



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**OBTENÇÃO DAS CONSTANTES DE DECAIMENTO E
ABUNDÂNCIAS RELATIVAS DE NÊUTRONS ATRASADOS
ATRAVÉS DA ANÁLISE DE RUÍDO EM REATORES DE
POTÊNCIA ZERO.**

RICARDO DINIZ

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

**Orientador:
Dr. Adimir dos Santos**

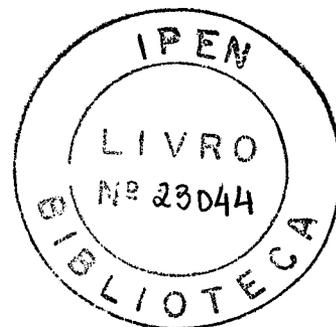
**São Paulo
2005**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

***Obtenção das Constantes de Decaimento e Abundâncias
Relativas de Nêutrons Atrasados Através da Análise de
Ruído em Reatores de Potência Zero.***

Ricardo Diniz



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

**Orientador:
Dr. Adimir dos Santos**

**São Paulo
2005**

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pelas instalações, equipamentos e toda a infraestrutura necessária à realização deste trabalho.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), pelo fornecimento de alguns equipamentos e pessoal de manutenção para o reator IPEN/MB-01.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), por providenciar o analisador de sinais dinâmicos como parte dos equipamentos solicitados para o Projeto de Pesquisa N° 2001/14450-0.

Ao Dr. Adimir dos Santos, pela orientação segura, companheirismo, profissionalismo e encorajamento constantes, sem os quais este trabalho não teria sido realizado.

Ao colega MSc. Hertz Pasqualetto, cuja visão enquanto chefe de departamento no reator IEA-R1 possibilitou minha entrada para o grupo de Física de Reatores.

Ao colega MSc. Rinaldo Fuga, pelo apoio e sugestões dadas ao longo deste trabalho.

A todos os operadores do reator IPEN/MB-01 os meus agradecimentos pela competência, paciência e profissionalismo demonstrados durante as longas horas de operação do reator.

Ao colega, físico Rogério Jerez, por todo apoio, desde a operação do reator, desenvolvimento de equipamentos virtuais, arranjo de detetores "out-of-core", até a busca por problemas de aterramento e geração de ruídos espúrios, meus sinceros agradecimentos.

À colega, MSc. Leda Cristina Cabello Bernardes Fanaro, por "abrir" o programa Delay de modo que fossem incluídas as derivadas das densidades espectrais.

Ao colega César Luiz Veneziani, pela ajuda na solução de alguns problemas de diagramação e, principalmente, pela operação segura e eficiente do reator.

Ao colega, Eng. Mitsuo Yamaguchi, pela realização dos cálculos para obtenção dos parâmetros cinéticos teóricos e pelos esclarecimentos sobre a metodologia de cálculo utilizada na Divisão de Física de Reatores.

Ao colega Renato Kuramoto, orientando de doutorado do Dr. Adimir dos Santos, pelas discussões acerca de vários tópicos da área de Física de Reatores e pelo desenvolvimento de um programa de ajuste de funções não lineares utilizando o método de Monte Carlo.

Aos colegas da Proteção Radiológica, supervisor Christovam R. Romero Filho e técnico Sérgio Muntz Vaz por todo apoio e dedicação dispensados.

Ao Dr. Ulisses D'Utra Bitelli, chefe do reator IPEN/MB-01, pelas valiosas discussões sobre estatística e utilização do programa RFIT para comparação dos resultados de programas que utilizam o método de Levenberg-Marquardt para ajuste de funções não lineares.

Ao Dr. Paulo Rogério Pinto Coelho, da Divisão de Física de Reatores, por todas as sugestões direcionadas ao aprimoramento deste trabalho.

Ao Dr. Paulo de Tarso D. Siqueira, da Divisão de Física de Reatores, pelas valiosas sugestões e discussões relacionadas a problemas estatísticos.

Ao Dr. Eduardo Winston Pontes, da Divisão de Calibração e Instrumentação, pelo apoio e sugestões dadas ao longo deste trabalho.

Ao Dr. Samir N. Y. Gerges, da Universidade Federal de Santa Catarina, pelo envio de sua apostila sobre processamento e análise de sinais.

A todos que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Obtenção das Constantes de Decaimento e Abundâncias Relativas de Nêutrons Atrasados Através da Análise de Ruído em Reatores de Potência Zero

Ricardo Diniz

RESUMO

Os parâmetros efetivos de nêutrons atrasados β_i e λ_i do reator IPEN/MB-01 foram obtidos aplicando-se a técnica de análise de ruídos. Como hipóteses fundamentais, foram considerados 6 grupos de precursores de nêutrons atrasados e o modelo de reator pontual na derivação da função transferência. O método pode ser considerado inovador porque explora a região de muito baixa frequência das densidades espectrais, considerada a mais crítica em experimentos envolvendo análise de ruídos em reatores. O método proposto possui algumas vantagens sobre outras técnicas "in-pile" já que não há perturbação do reator e, conseqüentemente, não ocorrem excitações de harmônicos sendo que o reator opera sempre no estado crítico. O parâmetro β_{eff} foi obtido como um sub-produto sem a necessidade de se conhecer o fator de Diven e a potência do reator e os resultados estão em excelente acordo com medidas independentes. A comparação teoria/experimento mostrou que para as abundâncias a biblioteca JENDL 3.3 apresentou o melhor desempenho enquanto que para as constantes de decaimento a versão revisada da ENDF/B-VI.8 apresentou a melhor concordância. O melhor desempenho para o β_{eff} é obtido com a JENDL 3.3. Em contraste, a ENDF/B-VI.8 e sua versão revisada em LANL superestimam β_{eff} em aproximadamente 4%. Os resultados obtidos neste trabalho para o parâmetro β_{eff} suportam totalmente a proposta Sakurai e Okajima em reduzir o número de nêutrons atrasados emitidos nas fissões do ^{235}U .

Um efeito inédito observado, relativo às correlações entre as flutuações de ambos os canais de medida, também é apresentado e discutido. O efeito em questão pode ser uma evidência indireta da aplicabilidade do modelo de reator pontual utilizado neste trabalho bem como uma possível ferramenta para ajudar na compreensão da dinâmica de reatores nucleares.

Determination of the Decay Constants and Relative Abundances of Delayed Neutrons by Noise Analysis in Zero-Power Reactors

Ricardo Diniz

ABSTRACT

A reactor noise approach has been employed at the IPEN/MB-01 research reactor facility in order to determine experimentally the effective delayed neutron parameters β_i and λ_i in a six group model and assuming the point reactor. The method can be considered a novice one because exploits the very low frequency domain of the spectral densities. The proposed method has some advantages to other in-pile methods since it does not disturb the reactor system and consequently does not "excite" any sort of harmonic modes. As a by-product and a consistency check, the β_{eff} parameter was obtained without the need of the Diven factor and the power normalization and it is in excellent agreement with independent measurements. The theory/experiment comparison shows that for the abundances the JENDL3.3 presents the best performance while for the decay constants the revised version of ENDF/B-VI.8 shows the best agreement. The best performance for the β_{eff} determination is obtained with JENDL3.3. In contrast, ENDF/B-VI.8 and its revised version performed at LANL overestimate β_{eff} by as much as 4%. The β_{eff} results of this work support totally the proposal of reducing the thermal delayed neutron number for ^{235}U fission as made by Sakurai and Okajima.

A new observed effect related to the correlation between the fluctuations of both measurement channels is also presented and discussed. This effect can be considered as an indirect evidence for the use of the point reactor model in this work as well as a possible useful tool in the understanding of reactor dynamics.

SUMÁRIO

	página
1. Introdução.....	01
1.1. Propósito do Trabalho.....	03
2. Descrição das Diferentes Técnicas "In-Pile" para a Obtenção dos Parâmetros Cinéticos.....	05
3. Sobre os Dados Básicos Presentes nas Bibliotecas de Dados Nucleares.....	13
4. Aspectos Históricos e Algumas Considerações Sobre as Densidades Espectrais Obtidas em Reatores Nucleares.....	22
5. Fundamentos Teóricos.....	28
5.1. Determinação da Função Transferência de um Reator de Potência Zero.....	28
5.2. Determinação das Densidades Espectrais APSD e CPSD.....	32
6. Procedimento Experimental.....	36
7. Resultados.....	43
7.1. O Procedimento de Mínimos Quadrados.....	44
7.2. O Método de Cálculo e Alguns Resultados Teóricos Obtidos para os Parâmetros Cinéticos.....	51
7.3. Resultados Experimentais para o Caso de Dados Sem Peso.....	58
7.4. Resultados Experimentais para o Caso de Dados Com Peso.....	62
7.5. Resultados Experimentais para o Caso de Dados Suavizados e Com Peso.....	69
7.6. Parâmetros Efetivos Puramente Experimentais.....	76
7.7. Comparação dos Resultados Obtidos com as Técnicas de Ruído Neutrônico e de Múltiplos Transientes.....	78
7.8. Discussão Sobre a Obtenção dos Parâmetros β_{eff} e $\beta_{\text{eff}} / \Lambda$	80
7.9. O Efeito do Refletor.....	83
7.10. Cálculo de Reatividade.....	91

8. A Questão Estatística dos Dados no Tempo e das Densidades Espectrais.....	95
9. Conclusões.....	103
ANEXO - Resultados para as Abundâncias Obtidos do Ajuste de Cada uma das Densidades Espectrais e Respectivas Matrizes de Covariância.....	107
Referências Bibliográficas.....	118

RESUMO DO CONTEÚDO DOS CAPÍTULOS

No Capítulo 1 é dada a introdução ao presente trabalho, indicando a importância dos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados na área de Física de Reatores e o fato de que a questão da obtenção desses parâmetros ainda não está totalmente fechada.

Na Seção 1.1 é apresentado o propósito deste trabalho bem como sua principal originalidade.

No Capítulo 2 são descritas as quatro técnicas experimentais "in-pile" existentes para a determinação dos parâmetros cinéticos efetivos de nêutrons atrasados. O objetivo deste capítulo é o de fornecer uma visão geral de cada técnica sem entrar nos detalhes experimentais. Algumas considerações sobre possíveis dificuldades e peculiaridades de cada uma são comentadas.

No Capítulo 3 são abordados os aspectos relevantes à obtenção dos parâmetros básicos presentes nas principais bibliotecas de dados nucleares. Dá-se ênfase à obtenção de dados via técnicas microscópicas, embora diferentes bibliotecas utilizem meios tanto microscópicos (dados de precursores individuais) quanto macroscópicos (dados agregados e "in-pile") para a obtenção de um ou outro parâmetro. A discrepância entre os dados obtidos de diferentes bibliotecas é apresentada.

Algumas considerações sobre a técnica de análise de ruídos no campo das frequências são apresentadas no Capítulo 4. São discutidas questões relativas à detecção direta de nêutrons provenientes ou não da mesma cadeia de fissão (nêutrons correlacionados) e a íntima relação entre a técnica de análise de ruído, considerada uma técnica macroscópica, e a técnica de Rossi-Alpha, de caráter microscópico e realizada no domínio temporal.

No Capítulo 5 são deduzidas a função transferência de um reator de potência zero e as densidades espectrais de toda a cadeia de medição. Em ambos os casos o modelo de reator pontual é utilizado. A justificativa para a utilização das equações de cinética pontual é discutida brevemente tomando por base os trabalhos de Sheff e Albrecht e as características do reator IPEN/MB-01 e dos detetores utilizados. No caso das densidades espectrais, cada termo presente é discutido sucintamente.

O procedimento e as condições experimentais, equipamentos utilizados e respectivos ajustes são apresentados no Capítulo 6. É dada ênfase aos cuidados que devem ser tomados de modo a evitar qualquer tipo de interferência, principalmente na região de baixa frequência quando da aquisição do sinal neutrônico.

O Capítulo 7 é constituído de 10 Seções descritas resumidamente abaixo:

Seção 7.1 - Descreve o procedimento de mínimos quadrados adotado para o ajuste das densidades espectrais teóricas aos dados experimentais, indicando a limitação para o ajuste dos parâmetros do primeiro grupo de precursores, além de que é preciso fixar as constantes de decaimento e ajustar as abundâncias, e vice-versa, para que a comparação entre teoria e experimento seja possível. A questão da correlação entre os dados é brevemente discutida.

Seção 7.2 - A metodologia de cálculo (baseada no sistema NJOY/AMPX-II/HAMMER-TECHNION/CITATION) e alguns resultados teóricos obtidos para as abundâncias efetivas por grupo de precursores são mostrados nesta seção. As constantes de decaimento, em geral diferentes para diferentes bibliotecas, são extraídas diretamente das bibliotecas de dados nucleares consideradas. A relação entre as constantes de decaimento e as abundâncias obtidas teoricamente é discutida.

Seção 7.3 - São apresentados e discutidos os resultados para os parâmetros obtidos do ajuste aos dados sem peso (sem barras de erro). A comparação Teoria/Experimento, (C/E), é discutida para cada biblioteca.

Seção 7.4 - São apresentados e discutidos os resultados para os parâmetros obtidos do ajuste aos dados com peso, os quais são calculados como o desvio padrão da média dos 104 conjuntos medidos de densidades espectrais. A comparação C/E também é apresentada.

Seção 7.5 - São apresentados e discutidos os resultados para os parâmetros obtidos do ajuste aos dados suavizados através de um procedimento de "Fast Fourier Transform" e com peso. O procedimento de suavização é justificado pois não altera o conteúdo de informação das densidades espectrais e pode ser útil quando se possui poucas médias.

Seção 7.6 - Nesta seção os parâmetros cinéticos são obtidos de uma forma totalmente experimental. A constante de decaimento do primeiro grupo utilizada foi obtida

de um experimento de múltiplos transientes e mantida fixa durante o processo de ajuste. Neste caso, a comparação Teoria/Experimento não é mais possível.

Seção 7.7 - Nesta seção é apresentada a comparação dos resultados para as abundâncias relativas, $\beta_i/\beta_{\text{eff}}$, obtidos com a técnica de análise de ruídos e a técnica de múltiplos transientes.

Seção 7.8 - A obtenção experimental dos parâmetros cinéticos β_{eff} e $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ é discutida nesta seção. No caso específico do parâmetro β_{eff} , é salientado que sua obtenção não depende de vários fatores presentes nas densidades espectrais, não depende das constantes de decaimento utilizadas para o ajuste das abundâncias, concorda com experimentos independentes e suporta a proposta do grupo japonês em reduzir o número de nêutrons atrasados emitidos nas fissões do ^{235}U . Os resultados para o parâmetro $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$, obtidos numericamente e graficamente, são mostrados apenas como mais um dado importante extraído deste trabalho.

Seção 7.9 - Nesta seção o efeito do refletor, onde se localizam os detetores, é analisado utilizando o modelo de reator refletido desenvolvido por Avery e Cohn. O objetivo deste estudo é o de verificar até onde os modelos de reator refletido e não refletido fornecem resultados compatíveis. Considerando o modelo refletido, são obtidas duas densidades espectrais, uma para o núcleo e outra para o refletor, as quais consideram as probabilidades de fuga e retorno de nêutrons para o núcleo e os "life-times" em cada região. Deste estudo preliminar, conclui-se que para frequências até $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ os modelos de reator refletido e não refletido fornecem resultados idênticos.

Seção 7.10 - O cálculo da reatividade constitui uma das aplicações mais importantes dos parâmetros cinéticos dos nêutrons atrasados. Portanto, nesta seção são calculadas as reatividades para diversos períodos utilizando a equação "Inhour" e os parâmetros experimentais obtidos. A comparação entre os resultados teóricos e experimentais também é mostrada.

O Capítulo 8 trata de questões estatísticas envolvendo os sinais no domínio do tempo e das frequências. Essa parte foi acrescentada mais para fins didáticos, verificando-se de fato que distribuições de dados temporais gaussianas resultam em densidades espectrais com distribuição de χ^2 , um resultado fundamental na área de análise de sinais randômicos. Além disso, neste capítulo também é apresentado o resultado de uma observação interessante, e até o presente momento inédita, com relação à correlação entre

as flutuações dos sinais dos dois canais de medida. Tal correlação parece ser proveniente do comportamento global e em fase do reator e difere da estatística esperada para o caso simples de um decaimento radioativo, onde não existem essas correlações.

No Capítulo 9 são apresentadas as conclusões relevantes ao presente trabalho e no Anexo são mostrados os resultados para as abundâncias obtidos do ajuste de cada uma das três densidades espectrais e as respectivas matrizes de covariância.

1 - Introdução

Embora compreendam menos de 1% do total de nêutrons emitidos na fissão, os nêutrons atrasados são de fundamental importância na área de Física de Reatores. As áreas de controle e de análise de acidentes e a transformação de período em reatividade requerem o conhecimento da fração de nêutrons atrasados (β_i), das abundâncias relativas (β_i / β_{eff}) onde $\beta_{eff} = \sum_{i=1}^6 \beta_i$ (quando se considera 6 grupos de precursores) e das constantes de decaimento (λ_i) dos precursores de nêutrons atrasados^(a). Durante o evento da reação em cadeia que ocorre em um reator nuclear, são formados vários nuclídeos denominados de produtos de fissão, sendo vários deles (aproximadamente 271) classificados como potenciais emissores de nêutrons atrasados. Devido ao pequeno "yield" e/ou pequena meia-vida, a identificação e a caracterização experimental desses emissores de nêutrons atrasados tornam-se difíceis devido ao tempo que leva para isolar fisicamente um determinado produto de fissão. Entretanto, é possível medir o comportamento agregado desses emissores de nêutrons atrasados. Essas medidas podem, posteriormente, ser utilizadas para originar um modelo de poucos grupos onde as constantes de decaimento e as abundâncias de cada grupo representam valores médios de vários emissores de nêutrons atrasados com constantes de decaimento similares. Esses grupos não possuem base física (exceto a constante de decaimento do primeiro grupo, a qual está relacionada com o único precursor pertencente a esse grupo, o ^{87}Br), sendo originados do ajuste das curvas de decaimento dos precursores de nêutrons atrasados após irradiação de material fissil específico.

Um modelo de seis grupos, primeiramente introduzido por Keepin¹ em 1957, tornou-se um padrão por muitos anos cujos parâmetros de grupo foram incorporados por diversas bibliotecas de dados nucleares. Os resultados desses experimentos mostraram que tanto as abundâncias quanto as constantes de decaimento dos nêutrons atrasados variam de isótopo para isótopo bem como com a energia dos nêutrons induzindo a fissão. No caso das abundâncias, a variação pode ser entendida considerando-se a mudança na distribuição dos produtos de fissão com a energia do nêutron incidente e o tipo de nuclídeo fissil. Contudo, no caso das constantes de decaimento, as variações encontradas não correspondem ao esperado, sendo atribuídas ao processo de mínimos quadrados quando do ajuste das curvas de decaimento dos precursores.

(a) É comum na área de Física de Reatores a utilização da expressão "constantes de decaimento de nêutrons atrasados" ao invés de "constantes de decaimento dos precursores de nêutrons atrasados" para λ_i .

Note que a divisão em 6 grupos pode ter sido um acidente experimental; 6 grupos fornecem um melhor ajuste aos dados experimentais do que 5 ou 7 grupos², em termos dos erros nos parâmetros.

Atualmente tem sido proposto um modelo de oito grupos baseado em um conjunto consistente de meia-vidas³ onde os precursores dominantes, de meia-vida mais longa, (⁸⁷Br, ¹³⁷I and ⁸⁸Br) possuem as respectivas constantes de decaimento fixas no modelo e representam os primeiros três grupos. Para esses três primeiros grupos, não há dependência com o tipo de nuclídeo fissil nem com a energia do nêutron induzindo a fissão. Esse modelo de ordem maior parece ser uma tendência mundial porque há uma base física melhor que o antigo modelo de 6 grupos de Keepin, embora esse último continue sendo largamente utilizado.

A obtenção de parâmetros agregados de nêutrons atrasados pode ser realizada tanto em experimentos “out-of-pile”⁴⁻⁶, quanto em experimentos “in-pile”^{7,8}, sendo que em ambos os casos as técnicas são consideradas macroscópicas. No caso de um experimento “out-of-pile”, geralmente o que se faz é a irradiação de uma amostra de material fissil ou fértil e sua rápida remoção e transporte para um sistema de contagem. Desse modo, obtemos apenas informações referentes ao nuclídeo irradiado e não do reator como um todo em termos dos parâmetros de nêutrons atrasados. Os experimentos “out-of-pile” permitem separar nêutrons atrasados de nêutrons prontos, os quais são produzidos continuamente em um sistema multiplicativo, além de fornecer resultados em que as constantes de decaimento e abundâncias relativas variam de isótopo para isótopo bem como com a energia do nêutron incidente. Os resultados de um experimento “out-of-pile” constituem os dados nucleares básicos presentes em algumas bibliotecas de onde se pode obter os parâmetros efetivos ou dependentes do sistema com a utilização de códigos computacionais especializados.

A análise do comportamento dinâmico de um reator em condições normais e de acidente requer métodos precisos para a obtenção dos parâmetros de nêutrons atrasados referentes ao núcleo como um todo. Assim, tendo em vista as características intrínsecas do reator em análise como composição, temperatura, fuga de nêutrons, etc., a validação desses parâmetros só pode ser feita eficientemente por meio de experimentos “in-pile”, embora nesse caso não seja possível a separação entre nêutrons atrasados e nêutrons prontos quando da aquisição do sinal neutrônico.

A questão dos parâmetros cinéticos ainda não está totalmente fechada e um empenho mundial, tanto em nível teórico quanto experimental, está sendo levado adiante nos dias atuais para estabelecer um conjunto consistente de parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados⁹. Além de o suporte experimental para a validação de métodos teóricos e bibliotecas de dados nucleares relacionados aos nêutrons atrasados ser escasso, a não concordância entre os dados das principais bibliotecas a saber, ENDF/B-VI.8¹⁰, sua versão revisada em Los Alamos National Laboratory (LANL)¹¹, e a JENDL 3.3¹², evidenciam esse empenho. O conhecimento atual e o estado da arte na obtenção dos parâmetros cinéticos dos nêutrons atrasados e os métodos de melhoria e validação de dados nucleares estão contidos nos resultados do grupo de trabalho conhecido como WPEC, "Working Part on International Evaluation Cooperation" e apresentados na ref. [9].

1.1 - Propósito do Trabalho

A contribuição deste trabalho consiste na introdução de um novo tipo de experimento "in-pile" baseado na medida das flutuações da população neutrônica na região de muito baixa frequência, visando fornecer suporte experimental adicional para validar métodos teóricos e bibliotecas de dados nucleares relativos aos nêutrons atrasados. O método de análise de ruídos é bem conhecido e bem estabelecido para muitos tipos de medidas¹³⁻²⁷, porém não há nada na literatura especializada com relação a experimentos envolvendo a obtenção das abundâncias e constantes de decaimento de nêutrons atrasados, exceto um trabalho por nós já publicado²⁸.

As vantagens da análise de ruídos sobre outros métodos "in-pile" (técnica de rod-drop²⁹⁻³³, técnica das oscilações de reatividade³⁴⁻³⁶ e técnica dos múltiplos transientes^{7,8}) reside no fato de que não há perturbação do sistema de modo que não ocorre contaminação dos resultados devido à excitação de harmônicos ou multiplicação residual, sendo que o reator opera sempre no estado crítico. Basicamente, o método consiste na obtenção das densidades espectrais APSD ("Auto Power Spectral Density") e CPSD ("Cross Power Spectral Density") das flutuações dos sinais de dois detetores de nêutrons, em regiões de frequências comparáveis às constantes de decaimento dos nêutrons atrasados. Os parâmetros cinéticos desejados são obtidos através do ajuste das densidades espectrais teóricas aos dados experimentais. Como hipóteses fundamentais na derivação das expressões teóricas são assumidas as equações de cinética pontual para descrever o

conjunto reator-detetores e considerados 6 grupos de precursores de nêutrons atrasados. Constitui a principal originalidade do trabalho a exploração da região de muito baixa frequência das densidades espectrais, considerada a mais crítica em experimentos envolvendo análise de ruídos em reatores.

2- Descrição das Diferentes Técnicas "In-Pile" para Obtenção de Parâmetros de Nêutrons Atrasados.

Até a presente data, apenas quatro técnicas "in-pile" para a medida de parâmetros de nêutrons atrasados foram publicadas. A primeira técnica é o método do "rod-drop"²⁹⁻³² na qual um reator inicialmente no estado crítico é desligado pela inserção de uma grande quantidade de reatividade negativa, geralmente $\geq 1\$\$ ($1\$ = \beta_{\text{eff}} \times 10^5 \text{ pcm}$). O decaimento do fluxo de nêutrons é registrado e a seguir é efetuado um ajuste por mínimos quadrados de uma soma de exponenciais para extrair o período e a amplitude de cada termo exponencial. Após correções devido a multiplicação residual do sistema, os períodos e amplitudes são normalizados para produzir os parâmetros desejados. A normalização é realizada considerando que o estado de referência, antes da perturbação, possui peso unitário.

Embora o método do "rod-drop" tenha seus méritos, vários aspectos dessa técnica levantam dúvidas. Inicialmente, devido ao tempo relativamente longo para inserção de reatividade comparado com a meia-vida de vários grupos de nêutrons atrasados, fica difícil obter os parâmetros de nêutrons atrasados para os grupos de meia-vida curta. Outro aspecto é que a inserção de uma grande quantidade de reatividade negativa produz a excitação de vários harmônicos do fluxo neutrônico alterando, por exemplo, a eficiência dos detetores (sombreamento) durante o transiente. Esse tipo de efeito espacial ocorre de duas formas: primeiro, um efeito espacial estático é criado devido à mudança de geometria causada pela inserção do banco de controle, o que causa uma imediata redistribuição dos nêutrons prontos. Segundo, um efeito espacial dinâmico é causado pelos nêutrons atrasados, no rastro dos nêutrons prontos. A magnitude desses efeitos depende essencialmente da localização do banco sendo inserido relativamente aos detetores, de sua importância (rod-worth) e da velocidade de inserção. Esse efeito de sombreamento dos detetores é de difícil correção pois as hipóteses consideradas no cálculo geralmente não são de verificação experimental imediata. Como consequência, as medidas de fluxo, durante o transiente, tornam-se distorcidas introduzindo o que é conhecido como "bias" na análise.

Outro problema diz respeito à multiplicação residual, causada pelo decaimento dos precursores de nêutrons atrasados após o desligamento do reator. A correção desse efeito requer o conhecimento dos parâmetros cinéticos dos nêutrons atrasados, os quais são o objeto da medida sendo realizada.

Devido às dificuldades encontradas para a realização dessas correções, aliada ao fato de que os precursores de meia-vida curta geralmente não podem ser obtidos, essa técnica parece que foi totalmente abandonada em termos de medidas relacionadas aos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados, embora ainda possa ser utilizada para medidas de reatividade integral de bancos de controle. Nesse caso os bancos não são deixados livres para cair por ação da gravidade, sendo inseridos com velocidade constante.

Uma técnica similar, também considerada como "rod-drop" e desenvolvida por Carpenter and Goin³³, utiliza o decaimento do fluxo de nêutrons após uma inserção de reatividade negativa de menor magnitude, o que reduz sensivelmente a contaminação modal e não requer correções para a multiplicação residual, nesse caso, muito pequena. O método baseia-se no ajuste das curvas de decaimento a uma solução em forma integral das equações de cinética pontual. A função a ser ajustada tem a forma³³⁻³⁵:

$$n(t) = \frac{\frac{\Lambda}{\beta_{eff}} S_{ext} + \sum_{i=1}^6 a_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \int_{-\infty}^t n(t') e^{\lambda_i t'} dt'}{1 - \rho_s} \quad (1)$$

onde S_{ext} representa uma possível fonte de nêutrons externa, $a_i = \beta_i/\beta_{eff}$ e $n(t)$ relaciona-se com as contagens em certo intervalo de tempo (no caso de detetores operando em modo pulso) ou à corrente de uma câmara de ionização quando operando em modo corrente. Λ é o tempo de geração de nêutrons prontos, definido fisicamente na Seção 7.2 e ρ_s é a reatividade expressa em "Dólar". O tempo negativo presente na integral refere-se a instantes antes de ocorrer a queda do banco ou a inserção da pequena reatividade negativa. A Eq. (1) é obtida de modo idêntico à obtenção da equação de cinética inversa onde a reatividade é explicitada.

Nesse método, embora não haja necessidade de correções, a avaliação da integral na Eq. (1) requer o conhecimento prévio das constantes de decaimento, isto é, antes do procedimento de mínimos quadrados as constantes de decaimento devem ser fornecidas. Além disso, a avaliação da integral na Eq. (1) deve ser feita por um processo iterativo onde a primeira iteração, contudo, requer uma estimativa da solução. A primeira estimativa pode ser obtida, por exemplo, através de uma medida do fluxo de nêutrons em um instante

qualquer, sendo conhecida a reatividade do sistema. Este valor do fluxo é introduzido na integral que é resolvida para determinado intervalo de tempo e determinadas constantes de decaimento. Realiza-se então um procedimento de mínimos quadrados linear para obter a_i e o primeiro termo no numerador da Eq. (1) caso exista uma fonte externa. Com os valores destes dois termos, da integral e da reatividade obtém-se um valor para $n(t)$ que pode realimentar o processo. Em um experimento real onde se queira determinar os parâmetros dos precursores de meia-vida curta, o monitoramento do fluxo de nêutrons deve ser feito durante a queda da barra e não apenas após, sendo que nesse caso a reatividade no denominador é uma função do tempo já que a fração de reatividade sendo inserida varia à medida que o banco cai. É necessário, então, conhecer previamente a fração da reatividade (a qual depende das abundâncias e constantes de decaimento dos nêutrons atrasados) total do banco que é inserida por unidade de tempo, o que se constitui em um dado de entrada. Mesmo assim a capacidade de extração dos parâmetros de meia-vida curta é limitada.

Deve ser ressaltado que a não necessidade de correções ocorre apenas no caso de pequenos reatores de potência zero (ou unidades críticas). No caso de reatores de potência há a correção para o sombreamento dos detetores, mesmo em se tratando de pequenas reatividades³⁵.

Uma terceira técnica, aplicada por Carpenter and Goin^{34,36} para confirmar os resultados da técnica de rod-drop, baseia-se em oscilações de reatividade com frequência variável para medir a forma da função transferência do reator. As abundâncias relativas, β_i/β_{eff} , são então obtidas por um processo de mínimos quadrados para um dado conjunto de constantes de decaimento.

A função transferência teórica possui a mesma forma geral que a do presente trabalho e que será deduzida na Seção 4.1. Já a obtenção experimental da resposta em frequência do reator, deve ser feita com base nas relações entre os sinais de entrada (perturbação de reatividade) e saída (fluxo ou contagens) do reator via a função transferência, sendo dada por³⁷:

$$G(f) = \frac{O(f)}{I(f)} = \frac{\delta n}{n_0} \quad (2)$$

onde $O(f)$ é o sinal de saída e $I(f)$ o sinal de entrada. n_0 representa a população neutrônica no estado estacionário e δn representa a pequena variação senoidal da população neutrônica, tomada como uma resposta às oscilações de reatividade.

Conhecendo-se então o sinal de entrada e a respectiva resposta do sistema a essas perturbações, obtida como as contagens de um detetor de nêutrons seguindo as flutuações periódicas, e a forma funcional da função transferência, pode-se obter o parâmetro desejado através de um procedimento de mínimos quadrados. Deve ser mencionado que a técnica é semelhante com a que está sendo proposta no presente trabalho, no sentido de que a função transferência aparece em ambos os métodos.

A técnica das oscilações de reatividade apresenta algumas dificuldades com relação à quantidade de reatividade que perturba o sistema. A saída de um detetor de nêutrons, por exemplo, não fornece uma leitura perfeita do estado estacionário n_0 , apresentando sempre pequenas flutuações estatísticas. Conseqüentemente, se um sinal claro é desejável na saída do detetor, as variações de reatividade devem ser substanciais. Contudo, tais variações não devem ser muito grandes de modo a perturbar o fluxo a tal ponto que o modelo de reator pontual não possa mais ser utilizado. Outra dificuldade surge para cobrir todo o intervalo de freqüências para a obtenção das abundâncias relativas por mínimos quadrados. O intervalo de freqüências vai de alguns mili-hertz até 4 ou 5 Hz e a obtenção de um número razoável de pontos experimentais dentro desse intervalo não deve ser tarefa fácil. Note, ainda, que a extração do parâmetro cinético do primeiro grupo, cuja constante de decaimento é da ordem de $0,01s^{-1}$, requer que a freqüência de oscilação seja dessa ordem, o que levaria aproximadamente 1,7 minutos para um ciclo completo. Não está claro, no entanto, se durante esse tempo o detetor de nêutrons coletaria as informações necessárias e estatisticamente acuradas referentes ao primeiro grupo ou se é necessário mais de um ciclo.

Especificamente no caso dos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados, parece que essa técnica não é muito adequada pois além dos trabalhos de Carpenter and Goin não há mais nada publicado na literatura especializada.

A quarta técnica, denominada técnica de múltiplos transientes, foi desenvolvida por Spriggs^{7,8} e baseia-se em um algoritmo que ajusta simultaneamente uma série de transientes produzidos por pequenas perturbações de reatividade, positivas ou negativas, de valor arbitrário. A função que é utilizada para o ajuste é a solução analítica para uma mudança instantânea (step change) de reatividade como dada pelo modelo de reator pontual

para um número arbitrário de grupos de precursores de nêutrons atrasados. O método de Spriggs é baseado apenas na medida da potência relativa, do tempo e de uma das raízes da equação "Inhour". O número de grupos que pode ser resolvido está vinculado à qualidade dos dados e à magnitude dos transientes utilizados no ajuste. Esse último aspecto pode ser compreendido considerando-se que reatividades (positivas) maiores produzem períodos menores, isto é, mais distantes da região assintótica e mais próximos da região do transiente e, dessa forma, a extração do período assintótico fica um pouco comprometida devido à presença de alguns precursores de meia-vida relativamente curta, principalmente dos grupos 3 e 4.

A principal hipótese do modelo, assim como de todos os outros anteriores, assume a validade do modelo de reator pontual. No caso especial de não haver realimentação de reatividade e um sistema inicialmente no estado crítico, a solução do modelo de cinética pontual para uma mudança instantânea de reatividade em $t=0$, pode ser escrita como^{7,8}:

$$\frac{n - n_b}{n_0 - n_b} = \sum_j \frac{\omega_\alpha \Lambda + \sum_i \frac{\omega_\alpha \beta_i}{\omega_\alpha + \lambda_i}}{\omega_j \left[\Lambda + \sum_i \frac{\beta_i \lambda_i}{(\omega_j + \lambda_i)^2} \right]} e^{\omega_j t}, \quad (3)$$

onde n é o nível de potência ao tempo t , n_0 é o nível de potência inicial, n_b é o nível de potência associado a fontes intrínsecas ou externas de nêutrons e ω_j é a j -ésima raiz da equação "inhour". ω_α pode representar tanto o período inverso assintótico (no caso de reatividades positivas) ou o período estável, no caso de reatividades negativas, duas quantidades mensuráveis durante o experimento. O índice i varia de 1 a m , o número de grupos de precursores de nêutrons atrasados e o índice j varia de 1 a $m+1$.

