

UMA METODOLOGIA NUMÉRICA PARA OBTENÇÃO DOS FATORES INTERMEDIÁRIOS DE RESSONÂNCIA NO FORMALISMO DE MULTIGRUPPO

Andrea Sanchez e Adimir dos Santos

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, CNEN
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
05422-970, São Paulo, Brasil

RESUMO

Neste trabalho apresenta-se uma metodologia nova de obtenção dos fatores intermediários de ressonância, κ e μ apropriados a cada nuclide e no formalismo de multigrupo de energia utilizando o código NJOY (subrotina GENFLX do módulo GROUPE). A metodologia é compatível com os métodos comumente utilizados para a geração de seção de choque no formalismo de multigrupo. Apresenta-se também os fatores intermediários de ressonância (κ e μ) em função da diluição e da temperatura para os principais grupos de energia da biblioteca epitérmica/rápida do código HAMMER-TECHNION. Os resultados obtidos são consistentes e apresentaram progresso satisfatório.

INTRODUÇÃO

A região de ressonância resolvida dos núcleos actinídeos sempre foi considerada como sendo a região de mais difícil tratamento analítico como, também, a região de mais difícil obtenção de valores experimentais para servir de padrão de comparação. As duas maiores consequências da existência de ressonâncias e os dois efeitos de grande importância na operação e controle de reatores nucleares são: o efeito de autoblindagem [1,2], e o alargamento Doppler [1,2].

Em termos de cálculos celulares, o tratamento da autoblindagem das ressonâncias basicamente se resume a dois métodos aproximados: Nordheim [3] e Bondarenko [4]. O método de Nordheim é um método aproximado que consiste em resolver iterativamente a equação de moderação de nêutrons considerando as absorções parciais e recalculando o fluxo depressionado. Esse método encontra-se implementado no código HAMMER-TECHNION [5], atualmente utilizado na Divisão de Física de Reatores do IPEN/CNEN-SP. A resolução da equação de moderação por esse método torna o código razoavelmente lento, mostrando uma desvantagem no ponto de vista computacional. Além disso, as ressonâncias têm que ser descritas pelo formalismo Single-Level de Breit-Wigner, o que torna difícil a utilização das novas bibliotecas ENDF/B-VI [6] e JENDL 3.1 [7]. Por outro lado, o método de Bondarenko tem-se mostrado rápido e eficiente ao que tange o processamento computacional. Códigos mais recentes [8,9,10] têm-se utilizado desse

método para o tratamento da autoblindagem das ressonâncias resolvidas.

Apesar de inicialmente ter sido desenvolvido para utilização em reatores rápidos, esse método foi estendido a cálculos de reatores térmicos e epitérmicos. No método de Bondarenko o fluxo utilizado como função ponderação é parametrizado através de duas variáveis: seção de choque de diluição (σ_0) e a temperatura (T). Desta forma, a seção de choque efetiva no formalismo de multigrupo dependerá somente de dois parâmetros σ_0 e T.

Na aplicação do método de Bondarenko a um problema específico, interpola-se as seções de choque na temperatura (T) e na diluição (σ_0) da aplicação. No método de Bondarenko não há nenhuma restrição ao formalismo utilizado para descrever as ressonâncias. Para que esse método tenha sucesso em comparação com métodos mais sofisticados [11], é necessário a obtenção dos fatores intermediários de ressonância [12] apropriados a cada nuclide e a cada multigrupo.

Os métodos comumente utilizados para a obtenção dos fatores intermediários de ressonância [12,13,14] utilizam várias hipóteses restritivas, tais como, ressonâncias isoladas e descritas pelo formalismo Single Level Breit-Wigner, o que torna difícil a utilização no formalismo de multigrupo bem como a utilização de novas bibliotecas (ex. ENDF/B-VI, etc.).

O propósito desse trabalho é apresentar um procedimento numérico para obtenção dos fatores intermediários de ressonância no formalismo de multigrupo de códigos celulares de reatores térmicos. No método proposto haverá a compatibilização com

procedimentos comumente utilizados para geração de seções de choque em multigrupos de energia. Não haverá nenhuma restrição quanto ao formalismo de descrição das ressonâncias.

INTRODUÇÃO TEÓRICA

Admitindo-se um sistema descrito em termos de probabilidade de colisão em duas regiões (absorvedora e moderadora) representadas pelos índices subscritos *f* para o combustível, *am* para o moderador da mistura absorvedora e *m* para o moderador externo e utilizando as equações de balanço de nêutrons [13], dadas por:

$$\begin{aligned} \sigma_f(E)\Phi_f(E) &= [1 - P_f(E)]\{K_f(\sigma_s\Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f)\} + \\ &+ P_m(E)s_mK_m(\Phi_m) \end{aligned} \quad (1)$$

que representa o balanço de nêutrons no meio absorvedor. e:

$$\begin{aligned} s_m\Phi_m(E) &= P_f(E)\{K_f(\sigma_s\Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f)\} + \\ &+ [1 - P_m(E)]s_mK_m(\Phi_m) \end{aligned} \quad (2)$$

que expressa o balanço de nêutrons na região do moderador. Todos os símbolos utilizados acompanham as definições da referência [13]. As equações (1) e (2) representam um conjunto de equações integrais acopladas para Φ_f e Φ_m . Para desacoplar esse sistema de equações procede-se da seguinte forma:

