YAMAMOTO, T.; SUZAKI, T. Measurements and Analyses of the Ratio of ^{238}U Captures to ^{235}U Fission in Low-Enriched UO_2 Tight Lattices. **Journal of Nuclear Science and Technology.**,31, 1160-1170, 1994.

- 77- NEWMAN, D.F. Measurement of k_{∞} and Relative Reaction Rates in n_0 H₂O-Moderated UO₂-PuO₂ Particulate Fueled Lattice. *Nuclear Technology*, 15, 192-208, 1971.
- 78- NEWMARCH, D.A. *A Method of Inferring k-Infinity from Reactions Rate Measurements in Thermal Reactor Systems*. Dorchester: United Kingdom Atomic Energy Authority, 1967.
- 79- NICHOLAS, T.S. *Measurements and Detection of Radiation*. Hemisphere Publication Co., 1983.
- 80- *Numerical Recipes* in C, The Art of Scientific Computing, Press et. Al, Cambridge University Press, New York, 1988.
- 81- NORDHEIN, L.W.; KUNIUR, G.F. *A Program of Research and Calculation of Resonance Absorption*. San Diego, CA, Gulf General Atomic Co., 1961.
- 82- OHNO, A. *Measurement of Capture to Fission Ratio (C8/F) by Spectroscopy of Fuel Plate in FCA Assembly XVII-1*. JAERI-M 93-181, Sep., 1993.
- 83- OLDEKOP, W.; BERGER, H.; ZEGGEL, W. *General Features of Advanced Pressurized Water Reactors with Improved Fuel Utilization*. Nucl. Technol., 59:212-27, 1982.
- 84- PEREY, F.G. *Uncertainly Analysis of Dosimetry Spectrum Unfolding*. Proc. 2nd ASTM-Euratom Symp. on Reactor Dosimetry, Palo Alto, Cal., Oct 1977.
- 85- PEREY, F.G. *Spectrum Unfolding by the Least-Squares Method*. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Current Status of Neutron Spectrum Unfolding, Oak Ridge, Tenn., Oct. 1977.
- 86- PRICE, L.N.; DRISCOLL, M.J.; THOMPSON, T.J.; KAPLAN, I. *Foil Correction Factors for r28 and d25 Measurements to Account for First-Flight Flux Depression*. Trans. Am. Nucl. Soc., 10, 198, June 1967.
- 87- PROFIO, A.E. *Reaction Experiments*. In: EXPERIMENTAL REACTOR PHYSICS. New York, Wiley, 1976.
- 88- REUS, U.; WESTMEIER, W. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. Marburg, Academic Press, 1983.
- 89- RHOADES, W.A.; SIMPSON, D.B. *The TORT Tridimensional Discrete Ordinates Neutron-Photon Transport Code*. ORNL-TM-13221, 1991.
- 90- SANTOS, A.; FERREIRA, C.R.; FERNANDES, M.A.R. *UO2-PuO2 Criticality Analysis Based on a Coupled System NJOY/AMPX-II/HAMMER-TECHNION*. IAEA Technical Committee Meeting on Technical and Economical Aspects of High Converters, Nurnberg, FRG, 1990.
- 91- SANTOS, A. *Solução de Problemas Padrões com os Sistemas Acoplados NJOY/AMPX-II/Hammer-Technion e a Biblioteca JENDL-3*. VIII Encontro Nacional de Física de Reatores e Termoidráulica, Atibaia, 17-20 set. 1991.

- 92- SCHRACK, R.C. **Measurement of the $^{235}\text{U}(n,f)$ Reaction from Thermal to 1 keV.** Proc. Int.Conf. Nuclear Data for Science and Technology. Japan Atomic Energy Research Institute, Mito, Japan, May-30-June 3, 1988.
- 93- SEILER, R. **Integral Neutron Physics Experiments at the PROTEUS Research Facility: Past, Present and Future.** Proc. Research Facilities for the Future of Nuclear Energy, Brussels, June 4-6, 1996.
- 94- SEKI, M. **Measurement of Radiation Ratio (C28/F) in Fuel Compact at VHTRC-6 Core. JAERI-M 93-181, Sep., 1993.**
- 95- SESONSKE, A. **Nuclear Power Plant Design Analysis.** United States Atomic Energy Commission.
- 96- SHER, R.; FIARMAN, S. **Studies of Thermal Reactor Benchmark Data Interpretation: Experimental Corrections.** Stanford: Stanford University, 1976.
- 97- SMITH, G.G.; SEMANS, J. P.; MITCHELL, J.A. **^{233}U Oxide-Thorium Oxide Detailed Cell Critical Experiments.** Pittsburg, PA., Westinghouse Electric Corporation, 1974.
- 98- SMITH, D.L. **Probability, Statistics, and Data Uncertainties IN NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY.** Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology, 1991.
- 99- SPIEGEL, M.R. **Estatística.** São Paulo: McGraw-Hill, 1974.
- 100-STRAWBRIDGE, L.E.; BARRY, R.F. Criticality Calculations for Uniform Water-Moderated Lattices. **Nuclear Science and Engineering**, 23, 58-73, 1965.
- 101-SZATMÁRY, Z. **Data Evaluation Problems in Reactor Physics - Theory of Program RFIT.** Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary, KFKI-1977-43, 1977.
- 102-TASSAM, S. Thermal Spectrum Measurements in Slightly Enriched Uranium, Light-Water-Moderated Lattices, by the Lutetium Activation Method. **Nuclear Science and Engineering**, 26, 271-276, 1966.
- 103-TELLIER, H.; COSTE, M.; REEPSAET, C.; Van der GUCHT, C. Heavy Nucleous Resonant Absorption Calculation Benchmarks. **Nuclear Science and Engineering**, 113, 20-30, 1993.
- 104-TSOULFANIDIS, N. **Measurements and Detection of Radiation.** Hemisphere Publishing Co., 1983.
- 105-VIDOVSKY, I. Experimental Determination of Spectral Indices in Low Enriched $\text{UO}_2\text{-H}_2\text{O}$ Lattices. **Journal of Nuclear Science and Technology**, 25, 884-888, 1988.
- 106-VITAL, H.C.; CLIKERMAN, F.M.; OTT, K.O. Fission Rates and High-Energy Neutron Fluxes in the Purdue Fast Breeder Blanket Facility. **Nuclear Science and Engineering**, 96, 102-111, 1987.