A Eq. (3) estabelece que a potência relativa é uma função de duas variáveis independentes (tempo e uma das raízes mensuráveis da equação "Inhour") e $2m+1$ parâmetros: $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_m, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_m$, e Λ . Dado um número específico de transientes produzidos por mudanças instantâneas de reatividade, os $2m+1$ parâmetros desconhecidos são obtidos através do ajuste simultâneo da potência relativa como função do tempo, como dado pela Eq. (3), para todos os transientes. As raízes remanescentes da

equação "Inhour" ($\omega_2, \omega_3, \dots, \omega_{m+1}$) podem ser determinadas para um dado conjunto de parâmetros de nêutrons atrasados a partir da reatividade do sistema dada pelo numerador da Eq. (3) ou,

$$\rho = \omega_\alpha \Lambda + \sum_i \frac{\omega_\alpha \beta_i}{(\omega_\alpha + \lambda_i)} \quad (4)$$

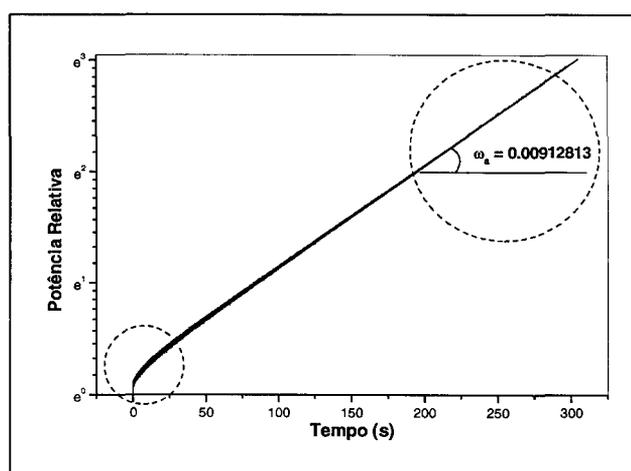
Basicamente, o procedimento de mínimos quadrados começa com os seguintes dados de entrada: potência relativa em função do tempo, a correspondente raiz medida da equação "Inhour" para cada transiente e uma estimativa inicial dos parâmetros de nêutrons atrasados. Os próximos passos são iterativos. Para cada iteração, as raízes restantes da equação "Inhour" são calculadas e uma nova estimativa dos parâmetros cinéticos é determinada bem como a soma dos quadrados dos desvios. O processo continua até que a soma dos quadrados seja minimizada.

De acordo com Spriggs^{7,8}, há quatro condições chave para a realização do experimento com sucesso: (a) um sistema muito rápido para remoção da amostra causadora das perturbações (< 20 ms), (b) um sistema de aquisição de dados rápido, (c) a determinação precisa do instante inicial, i.e., o instante a partir do qual a solução é uma soma de funções exponenciais e (d) a medida acurada de uma raiz da equação "Inhour". O tempo de retirada da amostra, < 20 ms, é necessário para que se possa resolver, principalmente, o grupo de nêutrons atrasados de meia-vida mais curta (6^o grupo, com $T_{1/2} \sim 180$ ms), isto é, a duração da perturbação deve ser tal que o decaimento dos precursores de meia-vida muito curta seja minimizada. Caso contrário as informações relativas a esse grupo seriam perdidas e a obtenção dos parâmetros cinéticos, que já é difícil com essa técnica, se tornaria praticamente impossível.

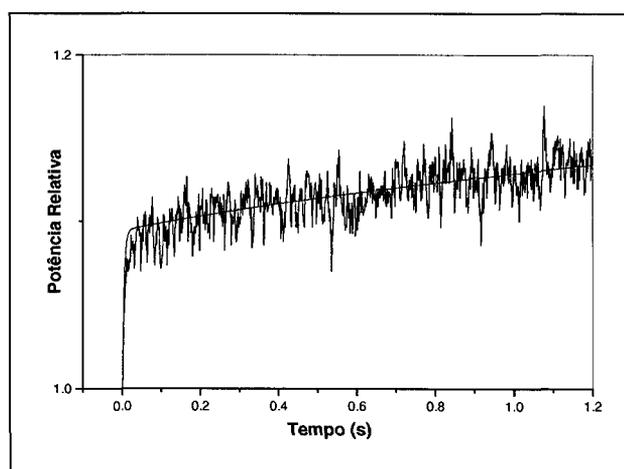
O experimento em si possui algumas características que devem ser contempladas pelo sistema de aquisição. Inicialmente, quando a amostra é removida do núcleo, há uma mudança muito rápida na potência relativa devido ao rápido decaimento da maior raiz (negativa) da equação "Inhour". Fisicamente, este comportamento pode ser entendido considerando que logo que a amostra é retirada o fator de multiplicação é maior que 1, aumentando a taxa de fissão e o surgimento de nêutrons prontos. Após isso a mudança na potência relativa ocorre mais lentamente, devido à emissão de nêutrons atrasados, mas

ainda constitui uma região muito importante para a determinação dos parâmetros cinéticos. Portanto, o sistema de aquisição de dados deve ser suficientemente rápido para que os dados coletados possam descrever todos os detalhes físicos do processo, desde os instantes iniciais, onde a variação da potência é extremamente rápida, até a região onde as variações são menos pronunciadas no tempo.

A Fig. 1 mostra a variação da potência relativa em função do tempo para um experimento realizado no reator IPEN/MB-01³⁸. Nesse experimento o tempo de remoção da amostra foi de 6 ms e, portanto, mais que adequado para a realização do experimento.



(a)



(b)

Fig. 1 - Potência relativa em função do tempo após degrau de reatividade (a) e ampliação do início do transiente (b). O ajuste da Eq. (3) é mostrado como a linha contínua em vermelho.

Do ponto de vista prático, a técnica de múltiplos transientes parece ser a mais adequada, relativamente às outras três, devido ao fato de que a excitação de harmônicos é

mínima (as perturbações de reatividade são geralmente pequenas, da ordem de algumas dezenas de pcm), não há necessidade de correção para multiplicação residual, é independente da eficiência do detetor e não requer o conhecimento do valor da(s) reatividade(s) causadora(s) das perturbações. Por outro lado, a técnica requer um sistema muito rápido de retirada da amostra, o qual em alguns casos não é de construção fácil dentro de um reator. A determinação do instante zero também apresenta alguma dificuldade e os precursores de meia-vida curta são de difícil obtenção devido à grande flutuação dos dados no início do transiente e também devido à grande sensibilidade do procedimento de mínimos quadrados nessa região, isto é, pequenas variações nos dados iniciais causam grandes alterações nos parâmetros obtidos.

3- Sobre os Dados Básicos Presentes nas Bibliotecas de Dados Nucleares

A melhoria e validação dos dados relativos aos nêutrons atrasados atualmente estão sendo feitas em três níveis³⁹:

- precursores individuais "out-of-pile" (técnica microscópica);
- precursores agregados "out-of-pile" (técnica macroscópica) e
- medidas integrais "in-pile" (técnica macroscópica).

O objetivo do primeiro nível é o de avaliar os "yields" de fissão, Y_k , meia-vidas ($T_{1/2} = \ln 2/\lambda$) e probabilidades de emissão de nêutrons atrasados, Pn_k , de cada precursor individual. k representa um precursor específico. Esses dados são utilizados para simular o comportamento agregado dos precursores, de onde o número total de nêutrons atrasados, \bar{v}_d (entendido como um valor médio), e os parâmetros de grupo (β_i^F e λ_i), são estimados usando a técnica de soma⁹ ("summation technique"). Aqui β_i^F tem por significado as abundâncias físicas, em contraste com as frações efetivas, as quais dependem do sistema sob consideração e que são denotadas simplesmente por β_i . As frações totais, física e efetiva, são denotadas por $\beta^F = \sum \beta_i^F$ e $\beta_{eff} = \sum \beta_i$, respectivamente. No que segue, o sub-índice i representa o i -ésimo grupo de precursores ($i = 1, \dots, 6$) enquanto k representa um precursor particular ($k = 1, \dots, 271$).

O objetivo do segundo nível é o de realizar medidas e avaliações do comportamento agregado das emissões de nêutrons atrasados por isótopos específicos puros. Desses dados, obtém-se o número total de nêutrons atrasados e as constantes de grupo que caracterizam o comportamento dependente do tempo desses nêutrons para uma grande variedade de energias dos nêutrons incidentes.

O terceiro nível tem por objetivo determinar se as bases de dados possuem acurácia suficiente para prever os valores medidos de β_{eff} e a escala de reatividade (a relação entre período e reatividade), a qual depende dos parâmetros efetivos de grupo, β_i e λ_i , para uma grande variedade de arranjos críticos. As técnicas "in-pile" para a medida de β_i e/ou β_i/β_{eff} e λ_i já foram descritas na Seção 2. No caso do parâmetro β_{eff} , as diferentes técnicas experimentais para a obtenção direta desse parâmetro podem ser encontradas na ref. [9], sendo que não há necessidade de discuti-las aqui. No entanto, é interessante salientar que

as frações físicas de nêutrons atrasados estão sendo validadas por medidas macroscópicas "in-pile" (incluindo análise de ruído) de β_{eff} , as quais parecem ser mais precisas do que os resultados de medidas "out-of-pile" utilizando a técnica de soma.

Com relação aos dados básicos, extraídos através de técnicas microscópicas para um nuclídeo físsil particular, é importante considerar como alguns deles são obtidos, já que são esses dados que são incluídos nas bibliotecas e que posteriormente serão utilizados para o cálculo dos parâmetros efetivos e comparados com o experimento.

Os parâmetros básicos mais importantes são:

- O número médio de nêutrons atrasados por fissão, $\bar{\nu}_d$
- O número total médio de nêutrons emitidos por fissão (prontos e atrasados), $\bar{\nu}_t$
- As probabilidades de emissão de nêutrons atrasados pelos nuclídeos, Pn_k .
- O "yield" de fissão dos precursores, Y_k .
- O espectro dos nêutrons atrasados, χ_d .

Alguns autores utilizam o termo "yield" também para designar o número de nêutrons atrasados por fissão. No entanto, neste trabalho, o termo "yield" será utilizado para designar apenas a produção dos fragmentos de fissão e, conseqüentemente, dos precursores de nêutrons atrasados.

As probabilidades de emissão para cada precursor conhecido em geral são obtidas com técnicas de coincidência BETA-N, o decaimento beta seguido pela emissão instantânea de um nêutron. Para alguns nuclídeos precursores essa medida pode se tornar muito difícil e, nesse caso, deve-se recorrer aos modelos teóricos⁴⁰. No entanto, são encontradas grandes discrepâncias entre os valores experimentais e teóricos de Pn . Os "yields" dos precursores individuais são obtidos quase que exclusivamente por meio de modelos^{40,41}. Devido às discrepâncias encontradas entre valores experimentais e teóricos, tanto para Pn_k quanto para Y_k , a técnica de soma está sendo considerada como não totalmente adequada para representar a base de dados referentes aos nêutrons atrasados, de modo que os resultados de medidas "in-pile" estão sendo utilizados para validar esses dados básicos³⁹.

Conhecendo-se então Pn_k e Y_k , o número total de nêutrons atrasados pode ser inferido por:

$$\bar{\nu}_d = \sum_k Y_k P_{nk} \quad (5)$$

de onde se vê que para cada precursor, $\bar{\nu}_{dk} = Y_k P_{nk}$. Convém lembrar que atualmente já foram identificados aproximadamente 271 potenciais precursores de nêutrons atrasados.

O número total de nêutrons atrasados é função da energia do nêutron induzindo a fissão, como mostra Fig. 2. Para reatores térmicos, onde a maioria das fissões são induzidas por nêutrons com energias entre 0,01 eV e 0,3 eV aproximadamente, $\bar{\nu}_d$ é constante, tendo o valor em torno de 0,0165 nêutrons por fissão para o ^{235}U . Note que a Fig. 2 tem propósito apenas ilustrativo para mostrar que $\bar{\nu}_d$ é constante em energia térmicas. O valor 0,0165 não é adotado universalmente, variando de biblioteca para biblioteca como mostrado na Seção 7.2.

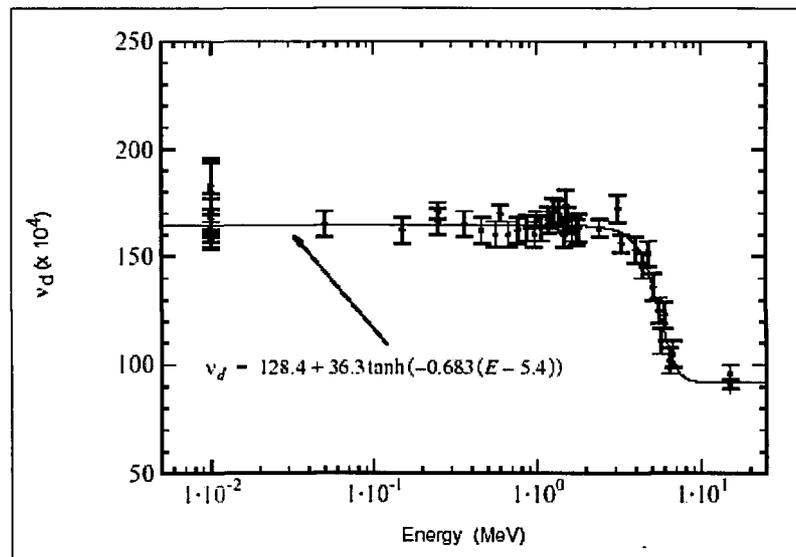


Fig. 2 - Número total de nêutrons atrasados em função da energia para o ^{235}U .

Para cada núclideo fissil de importância para a área nuclear, o número total de nêutrons emitidos por fissão, $\bar{\nu}_f$, é uma quantidade bem conhecida. Conhecendo-se então $\bar{\nu}_d$ e $\bar{\nu}_f$, a fração física de nêutrons atrasados, β^F , é obtida imediatamente como a razão entre ambos, ou $(\bar{\nu}_d / \bar{\nu}_f)$. Para cada precursor, tem-se $\beta_k^F = (\bar{\nu}_{dk} / \bar{\nu}_f)$. Associado a cada

precursor, existe uma constante de decaimento bem definida, λ_k , a qual é obtida analisando-se as curvas de decaimento dos precursores individuais. No caso dos precursores de meia-vida muito curta, provavelmente os dados não são suficientemente acurados.

Tem-se então β_k^F , β^F e λ_k como os parâmetros cinéticos básicos relativos aos nêutrons atrasados. É possível agora obter o comportamento agregado em um modelo de poucos grupos (geralmente 6), baseado na similaridade das constantes de decaimento dos precursores individuais. Cada precursor individual pertence a um ou dois dos seis grupos, os quais serão denotados pelo sub-índice i .

As constantes de decaimento, λ_i , são extraídas como a média para o grupo sob consideração, ponderada pela contribuição de cada precursor constante desse grupo, isto é,

$$\lambda_i = \frac{\sum_{k=1}^n f_{k,i} \lambda_k}{\sum_{k=1}^n f_{k,i}} \quad (6)$$

onde $f_{k,i}$ representa a contribuição (em %) de cada precursor k ao grupo i . Aqui, deve-se entender que um dado precursor pode contribuir com mais de um grupo temporal adjacente, determinado pelas constantes de decaimento como em

$$\lambda_i < \lambda_k < \lambda_{i+1}. \quad (7)$$

A contribuição de cada precursor a determinado grupo é obtida da curva de decaimento total (ou agregada) para determinado nuclídeo físsil igualando a expressão aproximada de 6 grupos à expressão mais exata contendo todos os 271 precursores conhecidos. A expressão para representar os dados agregados em 6 grupos é dada por:

$$n_d(t) = \sum_{i=1}^6 A_i e^{(-\lambda_i t)} \quad (8)$$

onde A_i é a emissão inicial de nêutrons atrasados seguindo o pulso de fissão.

Considerando-se os precursores individuais, a Eq. (8) pode ser escrita em uma forma cuja representação possui base mais física como:

$$n_d(t) = \sum_{k=1}^{271} \lambda_k P n_k Y_k e^{(-\lambda_k t)} \quad (9)$$

A igualdade entre as Eqs. (8) e (9) pode ser estabelecida se é introduzida a contribuição de cada precursor a determinado grupo, da seguinte forma:

$$A_i e^{(-\lambda_i t)} = \sum_k f_{k,i} \lambda_k P n_k Y_k e^{(-\lambda_k t)} \quad (10)$$

sendo a soma efetuada sobre todos os precursores que contribuem para o grupo i .

Finalmente, as frações $f_{k,i}$ são obtidas impondo-se que o erro quadrático,

$$\int_0^{\infty} \{ \lambda_k e^{(-\lambda_k t)} - [f_{k,i} \lambda_i e^{(-\lambda_i t)} + (1 - f_{k,i}) \lambda_{i+1} e^{(-\lambda_{i+1} t)}] \}^2 dt, \quad (11)$$

seja mínimo⁴¹, onde assumiu-se que $f_{k,i} + f_{k,i+1} = 1$. Note que λ_i e λ_{i+1} são conhecidos quando do ajuste da Eq. (8) à curva de decaimento total considerando-se 6 grupos de precursores.

A Eq. (11) é obtida notando que as taxas de decaimento para os precursores individuais podem ser escritas em termos das taxas de decaimento de dois grupos adjacentes, aproximadamente, como:

$$\lambda_k e^{(-\lambda_k t)} \cong f_{k,i} \lambda_i e^{(-\lambda_i t)} + f_{k,i+1} \lambda_{i+1} e^{(-\lambda_{i+1} t)}. \quad (12)$$

De modo similar, as abundâncias físicas, β_i^F são obtidas como:

$$\beta_i^F = \frac{\sum_k f_{k,i} Y_k P n_k}{\bar{v}_t}. \quad (13)$$

O conhecimento do espectro dos nêutrons atrasados emitidos por precursores individuais também é muito importante, pois é a partir deles que se pode obter o espectros agregados para cada grupo i . Os espectros agregados são então utilizados para a obtenção das abundâncias efetivas, dependentes do sistema nuclear particular, como descrito na Seção 7.2.

A medida do espectro de um precursor individual requer algum método rápido de separação do particular produto de fissão após a irradiação do material fissil. As técnicas de separação vão desde processos químicos e radioquímicos até espectrômetros de massa. A ref. [41] e as lá citadas, fornecem os detalhes de como são separados os isótopos de interesse e como são medidos os espectros.

Conhecidos então os espectros dos precursores individuais, pode-se obter o espectro para cada um dos 6 grupos agregados como:

$$\chi_{di}(E) = \sum_k f_{k,i} Y_k P n_k \chi_{dk}(E) \quad (14)$$

onde $\chi_{dk}(E)$ é o espectro normalizado a 1 do precursor k . Normalizado aqui significa

$$\int_0^{\infty} \chi_{d,k}(E) dE = 1.$$

Assim como para os "yields" de fissão e as probabilidades de emissão, o espectro neutrônico dos precursores de meia-vida curta dos grupos 5 e 6, principalmente 6, são de difícil obtenção experimental.

A Tabela I, compilada da ref.[41], mostra os parâmetros básicos para 33 precursores bem conhecidos. Os "yields" para cada precursor foram obtidos considerando a fissão térmica do ^{235}U .

Tabela I - Meia-vidas, probabilidades de emissão e "yields" dos precursores de nêutrons atrasados

Precursor	Meia Vida (s)	P_{nk} (nêutrons por 100 fissões)	Erro de P_n	Espectro Disponível	Y_k (%) Fissão térmica do ^{235}U
^{84}As	5,6	0,13	0,06		0,69
^{85}As	2,03	18	4	Sim	0,254
^{86}As	0,9	4	+1,7 ; -1,0		0,3
^{87}Se	5,6	0,18	0,03		1,3
^{88}Se	1,5	0,5	0,3		0,867
^{89}Se	0,41	5,0	1,5		0,26
^{87}Br	55,67	2,4	0,3	Sim	2,17
^{88}Br	15,88	5,0	0,5	Sim	3,132
^{89}Br	4,55	8,9	0,9	Sim	2,8
^{90}Br	1,63	15	4	Sim	1,7
^{91}Br	0,65	7	+10 ; -4	Sim	0,36
^{92}Kr	1,85	0,04	0,007		1,798
^{93}Kr	1,28	3,2	0,6		0,5
^{93}Rb	5,86	1,63	0,23	Sim	3,69
^{94}Rb	2,6	11,10	1,10	Sim	1,2
^{95}Rb	0,36	7,10	0,93	Sim	0,655
^{96}Rb	0,209	12,7	1,5		0,224
^{97}Rb	0,168	>20	?		0,056
^{98}Y	2,3	0,7	0,4		2,92
^{134}Sn	11,3	0,08	0,02	Sim	1,7
^{135}Sb	1,7	8	2	Sim	0,55
^{136}Te	20,9	~0,5	?	Sim	0,72
^{137}Te	3,5	~0,5	?		0,56
^{137}I	24,62	5,5	1,3	Sim	4,4
^{138}I	6,55	3,0	1,0	Sim	2,275
^{139}I	2,61	14	5	Sim	1,25
^{140}I	0,86	38	20	Sim	0,3
^{141}Xe	1,726	0,054	0,009		1,26
^{142}Xe	1,24	0,51	0,09	Sim ^a	0,365
^{141}Cs	24,91	0,073	0,011	Sim ^a	4,37
^{142}Cs	1,89	0,21	0,06	Sim ^a	2,9
^{143}Cs	1,65	1,13	0,25	Sim	1,465
^{144}Cs	1,06	1,10	0,25	Sim	0,3

^a Disponível apenas em combinação com outro espectro (ex., Xe+Cs).

Embora a Tabela I apresente os "yields" apenas para a fissão térmica do ^{235}U , é importante salientar que para outros isótopos fisséis esses valores são outros. Por exemplo, os "yields" para o ^{87}Br considerando a fissão térmica do ^{233}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu são 2,375, 0,875 e 0,707, respectivamente. Para o ^{137}I esses valores são 1,851, 2,863 e 5,551.

Até a presente data, dos 271 precursores conhecidos apenas 34 tiveram os espectros medidos e, mesmo assim, num intervalo de energia não totalmente adequado⁴⁰. A maioria dos espectros medidos não inclui energias abaixo de 100 keV e acima de 2 MeV. Nesse caso, os espectros medidos devem ser suplementados com modelos nucleares. Para os 237 precursores restantes, são utilizados apenas modelos teóricos para a estimativa dos espectros em todo o intervalo de energia de interesse.

O comportamento agregado em uma representação em poucos grupos (geralmente 6) é mostrado na Tabela II.

Tabela II - Principais precursores para a fissão térmica do ^{235}U em um modelo de 6 grupos.

Grupo	Precursores Principais
1	Br-87
2	I-137 Te-136 Br-88
3	I-138 Rb-93 Br-89
4	Rb-94, Te-137 I-139, Y-98m As-85, Br-90 Cs-143, Sb-135 Y-99, Kr-93
5	Cs-144, As-86 Y-100, I-140 Cs-145, Y-98 Br-91, As-87 I-141, Se-89 Y-101, Rb-95
6	Br-92, Y-102 Kr-94, Rb-96 Rb-97

São esses, pois, os dados básicos que são incluídos nas principais bibliotecas de dados nucleares e que são utilizados para a obtenção de parâmetros efetivos, relacionados a

um reator particular. Deve ser ressaltado, contudo, que diferentes bibliotecas utilizam diferentes procedimentos para a obtenção de um ou outro parâmetro. Algumas utilizam os resultados de experimentos "out-of-pile", onde o que se mede é o comportamento agregado em poucos grupos, sendo a JENDL 3.3 um exemplo, a qual utiliza os dados dos experimentos de Keepin¹ para as constantes de decaimento. Outras utilizam os dados básicos obtidos com técnicas microscópicas para cada precursor individual e, com a técnica de soma, obtém os parâmetros agregados. As bibliotecas ENDF/B-VI-8 são um exemplo das que utilizam dados básicos de precursores individuais⁴⁰. Diferentes procedimentos geram, obviamente, diferentes parâmetros. Como exemplo, a Tabela III mostra a discrepância entre uma biblioteca e outra para o caso dos parâmetros efetivos β_i teóricos para o reator IPEN/MB-01. A metodologia de cálculo dos parâmetros cinéticos efetivos é apresentada na Seção 7.2.

Tabela III - Diferença de valores calculados para as abundâncias efetivas de cada grupo utilizando os dados básicos de três bibliotecas.

Abundâncias	$\frac{ENDF / B - VI.8}{LANL rev.}$	$\frac{ENDF / B - VI.8}{JENDL 3.3.}$	$\frac{LANL rev.}{JENDL 3.3}$
	β_1	0,945	1,114
β_2	0,950	0,864	0,909
β_3	1,058	0,915	0,865
β_4	0,953	1,023	1,074
β_5	1,087	1,389	1,278
β_6	1,119	1,610	1,439

4- Aspectos Históricos e Algumas Considerações sobre as Densidades Espectrais Obtidas em Reatores Nucleares

O estudo das flutuações aleatórias (ruído) que ocorrem em sistemas dinâmicos pode fornecer informações importantes sobre o funcionamento e o comportamento desses sistemas. Por exemplo, a análise das variações aleatórias no número de nêutrons presentes em um reator nuclear de potência zero fornece informações sobre parâmetros cinéticos tais como potência, constante de decaimento de nêutrons prontos (Rossi- α), coeficiente de temperatura do moderador, função transferência de detectores e, como estamos propondo, as abundâncias e as constantes de decaimento dos nêutrons atrasados.

Historicamente, o desenvolvimento teórico e experimental da análise de ruídos aplicada a reatores nucleares começou por volta de 1944 com os trabalhos de R. P. Feynman^{13,14} no Laboratório Científico de Los Alamos. Desse trabalho resultou a técnica experimental hoje conhecida como experimento de Rossi- α , que consiste na determinação da constante de decaimento de nêutrons prontos através da análise das contagens que ocorrem em um detector de nêutrons. Em palavras, o experimento descreve a frequência ou a probabilidade de uma contagem ocorrer em $t=0$ e uma segunda contagem ocorrer em um tempo t (dentro de um intervalo dt) devido a um nêutron originário de um ancestral comum (mesma cadeia de fissão) ou não. Nesse caso, a análise é realizada no domínio temporal. É interessante observar que qualquer técnica que pretenda analisar e correlacionar cadeias de fissão é considerada uma técnica de análise de ruído.

Depois desse trabalho pioneiro, várias outras técnicas foram desenvolvidas destacando-se os trabalhos de Pál^{15,16}, Moore^{17,18} e Cohn^{19,20}, salientando que, muito provavelmente, a utilização da análise de ruído no domínio da frequência aplicada a reatores nucleares foi primeiramente feita por Moore e Cohn no final da década de 50. Tais medidas, conhecidas como análise de densidades espectrais, é o método que utilizaremos no presente trabalho.

Quando se fala de ruído em reatores nucleares, é freqüente o aparecimento de termos do tipo "ruído correlacionado", "ruído não correlacionado" e "nêutrons provenientes ou não da mesma cadeia de fissão" por exemplo. Especificamente no caso do presente trabalho, esses nêutrons correlacionados, ou provenientes de uma mesma cadeia de fissão, são o objeto de interesse. No entanto, eles não podem ser detectados e discriminados dos

nêutrons não correlacionados diretamente. Os detetores utilizados possuem tempos de integração muito longos para que isso seja possível, de modo que o sinal fornecido é uma mistura de ambas as contribuições. Isso ocorre com o sinal total, não com as flutuações, as quais podem conter as informações relativas aos nêutrons correlacionados.

De acordo com Bennett⁴², o espectro observado para o ruído de reatores está relacionado diretamente com a probabilidade condicional de eventos correlacionados ("chain-related counts") e não correlacionados, isto é, se um nêutron é detectado em um instante $t = 0$, há uma certa probabilidade de que o detetor irá, em um tempo t depois, detectar dentro de um intervalo dt ou um nêutron correlacionado proveniente de uma mesma cadeia de fissão ou um nêutron não correlacionado originado em outra cadeia. A expressão para essa probabilidade foi originalmente desenvolvida por Feynman¹⁴, a qual originou o experimento conhecido por Rossi-Alpha, sendo posteriormente muito estudada e discutida por Orndoff⁴³. Tal probabilidade é dada por:

$$P(t) dt = C dt + X(t) dt \quad (15)$$

onde

C = contagem devida ao ruído não correlacionado.

$X(t) = B e^{-\alpha t}$ sendo α o parâmetro Rossi-Alpha e B um parâmetro de correlação. O sinal negativo em α implica que esse parâmetro deve ser definido como $\alpha = (1-K)/l$ onde K é o fator de multiplicação de nêutrons prontos e l é o tempo médio entre todas as interações incluindo fissão. O parâmetro Rossi-Alpha também pode ser escrito como $\alpha = \beta_{eff}/\Lambda$.

A Eq. (15) não leva em conta a contribuição dos nêutrons atrasados e é utilizada para a análise de contagens no domínio temporal. A inclusão de nêutrons atrasados altera apenas a probabilidade condicional $X(t)$, a qual se torna⁴²:

$$X(t) = \sum_p A_p T(s_p) e^{(-s_p t)} \quad (16)$$

onde $-s_p$ são os pólos simples da função $T(s)$, a qual corresponde à função transferência do reator. No caso de um reator de potência zero, $T(s)$ pode ser escrita como^{42,44,45}:

$$T(s) = \frac{1}{s \left[\Lambda + \sum_{i=1}^n \frac{\beta_i}{s + \lambda_i} \right]} = \sum_{p=1}^{n+1} \frac{A_p}{s + s_p}. \quad (17)$$

A passagem para a segunda igualdade decorre da teoria dos resíduos⁴⁶ para quaisquer funções $f(s)$ que possuam p pólos simples, a qual estabelece que $A_p = \text{Res}[f, s_p]$ (leia-se resíduo da função f no ponto representado pelo pólo s_p), onde $A_p = (s - s_p)f(s)$.

Daqui a correspondência entre o experimento Rossi-Alpha, no qual os dados são analisados no domínio temporal, e a técnica de análise de ruídos, onde os dados são analisados no domínio da frequência, começa a se tornar evidente. A função transferência surge naturalmente quando se inclui os nêutrons atrasados, embora de uma forma um pouco diferente. No caso da Eq. (17), o primeiro pólo $s_1 = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$ fornece o parâmetro α enquanto os outros, s_2, \dots, s_{n+1} , são termos relativos aos nêutrons atrasados. s_{n+1} descreve o período estável inverso do reator, sendo zero no estado crítico. A substituição de s por $j\omega$ na Eq. (17) fornece a função transferência em sua forma usual, exceto por um fator Λ no numerador, o qual é irrelevante para os propósitos da presente discussão. Além disso, pode-se demonstrar⁴² que a função auto-correlação, intimamente relacionada com a APSD através de uma simples transformada de Fourier, é escrita como:

$$\Phi_{kk}(\tau) = K \left\{ \delta(\tau) + D \sum_p A_p T(s_p) e^{(-s_p \tau)} \right\} \quad (18)$$

onde K é uma constante, D é o fator de Diven e $\delta(\tau)$ é a "função" delta, a qual representa o pico do ruído não correlacionado (totalmente aleatório) para $\tau = 0$.

Portanto, as duas técnicas de medida, a técnica de Rossi-Alpha e de análise de ruídos estão intimamente relacionadas, embora sejam técnicas completamente diferentes. Enquanto na primeira os nêutrons correlacionados são detectados diretamente (trata-se de

uma técnica microscópica) e analisados no domínio temporal, verificando-se o desvio da distribuição das contagens de uma distribuição de Poisson, a segunda apenas percebe a presença desses nêutrons através das flutuações dos sinais fornecidos pelos detetores, sendo considerada uma técnica macroscópica. Neste caso, informações importantes podem ser obtidas tanto no domínio temporal, através das funções auto-correlação e correlação cruzada quanto no domínio das frequências, através das densidades espectrais APSD e CPSD. Embora não exista diferença fundamental entre os dois domínios, experimentalmente as densidades espectrais são preferidas, provavelmente devido à facilidade com que se pode detectar sinais espúrios utilizando-se das propriedades das densidades espectrais em mostrar claramente a presença de sinais indesejados.

Deve ser mencionado, também, que além dos nêutrons prontos correlacionados, os nêutrons atrasados, correlacionados ou não, são de detecção muito improvável. Além de representarem uma parcela muito pequena relativamente ao total, eles são emitidos com energia menor (entre 5,53 e 825 keV) que os nêutrons prontos ($\sim 1,98$ MeV em média) e, dessa forma, a probabilidade de que eles sejam absorvidos em um processo de fissão ou de captura é maior durante o trajeto até os detetores. Embora não possam ser detectados e discriminados individualmente, a presença dos nêutrons atrasados modifica completamente o comportamento temporal do sistema nuclear, o qual pode ser inferido e quantificado através da medida e análise das flutuações da população neutrônica do reator como um todo.

Como exemplo, a diferença entre a densidade espectral de um sistema constituído unicamente por nêutrons prontos e outro com a inclusão dos nêutrons atrasados pode ser vista na Fig. 3 ⁴⁷.

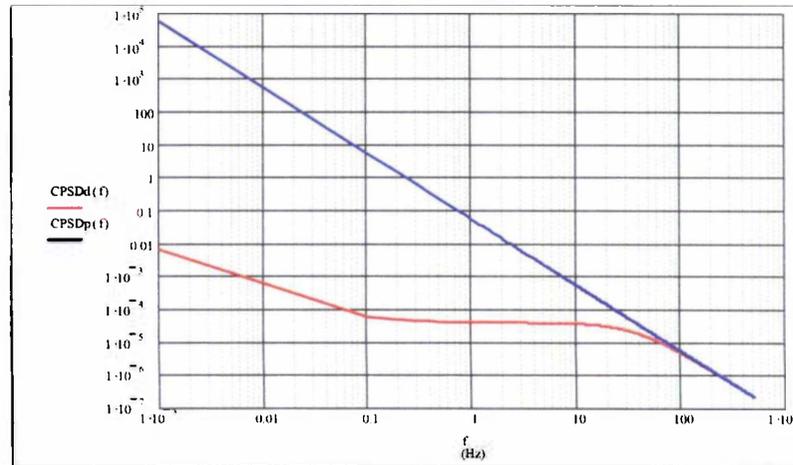


Fig.3 - Densidade espectral de um sistema somente pronto (azul) e com a inclusão dos nêutrons atrasados (vermelho).

Como pode ser visto da Fig. 3, o patamar das densidades espectrais pode ser atribuído ao efeito dos nêutrons atrasados, cuja característica é "branquear" o sinal (o ruído propriamente dito) na região $\lambda \ll f \ll \beta_{eff}/\Lambda$. A redução da amplitude quando se passa do sistema pronto para o sistema atrasado, pode ser interpretada como um efeito de retardo na resposta do sistema devida aos nêutrons atrasados. Para curtos intervalos de tempo ($\delta t \ll 1/2\pi f$), a reatividade pode ser considerada constante e, assim, $n(t)$ será uma exponencial (uma linha reta num gráfico com escala logarítmica) cuja inclinação diminui quando se inclui os nêutrons atrasados.

Em conclusão, a técnica de análise de ruídos utiliza as informações contidas nas pequenas variações temporais da população neutrônica, as quais são causadas por processos naturais do fenômeno de fissão (característica inerentemente randômica do transporte de nêutrons) e decaimento de precursores, sendo que a análise pode ser realizada tanto no domínio do tempo quanto no das frequências. Não há distinção entre eventos correlacionados e não correlacionados, nem relativos aos nêutrons atrasados diretamente, sendo que essas informações estão contidas nas flutuações da população neutrônica, que é o que se mede de fato.

Toda a discussão acima refere-se a reatores de potência zero, onde tanto os modelos matemáticos quanto as técnicas experimentais estão bem estabelecidos. No caso de reatores de potência, as fontes de ruído são muito mais complexas incluindo vibrações estruturais, flutuações de temperatura e pressão, realimentação termohidráulica, fervura do refrigerante e outros fenômenos referentes a um reator particular. A descrição matemática das densidades espectrais para reatores de potência, em um nível relativamente abrangente,

pode ser encontrada na ref. [44] onde é indicado, também, que o problema não está completamente fechado.

5 - Fundamentos Teóricos

5.1 - Determinação da Função Transferência de um Reator de Potência Zero

A maneira usual de se obter a função transferência é a partir das equações cinéticas^{17-21,47,48}. Já que o comportamento dinâmico de um reator nuclear é completamente descrito por essas equações, todas as informações de que necessitamos estão contidas nelas. Partiremos então das equações de cinética pontual, as quais descrevem a evolução temporal do sistema, sem no entanto entrar nos detalhes de como se obtém essas equações. O livro de Bell and Glasstone³⁷ fornece todos os detalhes de como obter as equações de cinética pontual.