- assumindo-se a Aproximação Racional de Wigner [1] para a probabilidade de escape do combustível corrigida pelo fator de Bell [1]

- e a relação de reciprocidade [1] e fazendo algumas simplificações matemáticas, obtém-se:

$$\begin{aligned} [\sigma_f(E) + \bar{A}s]\Phi_f(E) &= K_f(\sigma_s\Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f) + \\ &+ \bar{A}sK_m(\Phi_m) \end{aligned} \quad (3)$$

Introduzindo-se o parâmetro intermediário de ressonância para o moderador externo, dado por μ [13] definido como

$$K_m(\Phi_m) = \frac{\mu}{E} + (1 - \mu)\Phi_m(E). \quad (4)$$

e fazendo-se algumas manipulações matemáticas tem-se

$$\Phi_m(E) = Q\Phi_f(E) + \frac{Q\mu}{E} \left(\frac{1}{\bar{A}s/s_m} - 1 \right). \quad (5)$$

onde Q é definido como

$$Q = \frac{\bar{A}s}{s_m} \cdot \frac{1}{\mu + (1 - \mu) \bar{A}s/s_m}. \quad (6)$$

e finalmente para $\mu=1$ (aproximação de primeira ordem) tem-se

$$\Phi_m^{(1)}(E) = \frac{1}{E} - Q \left(\frac{1}{E} - \Phi_f(E) \right). \quad (7)$$

Utilizando-se a equação (7) na equação (4) e substituindo-se o resultado na equação (3) desacopla-se o sistema de equações (1) e (2), obtendo-se uma equação com uma única incógnita (Φ_f)

$$\begin{aligned} \{\sigma_f(E) + \bar{A}s[1 - Q(1 - \mu)]\}\Phi_f(E) &= K_f(\sigma_s\Phi_f) + \\ &+ \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f) + \{[1 - Q(1 - \mu)]\bar{A}s\} / E \end{aligned} \quad (8)$$

A equação (8) representa uma expressão matemática para o teorema da equivalência entre sistemas homogêneos e heterogêneos, conforme discutido em vários textos [1,2].

Da equação (7) tem-se

$$K_m(\Phi_m) = \frac{1}{E} - Q \left[\frac{1}{E} - K_m(\Phi_f) \right]. \quad (9)$$

Substituindo a equação (9) na equação (3), obtém-se

$$\begin{aligned} [\sigma_f(E) + \bar{A}s]\Phi_f(E) &= K_f(\sigma_s\Phi_f) + \frac{\bar{A}s(1 - Q)}{E} + \\ &+ \bar{A}sQK_m(\Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f) \end{aligned} \quad (10)$$

Pode-se, imediatamente, compatibilizar as equações desenvolvidas com as equações de moderação do módulo GROUPR do NJOY [15], fazendo as seguintes correspondências:

$$\bar{A}s \rightarrow \sigma_0 \quad e \quad Q \rightarrow \beta$$

para $\mu=1$ em (6) e (7).

A aproximação de primeira ordem para Φ_f é obtida efetuando a aproximação intermediária de ressonância para todos os núclídeos como efetuado na referência 13.

$$\Phi_f^{(1)}(E) = \frac{(\tilde{\sigma}_p + \tilde{A}s)}{[\tilde{\sigma}_t(E) + \tilde{A}s]} \cdot \frac{1}{E} \quad (11)$$

onde

$$\tilde{A}s = \bar{A}s[1 - Q(1 - \mu)], \quad (12)$$

$$\tilde{\sigma}_t = \sigma_t - (1 - \lambda)\sigma_s(E) - (1 - \kappa)\sigma_{am}, \quad (13)$$

$$\tilde{\sigma}_p = \lambda\sigma_p + \kappa\sigma_{am}, \quad (14)$$

onde λ e κ representam os fatores intermediários de ressonância para o absorvedor e o moderador da mistura absorvedora.

Para reatores rápidos a biblioteca de seções de choque é gerada, normalmente, através da função ponderação dada pela equação (11). Porém, para reatores térmicos, as hipóteses são menos restritivas, obtendo a biblioteca de seções de choque fazendo-se a aproximação intermediária de ressonância para todos os núclídeos, exceto o núclídeo em particular no qual está sendo considerado.

A compatibilização com o sistema NJOY é efetuada considerando-se a equação (10) e admitindo que:

$$\bar{A}s \rightarrow \sigma_0 \quad e \quad Q \rightarrow \beta$$

tem-se

$$[\sigma_t(E) + \sigma_0]\Phi_f(E) = K_f(\sigma_s, \Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f) + \sigma_0\beta K_m(\Phi_f) + \frac{\sigma_0(1 - \beta)}{E} \quad (15)$$

que é a equação (37) do módulo GROUPR do NJOY.