- 107-VOLPE, J.J.; HARDY Jr., J.; KLEIN, D. A Comparison of Thermal-Neutron-Activation Measurements and Monte Carlo Calculations in Light-Water-Moderated Uranium Cells. *Nuclear Science and Engineering*, 40, 116-127, 1970.
- 108-VUOLO, J.H. *Fundamentos da Teoria dos Erros*. São Paulo – SP: Edgard Blücher, 1996, 2^a ed.
- 109-WAGEMANS, C. ET AL. **Sub-Thermal Fission Cross Section Measurements for ²³³U, ²³⁵U and ²³⁹Pu**. Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Japan Atomic Energy Research Institute, Mito, Japan, May-30-June 3, 1988.
- 110-WEHE, D.K. Absolute Measurements of Neutron Spectra in High and Low Enriched Uranium Materials Test Reactor Fuel. *Nuclear Science and Engineering*. 110, 56-78, 1992.
- 111-WEISBIN, C.R. Benchmark Data Testing of ENDF/B-V Data for Thermal Reactor. Brookhaven National Laboratory, 1982.
- 112-WEISBIN, C.R.; OBLOW, E.M.; MARABLE, J.H.; PEELLE, R.W.; LUCIUS, J.L. Application of Sensitivity and Uncertainty Methodology to Fast Reactor Integral Experiment Analysis. *Nuclear Science and Engineering*, 66, 307-333, 1978.
- 113-WIGNER, E.P.; WILKINGS, J.E. *Effect of the Temperature of the Moderator on the Velocity Distribution of Neutrons with Numerical Calculations for Hydrogen as Moderator*. Oak Ridge, TN, Oak Ridge National Lab., 1948.
- 114-WILLIAMS, M.L. *Analysis of Thermal Reactor Benchmarks with Design Codes Based on ENDF/B-V Data*. Nuclear Technology, 71, 386, 1985.
- 115-YARITSYNA, I.A.; KUCHERYAVENKO, E.P.; KHARITONOV, I.A.; KUTEEVA, T.M. *Measurement of Spectral Characteristics of Slow-Neutron Fields Using Cadmium Ratios of Activation Detectors*. Soviet Atomic Energy, 1976.
- 116-YEIVIN, Y. *The Euracos Activation Experiments: Preliminary Uncertainty Analysis*. EUR 8011 EN, 1982.
- 117-YUDKEVICH, M.S.; BECKER, R.; GADO, J.; KERESZTURI, A.; PSHENIN, V. *Theoretical Investigations of the Physical Properties of WWER-TYPE Uranium-Water Lattices*, Final Report of Temporary International Collective. Budapest: Akadémiai Kiadó, VOLUME 2, 1994.
- 118-YUROVA, L.N.; BUSHUEV, A.V.; DUVANOV, V.M. *Measurement of Resonance Escape Probability*. Soviet Atomic Energy, 1976.
- 119-ZIJP, W.L. *Treatment of Measurement Uncertainties*. NETHERLANDS ENERGY RESEARCH FOUNDATION ECN, January, 1987.
- 120-ZSOLNAY, E.M. *Neutron Flux and Spectrum Measurement By Activation Method*. In: LECTURE NOTES FOR THE REGIONAL TRAINING COURSE ON CALCULATION AND MEASUREMENT OF NEUTRON FLUX SPECTRUM FOR RESEARCH REACTORS. Serpong (Jakarta), Indonesia, 27 September – 15 October, 1993.

121-ZSOLNAY, E.M.; NOLTHENIUS, H. *On the Quality of the Uncertainty Information in the International Reactor Dosimetry File IRDF-90.* NETHERLANDS ENERGY RESEARCH FOUNDATION ECN, June, 1992.