No modelo de reator pontual a variável temporal é separada das variáveis espaciais e energéticas de modo que as flutuações temporais da população neutrônica, objeto de estudo do presente trabalho, são bem caracterizadas pelas equações cinéticas, não dependentes da posição. Em palavras, diz-se que uma perturbação ocorrida em algum ponto do reator se propaga uniformemente por todo o reator de modo que a resposta do sistema a essa perturbação ocorre globalmente. Uma vez que o reator IPEN/MB-01 pode ser considerado suficientemente pequeno e os detectores suficientemente grandes, além de estarem posicionados sobre um dos eixos de simetria do núcleo^{49,50}, as equações de cinética pontual parecem ser adequadas para descrever o conjunto reator-detectores.

Obviamente, as densidades espectrais possuirão magnitudes diferentes para diferentes posições já que o fluxo de nêutrons e conseqüentemente o sinal dos detectores, é dependente da posição. No entanto, a forma das densidades espectrais, refletida na função transferência do reator, não muda e todos os parâmetros cinéticos de interesse podem ser obtidos independentemente da posição. Um tratamento matemático das APSD e CPSD considerando efeitos espaciais pode ser encontrado nos trabalhos de Sheff and Albrecht^{49,50}, onde também é demonstrado que o tradicional modelo de reator pontual é equivalente a um detector uniforme e infinito distribuído em um meio multiplicativo infinito e que a dependência espacial das densidades espectrais diminui à medida que o tamanho do detector aumenta quando se considera um reator de tamanho finito. No entanto, um detector pontual inserido em um meio infinito e homogêneo não reproduz os resultados da teoria de reator pontual. Nesse caso, as densidades espectrais assumem uma forma complicada onde

as variáveis espaciais estão acopladas às variáveis temporais, possuindo uma dependência exponencial (negativa) e senoidal com a distância de separação entre os detetores.

Considerando um reator de potência zero (entendido aqui como um sistema linear), uniforme, e sem fontes de nêutrons externas, as equações de cinética pontual são dadas por:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} N(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \quad (19)$$

e

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} N(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (20)$$

onde $N(t)$ representa a população neutrônica total, ρ é a reatividade, C_i é a concentração de precursores de nêutrons atrasados do i -ésimo grupo e Λ é o tempo de geração de nêutrons prontos.

Considerando agora pequenas flutuações de reatividade (as quais ocorrem naturalmente) podemos escrever:

$$\rho(t) = \rho + \delta\rho(t) \quad (21)$$

onde ρ é o seu valor médio e $\delta\rho(t)$ sua flutuação aleatória cujo valor médio é zero.

Já que uma flutuação na reatividade provoca também uma flutuação na população neutrônica, podemos escrever:

$$N(t) = N + n(t) \quad (22)$$

e

$$C_i(t) = C_i + c_i(t) . \quad (23)$$

Os outros parâmetros cinéticos não sofrem influência das flutuações de reatividade e são, portanto, invariantes.

Inserindo as equações (21), (22) e (23) em (19) e (20) e desprezando termos de segunda ordem (do tipo $\delta\rho(t)n(t)$), obtemos as chamadas equações linearizadas,

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t) + \frac{\delta\rho(t)}{\Lambda} N \quad (24)$$

e

$$\frac{dc_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i c_i(t). \quad (25)$$

Na equação (24) note o surgimento do termo $\frac{\delta\rho}{\Lambda} N$. Ele representa o termo fonte (entrada) responsável pela perturbação do sistema. É o análogo de uma fonte externa de nêutrons $S(t)$, que se tivesse sido levada em consideração, deveria ter sido acrescentada ao lado direito da equação (19). Para simplificar a notação, chamaremos o termo perturbativo de $Sp(t)$.

A função transferência é obtida tomando a transformada de Fourier das equações (24) e (25). Temos então:

$$j2\pi f n(f) = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n(f) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(f) + Sp(f) \quad (26)$$

e

$$j2\pi f c_i(f) = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(f) - \lambda_i c_i(f) \quad (27)$$

onde $j = \sqrt{-1}$.

Da equação (27) podemos expressar $c_i(f)$ em função de $n(f)$. Fazendo isso e substituindo o resultado em (26) obtemos:

$$\left[j2\pi f + \frac{\beta - \rho}{\Lambda} - \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \beta_i}{\Lambda(j2\pi f + \lambda_i)} \right] n(f) = Sp(f). \quad (28)$$

Utilizando a terminologia empregada para o estudo de sistemas lineares, se chamarmos $Sp(f)$ de "sinal de entrada" e $n(f)$ como a resposta ou "sinal de saída" (não se trata da densidade espectral dos sinais de entrada e saída mas apenas a transformada de Fourier desses sinais) do sistema, a função transferência é dada por:

$$G(f) = \frac{n(f)}{Sp(f)} = \frac{\Lambda}{j2\pi f\Lambda - \rho + \sum_{i=1}^6 \frac{j2\pi f\beta_i}{j2\pi f + \lambda_i}} \quad (29)$$

O gráfico de $|G(f)|$ em função da frequência, em Hz, quando $\rho = 0$, é mostrado na Fig. 4. O gráfico tem o propósito apenas de ilustrar qualitativamente o comportamento da função transferência do reator e foi obtido utilizando-se os parâmetros cinéticos teóricos para o reator IPEN/MB-01 empregando a biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL, com $\Lambda = 32 \mu\text{s}$. A função transferência calculada com os parâmetros cinéticos obtidos experimentalmente no presente trabalho será mostrada na Seção 7.8.

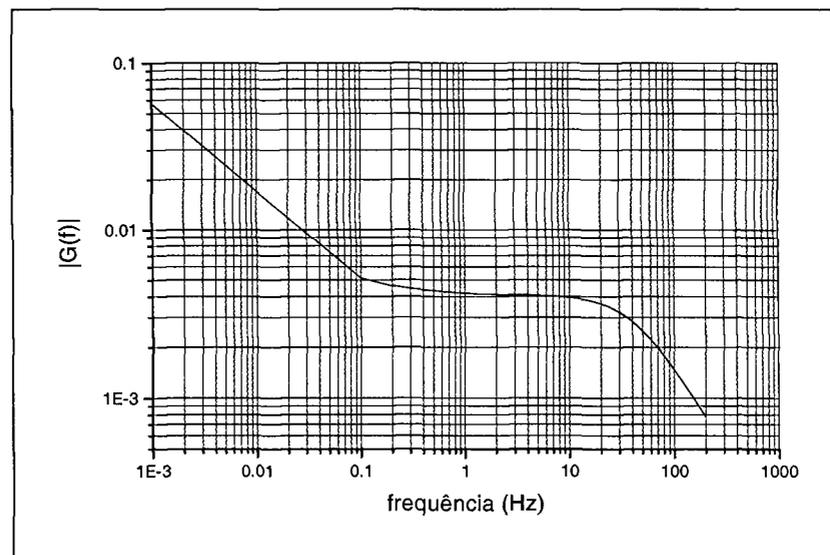


Figura 4 - Módulo da função transferência dada pela Eq. (29). A unidade de $|G(f)|$ é o segundo. Aqui a frequência de corte ocorre em 37,82 Hz aproximadamente.

Excluindo-se os pontos até 1,0 Hz e analisando o gráfico a partir daí, o que se nota é que a função transferência se comporta como a curva de um filtro passa-baixa tendo uma frequência de corte dada por β_{eff}/Λ . É mostrado depois (Seção 7.8) que para o reator IPEN/MB-01 $\beta_{eff}/\Lambda \sim 37$ Hz. Pode-se concluir que a configuração geométrica, o tipo e

enriquecimento do elemento combustível e todas as características particulares desse reator fazem com que ele possua uma função transferência cuja forma é mostrada na Fig. 4 e atue como um filtro passa-baixa para um sinal de entrada igual a $S_p(f)$. Outros reatores de potência zero com outras características, possuiriam curvas diferentes e frequências de corte diferentes. A dependência de β_{eff}/Λ é grande, evidentemente, com os parâmetros β_i e Λ e quase nula para os λ_i .

5.2 - Determinação das Funções Densidades Espectrais APSD e CPSD

Uma vez determinada a função transferência do reator, pode-se obter as densidades espectrais de interesse se as funções transferência de toda a instrumentação associada e as densidades espectrais dos sinais de entrada e saída forem conhecidos. Seguindo os trabalhos de Cohn²⁰ e Suzuki⁵¹, a obtenção da APSD de toda a cadeia de medição pode ser melhor entendida com a ajuda da Fig. 5.

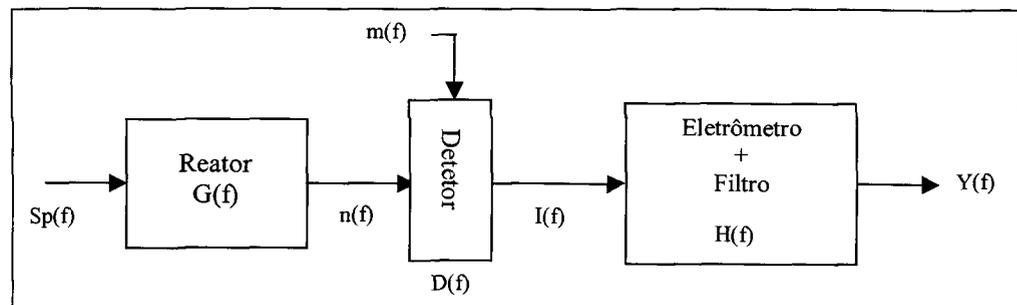


Fig. 5 - Diagrama em blocos da cadeia de medição.

Na Fig. 5 tem-se:

- $S_p(f)$ = Densidade espectral do ruído que perturba o reator.
- $n(f)$ = Densidade espectral da resposta do reator.
- $m(f)$ = Densidade espectral do ruído não correlacionado.
- $I(f)$ = Densidade espectral da corrente de saída do detetor.
- $Y(f)$ = Densidade espectral da saída de todo o sistema ou APSD da cadeia.
- $G(f)$ = Função transferência do reator de potência zero.
- $D(f)$ = Função transferência do detetor.
- $H(f)$ = Função transferência da eletrônica associada.

Utilizando as relações entre as densidades espectrais dos sinais de entrada e saída e o módulo quadrado da função transferência para cada um dos blocos da Fig.5 temos:

$$\text{Reator: } n(f) = |G(f)|^2 \cdot Sp(f) \quad (30)$$

$$\text{Detetor: } I(f) = |D(f)|^2 n(f) + m(f) = |D(f)|^2 |G(f)|^2 \cdot Sp(f) + m(f) \quad (31)$$

$$\text{Eletrônica: } Y(f) = |H(f)|^2 I(f) = |H(f)|^2 |D(f)|^2 |G(f)|^2 \cdot Sp(f) + |H(f)|^2 m(f) \quad (32)$$

Cada um dos termos presentes na Eq. (32) pode ser obtido diretamente da literatura (veja por exemplo refs 19, 20, 48 e 51) e por isso não são deduzidos aqui.

A densidade espectral do ruído que perturba o reator é dada por:

$$Sp(f) = \frac{2N}{\Lambda} D \bar{\nu}_t \quad (33)$$

onde $D = (\overline{\nu_t^2} - \bar{\nu}_t^2) / \bar{\nu}_t^2$ é o fator de Diven⁵², $\bar{\nu}_t$ o número médio total de nêutrons (prontos e atrasados) emitidos em um processo de fissão e N o número total de nêutrons presentes no reator. O termo $Sp(f)$ é conhecido como fonte equivalente de ruído, isto é, equivalente a $\delta\rho(N/\Lambda)$ da Eq. (24), o qual representa as flutuações naturais do processo de fissão e que não pode ser estimado diretamente. A Eq.(33) foi obtida utilizando-se a formulação de Schottky²⁰ que considera a fonte de ruído como branca, isto é, a densidade espectral da fonte equivalente de ruído é constante, além de desprezar a contribuição dos nêutrons atrasados. A inclusão dos nêutrons atrasados torna a fonte equivalente dependente da frequência e não se pode mais utilizar a fórmula de Schottky. Um tratamento matemático completo incluindo os efeitos dos nêutrons atrasados sobre a fonte equivalente de ruído pode ser encontrado nos trabalhos de Sheff e Albrecht^{49,50}, de onde se conclui, no entanto, que os efeitos desses nêutrons são muito pequenos (da ordem de β_{eff} perante 1) e podem ser completamente desprezados quando da obtenção da Eq. (33).

A densidade espectral do ruído não correlacionado é:

$$m(f) = 2q^2 \varepsilon \frac{N}{\bar{v}_t \Lambda} \quad (34)$$

onde q é a carga média produzida no detector por nêutron detectado e ε é a eficiência do detector dada em nêutrons detectados por fissão ocorrida. O termo $N/(\bar{v}_t \Lambda)$ representa a taxa de fissão total no reator, de modo que $(\varepsilon N/\bar{v}_t \Lambda)$ representa o número médio de nêutrons detectados por segundo pelo(s) detector(es). A Eq. (34) pode também ser escrita como $2 i q$ sendo i a corrente fornecida pelo(s) detector(es).

A função transferência da eletrônica associada é dada por:

$$H(f) = H_e(f) H_f(f) \quad (35)$$

onde $H_e(f) = (2V/\text{Escala de corrente})$ em [volt/ampère] é a função transferência dos eletrômetros e $H_f(f) = \text{Ganho}$, é a função transferência dos filtros amplificadores. A função transferência da eletrônica é constante dentro do intervalo de frequências de interesse.

Finalmente, a função transferência do detector é^{48,51}

$$D(f) = (\varepsilon q)/(\bar{v}_t \Lambda). \quad (36)$$

Inserindo a Eq. (29), e Eqs. (33) a (36) em (32) e supondo o reator crítico com $\rho=0$, obtém-se a APSD de toda a cadeia de medição mostrada na Fig. 5.

$$\Phi_{kk}(f) = \left| \frac{\Lambda}{j\omega \Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{j\omega \beta_i}{(j\omega + \lambda_i)}} \right|^2 \left(\frac{2N}{\Lambda} D\bar{v} \right) \left(\frac{\varepsilon_k q}{\bar{v} \Lambda} \right)^2 (H_e(f) H_f(f))^2 + (H_e(f) H_f(f))^2 2q^2 \varepsilon \frac{N}{\bar{v} \Lambda} \quad (37)$$

onde $\omega=2\pi f$ sendo f a frequência em Hz e j é a unidade imaginária.

Quando se utiliza dois detetores, obtém-se a CPSD cuja expressão matemática pode ser derivada de modo semelhante ao caso da APSD. Considerando então dois detetores (k e l), dois eletrômetros, dois filtros-amplificadores e duas saídas $Y_k(f)$ e $Y_l(f)$ na Fig. 5, a CPSD entre os dois canais k e l é dada por:

$$\Phi_{kl}(f) = \left| \frac{\Lambda}{j\omega\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{j\omega\beta_i}{(j\omega + \lambda_i)}} \right|^2 \left(\frac{2N}{\Lambda} D\bar{v} \right) \left(\frac{\varepsilon_k \varepsilon_l q^2}{\bar{v}^2 \Lambda^2} \right) (H_{ek}(f) H_{fk}(f)) (H_{el}(f) H_{fl}(f)) \quad (38)$$

Note que, com a CPSD, a componente devida ao ruído não correlacionado é eliminada.

Nas Eqs. (37) e (38) pode-se explicitar a corrente do(s) detetor(es) (em ampère) e a potência do reator (em watt) utilizando-se das relações $i = \varepsilon q \frac{N}{\bar{v}_t \Lambda}$ e $\frac{\gamma}{P\Lambda^2} = \frac{\bar{v}_t}{N\Lambda}$, onde γ é a energia liberada por fissão, em joule.

Uma análise dimensional das Eqs. (37) e (38), quando a corrente do detetor em ampères e a potência do reator em watts são incluídas, mostra que elas possuem como unidade mV^2/Hz .

A obtenção da CPSD como feita aqui, é basicamente uma relação entre a entrada e a saída do sinal, mais especificamente, a relação entre as densidades espectrais dos sinais de entrada e de saída via a função transferência do dispositivo contendo essas entradas e saídas. Contudo, através de uma formulação muito mais geral, devida a Pacilio⁵³⁻⁵⁵, utilizando a teoria de processos estocásticos aplicada a reatores nucleares pode-se obter, além das equações de cinética pontual, as funções autocorrelação, correlação cruzada, densidade espectral de potência própria (APSD) e densidade espectral de potência cruzada (CPSD).

6 - Procedimento Experimental

O experimento foi realizado com o reator operando o mais próximo possível da condição crítica na potência térmica de 4W e com a configuração padrão de 28x26 varetas combustíveis. Durante a aquisição dos dados as barras de controle foram imobilizadas a fim de evitar a interferência causada pelo movimento na região de baixa frequência. Eventualmente o nível de potência pode começar a mudar e, nesse caso, a aquisição dos dados é interrompida e a potência é restaurada ou manualmente ou com um dos bancos de controle retornando ao modo automático. Em ambos os casos deve-se esperar pelo menos 2 minutos antes que a aquisição de dados seja retomada. Também, a fim de evitar qualquer tipo de interferência elétrica e a menor troca de calor possível com o ambiente externo, tanto a bomba do nível de água do moderador quanto o sistema de ventilação foram desligados. Além disso, o posicionamento dos bancos de controle para estabilizar o reator na potência de 4W foi praticamente o mesmo para ambos os bancos em todas as tomadas de dados, garantindo assim condições idênticas em diferentes operações. Em geral, os bancos de controle ficaram entre 58,88% e 58,70% retirados no início de todas as operações.

Durante o tempo médio de uma operação do reator (aproximadamente 5 horas), a temperatura do moderador não variou mais que poucos décimos de grau centígrado. Em todo o experimento, a temperatura máxima foi de 23,5 °C e a mínima foi de 22,0 °C mas em diferentes dias de operação. Como o coeficiente isotérmico de temperatura do reator IPEN/MB-01 é aproximadamente 4,0 pcm/°C, qualquer variação de, digamos, 0,5 °C introduziria ~ 2 pcm de reatividade, a qual seria facilmente detectável, já que todo o experimento era monitorado por um reatímetro digital, cujo algoritmo utiliza o método de cinética inversa.

Deve ser notado que como o reator opera em modo de controle manual (barras de controle imobilizadas) e devido ao fato de que reatividade zero nunca é obtida na prática (o reator ou está levemente subcrítico ou supercrítico), pequenas variações das correntes durante a aquisição de dados eventualmente ocorrem. A variação máxima permitida foi da ordem de $\pm 2,0\%$ e, atingindo esse valor, a aquisição de dados era interrompida e o nível de potência restaurado. Se em uma dada aquisição as correntes estivessem aumentando (diminuindo), na próxima aquisição, após a interrupção para restaurar a potência, o reator

era posto em estado levemente subcrítico (supercrítico) a fim de compensar o caso prévio. Esse procedimento garante, pelo menos em média, o comportamento estacionário dos sinais no domínio do tempo com média zero.

Deve ser ressaltado que o ajuste fino da reatividade quando em controle manual de potência só é possível graças ao preciso mecanismo de controle de barras, o qual introduz uma quantidade muito pequena de reatividade por passo (0,10 pcm/passos) e à utilização do reatímetro .

Para as medidas das densidades espectrais, as correntes, que são proporcionais ao nível de potência ou ao fluxo local de nêutrons, são obtidas com duas câmaras de ionização compensadas posicionadas simetricamente e próximas à borda do núcleo, como mostra a Fig. 6.

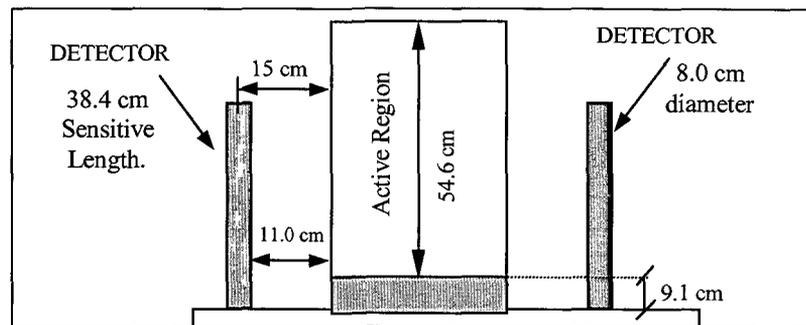


Fig. 6 - Vista lateral da região ativa do núcleo e o posicionamento dos detectores nas faces leste e oeste. Nessas condições os detectores estão na região do refletor a aproximadamente 8 cm do pico de nêutrons térmicos devido ao efeito refletor.

O posicionamento simétrico dos detectores em relação ao núcleo e a resposta praticamente idêntica dos mesmos pode ser inferida a partir da diferença de apenas 0,44% na corrente fornecida por ambos (valores típicos para as correntes dos detectores foram $I_k = 458 \text{ nA}$ e $I_l = 460 \text{ nA}$).

As correntes provenientes das câmaras de ionização são convertidas em um sinal de voltagem por dois eletrômetros, cuja saída fornece 2,0V para a indicação de fundo de escala de corrente. Esses sinais de tensão são então enviados aos filtros amplificadores para a remoção das componentes DC e para amplificar as componentes AC. Esses filtros possuem frequência de corte inferior de 0,001 Hz, frequência de corte superior de 1kHz e

ganhos de 1, 3, 10, 30, 100, 300, 1k e 3k. Para o presente experimento foi utilizado ganho 30.

Os filtros amplificadores possuem resposta praticamente constante até aproximadamente 600 Hz, sendo que a partir daí ocorre uma leve atenuação como mostra a Fig.7. As características dos filtros amplificadores são então mais que suficientes para os propósitos do presente trabalho. O ajuste de uma constante na região de 0 a 550 Hz fornece o resultado $C_k = (3,891 \pm 0,010)E-8 \text{ Vrms}^2$ e $C_l = (3,893 \pm 0,010)E-8 \text{ Vrms}^2$. A semelhança entre as duas curvas deve-se ao fato de que o sinal foi aplicado simultaneamente nos dois filtros.

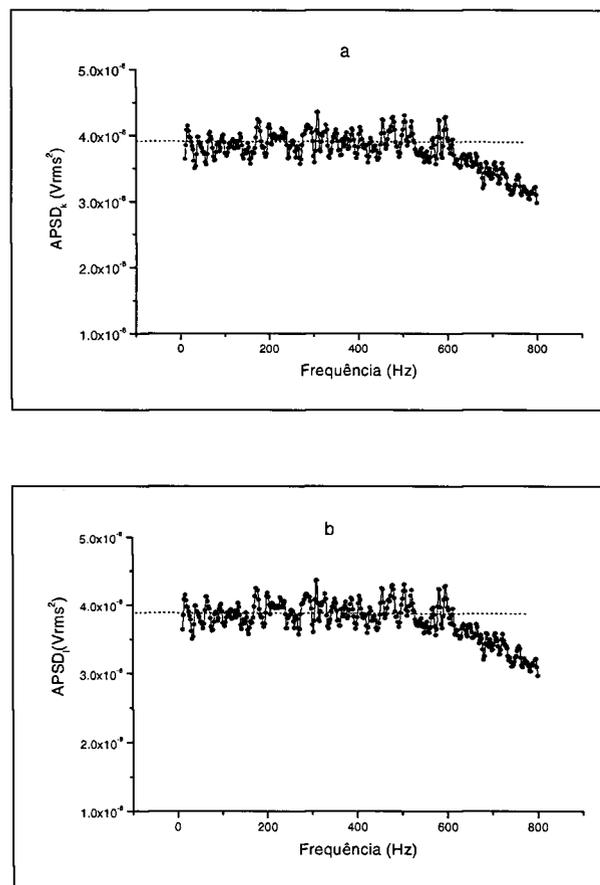


Fig. 7 - APSD (50 médias) dos filtros amplificadores k (a) e l (b) para um sinal aleatório de entrada de 10 mVpk gerado pelo analisador de sinais. A linha tracejada corresponde ao valor da constante ajustada até 550 Hz.

Finalmente, as componentes AC amplificadas são enviadas ao analisador de sinais dinâmicos onde as densidades espectrais são obtidas.

Com um arranjo parecido com o da Fig. 5, exceto que utilizando dois detetores, foi possível a obtenção de 1.000 médias para a CPSD, para as APSD's de ambos os canais e a

função coerência. Esse número relativamente grande de médias é necessário para se ter uma pequena dispersão dos dados e assim um menor erro nos parâmetros do ajuste. Por exemplo, na região do patamar ($\sim 2-10$ Hz) onde o espectro é relativamente constante, a dispersão é de aproximadamente 3% em torno do valor médio. A Fig. 8 mostra as densidades espectrais obtidas experimentalmente.

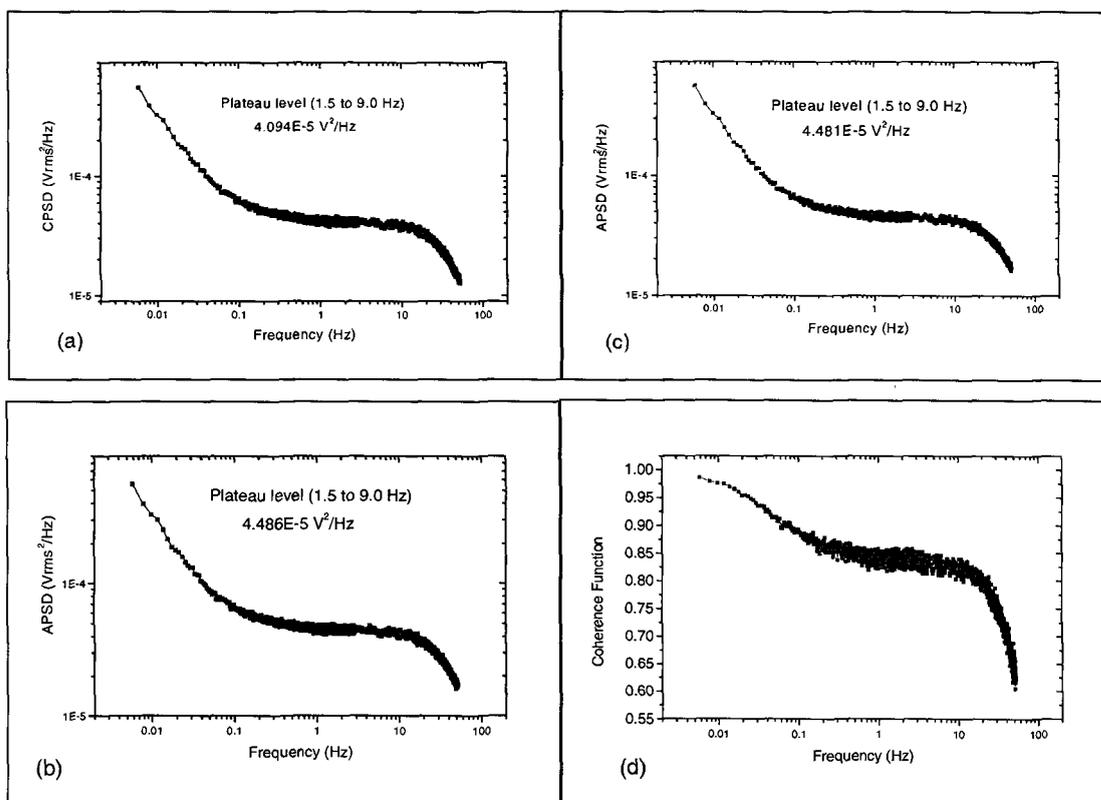


Fig. 8 - Densidades espectrais finais. (a) CPSD, (b) APSD canal 1, (c) APSD canal 2 e (d) função coerência.

Deve ser ressaltado que a escolha da potência de 4W não foi completamente arbitrária mas baseada em algumas considerações experimentais e teóricas. Primeiro, nesse nível de potência o reator apresentou o melhor comportamento em termos de estabilidade que em outras potências já experimentadas de 10, 20 e 40W. Segundo, os sinais de voltagem na saída dos eletrômetros devem possuir uma amplitude adequada (os quais dependem da escala de corrente utilizada) de modo que as componentes AC sejam facilmente extraídas e não utilizar um ganho muito alto com os filtros amplificadores. A terceira consideração foi baseada em uma análise teórica a qual estabelece que em altos níveis de potência o ruído correlacionado pode ser inibido pelo ruído não correlacionado⁵⁶.

Esta última consideração, embora de fundamental importância no caso do experimento Rossi-Alpha, parece que não é verificada no caso de experimentos envolvendo a análise de ruídos no campo das frequências, onde não há detecção direta de nêutrons correlacionados.

A aquisição de dados foi realizada em dois intervalos de frequência a fim de obter as densidades espectrais incluindo o patamar e um pouco além, pois foi verificado que é necessário ter-se dados em frequências muito maiores que λ_0 para conseguir um bom resultado do ajuste no que se refere ao erro dos parâmetros. Os dois intervalos de frequências, a resolução, o tempo de registro e a largura de banda para cada passo são mostrados na Tabela IV. A largura de banda é definida como $(SF/r)K$ onde SF é a frequência de amostragem do sinal, r é o número de linhas no eixo das frequências ou resolução e K é uma constante que depende do janelamento utilizado para a redução da fuga lateral do espectro ("side-lobe leakage") devido à não periodicidade do sinal. Para o janelamento Hanning, utilizado neste trabalho, $K = 1,5$. O tempo de registro é dado por (Número de pontos no eixo de frequência)/(Taxa de amostragem).

Tabela IV - Intervalos de frequência, resolução, tempo de registro e largura de banda para os dois passos da medida das densidades espectrais.

Intervalo	Resolução	Tempo de Registro	Largura de Banda
0 a 3,125 Hz	1600 linhas ou 1,953125 mHz	512 s	2,929687 mHz
2 a 52 Hz	800 linhas ou 62,50 mHz	16 s	93,75 mHz

Como pode ser visto da Tabela IV, o tempo de registro para o intervalo 0-3,125 Hz é muito grande; em torno de 8,5 minutos para se conseguir apenas uma média. Assim, para obter as 1000 médias desejadas, os dados são adquiridos em termos de conjuntos de médias parciais, geralmente com um número diferente de médias cada um. A média ponderada dos conjuntos parciais fornece o resultado para as densidades espectrais. Para o intervalo 2-52 Hz 5 ou 6 horas de operação são suficientes para se obter as 1000 médias.

Para as APSD's, a magnitude final pode ser obtida diretamente da média ponderada dos conjuntos parciais. Por outro lado, já que a CPSD é uma quantidade complexa, as médias parciais são armazenadas em sua forma complexa e somente ao final das medidas o valor da magnitude ou módulo pode ser obtido.

Deve ser mencionado que a frequência de corte inferior de 1 mHz dos filtros amplificadores é um fator limitador para esse tipo de experimento. Por exemplo, para a banda 0-3,125 Hz com 1600 linhas de resolução, o primeiro ponto experimental ocorre em torno de 1,95 mHz, o segundo ponto em 3,91 mHz e o terceiro em 5,86 mHz. Contudo, apenas o terceiro ponto é confiável; os primeiros dois apresentam alguma distorção devido ao fato de o corte dos filtros não ser ideal. Assim, existem apenas quatro pontos experimentais antes da frequência correspondente à primeira constante de decaimento e isto impõe algumas restrições com relação ao ajuste dos primeiros parâmetros, β_l ou λ_l , como será discutido na Seção 7.1.

Para contornar esse problema, pode-se pensar em usar uma frequência de amostragem menor que 3,125 Hz e a mesma resolução de 1600 linhas. Nesse caso, contudo, o tempo requerido para obter apenas uma média irá aumentar drasticamente se um número suficientemente grande de pontos antes da frequência de λ_l for necessário. Embora o problema possa ser resolvido desse modo, o preço a ser pago é um tempo muito longo para a aquisição de dados e em algumas situações pode se tornar impraticável. Outro modo consiste em diminuir a frequência de corte inferior alterando alguns componentes eletrônicos dos filtros, diminuir a frequência de amostragem do analisador e a resolução e, assim, o tempo gasto para a aquisição de dados pode ser mantido ou mesmo reduzido. No entanto, agora são os componentes do filtro, principalmente o resistor do filtro RC que impõe a limitação. Um valor muito alto desse resistor na entrada do amplificador operacional pode causar um ruído eletrônico muito alto que pode ser tão grande quanto o ruído do reator que se está analisando, eliminando assim qualquer possibilidade de realizar o experimento.

De qualquer modo, os parâmetros β_l e λ_l são de difícil ajuste mesmo em se tratando de dados simulados com pequena dispersão adicionada. Para dados simulados sem dispersão todos os parâmetros são recuperados exatamente.

Os equipamentos utilizados e respectivos modos de operação foram ajustados como segue:

Eletrômetros (Keithley modelo 614)

Modo corrente em escala de $2000\text{E-}9$ A e operando com baterias.

Filtros Amplificadores (IPEN modelo 036-ZZ).

Frequência de corte inferior = 1 mHz; Frequência de corte superior = 1 kHz;

Ganho = 30. Componentes do filtro passa-alta substituídos por outros de melhor qualidade.

Analizador de Sinais Dinâmicos (Agilent modelo 35670A)

Filtro Antialiasing: Habilitado.

Modo de entrada: Single ended em modo flutuante.

Acoplamento: DC

Range de entrada: Detecção automática.

Rejeição de sinais em sobrecarga: Habilitado.

Unidade das densidades espectrais: $\text{V}^2_{\text{rms}}/\text{Hz}$.

Janelamento: Hanning.

Detetores (CC-80 Merlin-Gerin)

Câmara de ionização gama-compensada eletricamente.

HV(+) = 650 V

HV(-) = 40V (levemente sobrecompensadas).

Como um comentário final sobre o procedimento experimental, é importante ressaltar que todos os cuidados tomados durante o experimento garantiram uma excelente relação sinal/ruído. A magnitude das densidades espectrais devidas aos equipamentos eletrônicos, todos ligados e ajustados exatamente como no próprio experimento, foram da ordem de 100.000 (cem mil) vezes menores do que as densidades espectrais obtidas com o reator operando normalmente em 4 W. Essa razão sinal/ruído é observada em todas as frequências de interesse incluindo frequências tão baixas quanto 5 mHz. Pode ser concluído, então, que não há incertezas sistemáticas devidas ao ruído térmico eletrônico, que de outro modo deveriam ser corrigidas.

7 - Resultados

7.1 - O Procedimento de Mínimos Quadrados

O procedimento de mínimos quadrados considerado neste trabalho assume apenas seis grupos de nêutrons atrasados. Em todos os casos, o tempo de geração de nêutrons prontos, Λ , foi mantido fixo em $32\mu\text{s}$ baseado em uma série de medidas de β_{eff} e $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ realizadas anteriormente⁵⁷.

Além disso, cada biblioteca de dados nucleares possui seu próprio conjunto de constantes de decaimento as quais dependem, por exemplo, do nuclídeo fissil e da energia do nêutron induzindo a fissão (deve ser lembrado que esse fato não possui base física, sendo atribuído ao processo de mínimos quadrados quando do ajuste das curvas de decaimento ou à escolha dos precursores representativos de cada grupo quando da utilização da técnica de soma para obtenção dos parâmetros agregados) sendo que o procedimento de cálculo das abundâncias efetivas por grupo (Seção 7.2) depende do particular conjunto de constantes de decaimento utilizado.

Portanto, o procedimento adotado aqui para a realização dos ajustes, de modo a tornar possível a comparação entre teoria e experimento, é o de fixar as constantes de decaimento do principal nuclídeo fissil da biblioteca sob consideração e ajustar as abundâncias e vice-versa, isto é, fixar as abundâncias e ajustar as constantes de decaimento. Deve-se entender por principal nuclídeo aquele que mais contribui para a taxa de fissão total. Para o caso específico do reator IPEN/MB-01 o ^{235}U é, de longe, o mais importante nuclídeo fissil, já que ele contribui com aproximadamente 97% da densidade de fissão total. É interessante mencionar que a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 é a única que possui constantes de decaimento iguais para o ^{235}U e o ^{238}U . Embora não seja claro como o grupo de Los Alamos obteve constantes de decaimento iguais para os dois nuclídeos, provavelmente trata-se de uma questão de bom senso, uma vez que não há embasamento físico para a constante de decaimento de um precursor específico depender do nuclídeo fissil.

A questão da dependência entre as constantes de decaimento e as abundâncias efetivas calculadas é melhor explicada na Seção 7.2, a qual descreve a metodologia de cálculo utilizada na Divisão de Física de Reatores do IPEN.

Também, tanto a constante de decaimento quanto a abundância do primeiro grupo (o grupo de maior meia-vida) de precursores, isto é, λ_1 e β_1 , devem ser mantidos fixos devido ao pequeno número de dados experimentais abaixo da frequência correspondente a λ_1 ou 0,012 Hz aproximadamente. A convergência do ajuste só é atingida se esses dois parâmetros forem mantidos fixos. Contudo, já que há um vínculo linear envolvendo β_1 , ($\beta_{eff} = \sum_{i=1}^6 \beta_i$), não há problema sério em fixar esse parâmetro pois ocorre o ganho de um grau de liberdade. Por outro lado, fixar λ_1 só é justificado por causa de sua relação com a constante de decaimento do ^{87}Br , um bem conhecido precursor de nêutrons atrasados, e o período estável do reator.

Em conclusão, os resultados experimentais que surgem do ajuste por mínimos quadrados não são totalmente experimentais mas, ao invés, eles carregarão uma componente devida à própria biblioteca de dados nucleares utilizada quando um ou outro parâmetro (β_i ou λ_i) é mantido fixo para o procedimento de mínimos quadrados. Além disso, a comparação Teoria/Experimento com novas versões das bibliotecas aqui utilizadas não pode ser realizada, a menos que se tenha os dados originais das densidades espectrais em mãos e se proceda ao ajuste por mínimos quadrados como descrito.

Os termos constantes presentes nas densidades espectrais foram inicialmente deixados livres para ajuste juntamente com os parâmetros cinéticos, β_i ou λ_i originais de cada biblioteca. Os valores obtidos não apresentaram muita diferença com relação à utilização das abundâncias ou das constantes de decaimento durante o procedimento de ajuste, sendo coerentes entre si e com os valores esperados, mas apresentaram uma pequena diferença entre uma biblioteca e outra. Chamando de A e B os termos constantes presentes nas APSD's sendo B o ruído não correlacionado e de C o termo presente na CPSD, os valores obtidos para as densidades espectrais dessas constantes são mostrados na Tabela V. Em todos os casos as incertezas em A, B e C ficaram abaixo de 1,0%. Os resultados apresentados na Tabela V têm a finalidade de registrar os valores obtidos do ajuste para os termos independentes da frequência das densidades espectrais, sem os quais a reprodutibilidade e/ou verificação dos resultados obtidos aqui para os parâmetros β_i e λ_i seria comprometida.

Tabela V - Valores obtidos do ajuste para os termos constantes presentes nas densidades espectrais.

DADOS SEM PESO					
ENDF/B-VI.8		LANL Revised		JENDL 3.3	
<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>
A=2,8541E-10 B=4,0188E-6	A=2,8529E-10 B=3,9172E-6	A=2,8407E-10 B=4,3796E-6	A=2,8515E-10 B=4,2319E-6	A=2,8429E-10 B=4,0470E-6	A=2,8537E-10 B=3.8831E-6
<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>	
C= 2,9020E-10		C= 2,9570E-10		C= 2,8962E-10	
DADOS COM PESO					
ENDF/B-VI.8		LANL Revised		JENDL 3.3	
<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>
A=2,8493E-10 B=3,9372E-6	A=2,8478E-10 B=3,8514E-6	A=2,8143E-10 B=4,3114E-6	A=2,8501E-10 B=4,0383E-6	A=2,8493E-10 B=3,9242E-6	A=2,8479E-10 B=3,8428E-6
<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>	
C= 2,8867E-10		C= 2,9214E-10		C= 2,8849E-10	
DADOS SUAVIZADOS COM PESO					
ENDF/B-VI.8		LANL Revised		JENDL 3.3	
<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>	<u>APSD-1</u>	<u>APSD-2</u>
A=2,8524E-10 B=3,9372E-6	A=2,8546E-10 B=3,8514E-6	A=2,8171E-10 B=4,3114E-6	A=2,8567E-10 B=4,0383E-6	A=2,8523E-10 B=3,9242E-6	A=2,8546E-10 B=3,8428E-6
<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>		<u>CPSD</u>	
C= 2,8912E-10		C= 2,9257E-10		C= 2,8894E-10	

Posteriormente essas constantes foram mantidas fixas de modo a diminuir o erro dos parâmetros de interesse quando da realização do ajuste. Esse procedimento de ajustar os termos constantes das densidades espectrais elimina a necessidade de se conhecer exatamente os valores e as incertezas do fator de Diven, da potência do reator, das correntes fornecidas pelos detectores, do fator de conversão corrente/tensão dos eletrômetros e do ganho dos filtros-amplificadores, entre outros. Deste modo, todas as incertezas

sistemáticas provenientes desses termos podem ser desconsideradas e o procedimento de ajuste não dependerá das amplitudes das densidades espectrais mas apenas de suas formas. Note que a não dependência com as amplitudes também torna o ajuste independente da unidade das densidades espectrais, isto é, se obtidas em $V^2_{\text{rms}}/\text{Hz}$, $V^2_{\text{pk}}/\text{Hz}$ ou $V^2_{\text{pp}}/\text{Hz}$ onde os sub-índices **rms**, **pk** e **pp** significam "root mean square", pico e pico-a-pico respectivamente. Nesse caso, a utilização de uma ou outra unidade afeta apenas o termo constante A das APSD's e C da CPSD, como foi de fato verificado. Neste trabalho o analisador de sinais dinâmicos foi ajustado para obter as densidades espectrais em $V^2_{\text{rms}}/\text{Hz}$.

Deve ser mencionado que os resultados para os parâmetros cinéticos são muito sensíveis ao valor do tempo de geração de nêutrons prontos utilizado para o ajuste. O valor utilizado para Λ , de 32 μs , também foi confirmado através de um ajuste no qual tanto os β_i ou λ_i quanto Λ foram ajustados. Em todos os casos e para todas as bibliotecas, valores muito próximos de 32 μs foram obtidos.

Nas seções 7.3, 7.4 e 7.5, os resultados dos ajustes serão mostrados para três diferentes casos com relação às barras de erro dos dados experimentais para o procedimento de mínimos quadrados: ajuste sem peso, ajuste com peso e ajuste com dados suavizados e com peso, respectivamente. Este procedimento foi adotado para mostrar diferenças sutis que resultam quando se inclui barras de erro aos dados experimentais, não apenas com relação aos erros dos parâmetros mas aos próprios parâmetros. Além disso, é raro na área de Física de Reatores a utilização de densidades espectrais com barras de erro.

Para o caso dos ajustes com peso, a ponderação é feita como $1/\sigma^2$ sendo σ a barra de erro em cada ponto experimental, considerado não correlacionado. A comparação Cálculo/Experimento, razão C/E, também é apresentada. As incertezas nos dados experimentais são devidas apenas ao processo de medida e são exclusivamente estatísticas, já que incertezas sistemáticas presentes nas densidades espectrais podem ser desprezadas. Em todos os casos, os resultados experimentais para os parâmetros β_i e λ_i para cada biblioteca foram obtidos como a média aritmética dos resultados dos ajustes de duas APSD's e uma CPSD já que essas densidades espectrais podem ser consideradas como medidas independentes. A incerteza no parâmetro final é então obtida por intermédio da propagação de erros de uma média de três quantidades (duas APSD's e uma CPSD). Os resultados para as abundâncias obtidos do ajuste de cada uma das três densidades espectrais

são mostrados para o caso de dados com peso e a biblioteca JENDL 3.3 . Com relação às constantes de decaimento, os resultados para cada densidade espectral são mostrados para o caso da biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL também utilizando dados com peso. A escolha dessas duas bibliotecas para mostrar os resultados das três densidades espectrais deve-se ao fato, como será visto adiante, de que os parâmetros teóricos da JENDL 3.3 apresentaram o melhor desempenho para as abundâncias (comparação C/E), enquanto os parâmetros da versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 tiveram a melhor concordância com o experimento no caso das constantes de decaimento. A comparação Teoria/Experimento é discutida para cada caso e biblioteca no corpo da respectiva seção. Todas as incertezas apresentadas são relativas a 1σ .

Os resultados experimentais para o parâmetro β_{eff} , obtidos neste trabalho como um subproduto, também são mostrados. Para cada biblioteca, β_{eff} foi obtido como a soma dos seis β_i individuais finais, sendo que cada β_i final é dado como a média aritmética dos resultados correspondentes a cada uma das densidades espectrais. A incerteza na abundância final de cada grupo (exceto o primeiro) é então obtida com a propagação de erros de uma soma de três quantidades, já que são três as densidades espectrais. Finalmente, a incerteza em β_{eff} é obtida com a propagação de erro de uma soma de cinco quantidades, $(\beta_2 \dots \beta_6)$, já que β_1 é sempre mantido fixo.

A rigor, a covariância entre os parâmetros β_i (exceto β_1) deveria ser levada em consideração na obtenção do β_{eff} final. No entanto, o procedimento descrito acima, de se obter um dado β_i final como uma média das três densidades espectrais, faz com que a informação contida nas matrizes de covariância seja perdida. Por outro lado, pode-se obter um parâmetro β_{eff} para cada densidade espectral e considerar as correlações entre os β_i como dadas pelas matrizes de covariância resultantes do ajuste de cada uma das três densidades espectrais, obtendo assim três parâmetros β_{eff} e respectivas incertezas. A média aritmética desses três β_{eff} resulta no mesmo valor que o caso anterior mas sua incerteza é grandemente reduzida devido à contribuição negativa dos termos cruzados das matrizes de covariância. Em geral, houve uma redução de 85% na incerteza do β_{eff} final em comparação com o caso onde as matrizes de covariância não são consideradas. Contudo, incertezas muito pequenas (da ordem de 0,2% em todos os casos) parecem não ser realistas, de modo que optou-se por não considerá-las e os resultados para o β_{eff} final e

respectivas incertezas são apresentados sem levar em conta a correlação entre as abundâncias de cada grupo.

Obs.: De modo a evitar confusão quando da utilização dos parâmetros teóricos (como fornecidos pelas bibliotecas sob consideração) ou aqueles obtidos experimentalmente neste trabalho, nos capítulos e seções seguintes é convencionado que a palavra experimental serve como distinção entre um caso e outro, mesmo que os nomes das bibliotecas sejam mencionados, exceto quando a distinção ocorrer explicitamente. Assim, quando se faz menção das abundâncias, e a palavra experimental aparecer juntamente com JENDL 3.3, por exemplo, isso significa que as abundâncias foram obtidas experimentalmente através do ajuste das densidades espectrais, fixando-se as constantes de decaimento teóricas da biblioteca JENDL 3.3. O mesmo é válido para as constantes de decaimento obtidas experimentalmente.

Todos os ajustes das densidades espectrais foram realizados com o aplicativo Origin 6.1 que utiliza o algoritmo de Levenberg-Marquardt^{59,60} para a busca de um χ^2 mínimo. O algoritmo do aplicativo foi checado para algumas funções lineares e não lineares nos parâmetros tanto manualmente, realizando as etapas do algoritmo passo a passo, quanto comparando os resultados dos ajustes com os resultados obtidos com o programa RFIT^{61,62}, que também utiliza o método de Levenberg-Marquardt. No caso das funções já incorporadas aos programas, ("built-in functions"), os resultados foram idênticos. Para o caso das densidades espectrais, o algoritmo do Origin foi checado com um programa escrito em Fortran chamado Delay. Tal programa foi cedido pelo Dr. Gregory D. Spriggs de LANL quando de sua visita ao reator IPEN/MB-01, em 1997, para a realização de um experimento conjunto para a determinação do parâmetro β_{eff}/Λ com a técnica de Rossi-Alpha. Esse programa foi modificado com a inclusão das derivadas parciais das Eqs. (37) e (38) com relação a λ_i e β_i . Esses parâmetros aparecem apenas no módulo ao quadrado da função transferência, Eq. (29), sendo que as derivadas parciais são dadas por:

Derivada em Relação a λ_n ($n = 1,2,\dots,6$).

$$\frac{-\Lambda^2 \left\{ \left[-64\pi^2 f^2 \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right] A_n + 2 \left[2\pi f \Lambda + 2\pi f \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right] [B_n - C_n] \right\}}{\left[\left(4\pi^2 f^2 \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right)^2 + \left(2\pi f \Lambda + 2\pi f \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right)^2 \right]^2}$$

onde

$$A_n = \frac{\pi^2 f^2 \beta_n \lambda_n}{(\lambda_n^2 + 4\pi^2 f^2)^2},$$

$$B_n = \frac{2\pi f \beta_n}{\lambda_n^2 + 4\pi^2 f^2}$$

e

$$C_n = \frac{4\pi f \beta_n \lambda_n^2}{(\lambda_n^2 + 4\pi^2 f^2)^2}$$

Derivada em Relação a β_n ($n = 1,2,\dots,6$).

$$\frac{-\Lambda^2 \left\{ \left[32\pi^2 f^2 \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \cdot D_n \right] + E_n \left[8\pi f \Lambda + 8\pi f \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right] \right\}}{\left[\left(4\pi^2 f^2 \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right)^2 + \left(2\pi f \Lambda + 2\pi f \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{\lambda_i^2 + 4\pi^2 f^2} \right)^2 \right]^2}$$

onde

$$D_n = \frac{\pi^2 f^2}{\lambda_n^2 + 4\pi^2 f^2}$$

e

$$E_n = \frac{\pi f \lambda_n}{\lambda_n^2 + 4\pi^2 f^2}.$$

Os resultados de ajustes preliminares, tanto para a obtenção dos β_i quanto dos λ_i , foram praticamente os mesmos, a pequena diferença sendo proveniente do fato de que no Delay as derivadas são incluídas explicitamente, enquanto que no Origin as derivadas são calculadas numericamente. A escolha do programa Origin para a realização dos ajustes definitivos deveu-se, principalmente, à sua maior versatilidade para modificar as funções sendo ajustadas, como a inclusão de outros parâmetros para ajuste por exemplo, e também devido à possibilidade de impor vínculos entre os parâmetros. A utilização de vínculos entre parâmetros ocorreu apenas quando da realização de testes preliminares, sendo que para os ajustes definitivos nenhum vínculo foi utilizado.

A Fig. 9 mostra o resultado de um ajuste típico para uma CPSD como a da Fig. 8-a. Neste caso, a curva ajustada passa por 77% dos pontos experimentais.

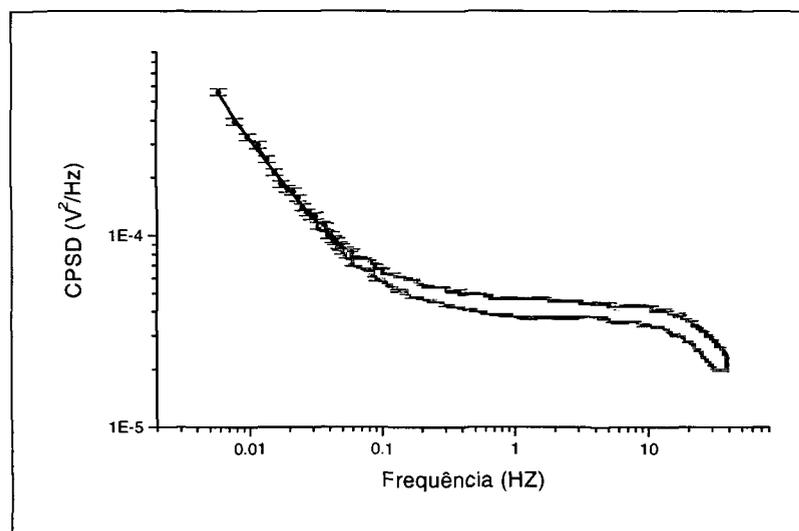


Fig. 9 - Ajuste da CPSD incluindo barras de erro é mostrado em vermelho. Há 1952 pontos experimentais.

Finalmente, é importante mencionar que todos os ajustes foram realizados considerando que os dados não são correlacionados, isto é, todos os pontos das densidades espectrais são independentes uns dos outros. No entanto, a rigor isso não é verdade pois para cada frequência o respectivo dado é obtido como uma transformada de Fourier ("Fast Fourier Transform"), cujo algoritmo envolve um somatório considerando todos os pontos do domínio temporal. Os dados no domínio do tempo podem, a princípio, ser considerados

não correlacionados. Portanto, mesmo que os dados no domínio da frequência não possuam uma correlação fenomenológica ou física direta, o procedimento matemático para obtenção das densidades espectrais impõe a correlação. A maior dificuldade consiste em estimar o grau ou coeficiente de correlação, sendo que muitas vezes deve-se usar o bom senso.

Embora de uso pouco freqüente, a correlação entre dados pode ser necessária para se obter resultados mais corretos. Note que a grande maioria dos programas comerciais destinados ao ajuste de dados experimentais não possibilita a inclusão da correlação. Fica como sugestão para um trabalho futuro o desenvolvimento de um programa de ajuste por mínimos quadrados que permita a inclusão da correlação entre dados.

7.2 - O Método de Cálculo e Alguns Resultados Teóricos Obtidos para os Parâmetros Cinéticos

Os valores calculados para as abundâncias de nêutrons atrasados e o tempo de geração de nêutrons prontos do reator IPEN/MB-01 foram obtidos utilizando-se as equações de cinética pontual, de onde é possível demonstrar que^{37,58}:

$$\beta_i = \frac{1}{F} \int \dots \int \chi_{d_i}(E) \beta_i^F \bar{v}_i \Sigma_f(r, E') \psi(r, \Omega', E') \psi^*(r, \Omega, E) dr d\Omega' dE' d\Omega dE \quad (39)$$

e

$$\Lambda = \frac{1}{F} \iiint \frac{1}{v(E)} \psi(r, \Omega, E) \psi^*(r, \Omega, E) dr d\Omega dE \quad (40)$$

onde

r – coordenada espacial ($dr \equiv d^3r$);

Ω - coordenada angular ($d\Omega \equiv \sin\theta d\theta d\phi$);

E – energia;

$1/v$ - inverso da velocidade dos nêutrons;

ψ - fluxo angular de nêutrons;

ψ^* - fluxo angular adjunto;

χ - espectro dos nêutrons prontos;

χ_d - espectro dos nêutrons atrasados;

$\bar{\nu}_i$ - número total médio de nêutrons por fissão;

Σ_f - seção de choque macroscópica de fissão; e

β_i^F - fração física de nêutrons atrasados do i-ésimo grupo de precursores.

β_i - fração efetiva de nêutrons atrasados do i-ésimo grupo de precursores.

e

$$F = \int \dots \int \chi(E) \nu_i \Sigma_f(r, E') \psi(r, \Omega', E') \psi^*(r, \Omega, E) dr d\Omega' dE' d\Omega dE \quad (41)$$

é a taxa de emissão de nêutrons ponderada pelo fluxo adjunto. Fundamentalmente, o fluxo adjunto é utilizado para homogeneizar um sistema heterogêneo composto, por exemplo, de uma região multiplicativa e um refletor não multiplicativo. Além disso, como os nêutrons atrasados possuem energia menor que os nêutrons prontos, a probabilidade de escape do sistema é menor para os nêutrons atrasados. Este fato é levado em consideração na Eq. (39) ponderando-se os betas físicos com o fluxo adjunto, o qual quantifica a importância da energia dos nêutrons no sistema.

A metodologia de cálculo dos parâmetros cinéticos atualmente utilizada na Divisão de Física de Reatores do IPEN⁵⁸ se baseia no sistema NJOY/AMPX-II/HAMMER-TECHNION/CITATION⁶³⁻⁶⁶ e utiliza as três principais bibliotecas de dados nucleares básicos, a saber, ENDF/B-VI.8, sua versão revisada em LANL e a JENDL 3.3 para a obtenção das seções de choque em multigrupo. O programa HAMMER-TECHNION utiliza uma biblioteca de dados neutrônicos com 54 grupos epitérmicos e outra com 30 grupos térmicos. Esses dados são processados com o sistema NJOY, o qual acessa uma biblioteca básica de dados nucleares, ENDF/B-VI.8 por exemplo, produzindo uma biblioteca de seções de choque em multigrupos (54 grupos epitérmicos e 30 grupos térmicos). Posteriormente essas seções de choque são condensadas em 4 grupos de energia gerados com o HAMMER-TECHNION, sendo 3 grupos epitérmicos e 1 térmico. A Tabela VI mostra os 4 grupos de energia gerados com o programa HAMMER/TECHNION.

Tabela VI - Limites dos 4 Grupos de Energia do HAMMER-TECHNION.

Grupo	Limite Inferior (eV)	Limite Superior (eV)
1	0,825E+6	10E+6
2	5,53E+3	0,825E+6
3	0,625	5,53E+3
4	1E-5	0,625

Os parâmetros efetivos são obtidos com o programa CITATION, o qual utiliza a teoria de difusão em multigrupos de energia, cujo método de cálculo é o de diferenças finitas e a simulação do núcleo do reator pode ser feita em uma, duas ou três dimensões. O programa calcula as Eqs. (39) e (40) numericamente transformando-as para a seguinte forma:

$$\beta_i = \frac{\sum_i V_i \sum_g \chi_{d,j,g} \phi_{i,g}^* \sum_b \beta_{b,j}^F N_{b,i} \sum_n \bar{v}_i \sigma_{f,n,b,i} \phi_{i,n}}{\sum_i V_i \sum_g \chi_g \phi_{i,g}^* \sum_n \bar{v}_i \Sigma_{f,n} \phi_{i,n}} \quad (42)$$

e

$$\Lambda = \frac{\sum_n \sum_i \frac{V_i}{v_n} \phi_{i,n}^* \phi_{i,n}}{\sum_i V_i \sum_g \chi_g \phi_{i,g}^* \sum_n \bar{v}_i \Sigma_{f,n} \phi_{i,n}} \quad (43)$$

onde

V - volume;

$1/v$ - inverso da velocidade dos nêutrons;

ϕ - fluxo escalar de nêutrons;

ϕ^* - fluxo escalar adjunto;

χ - espectro dos nêutrons prontos;

- χ_d - espectro dos nêutrons atrasados;
 $\bar{\nu}_t$ - número total de nêutrons por fissão;
 Σ_f - seção de choque macroscópica de fissão;
 β^F - fração física de nêutrons atrasados;
 N - concentração do nuclídeo fissil;
 σ_f - seção de choque microscópica de fissão;

e os índices se referem a:

- i - malha;
 g, n - grupo de energia;
 j - grupo de precursores de nêutrons atrasados;
 b - nuclídeo fissil.

A dependência angular dos fluxos nas Eqs. (39) e (40) foi removida quando da passagem para as Eqs.(42) e (43) integrando-se os fluxos angulares em todas as direções, uma vez que a teoria de difusão não considera tal dependência.

Os dados nucleares dos nuclídeos ^{235}U e ^{238}U são então gerados em uma estrutura de 84 grupos de energia (54 epitérmicos e 30 térmicos) e condensados em 4 grupos (3 epitérmicos e 1 térmico) de acordo com a estrutura do programa HAMMER-TECHNION. O número total de nêutrons, ($\bar{\nu}_t$), o número de nêutrons atrasados, ($\bar{\nu}_d$), e as constantes de decaimento dos precursores (já considerando 6 grupos de precursores), são obtidos diretamente das bibliotecas sob consideração. Obtém-se β^F pela razão entre $\bar{\nu}_d$ e $\bar{\nu}_t$, onde $\beta^F = \sum \beta_i^F$. Como exemplo, a Tabela VII mostra esses parâmetros contidos na biblioteca ENDF/B-VI.8.

Tabela VII - Parâmetros básicos contidos na biblioteca ENDF/B-VI.8.

	U-235	U-238
$\bar{\nu}_t$	2,4367	2,4921
$\bar{\nu}_d$	0,0167	0,0440
β^F	0,00685	0,01766

Do processamento, obtém-se também o espectro dos nêutrons atrasados por grupo de precursores, os quais são mostrados na Tabela VIII para o caso do ^{235}U . O número e a fração física de nêutrons atrasados por grupo de precursores, $\bar{\nu}_{di}$ e β_i^F , são obtidos multiplicando-se o espectro por $\bar{\nu}_d$ e β^F , respectivamente e também são mostrados na tabela. O programa CITATION, utilizando os dados da Tabela VIII e levando em conta todas as características físicas de um reator em particular como geometria, composição do elemento combustível, moderador e materiais estruturais, fornece os parâmetros efetivos desejados. Os detalhes de como é utilizado o código CITATION podem ser encontrados na ref. [58].

Tabela VIII - Espectro dos nêutrons atrasados considerando a fissão térmica do ^{235}U por grupo de energia (Tabela VI) e grupo de precursores, número e fração física para cada grupo.

Grupo de Energia	Grupo do Precursor					
	1	2	3	4	5	6
1	4,6658E-3	2,9976E-2	1,8000E-2	8,6064E-2	2,9101E-2	1,2988E-2
2	3,0296E-2	1,4967E-1	1,5381E-1	2,9972E-1	1,2920E-1	5,3351E-2
3	4,5765E-5	1,0506E-3	7,0227E-4	1,0032E-3	2,7488E-4	8,7346E-5
4	5,1724E-9	1,1874E-7	7,9371E-8	1,1338E-7	3,1066E-8	9,8718E-9
Total	0,03500	0,18070	0,1725	0,38678	0,15858	0,06643
$\bar{\nu}_{di}$	5,8463E-4	3,0177E-3	2,8808E-3	6,4593E-3	2,6482E-3	1,1093E-3
β_i^F	2,3987E-4	1,2384E-3	1,1822E-3	2,6508E-3	1,0868E-3	4,5528E-4

Deve ser notado que o espectro mostrado na Tabela VIII é normalizado, no sentido de que o somatório da linha "Total" é igual a unidade. A linha "Total" é obtida, para cada grupo de precursor, somando-se os espectros de cada grupo de energia. A fração física total

dos nêutrons atrasados (β^F) da Tabela VII, é obtida aqui somando-se os betas físicos de cada grupo, β_i^F .

As frações efetivas e o tempo de geração de nêutrons prontos podem agora ser obtidos com o CITATION. Os resultados do cálculo utilizando os dados básicos da biblioteca ENDF/B-VI.8 são mostrados na Tabela IX.

Tabela IX - Abundâncias efetivas para cada grupo e tempo de geração de nêutrons prontos obtidos com o CITATION e dados básicos da biblioteca ENDF/B-VI.8.

Grupo de Precusores	β_i
1	2,96929E-4
2	1,36074 E-3
3	1,32351 E-3
4	2,98619E-3
5	1,29262 E-3
6	5,38546 E-4
β_{eff}	7,79853 E-3
Λ (s)	29,7328 E-6

Note que o β_{eff} é aproximadamente 14% maior que a fração física total, β^F . Isso ocorre porque os nêutrons atrasados são emitidos com energia menor (entre 5,53 e 825 keV) do que os nêutrons prontos (entre 0,825 e 10 MeV), de modo que num sistema real, no caso um reator finito, a probabilidade de fuga do sistema é maior para os nêutrons prontos. No caso da obtenção da fração física, o sistema não é considerado e, portanto, não há fuga nem perda de nêutrons mas apenas sua produção através da fissão e decaimento dos precursoros. Os resultados para as abundâncias efetivas calculadas utilizando os dados básicos das outras duas bibliotecas (ENDF/B-VI.8 revisada em LANL e JENDL 3.3) são apresentados quando da comparação entre teoria e experimento nas próximas três seções.

Deve ser notado que o tempo de geração de nêutrons prontos, obtido teoricamente, é $\Lambda = 29,7328 \mu s$ independente da biblioteca utilizada e difere em 7% para menos do valor de $32 \mu s$ utilizado para os ajustes das densidades espectrais e confirmado através de medidas independentes⁵⁷. Ainda não há explicação satisfatória para essa discrepância.

É importante ressaltar, novamente, que diferentes bibliotecas apresentam parâmetros básicos diferentes. Enquanto que para $\bar{\nu}_l$ a diferença é de apenas 0,1% ($\bar{\nu}_l = 2,4363$ para JENDL 3.3) entre as bibliotecas ENDF/B-VI e JENDL, para $\bar{\nu}_d$ a diferença é significativa, sendo da ordem de 5 % ($\bar{\nu}_d = 0,001585$ para a JENDL 3.3). Esse fato mostra que o desacordo ocorre principalmente com os parâmetros básicos relacionados aos nêutrons atrasados. É por causa da discrepância entre os valores de $\bar{\nu}_d$ que as abundâncias físicas variam entre bibliotecas.

Além dos parâmetros básicos, cada biblioteca possui um conjunto diferente de constantes de decaimento quando se considera o comportamento agregado dos precursores, como já mencionado na Seção 7.1. Este fato implica que as abundâncias efetivas, obtidas teoricamente com o código CITATION, são diferentes para cada conjunto pois a solução da Eq. (42) envolve os espectros dos nêutrons atrasados de cada grupo e esses, por sua vez, dependem das constantes de decaimento de cada grupo. Além disso, a metodologia de cálculo não contempla as diferentes constantes de decaimento dos precursores agregados para as fissões do ^{235}U e ^{238}U , de modo que uma aproximação deve ser feita. Tal aproximação consiste em considerar que os λ_i do ^{238}U sejam iguais aos do ^{235}U e, conseqüentemente, que os espectros de nêutrons atrasados de ambos também o sejam, considerando os do ^{235}U como referência, pois este constitui o nuclídeo fissil mais abundante do reator IPEN/MB-01. Esta aproximação não implica que a contribuição do ^{238}U esteja sendo desprezada mas que não é totalmente correta. Trata-se de uma limitação da metodologia de cálculo.

Note que a Eq. (42) foi obtida como uma aproximação numérica da Eq. (39), a qual é derivada de duas equações básicas da Física de Reatores: a equação de transporte de nêutrons levando em conta a contribuição dos nêutrons atrasados e a equação para a taxa de decaimento da concentração precursores por grupo³⁷. Dessas duas equações obtém-se também as equações de cinética pontual, Eqs. (19) e (20), de onde se obtém a função transferência do reator e as densidades espectrais. Portanto, tanto a equação utilizada pelo

CITATION como as expressões para as densidades espectrais estão limitadas a apenas um conjunto de constantes de decaimento e, conseqüentemente, de abundâncias.

Há então uma interdependência entre os parâmetros cinéticos λ_i e β_i proveniente tanto dos dados fornecidos pelas bibliotecas quanto da própria metodologia de cálculo e, dessa forma, a comparação quantitativa entre os resultados teóricos e experimentais só pode ser feita se alguns parâmetros forem mantidos fixos durante o procedimento de mínimos quadrados para o ajuste das densidades espectrais. Ou seja, a comparação Teoria/Experimento serve para mostrar quão adequados são os parâmetros teóricos em representar os dados experimentais. Por exemplo, fixando-se as constantes de decaimento de determinada biblioteca e ajustando-se as abundâncias, o resultado do ajuste é comparado com as abundâncias teóricas as quais dependem desse particular conjunto de constantes de decaimento. Assim, se as razões C/E entre as abundâncias teóricas e experimentais forem próximas a unidade, isso é uma indicação de que o conjunto de constantes de decaimento utilizado por essa biblioteca é adequado para representar as densidades espectrais medidas.

Por fim, é importante mencionar que as incertezas nos parâmetros calculados não são bem conhecidas por parte do pessoal de cálculo da Divisão de Física de Reatores do IPEN e, por isso, não foram apresentadas.

7.3 - Resultados Experimentais Para o Caso de Dados Sem Peso

Nesta seção serão apresentados e comentados os resultados dos ajustes considerando os dados experimentais sem barras de erro. As incertezas obtidas para os parâmetros são devidas apenas ao procedimento de mínimos quadrados e dadas por:

$$\sigma_i = \sqrt{M_{ii} \chi^2} \quad (44)$$

onde M_{ii} são os elementos diagonais da matriz de covariância dos parâmetros e χ^2 é o valor do Chi-quadrado obtido do ajuste.

As Figs. 10, 11 e 12 mostram a comparação entre os valores calculados e experimentais para as abundâncias, β_i , os valores de β_{eff} e β_i/β_{eff} bem como a razão

Cálculo/Experimento (C/E) para as bibliotecas ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VI.8 (LANL review), e JENDL 3.3 respectivamente. Os resultados para as constantes de decaimento são apresentados nas Figs. 13, 14 e 15.

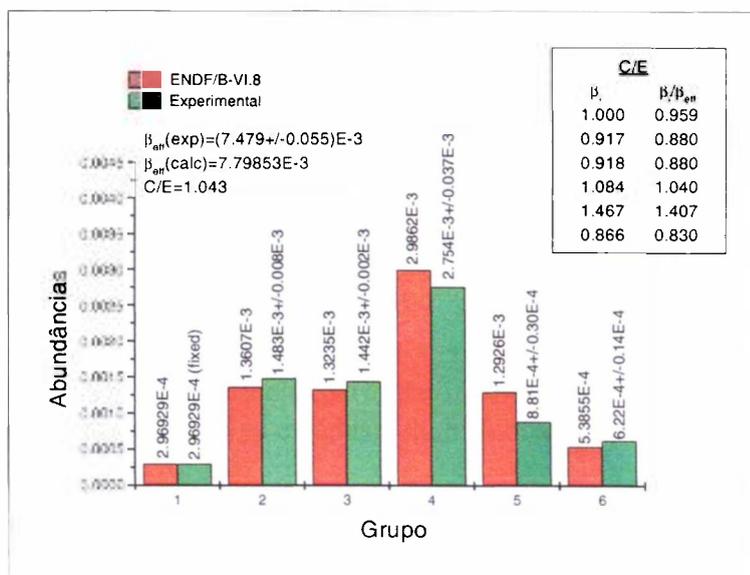


Fig. 10 - Comparação entre cálculo e experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8. Dados sem barras de erro.

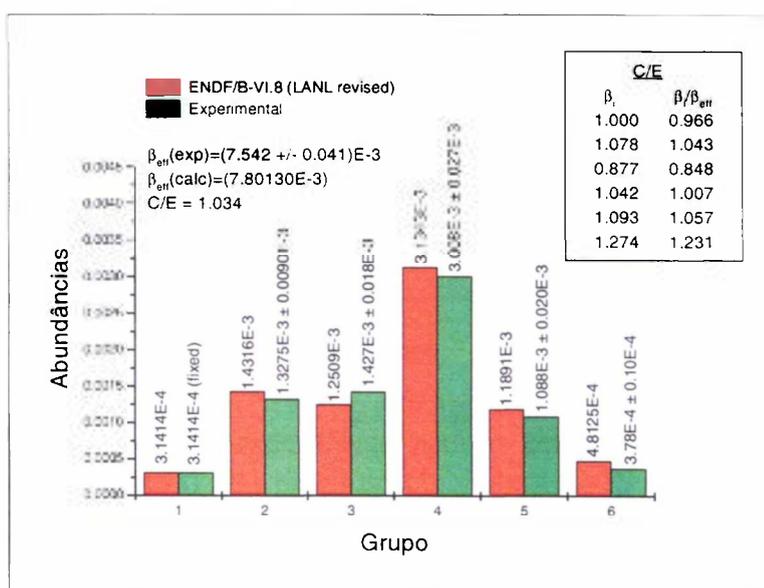


Fig. 11 - Comparação entre cálculo e experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL revised). Dados sem barras de erro.

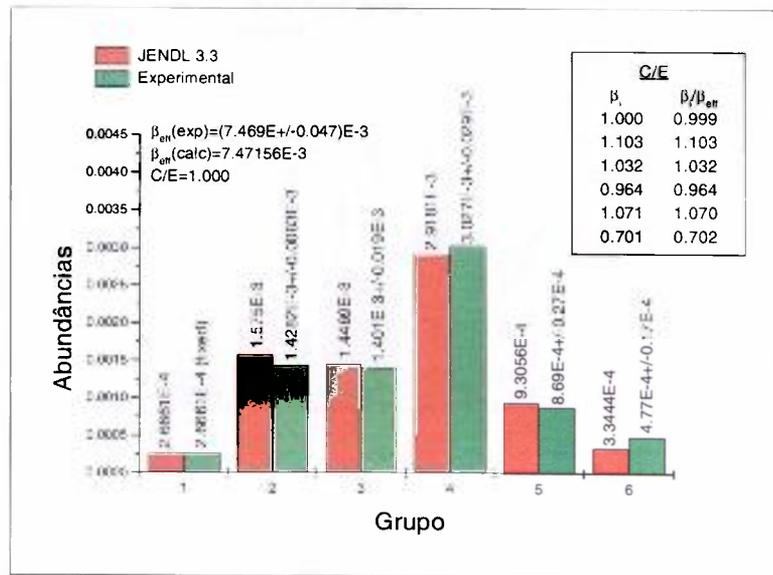


Fig. 12 - Comparação entre cálculo e experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca JENDL 3.3. Dados sem barras de erro.

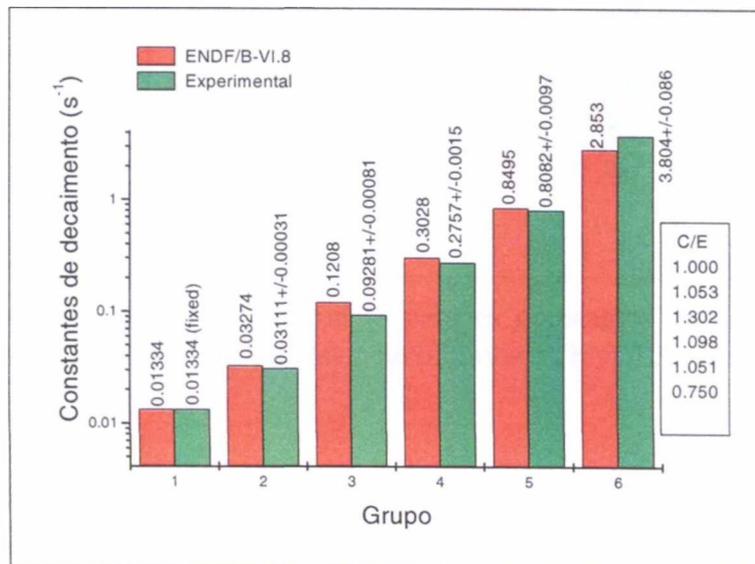


Fig. 13 - Comparação teoria e experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8. Dados sem barras de erro.

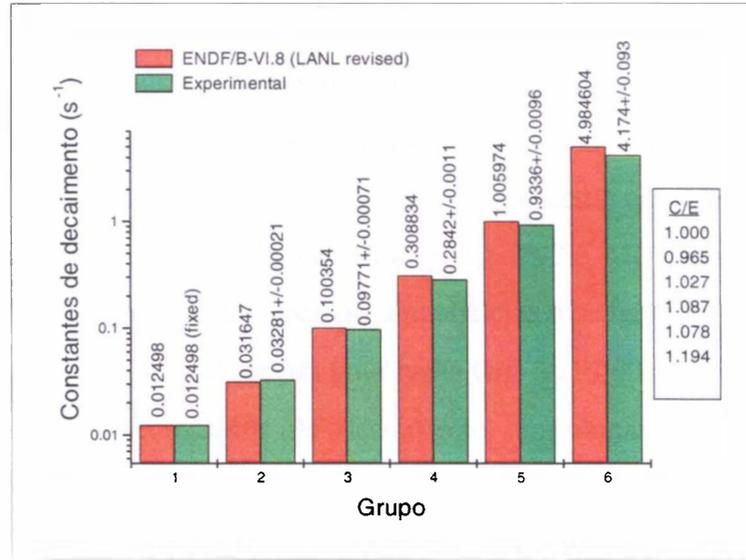


Fig. 14 - Comparação teoria e experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL revised). Dados sem barras de erro.

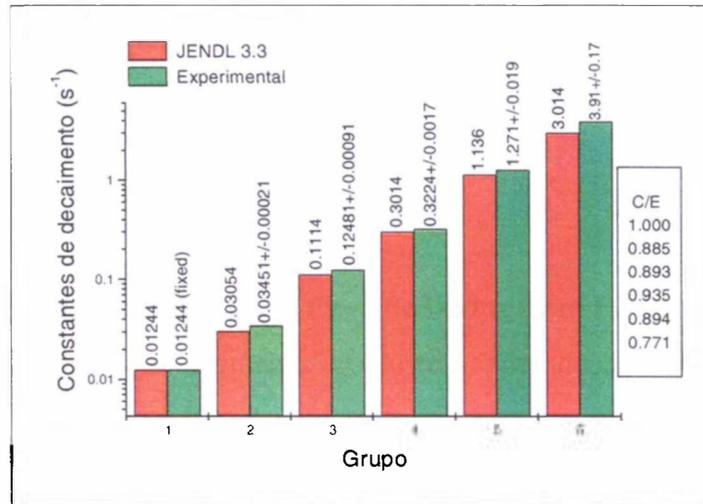


Fig. 15 - Comparação teoria e experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas e dadas pela biblioteca JENDL3.3. Dados sem barras de erro.

Em geral, houve um bom acordo qualitativo entre teoria e experimento para as três bibliotecas de dados nucleares utilizadas neste trabalho. Considerando as abundâncias primeiro, os resultados obtidos mostram que as incertezas nos parâmetros ajustados são relativamente pequenas e mostram uma leve tendência de aumentar com o aumento das constantes de decaimento. As maiores correspondem ao quinto e sexto grupos para todas as bibliotecas.

A maior diferença nas razões C/E ocorre para o sexto grupo exceto para a biblioteca ENDF/B-VI.8, a qual também mostra uma grande discrepância (46,7%) para o quinto grupo de precursores. Portanto, o pior desempenho pode ser associado com a biblioteca ENDF/B-VI.8 embora sua versão revisada em LANL apresente uma melhora relativamente boa. O melhor desempenho é devido à biblioteca JENDL3.3 não apenas por causa de sua boa performance na comparação C/E para as abundâncias mas também devido ao excelente acordo com o valor de β_{eff} , o qual mostra uma razão C/E de 1,000.

Com relação às constantes de decaimento, a comparação mostra muito boa similaridade entre teoria e experimento. Quantitativamente, contudo, a biblioteca ENDF/B-VI.8 apresenta novamente o pior desempenho com desvios da ordem de 30% e 25% para o terceiro e sexto grupos respectivamente. Agora, considerando o melhor valor da razão C/E entre as bibliotecas ENDF e JENDL, pode ser concluído que a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 apresenta a melhor performance, mostrando o maior desvio de aproximadamente 19% para o sexto grupo de precursores. Aqui também as incertezas nos parâmetros do ajuste mostram certa tendência em aumentar com o aumento das constantes de decaimento, sendo maiores para o quinto e sexto grupos.

7.4 - Resultados Experimentais Para o Caso de Dados Com Peso

Para o caso de um procedimento de ajuste ponderado, as barras de erro em cada ponto das densidades espectrais devem ser levadas em consideração. Se os erros sistemáticos são desprezíveis, como parece ser o caso aqui, então segundo Bendat e Piersol⁶⁷, uma estimativa do erro percentual ($\varepsilon = \sigma_{\Phi}/\Phi$) em cada "bin" de frequência das APSD's é dado por:

$$\varepsilon(\Phi_{kk}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (45)$$

onde N é o número de médias. Note que para as APSD's o erro é independente da frequência. Assim, para $N=1000$ médias, $\varepsilon(\Phi_{kk}) = 3,2\%$ e cada ponto da APSD terá uma barra de erro de 3,2% de sua magnitude.

Por outro lado, para a CPSD o erro é dependente da frequência, sendo dado por⁶⁷:

$$\varepsilon(\Phi_{kl}) = \frac{1}{\sqrt{\gamma_{xy} N}} \quad (46)$$

onde γ_{kl} é a função coerência ($\gamma_{kl} = \frac{|\Phi_{kl}|^2}{\Phi_{kk} \Phi_{ll}}$) e N o número de médias.

Deve ser notado que a função coerência dada na Eq. (46) é a função coerência verdadeira e desconhecida. Portanto, na estimativa do erro estatístico da CPSD a coerência verdadeira deve ser substituída pela função medida. Contudo, a própria função coerência medida também possui incertezas estatísticas que não são consideradas na estimativa do erro da CPSD e, em tal caso, parece ser adequado fazer uma análise conservativa do erro da CPSD.

Essa análise pode ser feita considerando que a Eq. (46) possui o valor máximo de 0,037 (3,7%) na maior freqüência e seu menor valor, de 0,032 (3,2%), no menor "bin" de freqüência. Assim, uma barra de erro de 3,7% em cada ponto da CPSD parece razoável além de estar de acordo com o ponto de vista conservativo.

A fim de verificar os resultados das Eqs. (45) e (46), o desvio padrão da média para todos os conjuntos de médias parciais pode ser utilizado. Há 104 conjunto de dados e, como já mencionado, com um número diferente de médias cada um. A despeito disso, é esperado que o desvio padrão da média apresente apenas uma pequena diferença relativamente ao caso dado pelas Eqs. (45) e (46) e, além disso, ele fornece uma estimativa mais realista das incertezas.

Utilizando então a familiar equação para o desvio padrão da média,

$$\sigma(\bar{x}) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (47)$$

onde n é o número de conjuntos de médias parciais, x_i é o valor da densidade espectral para o i -ésimo conjunto e uma dada frequência e \bar{x} é o valor médio final ponderado para o conjunto inteiro e dada frequência, os seguintes resultados são encontrados:

Para as APSD's $\Rightarrow \varepsilon = 3,6\%$ (valor médio sobre todos os pontos).

Para as CPSD $\Rightarrow \varepsilon = 3,9\%$ (valor médio sobre todos os pontos).

Embora esses erros tenham sido obtidos como o valor médio sobre todos os pontos experimentais, esse procedimento tem impacto desprezível sobre os resultados do ajuste em comparação com o caso de erros diferentes (em percentagem) para cada "bin" de frequência. Além disso, esses resultados estão em bom acordo com aqueles obtidos com as Eqs. (45) e (46) e pode-se concluir aqui que essas equações são uma boa estimativa preliminar dos erros estatísticos presentes em medidas de densidades espectrais.

De qualquer forma, a análise estatística acima foi feita com o propósito de justificar o uso de um ou outro método para estimativa de incertezas. Se é impossível ou impraticável ter os dados individuais mas, ao invés, todo o "ensemble" está disponível, então as Eqs. (45) e (46) podem ser utilizadas sem representar problema sério. Por outro lado, se os dados individuais estiverem disponíveis (ou pelo menos alguns conjuntos compostos de poucas médias), o uso do desvio padrão da média parece ser a melhor escolha. No presente trabalho as barras de erro foram calculadas utilizando-se o desvio padrão da média e foi assumido que as densidades espectrais possuem o mesmo erro percentual em todos os pontos, i.e., 3,6% para as APSD's e 3,9% para a CPSD. Em todos os casos, as incertezas nos parâmetros do ajuste também são dadas pela Eq. (44). Em todos os ajustes o valor do χ^2 reduzido ficou em torno de 0,70 tanto para as abundâncias quanto para as constantes de decaimento para 1947 graus de liberdade (1952 pontos exp. - 5 parâmetros).

As Figuras 16, 17 e 18 mostram a comparação entre os valores calculados e experimentais para as abundâncias, β_i , os valores de β_{eff} e β_i/β_{eff} bem como a razão Cálculo/Experimento (C/E) para as bibliotecas ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VI.8 (LANL review), e JENDL 3.3 respectivamente. Os resultados para as abundâncias obtidos de cada densidade espectral são mostrados na Tabela X para o caso da biblioteca JENDL 3.3, isto

é, as constantes de decaimento utilizadas são as teóricas e mantidas fixas como dadas pela JENDL 3.3. De modo similar, os resultados para as constantes de decaimento são apresentados nas figuras 19, 20 e 21, enquanto a Tabela XI mostra os resultados individuais para cada densidade espectral considerando as abundâncias dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL.

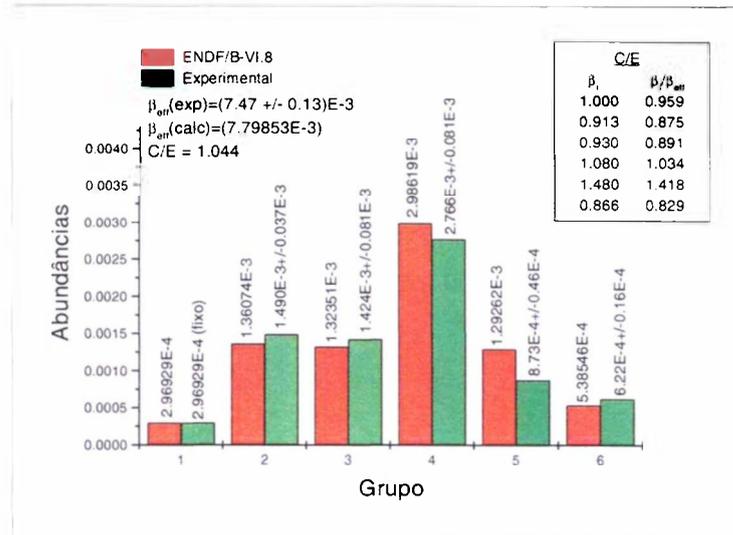


Fig.16- Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8. Dados com peso.

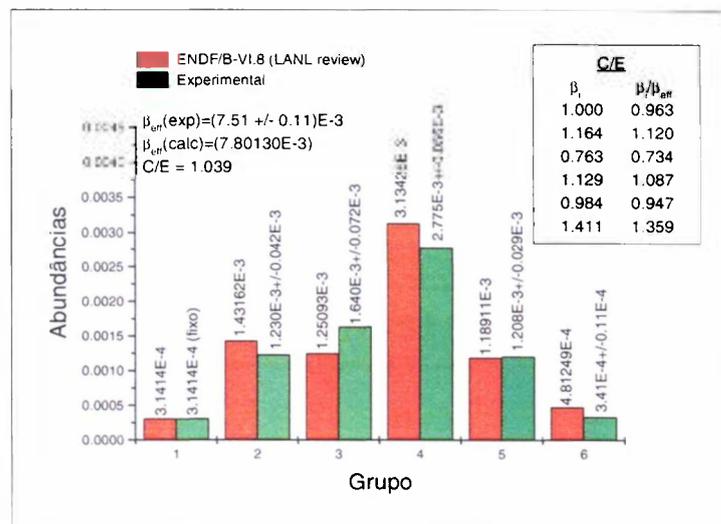


Fig.17- Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL review). Dados com peso.

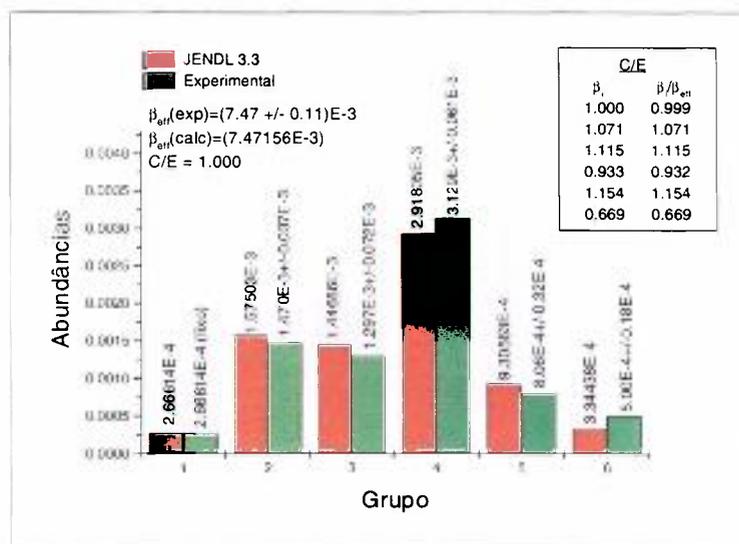


Fig.18- Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca JENDL3.3. Dados com peso.

Tabela X - Abundância de cada grupo obtida do ajuste das três densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)
β_2	(1,484 ± 0,063)E-3	(1,448 ± 0,065)E-3	(1,479 ± 0,066)E-3
β_3	(1,27 ± 0,12)E-3	(1,32 ± 0,12)E-3	(1,30 ± 0,13)E-3
β_4	(3,12 ± 0,10)E-3	(3,12 ± 0,11)E-3	(3,15 ± 0,11)E-3
β_5	(8,32 ± 0,63)E-4	(7,81 ± 0,65)E-4	(8,06 ± 0,64)E-4
β_6	(4,82 ± 0,31)E-4	(5,15 ± 0,32)E-4	(5,03 ± 0,31)E-4

A média aritmética de cada uma das linhas da Tabela X e a propagação das respectivas incertezas fornece as abundâncias finais para cada um dos grupos de precursores da Fig.18, como já discutido na Seção 7.1.

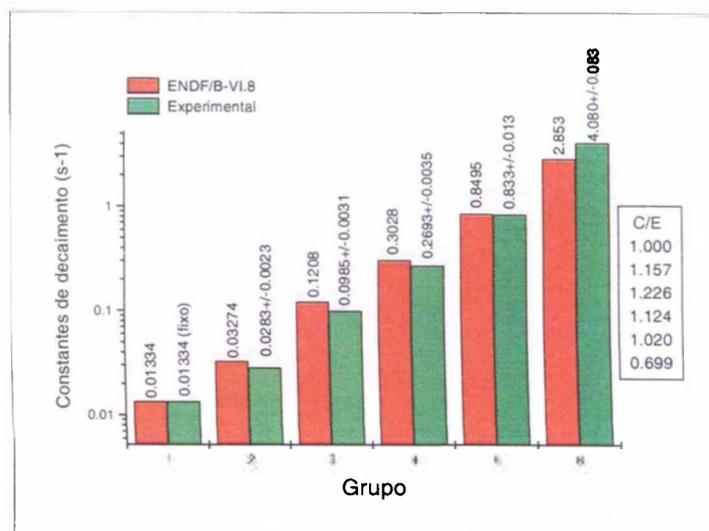


Fig.19 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8. Dados com peso.

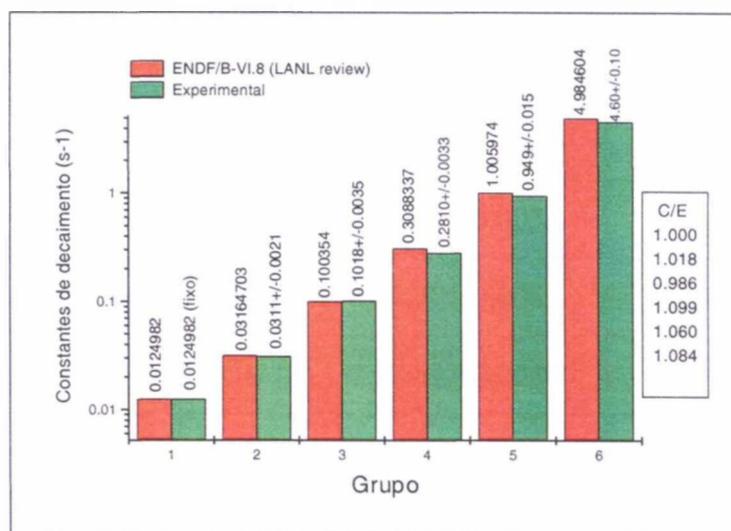


Fig.20 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL. Dados com peso.

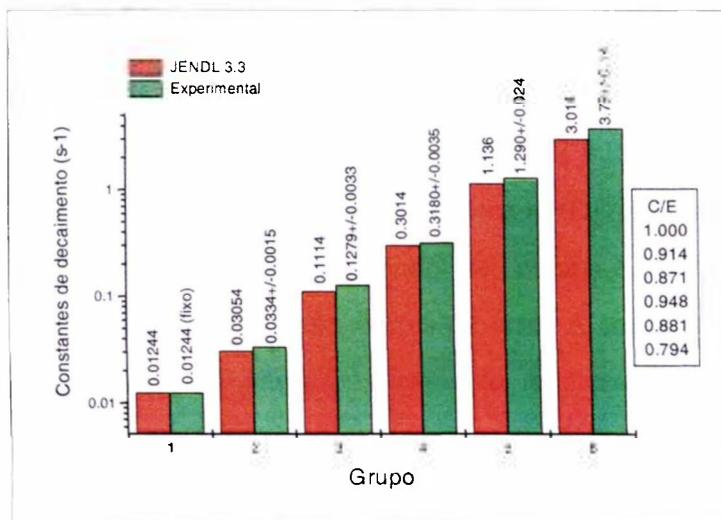


Fig.21 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3. Dados com peso.

Tabela XI - Constante de decaimento de cada grupo obtida do ajuste das três densidades espectrais medidas. Abundâncias fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
λ_1	0,0124982 (fixo)	0,0124982 (fixo)	0,0124982 (fixo)
λ_2	0,0309 ± 0,0035	0,0315 ± 0,0036	0,0309 ± 0,0037
λ_3	0,1013 ± 0,0058	0,1028 ± 0,0062	0,1015 ± 0,0061
λ_4	0,2846 ± 0,0056	0,2796 ± 0,0057	0,2789 ± 0,0056
λ_5	0,950 ± 0,026	0,956 ± 0,026	0,941 ± 0,020
λ_6	4,68 ± 0,18	4,75 ± 0,19	4,37 ± 0,16

A análise das razões C/E para as abundâncias, mostra que a biblioteca JENDL3.3 apresenta o menor desvio global enquanto a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 mostra os maiores desvios. Surpreendentemente, os valores de C/E para a versão não revisada da ENDF/B-VI.8 são quase os mesmos que para o caso não ponderado, enquanto que para as outras duas a razão C/E teve um aumento percentual devido à inclusão das

barras de erro nos dados experimentais. Aqui também pode ser concluído, através de uma análise simples dos valores de C/E, que a biblioteca JENDL3.3 apresenta novamente a melhor performance, a qual mostra, também, uma razão C/E =1,000 para o parâmetro β_{eff} . Entretanto, agora o pior desempenho deve-se à biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL review).

Um aspecto interessante ocorre quando se compara os resultados para as abundâncias no caso de dados sem e com barras de erro. A inclusão das barras de erro altera o resultado para alguns parâmetros drasticamente. A alteração mais notável refere-se aos parâmetros β_2 e β_3 . Enquanto para o caso não ponderado $\beta_2 \cong \beta_3$ para todas as bibliotecas, aqui ocorreu um deslocamento desses parâmetros exceto para a ENDF/B-VI.8, onde ainda se tem $\beta_2 \cong \beta_3$ sendo que β_2 é ligeiramente maior que β_3 , de acordo com os valores calculados. Por outro lado, para a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI esses dois parâmetros são completamente diferentes, β_2 sendo 75% menor que β_3 . Esse resultado está em contraste com os valores calculados onde β_2 é sempre maior que β_3 para todas as bibliotecas. Para a biblioteca JENDL3.3, os resultados experimentais para β_2 e β_3 estão em razoável acordo com os valores calculados e também mostra que $\beta_2 > \beta_3$.

Para as constantes de decaimento, a versão revisada em LANL apresenta a melhor performance com base apenas nos valores de C/E. As incertezas nos parâmetros do ajuste são relativamente pequenas para todas as bibliotecas, exceto para o segundo grupo de precursores o qual mostra o maior desvio.

7.5 - Resultados Experimentais Para o Caso de Dados Suavizados e Com Peso

A fim de reduzir a dispersão dos dados e o tamanho das barras de erro nas densidades espectrais, um procedimento de suavização pode ser aplicado sem perda ou mudança de informação, isto é, o procedimento de suavização não altera os dados de modo significativo, exceto na redução da amplitude das flutuações. A melhor técnica encontrada para esse propósito foi a técnica de suavização baseada em "Fast Fourier Transform" (FFT), a qual é realizada removendo-se as componentes com frequências maiores que $f_c = 1/(n \cdot \Delta x)$, onde n é o número de pontos considerados para o processo de suavização e Δx é o espaçamento entre dois pontos no eixo das abscissas. A expressão utilizada para remover as componentes de alta frequência é uma função com máximo de 1 na frequência zero e reduzindo para zero na frequência de corte definida acima. Essa função é dada por⁶⁸:

$$filter(i) = \sqrt{1 - \frac{i^2}{(i_{fc})^2}} \quad (48)$$

onde i_{fc} é o índice do ponto ocorrendo a frequência de corte e i é o índice de todos os dados.

Um procedimento de suavização utilizando 10 pontos ($n=10$) reduziu a dispersão dos dados para 1,6% na CPSD e 1,5% nas APSD's. A Fig. 22 mostra as densidades espectrais CPSD e APSD após o procedimento de suavização, enquanto a Fig. 23 mostra os dados originais e os dados suavizados simultaneamente, para o intervalo de 1 a 3 Hz aproximadamente. Compare a Fig. 22 com a Fig. 8 e note que o valor na região do patamar praticamente não foi alterado.

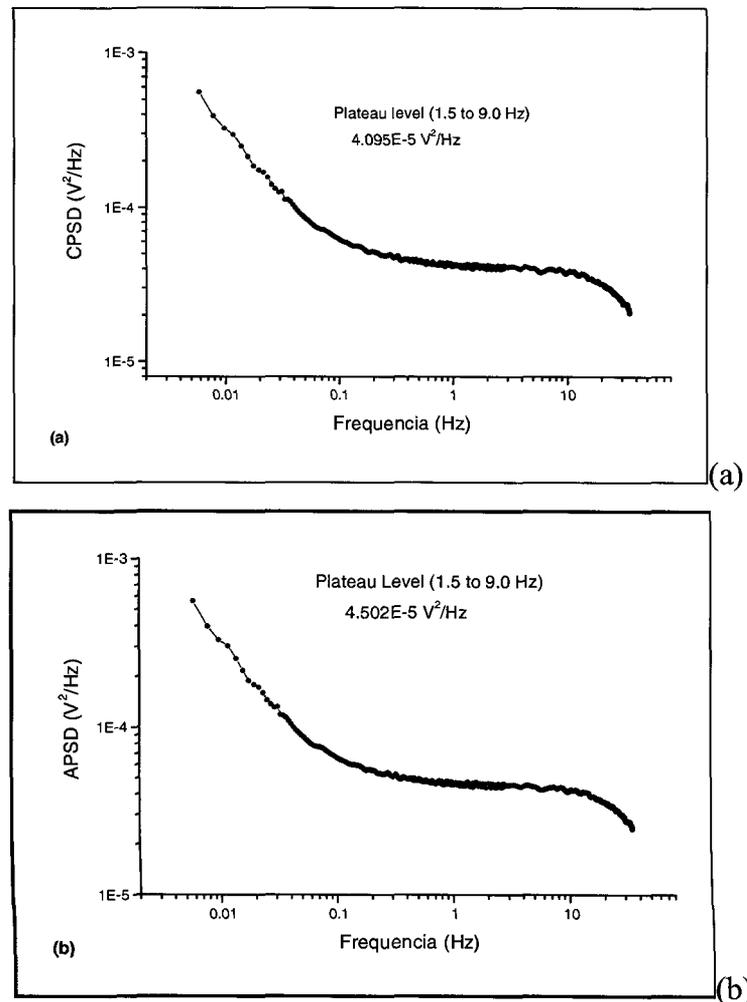


Fig. 22 - CPSD (a) e APSD do canal 1 (b) após o processo de suavização.

O valor médio e o desvio padrão para os dados originais e suavizados da Fig. 23 são:

Dados originais: $\langle \Phi_{12} \rangle = 4,13E-5 \pm 0,14E-5$ (~3,4%)

Dados suavizados: $\langle \Phi_{12} \rangle = 4,128E-5 \pm 0,067E-5$ (~1,6%)

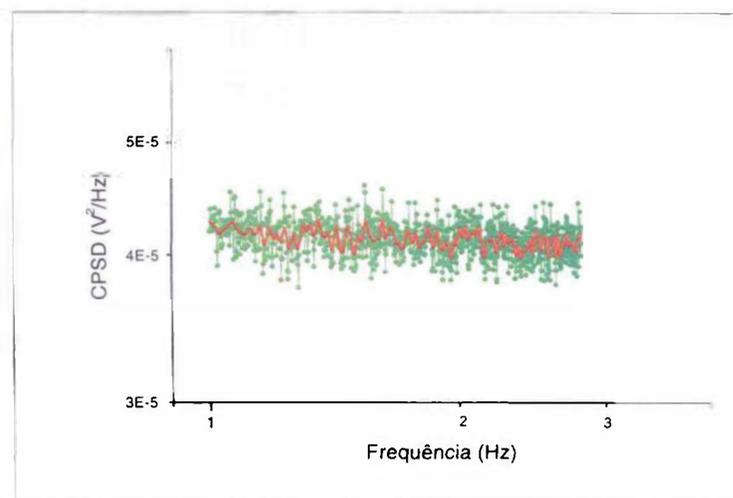


Fig. 23 - Dados originais da CPSD (em verde) e dados suavizados com FFT 10 pontos (em vermelho).

Esse resultado é indicativo de que o procedimento de suavização, utilizando FFT com 10 pontos, não altera o conteúdo de informação dos dados originais. Porém, essa condição pode ser necessária mas não suficiente para mostrar que o procedimento de suavização não altera os dados originais. Uma condição suficiente pode ser obtida da seguinte forma:

- 1- Simula-se, para um dado conjunto de parâmetros β_i e λ_i , uma densidade espectral (APSD ou CPSD) perfeitamente suave, isto é, sem dispersão dos dados.
- 2- Utilizando um gerador de números pseudo-aleatórios com distribuição gaussiana, gera-se as dispersões que serão acrescentadas aos dados simulados e ajusta-se a curva com dispersão para extrair os parâmetros β_i ou λ_i , os quais, em geral, serão diferentes dos utilizados no item (1).
- 3- Aplica-se o procedimento de suavização com FFT com 10 pontos e ajusta-se para obter uma curva lisa de onde se pode extrair a dispersão dos dados após a FFT, subtraindo-se os dados suavizados daqueles correspondentes à curva ajustada.

- 4- A dispersão dos dados, após a FFT, é agora transferida para os dados simulados em (1) e realiza-se o ajuste para obter os parâmetros. Se o procedimento de suavização não altera o conteúdo de informação, os resultados em (2) e (4) devem ser praticamente idênticos.

Os resultados da simulação para os itens (2) e (4) para as abundâncias são mostrados na Tabela XII, de onde se pode constatar que os resultados são idênticos, com exceção das incertezas nos parâmetros. Resultados similares também são obtidos para as constantes de decaimento.

Tabela XII - Resultados para as abundâncias para o caso de dados simulados acrescidos de dispersão (item 2) e acrescidos de dispersão suavizada (item 4)

Item 2	Item 4
2,800E-4 (fixo)	2,800E-4 (fixo)
(1,4634 ± 0,0098)E-3	(1,4634 ± 0,0059)E-3
(1,414 ± 0,030)E-3	(1,414 ± 0,018)E-3
(3,067 ± 0,039)E-3	(3,067 ± 0,023)E-3
(9,70 ± 0,38)E-4	(9,70 ± 0,23)E-4
(2,75 ± 0,24)E-4	(2,75 ± 0,14)E-4

Com as densidades espectrais suavizadas, as novas barras de erro foram determinadas como no caso da Seção 7.4 através do desvio padrão da média, Eq. (47). Deve ser ressaltado que aumentando-se o número de pontos a suavização não é reduzida proporcionalmente, podendo até distorcer os dados originais. Os erros nos parâmetros do ajuste são dados pela Eq. (44) e o valor do χ^2 reduzido ficou em torno de 0,85 no caso das abundâncias e em torno de 1,10 no caso das constantes de decaimento.

As Figuras 24, 25 e 26 mostram a comparação entre os valores calculados e experimentais para as abundâncias, β_i , os valores de β_{eff} e β_i/β_{eff} bem como a razão

Cálculo/Experimento (C/E) para as bibliotecas ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VI.8 (LANL review), e JENDL 3.3 respectivamente. Os resultados para as constantes de decaimento são apresentados nas figuras 27, 28 e 29.

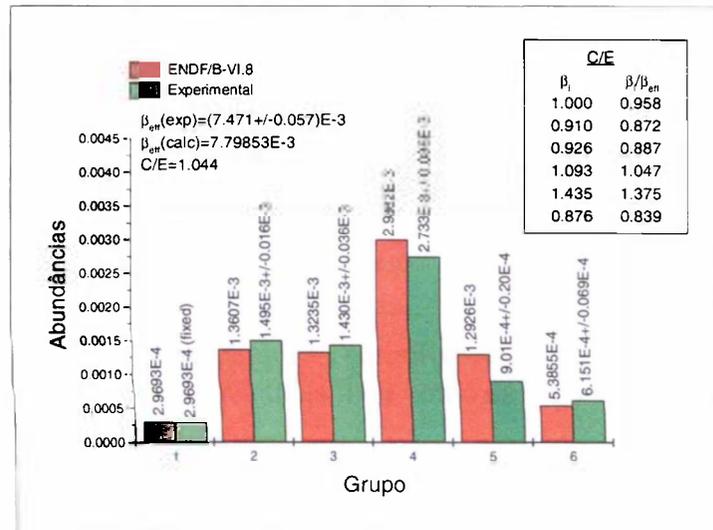


Fig.24 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 Dados suavizados com peso.

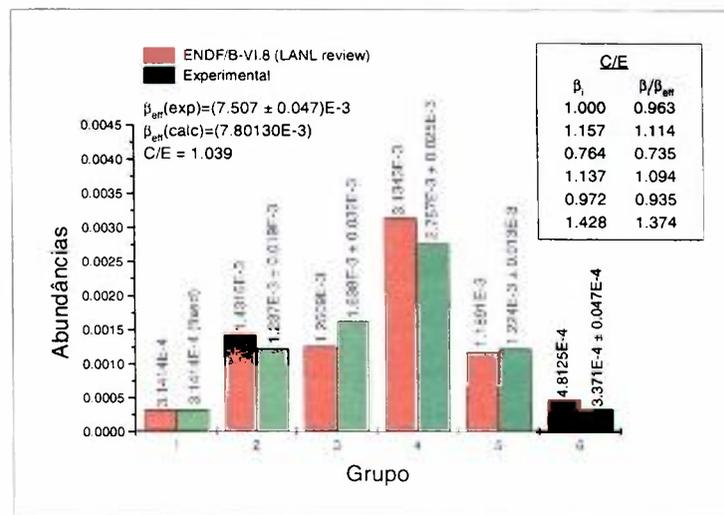


Fig.25 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL review) Dados suavizados com peso.

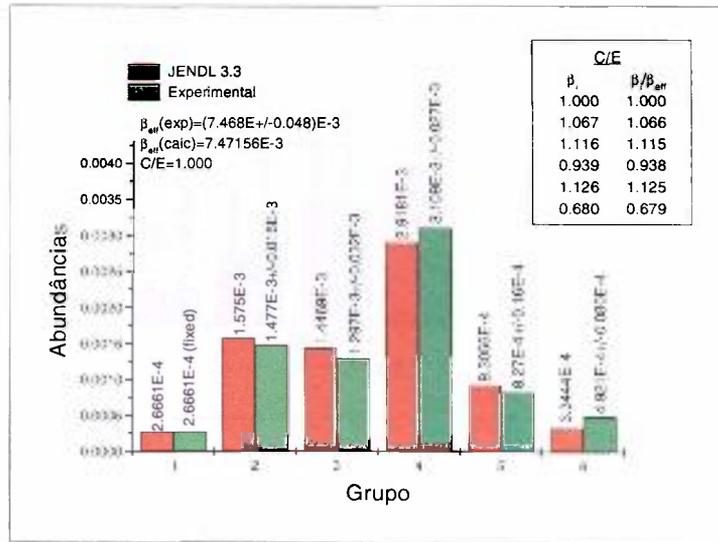


Fig.26 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as abundâncias. As seis constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca JENDL3.3. Dados suavizados com peso.

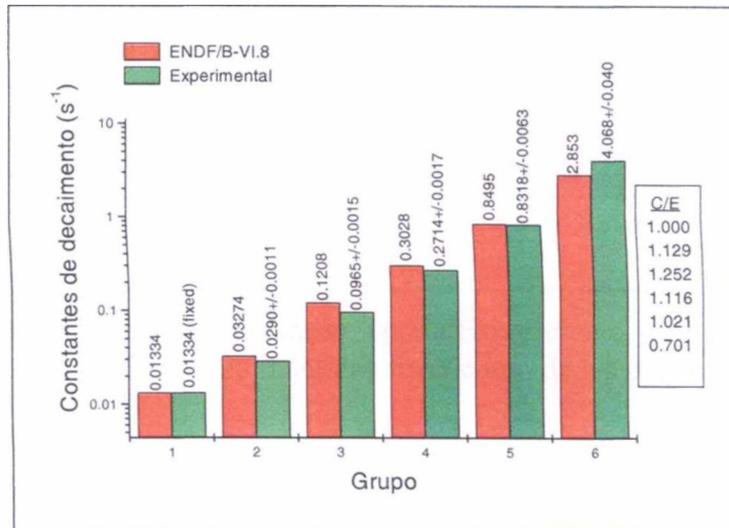


Fig.27 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8. Dados suavizados com peso.

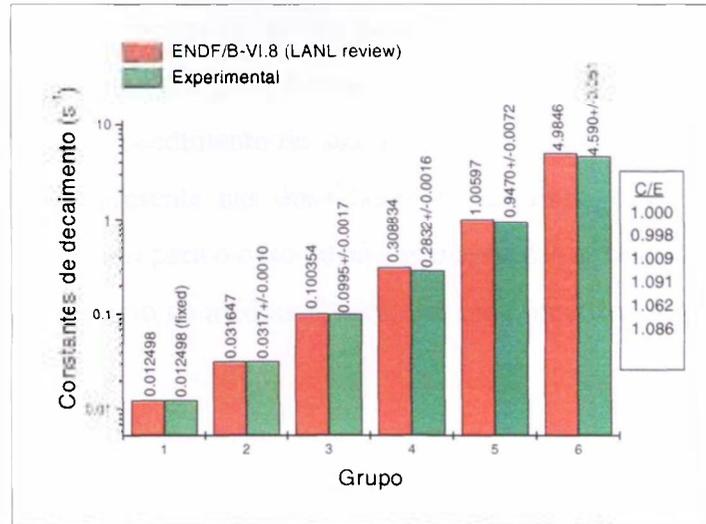


Fig.28 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL. Dados suavizados com peso.

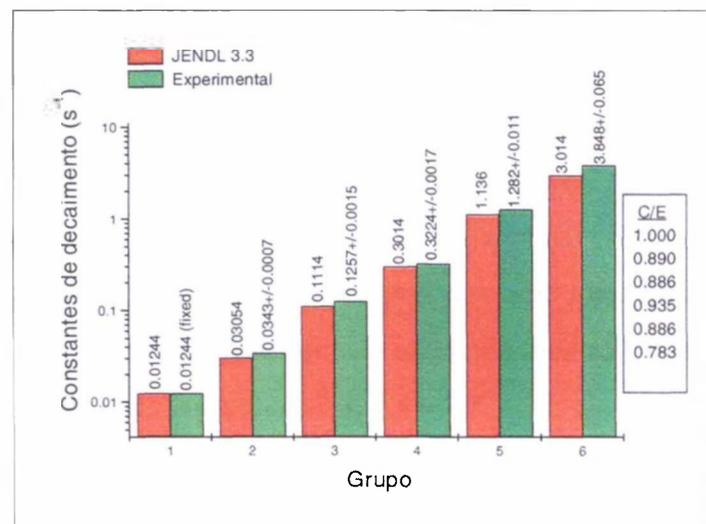


Fig.29 - Resultado final e comparação Teoria/Experimento para as constantes de decaimento. As seis abundâncias foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3. Dados suavizados com peso.

Com os dados suavizados, os resultados são quase os mesmos que para o caso da Seção 7.4, onde foram considerados dados apenas com peso. Assim, os comentários e conclusões anteriores também se aplicam aqui com relação às bibliotecas que apresentam o melhor desempenho para os parâmetros β_i e λ_i . Os resultados fornecendo $\beta_2 < \beta_3$ para a biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL review) e aqueles fornecendo $\beta_2 > \beta_3$ para as outras duas também estão presentes aqui.

As incertezas nos parâmetros do ajuste foram bastante reduzidas em comparação com o caso anterior, sendo que em geral houve uma redução de aproximadamente 50% para todas as bibliotecas. O procedimento de suavização, como já demonstrado, não altera o conteúdo de informação presente nas densidades espectrais e, desse modo, pode ser considerado uma ferramenta útil para o caso de não se dispor das condições adequadas para a obtenção do número necessário de médias visando ter uma incerteza estatística baixa nos espectros.

7.6 - Parâmetros Efetivos Puramente Experimentais.

É importante mencionar, novamente, que o procedimento de fixar β_i e ajustar λ_i e vice-versa foi adotado única e exclusivamente para tornar possível a comparação Teoria/Experimento e que os resultados, portanto, irão carregar uma parcela devida à própria biblioteca de dados nucleares utilizada. Por outro lado, pode-se realizar um procedimento iterativo onde, por exemplo, primeiramente fixa-se λ_i e ajusta-se β_i e, com os valores obtidos para as abundâncias, agora mantidos fixos, ajusta-se as constantes de decaimento, lembrando sempre que tanto λ_i quanto β_i devem ser mantidos fixos em qualquer ajuste. Repete-se o processo até que não haja mais variações em ambos os parâmetros entre um ajuste e outro. Embora esse processo seja mais atraente do ponto de vista experimental, os resultados são praticamente idênticos (dentro dos erros obtidos para os parâmetros) aos já apresentados na seções 7.3, 7.4 e 7.5.

Pode-se pensar, agora, em ajustar λ_i e β_i separadamente dos outros. No entanto, esse procedimento diverge e λ_i atinge valores absurdamente grandes. Pode-se concluir, portanto, que não há meios de se obter a constante de decaimento do primeiro grupo de precursores com os dados disponíveis. Uma alternativa para se obter todos os parâmetros cinéticos de uma forma totalmente experimental, seria fornecer a primeira constante de decaimento proveniente de um outro experimento independente também realizado no reator IPEN/MB-01. Tal experimento foi de fato realizado utilizando a técnica de múltiplos transientes, como descrito no capítulo 2. O parâmetro λ_i obtido nesse experimento foi $0,012456 \pm 0,000031 \text{ s}^{-1}$ e possui concordância excelente com a constante de decaimento do ^{87}Br , o único precursor pertencente ao primeiro grupo.

Utilizando então o valor $0,012456 \text{ s}^{-1}$ para a primeira constante de decaimento e mantida fixa no procedimento de mínimos quadrados, pode-se obter os parâmetros cinéticos dos nêutrons atrasados de uma forma puramente experimental. Aqui será analisado apenas o caso de dados com peso (não suavizados) utilizando somente os dados da CPSD. O procedimento será iterativo entre $(\beta_2 \dots \beta_6)$ e $(\lambda_2 \dots \lambda_6)$ com β_1 e λ_1 inicialmente fixos, até que não ocorram mais variações entre as abundâncias e as constantes de decaimento. Posteriormente o parâmetro β_1 será deixado livre para ajuste, também em um processo iterativo, com as constantes de decaimento e as outras 5 abundâncias separadamente, até que não ocorram mais variações. Nesse caso, contudo, o parâmetro β_1 é ajustado sozinho. Os resultados são mostrados na Tabela XIII.

Tabela XIII - Parâmetros cinéticos efetivos totalmente experimentais para o reator IPEN/MB-01.

β_i	$\lambda_i \text{ (s}^{-1}\text{)}$
$(2,679 \pm 0,023)\text{E-4}$	0,012456 (fixo)
$(1,463 \pm 0,069)\text{E-3}$	$0,0319 \pm 0,0032$
$(1,34 \pm 0,13)\text{E-3}$	$0,1085 \pm 0,0054$
$(3,10 \pm 0,10)\text{E-3}$	$0,3054 \pm 0,0055$
$(8,31 \pm 0,62)\text{E-4}$	$1,085 \pm 0,044$
$(4,99 \pm 0,27)\text{E-4}$	$3,14 \pm 0,11$
$\beta_{eff} = (7,50 \pm 0,19)\text{E-3}$	

A Tabela XIII mostra que para as abundâncias, os maiores desvios ocorrem para o terceiro e quinto grupos, sendo o erro nos parâmetros da ordem de 7,5% e 9,8% respectivamente. O erro extremamente pequeno na abundância do primeiro grupo deve-se ao fato de que esse parâmetro é ajustado sozinho, com todos os outros mantidos fixos. Note que o valor do parâmetro β_{eff} é consistente com todos os outros valores obtidos anteriormente, os quais independem das bibliotecas de dados nucleares utilizadas. Além

disso, um erro de 2,5% está de acordo com as recomendações dadas na ref. [39], a qual estabelece um erro máximo de 3% para esse parâmetro.

Para as constantes de decaimento, o maior desvio ocorre para o segundo grupo, sendo da ordem de 10,1%. Para os outros grupos os erros são menores que 5%. Os erros nos parâmetros são maiores que os apresentados nas seções 7.3, 7.4 e 7.5 pois lá os parâmetros foram obtidos como a média aritmética de duas APSD's e uma CPSD, sendo que nesse caso os erros correspondentes são reduzidos em aproximadamente $\sqrt{3}/3$ ou 57,7%. Utilizando os dados suavizados, os parâmetros obtidos foram praticamente os mesmos mas os erros foram da ordem de 50% menores, exatamente como no caso da Seção 7.5.

7.7 - Comparação dos Resultados Obtidos com as Técnicas de Ruído Neutrônico e de Múltiplos Transientes

Além da comparação entre teoria e experimento, é muito importante a comparação entre os resultados obtidos de experimentos independentes. No caso dos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados β_i , λ_i e β_i/β_{eff} , os únicos resultados experimentais disponíveis são provenientes de experimentos utilizando as técnicas de ruído neutrônico e de múltiplos transientes³⁸ (ver Capítulo 2). Deve ser observado que com a técnica do ruído neutrônico, as abundâncias β_i (exceto β_1 que é sempre mantido fixo) são obtidas diretamente do ajuste das densidades espectrais e, posteriormente, as abundâncias relativas podem ser obtidas como (β_i/β_{eff}) . No caso da técnica de múltiplos transientes, ocorre o problema em que o resultado para β_{eff} não converge para um valor razoável mas a razão β_i/β_{eff} , a qual é uma das saídas do programa "Delay", apresenta valores consistentes. O fato de o parâmetro β_{eff} não convergir para um valor aceitável deve-se ao próprio programa escrito para o ajuste por mínimos quadrados e deve ser estudado oportunamente. Nesta seção, portanto, será apresentada apenas a comparação para as abundâncias relativas, β_i/β_{eff} , obtidas com esses dois métodos experimentais. A Fig. 30 mostra a comparação do resultado entre os dois métodos. Nos dois casos, as constantes de decaimento foram mantidas fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3, já que com ambos os métodos a melhor concordância para β_i e/ou β_i/β_{eff} ocorre para essa biblioteca.

Com relação às constantes de decaimento, não há comparação possível pois foram utilizados dados de bibliotecas diferentes. Enquanto que com a técnica de ruído foram utilizadas as bibliotecas ENDF/B-VI.8, sua versão revisada em LANL e a biblioteca JENDL-3.3, isto é, as abundâncias dessas três bibliotecas foram mantidas fixas para o ajuste das constantes de decaimento, com a técnica dos múltiplos transientes foram utilizadas apenas as constantes de decaimento da biblioteca ENDF/B-IV.

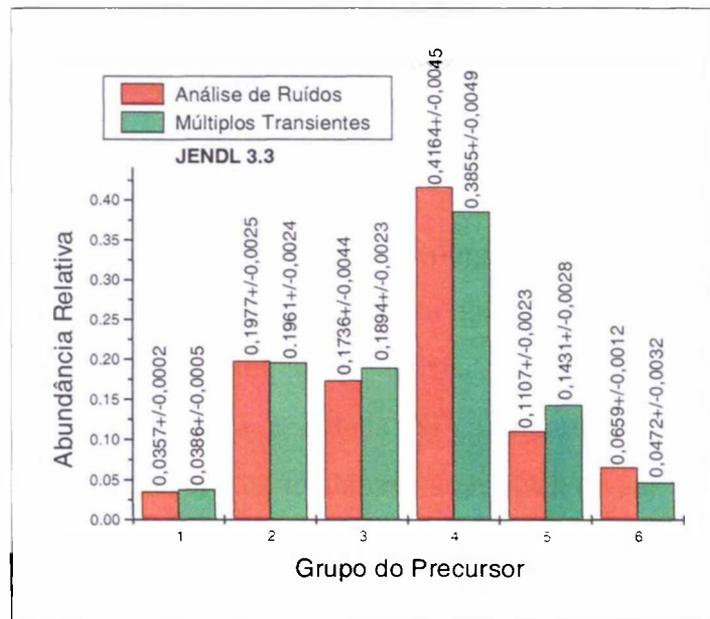


Fig. 30 - Comparação entre os Resultados Experimentais para as Abundâncias Relativas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca JENDL-3.3.

Pode ser visto da figura que em geral há uma concordância qualitativa relativamente boa. Quantitativamente, contudo, grandes desvios estão presentes principalmente para os grupos 5 e 6 (29% e 72%, respectivamente), de meia-vida curta. Como já mencionado, esses grupos apresentam maior dificuldade de resolução com o método dos múltiplos transientes. Para os grupos de meia-vida mais longa, os métodos apresentam concordância relativamente boa, apresentando desvios da ordem de 0,8%, 9% e 7% para os grupos 2, 3 e 4, respectivamente. No caso do grupo 1, a comparação se torna difícil pois β_1 é mantido fixo no método do ruído neutrônico. Embora os resultados não apresentem concordância excelente, é prematuro decidir sobre um ou outro método pois os resultados da técnica de múltiplos transientes são ainda preliminares. Portanto, a comparação dos resultados apresentados na Fig. 30 deve ser feita com cuidado.

7.8 - Discussão Sobre a Obtenção dos Parâmetros β_{eff} e β_{eff}/Λ

Como um comentário final sobre a obtenção dos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados, é importante salientar que os resultados obtidos para o parâmetro β_{eff} (obtido neste trabalho como um subproduto) estão em total acordo com os resultados de outros experimentos que têm sido realizados no reator IPEN/MB-01 também utilizando a técnica de análise de ruído⁵⁷. Nesse caso, porém, o parâmetro β_{eff} é obtido diretamente do ajuste de uma forma simplificada da CPSD onde os nêutrons atrasados são desprezados ($f \gg \lambda_i$) e os resultados são dependentes da potência do reator, do fator de Diven e de todas as outras constantes devidas aos equipamentos eletrônicos. Diferentemente, no presente trabalho o β_{eff} é obtido como $\sum_{i=1}^6 \beta_i$ sendo que os β_i são extraídos por um processo de mínimos quadrados utilizando as densidades espectrais completas incluindo a contribuição dos nêutrons atrasados e, embora as abundâncias assim obtidas para cada grupo de precursores sejam diferentes para as três bibliotecas utilizadas, os somatórios são totalmente consistentes entre si como mostra a Tabela XIV. Importante ressaltar que todos os resultados obtidos para o β_{eff} suportam totalmente a proposta de Sakurai and Okajima⁶⁹ em reduzir o número total médio de nêutrons atrasados, $\bar{\nu}_d$, para o ^{235}U em energias térmicas. O trabalho de Sakurai and Okajima é um exemplo típico da utilização de resultados de experimentos "in-pile" para validar e atualizar os dados básicos presentes nas bibliotecas de dados nucleares os quais são, em geral, de difícil obtenção experimental e não possuem a acurácia necessária³⁹.

Tabela XIV - Resultados experimentais para o parâmetro β_{eff} (obtido como $\sum_{i=1}^6 \beta_i$)
recompilados das seções 7.3, 7.4 e 7.5.

ENDF/B-VI.8	LANL Review	JENDL 3.3
$(7,479 \pm 0,055)E-3^a$	$(7,542 \pm 0,041)E-3^a$	$(7,469 \pm 0,047)E-3^a$
$(7,47 \pm 0,13)E-3^b$	$(7,51 \pm 0,10)E-3^b$	$(7,47 \pm 0,11)E-3^b$
$(7,471 \pm 0,057)E-3^c$	$(7,507 \pm 0,047)E-3^c$	$(7,468 \pm 0,048)E-3^c$

- (a) Dados sem peso
(b) Dados com peso
(c) Dados suavizados com peso

Note que os resultados experimentais para o β_{eff} são independentes da biblioteca utilizada, apresentando uma diferença menor que 1% entre elas. Esse fato reforça a idéia de que fixar o parâmetro β_i (bem como λ_i) durante o procedimento de ajuste não impõe restrição severa. Além disso, os resultados para o parâmetro β_{eff} também são independentes do tipo de dado utilizado para o ajuste (com peso, sem peso, suavizado ou não) e do tipo de densidade espectral (APSD ou CPSD) utilizada no procedimento de mínimos quadrados.

No caso dos resultados totalmente experimentais, isto é, sem relação com qualquer biblioteca em particular, o valor de $(7,50 \pm 0,19)E-3$ para o β_{eff} mostra-se completamente consistente com os outros resultados.

Com relação à frequência de corte da função transferência do reator IPEN/MB-01, a Tabela XV mostra os valores experimentais para o parâmetro β_{eff}/Λ considerando-se $\Lambda = 32 \mu s$ e os β_{eff} da Tabela XIV. É assumido que o tempo de geração de nêutrons prontos não carrega erro.

Tabela XV - Resultados experimentais obtidos numericamente para o parâmetro β_{eff}/Λ .

ENDF/B-VI.8	LANL Review	JENDL 3.3
$37,20 \pm 0,27 \text{ Hz}^a$	$37,51 \pm 0,20 \text{ Hz}^a$	$37,15 \pm 0,24 \text{ Hz}^a$
$37,16 \pm 0,65 \text{ Hz}^b$	$37,34 \pm 0,52 \text{ Hz}^b$	$37,15 \pm 0,54 \text{ Hz}^b$
$37,16 \pm 0,28 \text{ Hz}^c$	$37,33 \pm 0,23 \text{ Hz}^c$	$37,14 \pm 0,24 \text{ Hz}^c$

(a) Dados sem peso

(b) Dados com peso

(c) Dados suavizados com peso

No caso da obtenção do parâmetro β_{eff}/Λ graficamente, deve-se escolher um ponto a partir do patamar para o módulo da função transferência, Eq. (29), e considerar a atenuação de 3 dB que ocorre além desse ponto. Escolhendo o primeiro ponto do patamar como ocorrendo em 1,5 Hz aproximadamente e considerando os resultados experimentais (tanto os β_i quanto os λ_i) com dados suavizados para as três bibliotecas, os valores obtidos para a frequência de corte do módulo da função transferência são mostrados na Tabela XVI.

Tabela XVI - Resultados para o parâmetro β_{eff} / Λ obtidos graficamente. A função transferência foi calculada utilizando os parâmetros cinéticos experimentais das Figs.(24) a (26) para β_i e Figs.(27) a (29) para os λ_i .

ENDF/B-VI.8	LANL Review	JENDL 3.3
36,334 Hz	36,730 Hz	36,532 Hz

Observe que os resultados experimentais para β_{eff} / Λ obtidos graficamente são ligeiramente inferiores aos valores obtidos numericamente. Isso deve-se ao fato de que o patamar não é realmente constante com a frequência mas apresenta uma pequena inclinação de aproximadamente -0,3 dB entre 1,5 e 9,5 Hz, de modo que o ponto onde ocorre a atenuação de 3 dB depende do ponto inicial considerado. O mesmo ocorre quando se utiliza os parâmetros teóricos onde, por exemplo no caso da biblioteca ENDF/B-VI.8 revisada em LANL, numericamente é obtido $\beta_{eff} / \Lambda = 38,80$ Hz (com $\beta_{eff} = 7,80130E-3$ e $\Lambda = 32 \mu s$) enquanto graficamente $\beta_{eff} / \Lambda = 37,82$ Hz (Fig. (4)). Note que se for utilizado o tempo de geração teórico de 29,73 μs , tem-se $\beta_{eff} / \Lambda = 41,76$ Hz no caso numérico e $\beta_{eff} / \Lambda = 40,59$ Hz graficamente.

Como já mencionado (Seção 7.1), o valor para o tempo de geração de nêutrons prontos, ao que tudo indica, é da ordem de 32 μs e não de 29 μs como obtido teoricamente para todas as bibliotecas. Além de uma série de experimentos realizados⁵⁷ para a obtenção dos parâmetros β_{eff} e β_{eff} / Λ confirmarem esse resultado, um experimento independente utilizando a técnica de Rossi-Alpha⁷⁰ forneceu $\beta_{eff} / \Lambda = 37,07$ Hz, o qual difere no máximo em 1,0% dos valores mostrados na Tabela XV e que também confirma o fato de que as bibliotecas parecem estar subestimando o valor do tempo de geração de nêutrons prontos.

Importante mencionar que esse experimento Rossi-Alpha foi realizado com dois detectores BF³ miniaturas colocados no interior da região ativa do núcleo (não no refletor como no caso dos experimentos de ruído) e que a excelente concordância do resultado com os do presente trabalho e com aqueles da Ref. [57] é indicativa de que o posicionamento dos detectores no refletor não implica em perda de informação relativamente ao que ocorre no núcleo. Mais precisamente, não há evidência de que efeitos espaciais sejam importantes quando da realização de experimentos envolvendo análise de ruídos no reator IPEN/MB-01. Será visto na Seção 7.9 que o efeito do refletor, região onde provavelmente os efeitos

espaciais são mais importantes, é desprezível para frequências até aproximadamente β_{eff} / Λ .

7.9 - O Efeito do Refletor

Reatores refletidos constituem uma das classes mais importantes de reatores nucleares e uma quantidade relativamente grande de experimentos têm sido realizados, cujos resultados têm sido publicados na literatura⁷¹. Em termos de densidades espectrais em sistemas refletidos, parece que o único trabalho publicado nessa área foi o de Cohn⁷², o qual se baseou no modelo desenvolvido por Avery⁷³ para sistemas acoplados. No modelo de Cohn, parte-se das equações cinéticas pontuais incluindo certas probabilidades relativas ao núcleo e ao refletor e, a partir delas, obtém-se as funções transferência (núcleo e refletor) e as respectivas densidades espectrais. As fontes equivalentes de ruído do núcleo, do refletor e interface núcleo-refletor, são obtidas através da formulação de Schottky²⁰, considerando-se as populações neutrônicas e as reações que ocorrem em cada região.

As equações cinéticas em cada região são dadas por:

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{N_c [k_c (1 - \beta) - 1]}{L_c} + \frac{N_r k_{rc}}{L_r} + \sum_i \lambda_i C_i + S_c \quad (49)$$

$$\frac{dN_r}{dt} = -\frac{N_r}{L_r} + \frac{N_c k_{cr}}{L_c} + S_r \quad (50)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{N_c k_c \beta_i}{L_c} - \lambda_i C_i \quad (51)$$

onde

N_c = número total de nêutrons no núcleo.

N_r = número total de nêutrons no refletor.

L_c = tempo de vida de nêutrons prontos no núcleo.

L_r = tempo de vida de nêutrons no refletor.

k_c = probabilidade que um nêutron desaparecendo no núcleo cause fissão.

k_{cr} = probabilidade de desaparecer um nêutron no núcleo e aparecer no refletor.

k_{rc} = probabilidade de retorno do refletor para o núcleo.

S_c = fonte de nêutrons no núcleo, em nêutrons/s.

S_r = fonte de nêutrons no refletor, em nêutrons/s.

Os outros símbolos têm o mesmo significado anterior.

A obtenção das funções transferência envolve apenas um trabalho algébrico tedioso mas é direto. Os passos a seguir descrevem a derivação da função transferência do refletor, que é o caso que nos interessa aqui já que os detetores estão localizados no refletor.

A idéia, como no caso simples sem refletor (Seção 5.1), consiste em assumir que as populações neutrônicas N_c e N_r e a concentração de precursores C_i são compostas de uma parte estacionária e uma parte dependente do tempo ou flutuante, por exemplo como $N_c = n_c + n_{oc}$ onde o sub-índice 0 representa a parte estacionária. Inserindo nas equações (49) a (51) as partes estacionárias e flutuantes obtém-se:

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{(n_c + n_{oc})[k_c(1 - \beta) - 1]}{L_c} + \frac{(n_r + n_{or})k_{rc}}{L_r} + \sum_i \lambda_i c_{oi} + \sum_i \lambda_i c_i + S_c \quad (49-a)$$

$$\frac{dn_r}{dt} = -\frac{(n_r + n_{or})}{L_r} + \frac{(n_c + n_{oc})k_{cr}}{L_c} + S_r \quad (50-a)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{(n_c + n_{oc})k_c \beta_i}{L_c} - \lambda_i c_{oi} - \lambda_i c_i. \quad (51-a)$$

Igualando a zero as derivadas temporais e os termos fonte das Eqs. (49), (50) e (51), combinando (49) e (51) e depois utilizando (50), obtém-se a condição de criticalidade:

$$k_{cr} k_{rc} = 1 - k_c. \quad (52)$$

Das Eqs. (49-a), (50-a) e (51-a), pode-se ver que as partes estacionárias obedecem às seguintes relações:

$$\frac{n_{oc}[k_c(1 - \beta) - 1]}{L_c} + \frac{n_{or} k_{rc}}{L_r} + \sum_i \lambda_i c_{oi} = 0 \quad (53)$$

$$-\frac{n_{or}}{L_r} + \frac{n_{oc} k_{cr}}{L_c} = 0 \quad (54)$$

$$\frac{n_{oc} k_c \beta_i}{L_c} - \lambda_i c_{oi} = 0 \quad (55)$$

e

$$\frac{n_{oc} k_c \beta}{L_c} - \sum_i \lambda_i c_{oi} = 0, \quad (55-a)$$

sendo que a Eq. (55-a) pode ser obtida da Eq. (53) após aplicar a Eq. (54).

Aplicando agora a Eq. (55) na Eq. (51-a) e a Eq. (55-a) na Eq. (49-a) e tomando a transformada de Fourier dessas equações juntamente com a Eq. (50-a), obtemos, após algum trabalho algébrico, a seguinte expressão para $n_r(\omega)$, a qual é representativa da função transferência do refletor:

$$n_r(\omega) = \frac{S_r(\omega)L_r \left[j\omega L_c - k_c \left(1 - \sum \frac{j\omega \beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right) + 1 \right] + S_c(\omega)k_{cr}L_r}{k_c \left[j\omega L + (j\omega L_r + 1) \sum \frac{j\omega \beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right] - \omega^2 L_r L_c} \quad (56)$$

onde $\omega = 2\pi f$, $S_r(\omega)$ e $S_c(\omega)$ são as fontes de ruído que perturbam o sistema composto por refletor e núcleo respectivamente. L é o tempo de vida neutrônico global dado por⁷²:

$$L = \frac{L_c + L_r(1 - k_c)}{k_c}. \quad (57)$$

A densidade espectral do refletor pode agora ser obtida como o módulo quadrado da Eq. (56). Quando se faz isso, aparecem termos fonte do núcleo e refletor elevados ao quadrado e mais um termo cruzado. Eles representam as densidades espectrais do núcleo, do refletor e o termo cruzado é uma medida da correlação entre as duas fontes. Se elas fossem completamente independentes, o que não é o caso já que ocorre passagem de nêutrons de um lado para outro, esse termo cruzado seria zero.

As densidades espectrais das fontes equivalentes de ruído são dadas por⁷²:

$$S_r^2 = \frac{4N_{co} k_{cr}}{L_c} \quad (58)$$

$$S_c^2 = \frac{2N_{co}}{L_c} [2(1-k_c) + k_c Dv] \quad (59)$$

e

$$S_{rc} = \frac{-2N_{co}}{L_c} (1-k_c + k_{cr}), \quad (60)$$

onde N_{co} é a população neutrônica do núcleo na condição de equilíbrio. Note a semelhança entre a Eq. (59) e a Eq.(33) para o caso do sistema não refletido. Aqui também a contribuição devida aos nêutrons atrasados foi desprezada.

O módulo quadrado da Eq. (56) fornece a densidade espectral do refletor como:

$$\frac{K_{cr}^2 L_r^2 S_c^2 + L_r^2 \left[\omega^2 \left(L_c + K_c \sum \frac{\beta_i \lambda_i}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right)^2 + \left(1 - K_c \left(1 - \omega^2 \sum \frac{\beta_i}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right) \right)^2 \right] S_r^2 + 2K_{cr} L_r^2 \left[1 - K_c \left(1 - \omega^2 \sum \frac{\beta_i}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right) \right] S_{rc}}{K_c^2 \left[\omega^4 \left(\sum \frac{\beta_i (1 - \lambda_i L_r)}{\omega^2 + \lambda_i^2} - \frac{L_r L_c}{K_c} \right)^2 + \omega^2 \left(L + \sum \frac{\beta_i (\omega^2 L_r + \lambda_i)}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right)^2 \right]} \quad (61)$$

De modo similar, obtemos para o núcleo a seguinte função transferência:

$$n_c(\omega) = \frac{S_c(\omega) L_c (j\omega L_r + 1) + S_r(\omega) K_{rc} L_c}{k_c \left[j\omega L + (j\omega L_r + 1) \sum \frac{j\omega \beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right] - \omega^2 L_r L_c}, \quad (62)$$

a partir da qual pode-se obter a densidade espectral do núcleo como:

$$|n_c(\omega)|^2 = \frac{(\omega^2 L_r^2 + 1)L_c^2 S_c^2 + K_{rc}^2 L_c^2 S_r^2 + 2K_{rc} L_c^2 S_{rc}}{K_c^2 \left[\omega^4 \left(\sum_i \frac{\beta_i (1 - \lambda_i L_r)}{\omega^2 + \lambda_i^2} - \frac{L_r L_c}{K_c} \right)^2 + \omega^2 \left(L + \sum_i \frac{\beta_i (\omega^2 L_r + \lambda_i)}{\omega^2 + \lambda_i^2} \right)^2 \right]}. \quad (63)$$

As densidades espectrais, APSD e CPSD, utilizadas na prática, são obtidas das Eqs. (61) e (63) para o refletor e núcleo respectivamente, acrescentando-se os termos constantes dados pelas Eqs. (34), (35) e (36) para as APSD's e Eqs. (35) e (36) no caso da CPSD. Os termos de fonte equivalente de ruído são dados pelas Eqs. (58), (59) e (60).

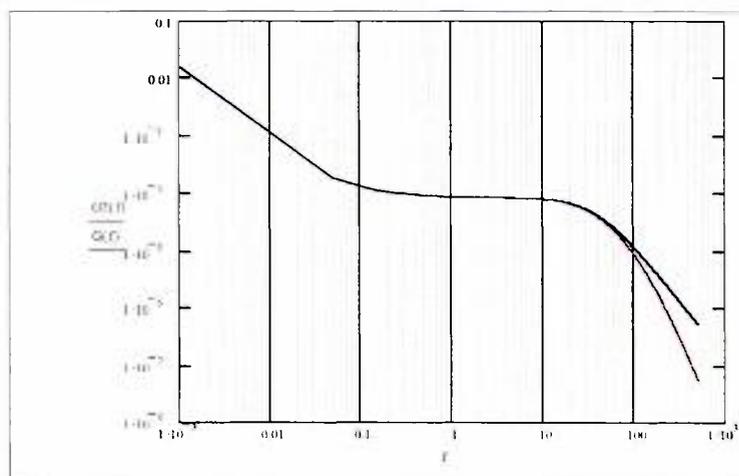
Para comparar as densidades espectrais dos dois modelos (reator refletido e não refletido ou Eq.(61) e Eq.(37) por exemplo), é necessário estimar os parâmetros L , L_c e L_r , bem como k_c e k_{cr} , além de multiplicar as densidades espectrais por um fator de normalização, $[L_c / (L_r * k_{cr})]^2$, o qual leva em conta a razão entre o número de nêutrons presentes no núcleo e no refletor e a probabilidade de escape núcleo-refletor⁷¹. Uma primeira estimativa, utilizando os dados originais da CPSD e os parâmetros cinéticos teóricos da biblioteca JENDL 3.3, já indica que L_r é da ordem de mili-segundos, k_c da ordem de 0,99 e k_{cr} em torno de 0,30. A seguir, soltando para ajuste tanto os três "life-times" quanto as abundâncias (constantes de decaimento fixas), obteve-se uma segunda estimativa desses parâmetros e das abundâncias, as quais já se mostraram muito próximas dos valores obtidos para o caso não refletido. Repetindo esse processo até que não houvesse mais variações significativas entre uma iteração e outra, obteve-se para os "life-times" os seguintes valores:

$$L_c = 21,145 \mu s, \quad L_r = 1,415 ms \quad e \quad L = 27,558 \mu s .$$

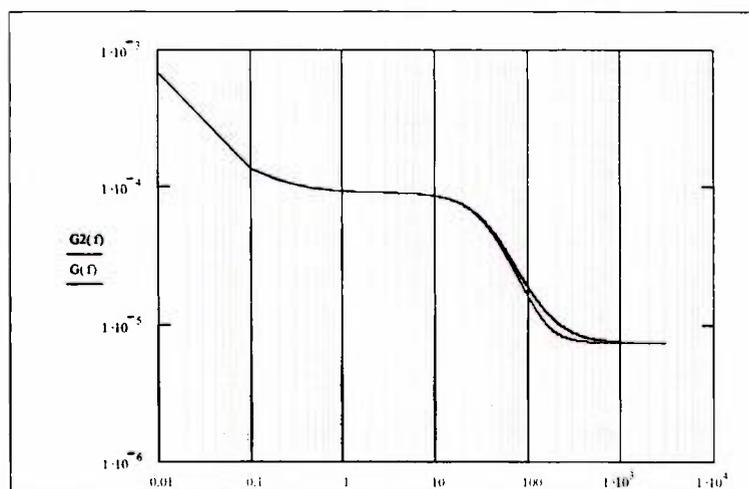
Posteriormente, as probabilidades k_c e k_{cr} foram melhor estimadas em 0,9941 e 0,3101, respectivamente. Note que a relação (57) não é bem satisfeita com esses valores dos L 's e de k_c . No entanto, com esses valores o parâmetro β_{eff}/Λ , parâmetro esse de muita importância na área de Física de Reatores e de significado físico preciso, é preservado, ao

menos graficamente. Deve ser observado que no modelo de Cohn, β_{eff}/Λ não aparece explicitamente na teoria, já que L , L_c e L_r não possuem nenhuma relação com Λ . De qualquer modo, o parâmetro β_{eff}/Λ pode ser obtido do gráfico das densidades espectrais procurando pela frequência correspondente à atenuação de 3 dB (ou frequência de corte) a partir do patamar.

As diferenças entre as densidades espectrais teóricas considerando os dois modelos pode ser vista nas Figs. 31(a) e 31(b) para CPSD e APSD respectivamente. Para o caso de reator refletido foram utilizados os valores acima para os L 's e para os k 's. Para o caso não refletido foi utilizado $\Lambda = 32 \mu\text{s}$.



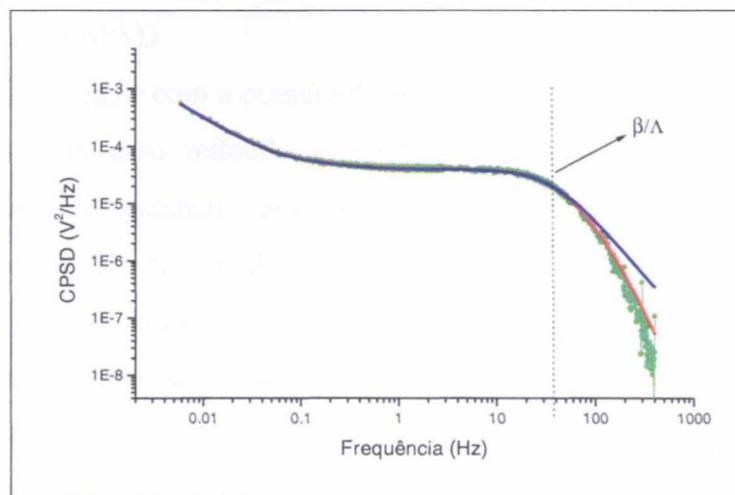
(a)



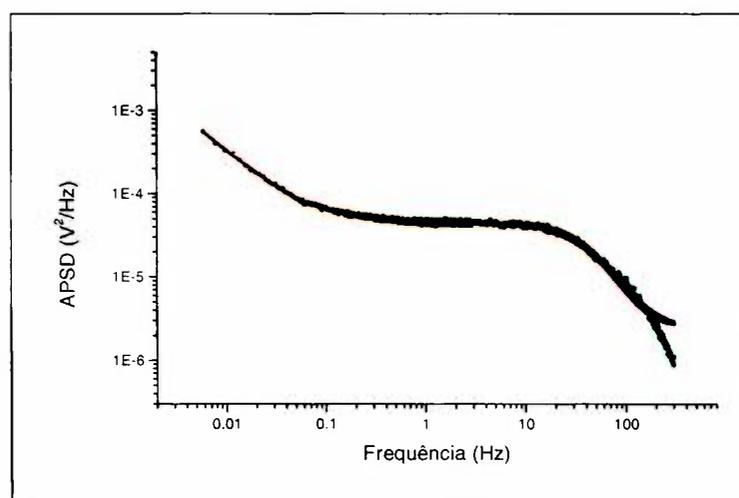
(b)

Fig. 31 - Densidades espectrais teóricas para os modelos refletido (em vermelho) e não refletido (em azul). (a) CPSD; (b) APSD.

Teoricamente, então, é esperado que as densidades espectrais se comportem de modo semelhante até a frequência correspondente ao parâmetro β_{eff}/Λ , o que se verifica experimentalmente como mostram as Fig. 32(a) e 32(b):



(a)



(b)

Fig. 32 - Densidades espectrais experimentais (em verde) e curvas ajustadas para os modelos refletido (em vermelho) e não refletido (em azul). (a) CPSD; (b) APSD.

Os dados utilizados para os ajustes mostrados nas Figs. 32(a) e 32(b) são os dados originais até 52 Hz acrescidos de outros dados obtidos posteriormente nas mesmas condições experimentais, indo até a aproximadamente 400 Hz. O acréscimo de dados até 400 Hz foi feito com o intuito de verificar o efeito do refletor em frequências mais altas,

quando se utiliza dados reais. Como se pode ver das Figs. 32, o efeito do refletor não é significativo, em comparação ao caso não refletido, para frequências até β_{eff}/Λ (~ 37 Hz) e um pouco além. No entanto, para frequências acima de aproximadamente 70 Hz, nem mesmo a inclusão do refletor representa bem os dados experimentais. No caso não refletido, a discrepância ocorre um pouco antes, em torno de 60 Hz para a CPSD e em torno de 40 Hz para a APSD.

Antes de prosseguir com a questão do refletor, é interessante observar a Fig. 32(b). As APSD's, tanto do caso refletido como não refletido, apresentam a tendência de formação do segundo patamar, devido ao ruído não correlacionado, a partir de aproximadamente 350 Hz mas os dados experimentais não apresentam tal tendência. De fato, o segundo patamar nunca foi observado experimentalmente embora sua presença possa ser verificada quando se considera que um termo constante adicionado à densidade espectral causa um deslocamento para cima. Esse deslocamento ocorre de fato como pode ser visto das Figs. 8(a), 8(b) e 8(c) onde o nível do patamar para as APSD's é ligeiramente maior que para a CPSD. A diferença entre eles fornece uma estimativa da amplitude do ruído não correlacionado, sendo da ordem de $4E-6V_{rms}^2/Hz$. O ruído não correlacionado presente na Eq. (37) pode ser escrito como $(H_e(f)H_f(f))^2 2qi$ sendo i a corrente (~ 459 nA) do detetor e q ($\sim 4E-15$ C típico) a carga média liberada por nêutron detectado. Utilizando $H_e(f) = 2/2000E-9$ e $H_f(f) = 30$, obtém-se uma amplitude do ruído não correlacionado de $3,3E-6 V^2/Hz$ sendo que a diferença provavelmente ocorra devido à estimativa de q . O valor experimental (obtido com o ajuste do 2º termo da Eq. (37)) para o ruído não correlacionado ficou entre $3,9E-6$ e $4,3E-6 V^2/Hz$ dependente da biblioteca utilizada (ver Tabela V da Seção 7.1).

Retornando ao caso do refletor, pode ser concluído aqui que para os propósitos do presente trabalho, a utilização das equações teóricas para as densidades espectrais levando em conta o refletor não é necessária, sendo as densidades espectrais para o reator não refletido suficientemente boas. Essa conclusão é reforçada quando se compara os resultados obtidos para os parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados utilizando os dois modelos. A Tabela XVII mostra os resultados dos ajustes para as abundâncias considerando a biblioteca JENDL 3.3. Os dados utilizados para os ajustes foram os dados

para a CPSD, não ponderados (sem barras de erro), até 52 Hz. Para o caso refletido foram utilizados $L_c = 21,145 \mu s$; $L_r = 1,415 ms$; $L = 27,558 \mu s$; $k_c = 0,9941$ e $k_{cr} = 0,3101$.

Tabela XVII - Resultado experimental para as abundâncias utilizando os modelos de reator refletido e não refletido e biblioteca JENDL 3.3.

Refletido	Não Refletido
2,66614E-4	2,66614E-4
(1,458 ± 0,012)E-3	(1,438 ± 0,014)E-3
(1,424 ± 0,030)E-3	(1,410 ± 0,032)E-3
(3,066 ± 0,046)E-3	(3,043 ± 0,049)E-3
(8,65 ± 0,43)E-4	(8,71 ± 0,45)E-4
(4,87 ± 0,26)E-4	(4,78 ± 0,28)E-4
$\beta_{eff} = (7,566 \pm 0,039)E-3$	$\beta_{eff} = (7,507 \pm 0,041)E-3$

No caso do ajuste das constantes de decaimento os resultados são similares, apresentando também apenas pequena diferença entre um modelo e outro.

7.10 - Cálculo da Reatividade

Uma das aplicações mais importantes dos parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados é a relação entre reatividade e período assintótico de uma planta nuclear. A equação "inhour" dá essa relação. A Tabela XVIII mostra a razão C/E para as reatividades, calculadas em unidades de \$, para as três bibliotecas sob consideração. Em todos os casos, Λ foi fixo em 32 μs .

Tabela XVIII - Comparação Teoria/Experimento para cálculo de reatividade em Dólar.

Período (s)	ENDF/B-VI.8	LANL Review	JENDL 3.3
1	0,976	0,973	1,034
10	0,890	0,959	1,081
100	0,838	0,983	1,124
200	0,834	0,985	1,129
-200	0,827	0,991	1,133
-100	0,844	0,985	1,100
-90	0,860	0,979	1,072
-85	0,875	0,973	1,044

A comparação C/E mostra claramente que para as duas versões da ENDF/B-VI.8 a reatividade obtida com os parâmetros teóricos é sempre subestimada, enquanto que para a biblioteca JENDL 3.3 ocorre o contrário. O maior desvio global ocorre para ENDF/B-VI.8 a qual mostra uma razão C/E de 17% para algumas reatividades, tanto positivas quanto negativas. O melhor desempenho é devido à sua versão revisada em LANL, a qual mostra um desvio máximo de apenas 4,1%. A biblioteca JENDL 3.3 também apresenta grandes desvios e a tendência de aumentar os desvios com a diminuição da reatividade.

Deve ser mencionado que mesmo os resultados teóricos para as reatividades apresentam grandes discrepâncias entre as bibliotecas. A ENDF/B-VI.8 mostra grandes desvios para períodos negativos em comparação com os resultados de sua versão revisada em LANL e JENDL 3.3. Há uma clara tendência em aumentar os desvios com o aumento do valor absoluto da reatividade para períodos negativos. Isso ocorre principalmente devido à primeira constante de decaimento adotada pela ENDF/B-VI.8, a qual é superestimada relativamente às outras duas bibliotecas. Uma medida independente realizada no reator IPEN/MB-01 confirma que a primeira constante de decaimento da biblioteca ENDF/B-VI.8

está superestimada³⁸. Para períodos positivos, os desvios são menores mas ainda significativos e apresentam a tendência de diminuir com o aumento da reatividade.

Para o caso dos parâmetros efetivos totalmente experimentais, a Tabela XIX mostra as reatividades (em \$) calculadas com os parâmetros cinéticos da Tabela XIII. A equação utilizada para o cálculo é:

$$\rho_s = \frac{\frac{\Lambda}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i / T}{(1/T) + \lambda_i}}{\sum_{i=1}^6 \beta_i} \quad (64)$$

onde T é o período em segundos.

O erro na reatividade foi obtido com a fórmula de propagação de erros, considerando que os parâmetros β_i e λ_i não possuem correlação alguma, sendo dado por:

$$\sigma_\rho := \sqrt{\sum_{n=1}^6 \left[\left[\frac{-\beta_n \cdot T}{(1 + T \cdot \lambda_n)^2 \cdot \beta_{eff}} \right]^2 \cdot (\sigma \lambda_n)^2 \right] + \sum_{n=1}^6 \left[\frac{1}{(1 + T \cdot \lambda_n) \cdot \beta_{eff}} - \frac{1}{\beta_{eff}^2} \cdot \left[\frac{\Lambda}{T} + \sum_{n=1}^6 \frac{\beta_n}{(1 + T \cdot \lambda_n)} \right] \right]^2 \cdot (\sigma \beta_n)^2} \quad (65)$$

Tabela XIX - Reatividades em Dólar para diversos períodos calculadas com os parâmetros experimentais da Tabela XIII.

T (s)	ρ (\$)
1	0,776 ± 0,005
10	0,379 ± 0,007
100	0,092 ± 0,004
200	0,052 ± 0,002
-200	-0,076 ± 0,005
-100	-0,268 ± 0,014
-90	-0,437 ± 0,019
-85	-0,761 ± 0,025

Observe que para períodos negativos, o erro aumenta à medida que o valor absoluto da reatividade diminui. Para $T = -200$ s o erro é de 6,6%, sendo o maior dentre todos os outros. Para períodos positivos a tendência é o aumento do erro com o aumento do período ou com a diminuição da reatividade.

Para o caso dos parâmetros cinéticos totalmente experimentais, a comparação entre teoria e experimento para a reatividade (em β) é mostrada na Tabela XX, de onde se pode concluir, novamente, que a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 apresenta melhor concordância.

Tabela XX - Comparação Teoria/Experimento para cálculo de reatividade em Dólar. Parâmetros cinéticos totalmente experimentais da Tabela XIII.

Período (s)	ENDF/B-VI.8	LANL Review	JENDL 3.3
1	0,984	0,980	1,015
10	0,942	0,973	1,040
100	0,920	0,987	1,062
200	0,915	0,988	1,062
-200	0,911	1,016	1,074
-100	0,826	1,041	1,055
-90	0,718	1,050	1,045
-85	0,550	1,043	1,043

8- A Questão Estatística dos Dados no Tempo e das Densidades Espectrais

Neste capítulo serão apresentados resultados relevantes aos aspectos estatísticos tanto dos dados no domínio temporal quanto no domínio da frequência. Cada um dos canais possui, individualmente, uma distribuição das amplitudes dos dados com a forma gaussiana como mostra a Fig. 33.

Os dados para os histograma da Fig. 33 foram tomados de um registro completo no intervalo 0-3.125 Hz ou 0-512 s no tempo. Um teste conhecido por "Chi-square goodness-of-fit"⁶⁷ confirmou a normalidade dos dados com nível de significância de 0,05. É importante salientar que o mesmo resultado é obtido se o conjunto de dados no domínio do tempo fosse composto por muitos pontos de diferentes registros amostrais (ou "sample records"), tomados em apenas um instante no tempo.

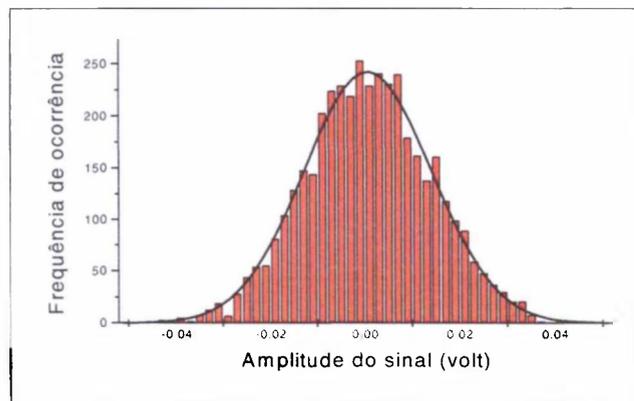


Fig. 33 - Distribuição das amplitudes do sinal de um dos canais no tempo obtido na saída do filtro-amplificador. A linha sólida corresponde ao ajuste de uma função gaussiana de média aproximadamente zero ($7E-4$) e desvio padrão 0,014.

Se os sinais no tempo possuem distribuição gaussiana, as densidades espectrais possuirão uma distribuição de χ^2 com 2 graus de liberdade⁶⁷, caso se tenha apenas uma média. No caso de 1.000 médias, o número de graus de liberdade é 2.000. Como exemplo, a Fig. 34 mostra a distribuição de uma APSD no intervalo 1,5 a 2,1 Hz (dentro da região do patamar) obtida com duas médias. Nesse caso, o número de graus de liberdade é 4.

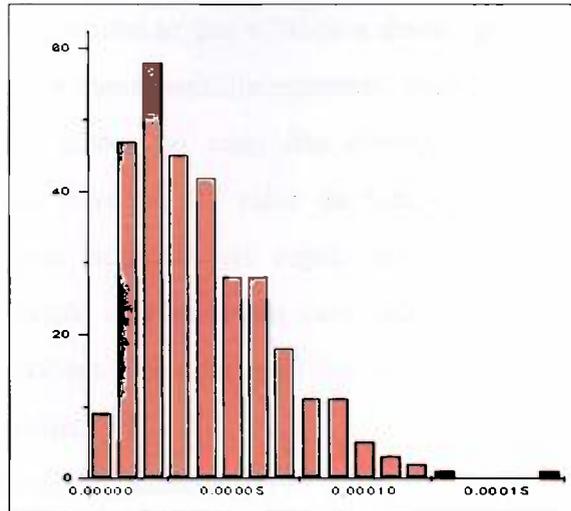


Fig. 34 - Distribuição dos dados de uma APSD.

O ajuste de uma função de distribuição de χ^2 aos dados da Fig. 33 fornece $n = 4,72$ graus de liberdade, como mostra a Fig. 35.

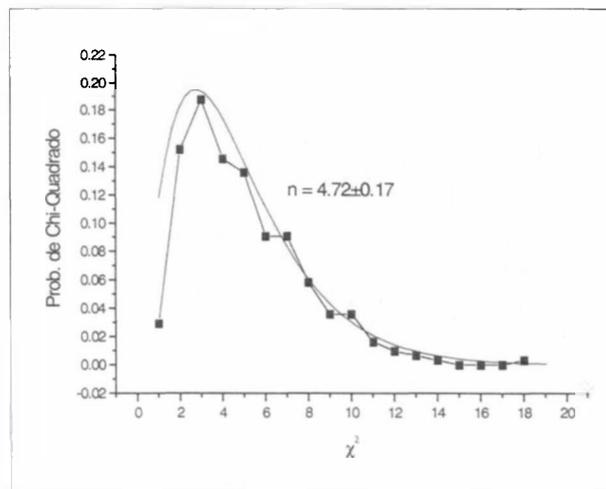


Fig. 35 - Ajuste de uma função densidade de probabilidade de χ^2 aos dados da Fig. 33.

No começo desta seção foi dito que os dados, individualmente em termos de canais, apresentam certas características estatísticas bem definidas no que diz respeito à distribuição das amplitudes dos sinais. No entanto, foi verificado experimentalmente que quando as flutuações dos dois canais são analisadas simultaneamente, ocorre um fato curioso. Quando se observa as flutuações dos dados, tanto no domínio temporal quanto no

domínio das frequências, percebe-se que o "sobe e desce" dessas flutuações possui grande coincidência para ambos os canais simultaneamente, quando os dados são provenientes da mesma aquisição. Além disso, no caso das densidades espectrais, o percentual de coincidências está muito próximo do valor da função coerência para regiões onde o espectro é constante. Por exemplo, na região do patamar, onde o ruído pode ser considerado branco, a função coerência tem valor médio de 0,83 (83% de coerência) e o número de pontos que sobem e descem em coincidência para os dois canais é de 102 em um total de 121, o que fornece 84%.

Em uma região de frequências onde o espectro não é constante, não há uma associação direta do número de pontos coincidentes com o valor da função coerência. De 0,006 até 0,5 Hz por exemplo, há 82% de pontos em coincidência e a função coerência varia de 0,99 a 0,85 nessa região. De 40 a 52 Hz há 74% de "sobe-desce" em coincidência enquanto a coerência varia de 0,68 a 0,62. A Fig. 36 ilustra esse comportamento peculiar das densidades espectrais para a região do patamar.

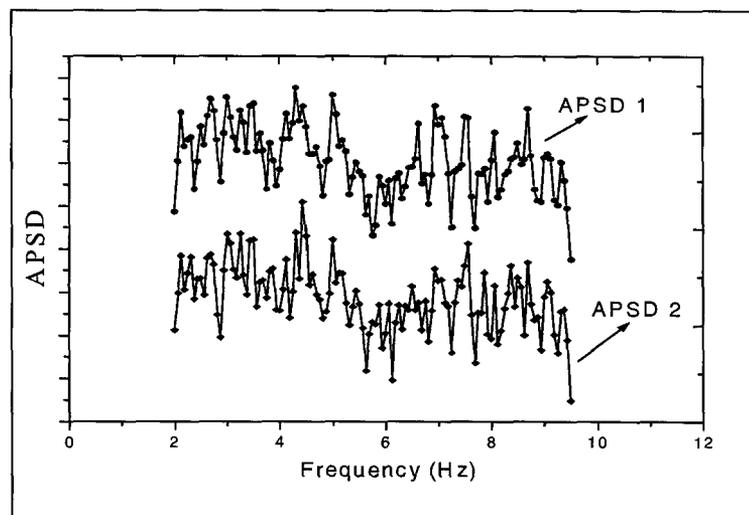


Fig. 36 - APSD's dos canais 1 e 2 para o intervalo de frequência de 2,0 a 9,0 Hz. 84% da dispersão dos dados, para cima e para baixo, estão em coincidência e a função coerência possui o valor de 0,83. Os dados foram tomados do intervalo 2-52 Hz.

Os sinais no domínio do tempo também apresentam esse comportamento de coincidência. 87% dos pontos para os dois canais estão em coincidência para o intervalo 0-3,125 Hz (ou 3,125 Hz de taxa de amostragem) e 82% para o intervalo 2-52 Hz (ou taxa de amostragem de 50 Hz). A Fig. 37 mostra os sinais dos dois canais para o intervalo 0-3,125

Hz. É importante ressaltar que esse efeito não depende da potência do reator, apresentando os mesmos resultados para várias potências estudadas, lembrando que 100 W é a potência máxima do reator IPEN/MB-01.

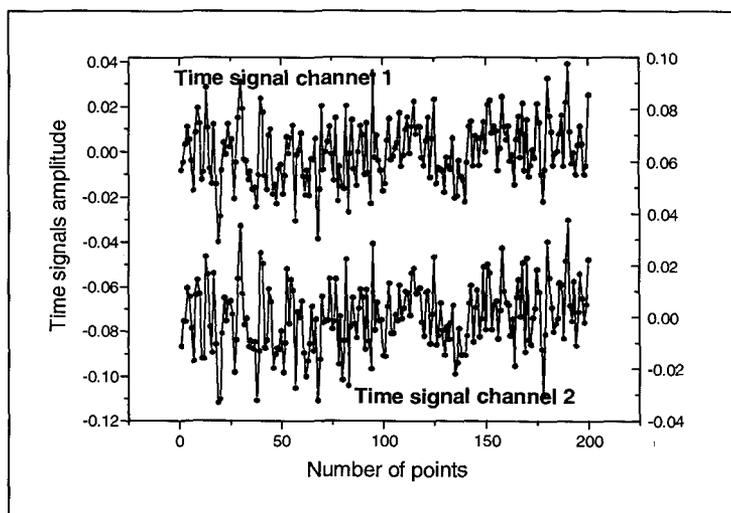


Fig. 37 - Sinais no domínio do tempo para os canais 1 e 2 para o intervalo de medida de 0 a 3,125 Hz. Há 173 pontos em coincidência de um total de 199, fornecendo 87%.

Deve ser mencionado que o comportamento de coincidência não ocorre com outros tipos de ruído, reais ou simulados, brancos ou não. No caso do ruído térmico eletrônico por exemplo (nesse caso um ruído tipo branco em determinada faixa de frequência), há em torno de 50% de pontos que sobem e descem em coincidência, com uma função coerência de apenas 2%. Esse resultado corresponde ao esperado, já que há apenas duas possibilidades de sucesso, ou para cima ou para baixo, e a densidade de probabilidade segue uma distribuição binomial, exatamente como no lançamento de duas moedas idênticas onde o resultado desejado é "cara-cara" e "coroa-coroa". Considerando aquisições distintas o percentual de coincidências também fica em torno de 50%.

A fim de eliminar algumas dúvidas sobre a origem desse efeito, foi realizado um experimento onde uma fonte de nêutrons de Am-Be (Atividade = 1 Ci = $3,7E+10$ desintegrações/s) a qual fornece aproximadamente 10^6 n/s, foi colocada próxima às câmaras de ionização CC-80. Para a termalização dos nêutrons emitidos pela fonte foi utilizado um cilindro de polietileno com 5 cm de espessura de parede e as câmaras de ionização foram retiradas do núcleo do reator para a realização desse experimento. Com

exceção da escala de corrente dos eletrômetros (devido à menor corrente fornecida pelas câmaras), todos os outros equipamentos eletrônicos foram ajustados de modo idêntico ao experimento original. Os resultados, para todas as bandas de frequência estudadas, mostraram que o percentual de pontos em coincidência para cima e para baixo, tanto para as densidades espectrais quanto para os sinais no tempo, foi de aproximadamente 50% enquanto a função coerência apresentou um valor médio de apenas 2,5%. É notória, então, a diferença entre uma fonte radioativa, onde o decaimento segue a bem conhecida estatística de Poisson e um reator nuclear, onde as reações em cadeia permitem o comportamento correlacionado entre nêutrons e difere completamente da estatística de Poisson.

Portanto, um grau de coincidência muito maior que 50% não pode ser explicado sem a presença ativa do reator, podendo ser concluído aqui que o próprio reator age como uma fonte de ruído que possui algumas propriedades estatísticas diferentes no que diz respeito ao comportamento correlacionado dos sinais dos dois canais. As características dinâmicas do processo de fissão e a probabilidade não nula da detecção de nêutrons correlacionados provenientes da mesma cadeia de fissão poderiam, em princípio, ser responsáveis por esse comportamento. Pode-se pensar, também, que o efeito seja devido a uma resposta global do reator, no sentido de que os detetores estão recebendo a mesma informação simultaneamente e independente de suas posições, inclusive o conteúdo de informação presente nas flutuações naturais da população neutrônica. Esse fato reforça o modelo de cinética pontual, independente da posição, utilizado neste trabalho para descrever as flutuações neutrônicas.

Esse tipo de resposta quase totalmente em fase de ambos os canais é dependente da frequência ou, no domínio temporal, dependente da taxa de amostragem para aquisição dos dados. Quanto maior a taxa de amostragem, menor o percentual de coincidências, como pode ser visto na Fig. 38. Os sinais foram obtidos no domínio temporal com o reator operando em 100 W e controle automático de potência. As taxas de amostragem utilizadas foram 3,125, 50, 100, 200, 400, 800 e 1600 Hz com 1600 linhas de resolução. Note que a frequência de 1600 Hz está bem acima da frequência de corte superior dos filtros-amplificadores.

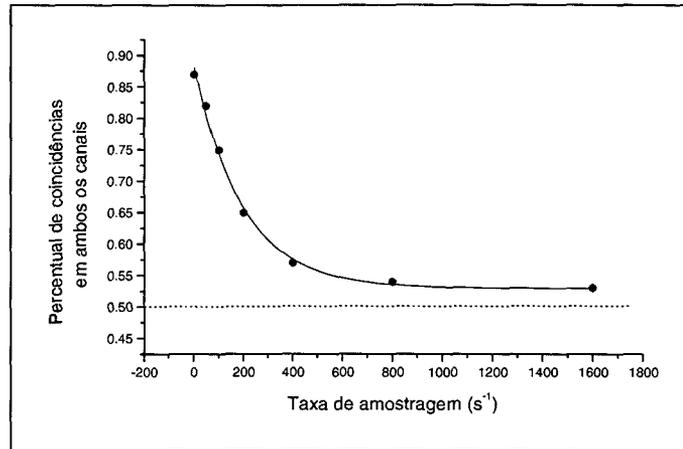


Fig. 38 - Variação do grau de coincidências para o sobe e desce de ambos os canais em função da taxa de amostragem. Pontos azuis correspondem aos percentuais obtidos com os dados no domínio temporal e a curva vermelha é uma exponencial de primeira ordem ajustada.

A variação do grau de coincidências com a taxa de amostragem apresenta a característica notável de decair exponencialmente. O ajuste de uma curva com decaimento exponencial do tipo $Y = A + B \exp(-C x)$ forneceu $A = 0,529 \pm 0,008$; $B = 0,357 \pm 0,011$ e $C = 0,0051 \pm 0,0004$. Os parâmetros do ajuste possuem erros compatíveis com um ajuste de boa qualidade, demonstrando que uma exponencial representa bem os resultados experimentais. Além disso, considerando-se barras de erro da ordem de 3%, obtém-se $\chi^2 = 0,9$, sendo que a probabilidade de se obter um valor de χ^2 maior ou igual a esse é 92% quando se tem 4 graus de liberdade. Isso indica que o ajuste é bom.

O parâmetro A tem o significado óbvio de representar a tendência em altas frequências de atingir 50% de coincidências, caso esse em que os sinais estão totalmente não correlacionados entre si. No entanto, parece que o percentual de 50% de coincidências nunca é atingido, restando sempre uma certa correlação residual entre 2,5 e 3,0%. Mesmo para a taxa de amostragem de 1600 Hz, bem além da frequência de corte dos filtros, existe 2,9% de coincidências o que não é esperado teoricamente.

O parâmetro B não tem significado especial, estando presente apenas para dar conta do percentual de coincidências para taxas de amostragem muito baixas, da ordem de 89%. Por outro lado, o parâmetro C deve possuir algum significado interessante. De modo especulativo, se lembrarmos que as cadeias de fissão possuem um tempo de vida da ordem de $1/(\beta_{eff}/\Lambda)^{74,75}$, o qual para o reator IPEN/MB-01 corresponde a $0,00433 \pm 0,00002$ s, o termo C possui a mesma unidade e a mesma ordem de grandeza, diferindo em

aproximadamente 18% para mais sem levar em conta a margem de incerteza dos parâmetros.

Note também que o ruído não correlacionado presente nas APSD's começa a se tornar evidente, teoricamente, a partir de aproximadamente 600 Hz (Fig. 30(b)) e que o percentual de coincidências atinge um valor menor que 55% em torno dessa frequência. Isso pode indicar que o ruído correlacionado pode ser o responsável por esse comportamento. Parece que o efeito em questão se encaixa de algum modo com o conteúdo dos trabalhos de Pázsit⁴⁷ e Weinberg and Schweinler⁷⁶ onde a resposta global e em fase de reatores nucleares é explorada. Neste último, é demonstrado teoricamente que se um absorvedor oscilante é introduzido no reator e se as oscilações ocorrem em baixa frequência, a população neutrônica flutua como um todo, sendo o modo fundamental predominante e o fluxo de nêutrons em um ponto do reator tem a mesma fase que em qualquer outro ponto.

No caso do trabalho de Pázsit, é mostrado que a inclusão dos nêutrons atrasados aumenta a velocidade de resposta do sistema em frequências correspondentes à região do patamar das densidades espectrais. Nessa região o atraso de fase é aproximadamente zero enquanto em outras regiões, tanto acima quanto abaixo das frequências do patamar, o atraso de fase é de 90°. Portanto, para frequências no intervalo $\lambda \ll f \ll \beta/\Lambda$, as oscilações do fluxo neutrônico estão praticamente em fase com as perturbações de reatividade e o sistema responde prontamente. Para regiões fora desse intervalo o sistema apresenta um atraso na resposta. Em ambos os casos, a resposta deve ocorrer globalmente, desde que a frequência das perturbações não exceda grandemente o valor correspondente a β/Λ .

Por fim, uma observação se faz necessária. Conforme verificado experimentalmente, o efeito em questão não depende da potência do reator, lembrando sempre que a potência máxima estudada foi de 100 W. Diferentemente, no caso de um experimento Rossi-Alpha, a aquisição dos dados (contagens) deve ser feita com o reator operando em estado sub-crítico, sendo que as multiplicações são sustentadas por uma fonte de nêutrons externa, isto é, as reações em cadeia não são auto-sustentáveis. No estado crítico, mesmo em potências tão baixas quanto 0,1 watt, ocorre a sobreposição das cadeias de fissão e a detecção direta dos nêutrons correlacionados não é possível, inviabilizando esse tipo de experimento. Portanto, no caso de experimentos envolvendo análise de ruídos no domínio das frequências e em nível macroscópico, a não dependência com a potência do

reator parece ser confirmada por uma observação independente e inédita da correlação entre as flutuações presentes nos dois canais de medida.

9 - Conclusões

Os resultados obtidos neste trabalho demonstraram que é possível extrair informações úteis e importantes da região de muito baixa frequência das densidades espectrais, desde que alguns cuidados (controle automático, sistema de ventilação e bombas, devem ser desligados) sejam tomados de modo a evitar qualquer interferência nessa região, considerada a mais crítica em experimentos envolvendo análise de ruídos. O modelo de cinética pontual, independente da posição, se mostrou adequado para descrever o comportamento do reator até frequências ligeiramente superiores a β_{eff}/Λ , indicando que possíveis efeitos espaciais talvez sejam importantes apenas para altas frequências, acima de β_{eff}/Λ .

O procedimento experimental não necessitou de nenhum tipo de fator de correção e o procedimento de mínimos quadrados adotado permitiu que os parâmetros ajustados não dependessem das incertezas oriundas dos equipamentos eletrônicos nem das várias constantes presentes nas densidades espectrais. Desse modo, os parâmetros ajustados não dependeram da magnitude dos espectros mas apenas de suas formas.

A comparação Teoria/Experimento mostrou que há duas bibliotecas com melhor desempenho: a JENDL 3.3 no caso das abundâncias e a versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8 no caso das constantes de decaimento. A versão corrente da ENDF/B-VI.8 apresentou o pior desempenho para todos os casos, provavelmente devido ao alto valor da primeira constante de decaimento, $0,0133 \text{ s}^{-1}$, em comparação com o valor em torno de $0,0124 \text{ s}^{-1}$ das outras duas. O parâmetro β_{eff} , obtido aqui como um subproduto, não dependeu nem das bibliotecas nem das densidades espectrais utilizadas para o ajuste, sendo que a biblioteca JENDL 3.3 apresentou concordância excelente, mostrando uma razão C/E de 1,000. Além disso, a medida do β_{eff} não dependeu do fator de Diven nem da potência do reator, duas constantes cuja determinação experimental é muito difícil. Também, a independência do β_{eff} com as bibliotecas indica que fixar β_1 e λ_1 durante o procedimento de ajuste não representa uma séria restrição. A proposta de redução do número dos nêutrons atrasados, $\bar{\nu}_d$, para a fissão térmica do ^{235}U feita por Sakurai e Okajima é totalmente suportada com os resultados obtidos para o β_{eff} neste trabalho.

A escolha do melhor conjunto de parâmetros β_i e λ_i provavelmente deva ser feita considerando-se a dinâmica do reator com a inclusão do efeito dos precursores de meia-

vida curta em uma excursão de potência severa. De qualquer forma, com os parâmetros experimentais, β_i da JENDL 3.3 e λ_i da versão revisada em LANL da ENDF/B-VI.8, não há diferença significativa no cálculo da reatividade (para períodos positivos e grandes períodos negativos) em comparação com o resultado obtido quando os dois parâmetros experimentais, β_i e λ_i , são provenientes da ENDF/B-VI.8 revisada em LANL. Este fato sugere que as constantes de decaimento são mais importantes que as abundâncias em cálculos de reatividade, quando essa grandeza é expressa em dólar.

O procedimento de suavização das densidades espectrais, utilizando FFT com 10 pontos, se mostrou uma ferramenta útil para diminuir a dispersão estatística presente nos dados, uma vez que não altera o conteúdo de informação. Os resultados para o caso dos dados suavizados são praticamente os mesmos que para o caso não suavizado e o erro nos parâmetros obtidos foi reduzido em quase 50%.

Com relação aos possíveis efeitos do refletor, os resultados indicam que não há contribuição significativa, ao menos no intervalo de frequências de interesse deste trabalho. Em frequências acima de β_{eff}/Λ os dois modelos não representam bem os dados experimentais, sendo o modelo refletido um pouco melhor que o não refletido. Em ambos os casos, para frequências altas, pode ser que efeitos espaciais não considerados na teoria sejam importantes. Pode ser concluído, portanto, que as densidades espectrais desconsiderando os efeitos do refletor são completamente adequadas para a obtenção dos parâmetros cinéticos dos nêutrons atrasados.

Além da obtenção dos parâmetros cinéticos, o presente trabalho permitiu a observação de um efeito interessante relativo à correlação entre as flutuações presentes nos dois canais de medida. Se as flutuações da população neutrônica estão representadas nas flutuações dos sinais das câmaras de ionização, como parece ser o caso, e se a resposta do reator a essas flutuações ocorre globalmente como um todo e em fase para certo intervalo de frequência, esse comportamento poderia ser esperado e até justificaria o modelo de reator pontual utilizado. Embora ainda não totalmente claro, há o sentimento de que esse efeito possa ser uma ferramenta útil para o estudo da dinâmica de reatores nucleares.

É importante ressaltar que a técnica de análise de ruído possui uma limitação intrínseca relativamente à obtenção dos parâmetros cinéticos do primeiro grupo, o grupo do precursor de maior meia-vida ^{87}Br . Por outro lado, a técnica de múltiplos transientes apresenta maior dificuldade para a obtenção dos parâmetros de meia-vida curta. Dessa forma, o melhor conjunto de parâmetros cinéticos de nêutrons atrasados poderia ser obtido

com a utilização das duas técnicas; os resultados provenientes da análise de ruído para os precursores de meia-vida intermediária e curta e os resultados da técnica de múltiplos transientes para os precursores de meia-vida longa.

Como consideração final, e até certo ponto como uma sugestão para trabalhos futuros, seria interessante incluir a contribuição das fissões do ^{238}U nas equações básicas de transporte e decaimento dos precursores de modo a obter um conjunto de equações, tanto para as densidades espectrais quanto para o algoritmo utilizado pelo CITATION, que represente mais adequadamente a composição do elemento combustível de um dado reator nuclear. No caso das densidades espectrais, esse problema não é tão restritivo já que o dado medido carrega toda a contribuição do elemento combustível seja ele qual for. Nesse caso, as densidades espectrais teóricas irão representar os dados experimentais considerando a média ponderada da contribuição de cada nuclídeo fissil em um modelo de apenas um conjunto de precursores. Por outro lado, no caso da metodologia de cálculo utilizada pelo CITATION o problema é mais sério pois, como foi visto na Seção 7.2, a contribuição do ^{238}U não é feita de modo totalmente correto. O modelo de oito grupo de precursores introduzido mais recentemente poderia ser uma tentativa para resolver esse problema, pois existe apenas um conjunto de constantes de decaimento para todos os nuclídeos fissíveis e todas as energias.

ANEXO - Resultados para as Abundâncias Obtidos do Ajuste de Cada Uma das Densidades Espectrais e Respectivas Matrizes de Covariância.

I - DADOS SEM PESO

I.1 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8

Tabela AI.1 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)
β_2	(1,4973 \pm 0,0149)E-3	(1,4587 \pm 0,0147)E-3	(1,4932 \pm 0,0144)E-3
β_3	(1,4008 \pm 0,0387)E-3	(1,4753 \pm 0,0388)E-3	(1,4509 \pm 0,0376)E-3
β_4	(2,7569 \pm 0,0650)E-3	(2,7354 \pm 0,0652)E-3	(2,7684 \pm 0,0633)E-3
β_5	(9,0114 \pm 0,5263)E-4	(8,5870 \pm 0,5248)E-4	(8,8336 \pm 0,5114)E-4
β_6	(6,1035 \pm 0,2505)E-4	(6,3241 \pm 0,2508)E-4	(6,2384 \pm 0,2432)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,4671\text{E-}12$.

2,21189E-10	-3,24242E-10	6,66602E-10	-2,78803E-10	1,52881E-10
-3,24242E-10	1,4952E-9	-2,05759E-9	1,3834E-9	-3,30464E-10
6,66602E-10	-2,05759E-9	4,23044E-9	-2,96607E-9	1,04878E-9
-2,78803E-10	1,3834E-9	-2,96607E-9	2,77038E-9	-1,08236E-9
1,52881E-10	-3,30464E-10	1,04878E-9	-1,08236E-9	6,27485E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,4813\text{E-}12$.

2,17089E-10	-3,22335E-10	6,63219E-10	-2,81111E-10	1,52351E-10
-3,22335E-10	1,5072E-9	-2,06176E-9	1,38772E-9	-3,27372E-10
6,63219E-10	-2,06176E-9	4,25059E-9	-2,98632E-9	1,05324E-9
-2,81111E-10	1,38772E-9	-2,98632E-9	2,78236E-9	-1,08588E-9
1,52351E-10	-3,27372E-10	1,05324E-9	-1,08588E-9	6,29102E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,2987\text{E-}12$.

2,07752E-10	-3,04858E-10	6,29189E-10	-2,64406E-10	1,44393E-10
-3,04858E-10	1,4177E-9	-1,94276E-9	1,30664E-9	-3,09583E-10
6,29189E-10	-1,94276E-9	4,00291E-9	-2,80621E-9	9,90984E-10
-2,64406E-10	1,30664E-9	-2,80621E-9	2,61564E-9	-1,02061E-9
1,44393E-10	-3,09583E-10	9,90984E-10	-1,02061E-9	5,91323E-10

I.2 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL revised)

Tabela AI.2 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela versão revisada em LANL da biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)
β_2	(1,3363 \pm 0,0157)E-3	(1,2968 \pm 0,0156)E-3	(1,3494 \pm 0,0154)E-3
β_3	(1,3811 \pm 0,0313)E-3	(1,4537 \pm 0,0315)E-3	(1,4465 \pm 0,0307)E-3
β_4	(2,9993 \pm 0,0479)E-3	(2,9869 \pm 0,0480)E-3	(3,0372 \pm 0,0469)E-3
β_5	(1,1041 \pm 0,0351)E-3	(1,0722 \pm 0,0352)E-3	(1,0868 \pm 0,3417)E-3
β_6	(3,6770 \pm 0,1842)E-4	(3,8639 \pm 0,1845)E-4	(3,7900 \pm 0,1788)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,5113\text{E-}12$.

2,47137E-10	-2,91679E-10	5,67083E-10	-1,75722E-10	1,14369E-10
-2,91679E-10	9,79655E-10	-1,03377E-9	6,76181E-10	-1,12467E-10
5,67083E-10	-1,03377E-9	2,29509E-9	-1,32257E-9	5,06113E-10
-1,75722E-10	6,76181E-10	-1,32257E-9	1,23029E-9	-4,54200E-10
1,14369E-10	-1,12467E-10	5,06113E-10	-4,54200E-10	3,39142E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,5223\text{E-}12$.

2,432094E-10	-2,90713E-10	5,63987E-10	-1,78240E-10	1,13834E-10
-2,90713E-10	9,91127E-10	-1,03290E-9	6,78988E-10	-1,09249E-10
5,63987E-10	-1,03290E-9	2,30656E-9	-1,33476E-9	5,09317E-10
-1,78240E-10	6,78988E-10	-1,33476E-9	1,23577E-9	-4,55939E-10
1,13834E-10	-1,09249E-10	5,09317E-10	-4,55939E-10	3,40367E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2.3403\text{E-}12$.

2,36425E-10	-2,78944E-10	5,42845E-10	-1,69704E-10	1,09034E-10
-2,78944E-10	9,45286E-10	-9,86043E-10	6,44901E-10	-1,04575E-10
5,42845E-10	-9,86043E-10	2,19503E-9	-1,26388E-9	4,81449E-10
-1,69704E-10	6,44901E-10	-1,26388E-9	1,16743E-9	-4,29378E-10
1,09034E-10	-1,04575E-10	4,81449E-10	-4,29378E-10	3,19563E-10

I.3 - Constantes de Decaimento da Biblioteca JENDL 3.3

Tabela AI.3 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)
β_2	(1,4412 \pm 0,0144)E-3	(1,4058 \pm 0,0143)E-3	(1,4376 \pm 0,0140)E-3
β_3	(1,3604 \pm 0,0329)E-3	(1,4339 \pm 0,0331)E-3	(1,4098 \pm 0,0321)E-3
β_4	(3,0281 \pm 0,0503)E-3	(3,0107 \pm 0,0505)E-3	(3,0433 \pm 0,0490)E-3
β_5	(8,9058 \pm 0,4657)E-4	(8,4567 \pm 0,4668)E-4	(8,7105 \pm 0,4526)E-4
β_6	(4,6169 \pm 0,2899)E-4	(4,9057 \pm 0,2904)E-4	(4,7829 \pm 0,2816)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,4869\text{E-}12$.

2,08788E-10	-2,65407E-10	5,34057E-10	-2,17511E-10	1,59346E-10
-2,65407E-10	1,08148E-9	-1,22719E-9	9,05952E-10	-3,03946E-10
5,34057E-10	-1,22719E-9	2,53256E-9	-1,85509E-9	9,33414E-10
-2,17511E-10	9,05952E-10	-1,85509E-9	2,16857E-9	-1,18171E-9
1,59346E-10	-3,03946E-10	9,33414E-10	-1,18171E-9	8,40219E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,5027\text{E-}12$.

2,05700E-10	-2,64810E-10	5,32028E-10	-2,20299E-10	1,59433E-10
-2,64810E-10	1,09506E-9	-1,23040E-9	9,09520E-10	-3,01147E-10
5,32028E-10	-1,23040E-9	2,54792E-9	-1,87260E-9	9,39961E-10
-2,20299E-10	9,09520E-10	-1,87260E-9	2,17920E-9	-1,18659E-9
1,59433E-10	-3,01147E-10	9,39961E-10	-1,18658E-9	8,43215E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 2,3198\text{E-}12$.

1.96592E-10	-2.50099E-10	5.05029E-10	-2.06936E-10	1.50922E-10
-2.50099E-10	1.02866E-9	-1.15947E-9	8.56464E-10	-2.84905E-10
5.05029E-10	-1.15947E-9	2.40102E-9	-1.75870E-9	8.84127E-10
-2.06936E-10	8.56464E-10	-1.75870E-9	2.04889E-9	-1.11543E-9
1.50922E-10	-2.84905E-10	8.84127E-10	-1.11543E-9	7.92712E-10

II - DADOS COM PESO

II.1 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8

Tabela AII.1 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)
β_2	(1,5027 \pm 0,0629)E-3	(1,4690 \pm 0,0647)E-3	(1,4980 \pm 0,0660)E-3
β_3	(1,3928 \pm 0,1376)E-3	(1,4490 \pm 0,1415)E-3	(1,4291 \pm 0,1430)E-3
β_4	(2,7575 \pm 0,1386)E-3	(2,7587 \pm 0,1425)E-3	(2,7809 \pm 0,1418)E-3
β_5	(8,9934 \pm 0,7854)E-4	(8,4568 \pm 0,8076)E-4	(8,7522 \pm 0,7910)E-4
β_6	(6,0785 \pm 0,2730)E-4	(6,3374 \pm 0,2805)E-4	(6,2448 \pm 0,2701)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,73199$.

3,95414E-9	-7,8432E-9	5,96117E-9	-2,29266E-9	4,82383E-10
-7,8432E-9	1,89285E-8	-1,70483E-8	7,20078E-9	-1,44374E-9
5,96117E-9	-1,70483E-8	1,91965E-8	-9,65239E-9	2,28226E-9
-2,29266E-9	7,20078E-9	-9,65239E-9	6,1687E-9	-1,77303E-9
4,82383E-10	-1,44374E-9	2,28226E-9	-1,77303E-9	7,451E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,77475$.

4,18472E-9	-8,30059E-9	6,3029E-9	-2,42485E-9	5,09685E-10
-8,30059E-9	2,00359E-8	-1,80382E-8	7,61766E-9	-1,5262E-9
6,3029E-9	-1,80382E-8	2,03141E-8	-1,02144E-8	2,41474E-9
-2,42485E-9	7,61766E-9	-1,02144E-8	6,52243E-9	-1,87383E-9
5,09685E-10	-1,5262E-9	2,41474E-9	-1,87383E-9	7,86588E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,69264$.

4,35880E-9	-8,57558E-9	6,38929E-9	-2,42428E-9	4,96221E-10
-8,57558E-9	2,04593E-8	-1,81510E-8	7,53509E-9	-1,48848E-9
6,38929E-9	-1,81510E-8	2,01122E-8	-9,94901E-9	2,30813E-9
-2,42428E-9	7,53509E-9	-9,94901E-9	6,25629E-9	-1,76780E-9
4,96221E-10	-1,48848E-9	2,30813E-9	-1,76780E-9	7,29814E-10

II.2 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL revised)

Tabela AII.2 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela versão revisada em LANL da biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)
β_2	(1,2405 ± 0,0708)E-3	(1,2075 ± 0,0732)E-3	(1,2430 ± 0,0751)E-3
β_3	(1,5870 ± 0,1211)E-3	(1,6665 ± 0,1252)E-3	(1,6658 ± 0,1273)E-3
β_4	(2,7680 ± 0,0955)E-3	(2,7654 ± 0,0985)E-3	(2,7913 ± 0,0982)E-3
β_5	(1,2225 ± 0,0498)E-3	(1,1886 ± 0,0512)E-3	(1,2129 ± 0,0501)E-3
β_6	(3,3086 ± 0,1831)E-4	(3,5061 ± 0,1881)E-4	(3,4174 ± 0,1800)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,74148$.

5,01412E-9	-7,99923E-9	4,4824E-9	-1,50961E-9	2,85683E-10
-7,99923E-9	1,46692E-8	-9,75506E-9	3,54114E-9	-5,81493E-10
4,4824E-9	-9,75506E-9	9,12443E-9	-4,07083E-9	8,77779E-10
-1,50961E-9	3,54114E-9	-4,07083E-9	2,47966E-9	-6,53794E-10
2,85683E-10	-5,81493E-10	8,77779E-10	-6,53794E-10	3,35324E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,78357$.

5,36387E-9	-8,55157E-9	4,77572E-9	-1,60669E-9	3,02916E-10
-8,55157E-9	1,56698E-8	-1,03914E-8	3,76447E-9	-6,15808E-10
4,77572E-9	-1,03914E-8	9,70256E-9	-4,32185E-9	9,30662E-10
-1,60669E-9	3,76447E-9	-4,32185E-9	2,62537E-9	-6,91425E-10
3,02916E-10	-6,15808E-10	9,30662E-10	-6,91425E-10	3,53975E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,70084$.

5,64033E-9	-8,9301E-9	4,86645E-9	-1,61256E-9	2,93573E-10
-8,9301E-9	1,62003E-8	-1,05481E-8	3,74019E-9	-6,02336E-10
4,86645E-9	-1,05481E-8	9,63956E-9	-4,21298E-9	8,82428E-10
-1,61256E-9	3,74019E-9	-4,21298E-9	2,51271E-9	-6,47554E-10
2,93573E-10	-6,02336E-10	8,82428E-10	-6,47554E-10	3,24162E-10

II.3 - Constantes de Decaimento da Biblioteca JENDL 3.3

Tabela AII.3 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca JENDL 3.3.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)
β_2	(1,4836 \pm 0,0631)E-3	(1,4481 \pm 0,0649)E-3	(1,4790 \pm 0,0663)E-3
β_3	(1,2679 \pm 0,1214)E-3	(1,3252 \pm 0,1250)E-3	(1,2987 \pm 0,1264)E-3
β_4	(3,1224 \pm 0,1036)E-3	(3,1160 \pm 0,1066)E-3	(3,1482 \pm 0,1060)E-3
β_5	(8,3174 \pm 0,6354)E-4	(7,8100 \pm 0,6536)E-4	(8,0584 \pm 0,6372)E-4
β_6	(4,8246 \pm 0,3136)E-4	(5,1460 \pm 0,3224)E-4	(5,0306 \pm 0,3103)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,73206$.

3,98088E-9	-7,01247E-9	4,37446E-9	-1,61714E-9	5,33956E-10
-7,01247E-9	1,47375E-8	-1,09586E-8	4,44088E-9	-1,37985E-9
4,37446E-9	-1,09586E-8	1,07261E-8	-5,4332E-9	1,95136E-9
-1,61714E-9	4,44088E-9	-5,4332E-9	4,037E-9	-1,75544E-9
5,33956E-10	-1,37985E-9	1,95136E-9	-1,75544E-9	9,83208E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,77532$.

4,21921E-9	-7,43161E-9	4,62961E-9	-1,71246E-9	5,65006E-10
-7,43161E-9	1,56182E-8	-1,16047E-8	4,70213E-9	-1,46021E-9
4,62961E-9	-1,16047E-8	1,13587E-8	-5,75523E-9	2,06736E-9
-1,71246E-9	4,70213E-9	-5,75523E-9	4,27141E-9	-1,85716E-9
5,65006E-10	-1,46021E-9	2,06736E-9	-1,85716E-9	1,03956E-9

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,69304$.

4,39367E-9	-7,68179E-9	4,68393E-9	-1,70261E-9	5,49916E-10
-7,68179E-9	1,59703E-8	-1,16831E-8	4,63166E-9	-1,42373E-9
4,68393E-9	-1,16831E-8	1,12291E-8	-5,57373E-9	1,9713E-9
-1,70261E-9	4,63166E-9	-5,57373E-9	4,06015E-9	-1,74288E-9
5,49916E-10	-1,42373E-9	1,9713E-9	-1,74288E-9	9,63125E-10

III - DADOS SUAVIZADOS COM PESO

III.1 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8

Tabela AIII.1 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)	2,96929E-4 (fixo)
β_2	(1,5091 \pm 0,0274)E-3	(1,4722 \pm 0,0285)E-3	(1,5030 \pm 0,0291)E-3
β_3	(1,3932 \pm 0,0598)E-3	(1,4613 \pm 0,0623)E-3	(1,4349 \pm 0,0629)E-3
β_4	(2,7277 \pm 0,0601)E-3	(2,7242 \pm 0,0627)E-3	(2,7484 \pm 0,0623)E-3
β_5	(9,2688 \pm 0,3411)E-4	(8,7254 \pm 0,3552)E-4	(9,0262 \pm 0,3476)E-4
β_6	(6,0006 \pm 0,1186)E-4	(6,2757 \pm 0,1234)E-4	(6,1753 \pm 0,1188)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,82420$.

7,48177E-10	-1,48255E-9	1,12518E-9	-4,32405E-10	9,09892E-11
-1,48255E-9	3,57333E-9	-3,21445E-9	1,35732E-9	-2,72204E-10
1,12518E-9	-3,21445E-9	3,61647E-9	-1,8188E-9	4,30142E-10
-4,32405E-10	1,35732E-9	-1,8188E-9	1,16319E-9	-3,34415E-10
9,09892E-11	-2,72204E-10	4,30142E-10	-3,34415E-10	1,40571E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,89360$.

8,12137E-10	-1,6096E-9	1,22064E-9	-4,6928E-10	9,86436E-11
-1,6096E-9	3,88163E-9	-3,49089E-9	1,47382E-9	-2,95284E-10
1,22064E-9	-3,49089E-9	3,9284E-9	-1,97543E-9	4,67033E-10
-4,6928E-10	1,47382E-9	-1,97543E-9	1,26199E-9	-3,62584E-10
9,86436E-11	-2,95284E-10	4,67033E-10	-3,62584E-10	1,52231E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,83807$.

8,44724E-10	-1,66043E-9	1,23543E-9	-4,68416E-10	9,58836E-11
-1,66043E-9	3,95691E-9	-3,50639E-9	1,45521E-9	-2,87497E-10
1,23543E-9	-3,50639E-9	3,88226E-9	-1,92078E-9	4,4569E-10
-4,68416E-10	1,45521E-9	-1,92078E-9	1,2086E-9	-3,41576E-10
9,58836E-11	-2,87497E-10	4,4569E-10	-3,41576E-10	1,41053E-10

III.2 - Constantes de Decaimento da Biblioteca ENDF/B-VI.8 (LANL revised)

Tabela AIII.2 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas pela versão revisada em LANL da biblioteca ENDF/B-VI.8.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)	3,1414E-4 (fixo)
β_2	(1,2492 ± 0,0315)E-3	(1,2121 ± 0,0329)E-3	(1,2501 ± 0,0338)E-3
β_3	(1,5795 ± 0,0539)E-3	(1,6706 ± 0,0563)E-3	(1,6631 ± 0,0572)E-3
β_4	(2,7518 ± 0,0425)E-3	(2,7451 ± 0,0442)E-3	(2,7729 ± 0,0441)E-3
β_5	(1,2382 ± 0,0221)E-3	(1,2049 ± 0,0230)E-3	(1,2290 ± 0,0225)E-3
β_6	(3,2641 ± 0,0815)E-4	(3,4710 ± 0,0845)E-4	(3,3776 ± 0,0808)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,87612$.

9,95167E-10	-1,58636E-9	8,8751E-10	-2,98624E-10	5,654E-11
-1,58636E-9	2,90605E-9	-1,92974E-9	7,00169E-10	-1,15027E-10
8,8751E-10	-1,92974E-9	1,8032E-9	-8,04622E-10	1,73516E-10
-2,98624E-10	7,00169E-10	-8,04622E-10	4,90553E-10	-1,29356E-10
5,654E-11	-1,15027E-10	1,73516E-10	-1,29356E-10	6,63654E-11

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,94194$.

1,08477E-9	-1,72829E-9	9,63784E-10	-3,23978E-10	6,10985E-11
-1,72829E-9	3,16442E-9	-2,09575E-9	7,58895E-10	-1,24144E-10
9,63784E-10	-2,09575E-9	1,95506E-9	-8,70871E-10	1,87521E-10
-3,23978E-10	7,58895E-10	-8,70871E-10	5,29323E-10	-1,39393E-10
6,10985E-11	-1,24144E-10	1,87521E-10	-1,39393E-10	7,13832E-11

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,88482$.

1,14015E-9	-1,80386E-9	9,8154E-10	-3,24968E-10	5,9182E-11
-1,80386E-9	3,2694E-9	-2,12577E-9	7,53419E-10	-1,21359E-10
9,8154E-10	-2,12577E-9	1,9409E-9	-8,48378E-10	1,77708E-10
-3,24968E-10	7,53419E-10	-8,48378E-10	5,06382E-10	-1,30509E-10
5,9182E-11	-1,21359E-10	1,77708E-10	-1,30509E-10	6,53546E-11

III.3 - Constantes de Decaimento da Biblioteca JENDL 3.3

Tabela AIII.3 - Abundâncias obtidas do ajuste para cada uma das densidades espectrais medidas. Constantes de decaimento fixas como dadas biblioteca JENDL 3.3.

	APSD canal 1	APSD canal 2	CPSD
β_1	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)	2,66614E-4 (fixo)
β_2	(1,4916 ± 0,0275)E-3	(1,4527 ± 0,0287)E-3	(1,4855 ± 0,0292)E-3
β_3	(1,2619 ± 0,0528)E-3	(1,3307 ± 0,0551)E-3	(1,2979 ± 0,0557)E-3
β_4	(3,1052 ± 0,0450)E-3	(3,0945 ± 0,0470)E-3	(3,1285 ± 0,0466)E-3
β_5	(8,5222 ± 0,2763)E-4	(8,0120 ± 0,2881)E-4	(8,2636 ± 0,2807)E-4
β_6	(4,7379 ± 0,1364)E-4	(5,0738 ± 0,1422)E-4	(4,9511 ± 0,1367)E-4

Matriz covariância do ajuste da APSD-1 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,82647$.

7,55276E-10	-1,32927E-9	8,28015E-10	-3,05778E-10	1,00977E-10
-1,32927E-9	2,79022E-9	-2,07199E-9	8,39239E-10	-2,60812E-10
8,28015E-10	-2,07199E-9	2,02605E-9	-1,02638E-9	3,68676E-10
-3,05778E-10	8,39239E-10	-1,02638E-9	7,63312E-10	-3,31966E-10
1,00977E-10	-2,60812E-10	3,68676E-10	-3,31966E-10	1,85965E-10

Matriz covariância do ajuste da APSD-2 já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,89839$.

8,22681E-10	-1,44799E-9	9,00852E-10	-3,32911E-10	1,09848E-10
-1,44799E-9	3,04034E-9	-2,2564E-9	9,13842E-10	-2,83784E-10
9,00852E-10	-2,2564E-9	2,20667E-9	-1,11804E-9	4,01623E-10
-3,32911E-10	9,13842E-10	-1,11804E-9	8,30251E-10	-3,60996E-10
1,09848E-10	-2,83784E-10	4,01623E-10	-3,60996E-10	2,02097E-10

Matriz covariância do ajuste da CPSD já multiplicada por $\chi^2_{\text{red.}} = 0,84220$.

8,55246E-10	-1,4941E-9	9,0977E-10	-3,30376E-10	1,06714E-10
-1,4941E-9	3,10288E-9	-2,26699E-9	8,98291E-10	-2,76148E-10
9,0977E-10	-2,26699E-9	2,17696E-9	-1,08064E-9	3,82231E-10
-3,30376E-10	8,98291E-10	-1,08064E-9	7,87785E-10	-3,38212E-10
1,06714E-10	-2,76148E-10	3,82231E-10	-3,38212E-10	1,86931E-10

REFERÊNCIAS

- 1- G. R. KEEPIN, et al., "Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium," *Phys. Rev.*, **107**, 1044 (1957).
- 2- R. J. TUTTLE, "Delayed Neutron Data for Reactor-Physics Analysis," *Nucl. Sci. Eng.*, **56**, 37-71 (1975).
- 3- G. D. SPRIGGS et al., "An 8-Group Delayed Neutron Model Based on a Consistent Set of Half-Lives," *Progress in Nuclear Energy*, **41**, 223-251 (2002).
- 4- J. BLACHOT et al., "Status of Delayed Neutron Data-1990", Organization of Economic Cooperation and Development, Nuclear Energy Agency, Committee on Reactor Physics, and Nuclear Data Committee (Dec. 1990).
- 5- D. L. HETRICK, "Dynamics of Nuclear Reactors", The University of Chicago Press, (1971).
- 6- W. M. STACEY, *Ir.*, "Variational Methods in Nuclear Reactor Physics", Academic Press, (1974).
- 7- G. D. SPRIGGS, "In-Core Measurement of Delayed-Neutron Parameters", Ph.D. Thesis, University of Arizona (1982).
- 8- G. D. SPRIGGS, "In-Pile Measurement of the Decay Constants and Relative Abundance of Delayed Neutrons", *Nucl. Sci. Eng.* **114**, 342-351 (1993).
- 9- Todo o volume de *Progress in Nuclear Energy*, Vol. **41**, No. 1-4 (2002).
- 10- ENDF/B-VI_Summary Documentation," BNL-NCS-17451 (ENDF-201), 4th ed. (ENDF/B-VI), P.F.Rose, Ed., National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory (Release-8) (2000).
- 11- UEVAL home page, <http://www.nea.fr/lists/ueval>.
- 12- K. SHIBATA. et al., "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3," *J. Nucl. Sci. Technol.* **39**, 1125, (2002).
- 13- F. de HOFFMANN et al., "Criticality of the Water Boiler, Number of Delayed Neutrons and Dispersion of the Neutron Emission per Fission," LA-183, Los Alamos Scientific Laboratory (1944).
- 14- R. P. FEYNMAN, "Statistical Behavior of Neutron Chains," LA-591(DEL), Los Alamos Scientific Laboratory (1946).
- 15- L. PÁL, "On the Theory of Stochastic Processes in Nuclear Reactors," *Nuovo Cimento*, (1958).
- 16- L. PÁL, "Statistical Fluctuations of Neutron Multiplication," *Proceedings of Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, vol. **16**, p.687, Geneva 1958. United Nations, New York, (1959).

- 17- M. N. MOORE, "The Determination of Reactor Transfer Functions from Measurements at Steady Operation," *Nucl. Sci. Eng.*, **3**, 387 (1958).
- 18- M. N. MOORE, "The Power Noise Transfer Function of a Reactor," *Nucl. Sci. Eng.*, **6**, 448 (1959).
- 19- C. E. COHN, "Determination of Reactor Kinetic Parameters by Pile Noise Analysis," *Nucl. Sci. Eng.*, **5**, 331 (1959).
- 20- C. E. COHN, "A Simplified Theory of Pile Noise," *Nucl. Sci. Eng.*, **7**, 472 (1960).
- 21- R. E. UHRIG - Coordinator - Noise Analysis in Nuclear Systems - Proceedings of a Symposium held at the University of Florida, November (1963).
- 22- A. GOMEZ, R. WALDMAN and E. LAGGIARD, "Measurement of Power in Research Reactors Using the Neutron Noise Technique," *Ann. Nucl. Energy*, Vol.**19**, No.5, p267 (1992).
- 23- Y. SHIMAZU, "A New Method of Estimation for Moderator Temperature Coefficient Using Fourier Transform," *Journal of Nucl. Sci. and Technology*, Vol.**32**, No.7 p622 (1994).
- 24- E. J. M. WALLERBOS and J. E. HOOGENBOOM, "The Measurement and Calculation of the Kinetic Parameter $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ of a Small High-Temperature Like, Critical System," *Journal of Nucl. Sci. and Technology*, Vol.**35**, No.1, p26, (1998).
- 25- I. PAZSIT, "On the Possible Use of the Neutron Current in Core Monitoring and Noise Diagnostics," *Ann. Nucl. Energy*, Vol.**24**, No.15, p1257, (1997).
- 26- G. QUINTEIRO, "Study of Kinetic Parameters in the RA-4 Reactor by Means of Computational Modeling and Neutron Noise Measurements," *Ann. Nucl. Energy*, Vol.**28**, No.5, p509 (2001).
- 27- R. I. K. MOORTHY and S. K. SINHA, "Applicability of Neutron Noise Technique for Diagnostics of In-Core Components for Heavy Water Reactors," *Nucl. Eng. and Design*, Vol. **196**, No.3, p353 (2000).
- 28- R. DINIZ and A. dos SANTOS, "A Noise Analysis Approach for Measuring the Decay Constants and the Relative Abundance of Delayed Neutrons in a Zero Power Critical Facility ," - International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (ND2001) - Tsukuba, Japan, 7 - 12/10/2001
- 29- J. E. R. HOLMES et al., "Zephyr (1): Critical Assembly and Kinetics", AERE/R-1472, Atomic Energy Research Establishment, (1954).
- 30- A. R. BAKER and D. D. McVICAR, "An Analysis of Critical Assembly and Kinetics Data Obtained from the Air-Spaced Plutonium Core Assembly (Core II) of Zephyr," AERE-RP/R 1778, Atomic Energy Research Establishment, (1956).

- 31- R. D. SMITH and J. D. SANDERS, " Experimental Work with Zero Energy Fast Reactors, " *Proc. 2nd. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, Switzerland, 1958, **12**, p. 89, (1958).
- 32- W. W. GRAHAM et al., "Accurate Delayed-Neutron Parameter Measurements in a Heavy-Water Reactor", *Nucl. Sci. Eng.*, **38**, 33 (1969).
- 33- S. G. CARPENTER and R. W. GOIN, "Measured Kinetic Parameters for ZPPR Assembly 2", ANL-8010, p 181, Argonne National Laboratory (1972).
- 34- S. G. CARPENTER and R. W. GOIN, "Measurement of Delayed-Neutron Parameter in an LMFBR Demonstration Reactor Critical Assembly", *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **21**, 459 (1975).
- 35- R. B. VILIM and R. W. BROCK, " A Method for Measurement of Delayed Neutron Parameters for Liquid-Metal-Cooled Power Reactors," *Nucl. Sci. Eng.*, **123**, 259-271 (1996).
- 36- S. G. CARPENTER, "Measurement of Control Rod Worths Using ZPPR", *Proc. Specialists Mtg. Control Rod Measurement Techniques: Reactivity Worth and Power Distribution*, Cadarache, France, April 21-22, 1976, NEARP-U-75, Nuclear Energy Agency Reactor Physics.
- 37- G. I. BELL and S. GLASSTONE, "Nuclear Reactor Theory," Van Nostrand, New York (1970).
- 38- A. dos SANTOS et. al., "The Experimental Determination of the Relative Abundances and Decay Constants of Delayed Neutrons of the IPEN/MB-01 Reactor," PHYSOR 2004, Chicago, Illinois, April 25-29, (2004).
- 39- A. D'ANGELO, "Overview of the Delayed Neutron Data Activities and Results Monitored by the NEA/WPEC Subgroup 6," *Prog. Nucl. Energy*, Vol. **41**, 5-38, (2002).
- 40- M. C. BRADY and T. R. ENGLAND, "Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems," *Nucl. Sci. Eng.*, **103**, 129-149 (1989).
- 41- D. SAPHIER et. al., "Evaluated Delayed Neutron Spectra and Their Importance in Reactor Calculations," *Nucl. Sci. Eng.*, **62**, 660, (1977).
- 42- E. F. BENNETT, "The Rice Formulation of Pile Noise," *Nucl. Sci. Eng.*, **8**, 53-61 (1960).
- 43- J. D. ORNDOFF, "Prompt Neutron Periods of Metal Critical Assemblies," *Nucl. Sci. Eng.*, **2**, 450-460 (1957).
- 44- M. M. R. WILLIAMS, "Random Processes in Nuclear Reactors," Pergamon Press, (1974).

- 45- T. WILLIAMS et. al., "Experimental Investigation of the Kinetic Parameter β/Λ in a Graphite Moderated, LEU Fueled, Critical Configurations", *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors (PHYSOR 96)*, **2**, p. E200 (1996).
- 46- P. COLWELL and J. C. MATHEWS, "Introdução às Variáveis Complexas," Edgard Blucher Ltda - USP.
- 47- I. PÁZSIT, "On the Kinetic Response of a Reactor with Delayed Neutrons," *Ann. Nucl. Energy*, Vol.**23**, No.4/5, p407 (1996).
- 48- F. R. MARTINS, "Medidas de Parâmetros Nucleares de um Reator de Potência Zero Aplicando a Técnica de Análise de Ruídos", Dissertação de Mestrado, IPEN-CNEN-SP, 1990.
- 49- J.R. SHEFF and R.W. ALBRECHT, "The Space Dependence of Reactor Noise - I - Theory," *Nucl. Sci. Eng.*, **24**, p246 (1966).
- 50- J.R. SHEFF and R.W. ALBRECHT, "The Space Dependence of Reactor Noise - II - Calculations," *Nucl. Sci. Eng.*, **26**, p207 (1966).
- 51- E. SUZUKI, "A Method for Measuring Absolute Reactor Power Through Neutrons Fluctuation," *Journal of Nucl. Sci. Technology*, Vol.**3**, No.3, p98 (1966).
- 52- B.C. DIVEN., et al, "Multiplicities of Fission Neutrons," *Phys. Rev.*, **101**, 1012 (1956).
- 53- N. PACILIO et al, "Toward a Unified Theory of Reactor Neutron Noise Analysis Techniques," *Ann. Nucl. Energy*, **3** (1976).
- 54- N. PACILIO et al, "Barlett Formalism, Generating Functions and Z-Transforms in Fluctuation and Noise Theory," *Ann. Nucl. Energy*, **10** (1983).
- 55- N. PACILIO et al, "Statistical Physics: Some Basic Principles of Fluctuation and Noise Theory," *Ann. Nucl. Energy*, Vol. **10**, No. 6, (1983).
- 56- G. D. SPRIGGS, "The Reactor Noise Threshold," *Nucl. Sci. Eng.*, **116**, 67-72 (1994).
- 57- A. dos SANTOS et. al., "The Experimental Determination of the Effective Delayed Neutron Parameters β_{eff} , $\beta_{\text{eff}}/\Lambda$ and Λ of the IPEN/MB-01 Reactor," PHYSOR 2004, Chicago, Illinois, April 25-29, (2004).
- 58- M. YAMAGUCHI e A. dos SANTOS, "Metodologia de Cálculo de β_{eff} e Λ ," Anais do X ENFIR (Encontro de Física de Reatores e Termo-hidráulica), Águas de Lindóia, (1995).
- 59- W. H. PRESS, S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING and B. P. FLANNERY, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press - (2^o Ed.) (1992).
- 60- P. BEVINGTON, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences," McGraw Hill, (1969).

- 61- Z. SZATMÁRY, "Data Evaluation Problems in Reactor Physics - Theory of Program RFIT," Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary, KFKI-1977-43 (1977).
- 62- U. D. BITELLI, "Medida de Parâmetros Integrais no Reator IPEN/MB-01," Tese de Doutorado- IPEN, (2001).
- 63- MACFARLANE, R. E.; MUIR, D. W.; BOICOURT, R. M. "*The NJOY Nuclear Data Processing System, vol. 1: User's Manual*", Los Alamos, Los Alamos National Laboratory, 1982 (LA-9393-M).
- 64- FERREIRA, C. R., SANTOS, A., "Análise de Criticalidade Utilizando os Sistemas NJOY, AMPX-II e KENO-IV", Anais do VII ENFIR, Recife, PE, Abril 1989
- 65- BARHEN, J.; RHOTENSTEIN, W.; TAVIV, E. "The HAMMER Code System Technion", Israel Institute of Technology, Haifa, Israel, 1978 (NP-565).
- 66- FOWLER, T. B.; VONDY, D. R.; CUNNINGHAM, G. W. "*Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION*", Oak Ridge, Oak Ridge National Laboratory, 1971 (ORNL-TM-2496, Rev. 2).
- 67- J.S. BENDAT and A.G. PIERSOL, "Random Data - Analysis and Measurement Procedures," Second Edition (Revised and Expanded), John Wiley, New York (1986).
- 68- Mr. EASWAR, Microcal Software Inc., comunicação pessoal.
- 69- T. SAKURAI and S. OKAJIMA., "Adjustment of Total Delayed Neutron Yields of U-235, U-238 and Pu-239 in JENDL-3.2 Using Benchmark Experiments on Effective Delayed Neutron Fraction, " *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**,19-30 (2002).
- 70- G. D. SPRIGGS et. al., "Preliminary Results of a Rossi-Alpha Experiment in the IPEN/MB-01 Research Reactor," Los Alamos National Laboratory, LA-UR-97-3901 (1997).
- 71- G. D. SPRIGGS, R. D. BUSCH and J. G. WILLIAMS, "Two-Region Kinetic Model for Reflected Reactors," *Ann. Nucl. Energy*, **24**, No. 3 (1997).
- 72- C. E. COHN, "Reflected-Reactors Kinetics," *Nucl. Sci. Eng.* **13**, 12-17 (1962).
- 73- R. AVERY et. al., "Coupled Fast-Thermal Power Breeder Critical Experiment," Proc. 2nd. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva **12**, 151 (1958).
- 74- D. BABALA, "Point-Reactor Theory of Rossi-Alpha Experiment," *Nucl. Sci. Eng.*, **28**, 237-242 (1967).
- 75- M. BRUGGEMAN et. al., "Neutron Coincidence Counting Based on Time Interval Analysis with one- and two-Dimensional Rossi-Alpha Distributions: An Application for Passive Neutron Waste Assay," *Nucl. Instr. and Methods in Physics Research - A* **382** , 511-518 (1996).

- 76- A. M. WEINBERG and H. C. SCHWEINLER, " Theory of Oscillating Absorber in a Chain Reactor," *The Physical Review*, Second Series, Vol. **74**, No. 8 (1948).