A equação (15) é resolvida pelo código NJOY e considerado como fluxo "exato" na determinação dos parâmetros intermediários de ressonância no formalismo de multigrupo de energia. Para isso, a subrotina GENFLX, do módulo GROUPR, sofrerá modificações onde não será considerada a presença de um terceiro moderador, como o oxigênio da água. Reescrevendo a equação (8) como

$$[\sigma_t(E) + \tilde{A}s]\Phi_f(E) = K_f(\sigma_s, \Phi_f) + \sigma_{am}K_{am}(\Phi_f) + \frac{\tilde{A}s}{E}, \quad (16)$$

onde

$$\tilde{A}s = \bar{A}s[1 - Q(1 - \mu)], \quad (17)$$

substituindo

$$K_{am}(\Phi_f) = \frac{\kappa}{E} + (1 - \kappa)\Phi_f(E), \quad (18)$$

a equação (16) torna-se

$$[\sigma_{tr}(E) + \tilde{A}s + \kappa\sigma_{am}]\Phi_f(E) = K_f(\sigma_s, \Phi_f) + \frac{\tilde{A}s + \kappa\sigma_{am}}{E}, \quad (19)$$

onde

$$\sigma_{tr} = \sigma_t - \sigma_{am}, \quad (20)$$

e compatibilizando-se com a subrotina GENFLX, tem-se

$$\sigma_{o1} = \kappa\sigma_{am} + \sigma_0[1 - \beta(1 - \mu)]. \quad (21)$$

Portanto tem-se

$$[\sigma_{tr}(E) + \sigma_{o1}]\Phi_f^{(1)}(E) = K_f(\sigma_s, \Phi_f^{(1)}) + \frac{\sigma_{o1}}{E}, \quad (22)$$

que é a equação (33) do manual do código NJOY comumente utilizado para geração de seção de choque para reatores térmicos.

A equivalência entre taxas de absorção na região de ressonância será efetuada assumindo os fluxos obtidos pela solução da equação (15) como o "exato" e pelo fluxo obtido da equação (22) assumido como aproximado. Não haverá necessidade de calcular o fator intermediário de ressonância para o núclídeo no qual a equação (22) está sendo resolvida, visto que já está sendo levado em consideração.

Para se obter o sistema de equações que será utilizado para o cálculo dos parâmetros intermediários de ressonância, subtrai-se da equação (15) e da equação (22), em ambos os lados das equações, as expressões: $\sigma_0(1 - \kappa)\Phi_f$ e $\beta\sigma_0(1 - \mu)\Phi_f$ e multiplicando as equações resultantes por

$$E\sigma_a(E)\Phi_f^{(1)}(E) = \frac{W(E) + \sigma_{o1}\sigma_a(E)}{\sigma_t(E) + \sigma_{o1}}, \quad (23)$$

onde

$$W(E) = \sigma_a(E)EK_f(\sigma_s, \Phi_f^{(1)}), \quad (24)$$

subtraindo as equações resultantes, integrando no grupo de interesse e rearranjando matematicamente, chega-se a

$$\begin{aligned} \sigma_{01} \int_g \left\{ \sigma_a(E) [\Phi_f(E) - \Phi_f^{(1)}(E)] dE \right\} &= \sigma_{am} [Z_{am} - (1 - \kappa) W_m] + \\ + \int_g \left[K_r(\sigma_s \Phi_f) \Phi_f^{(1)}(E) - K_r(\sigma_s \Phi_f^{(1)}) \Phi_f(E) \right] E \sigma_a(E) dE &+ \\ + \beta \sigma_0 [Z_m - (1 - \mu) W_m] & \end{aligned} \quad (25)$$

onde

$$Z_{am} = \int_g \left[K_{am}(\Phi_f) - \frac{1}{E} \right] E \sigma_a(E) \Phi_f^{(1)}(E) dE \quad (26)$$

$$W_m = \int_g \left[\Phi_f(E) - \frac{1}{E} \right] E \sigma_a(E) \Phi_f^{(1)}(E) dE \quad (27)$$

$$Z_m = \int_g \left[K_m(\Phi_f) - \frac{1}{E} \right] E \sigma_a(E) \Phi_f^{(1)}(E) dE \quad (28)$$

Se definirmos os parâmetros intermediários de ressonância κ (parâmetro intermediário de ressonância do moderador da mistura) e μ (parâmetro intermediário de ressonância do moderador externo) da seguinte maneira

$$\kappa = 1 - \frac{Z_{am}}{W_m} \quad e \quad \mu = 1 - \frac{Z_m}{W_m} \quad (29)$$

tem-se, então, que a integral de ressonância utilizando o fluxo $\Phi_f^{(1)}$ torna-se igual à do fluxo "exato", portanto

$$\int_g \sigma_a(E) \Phi_f(E) dE = \int_g \sigma_a(E) \Phi_f^{(1)}(E) dE \quad (30)$$

desde que

$$\int_g \left[K_r(\sigma_s \Phi_f) \Phi_f^{(1)}(E) - K_r(\sigma_s \Phi_f^{(1)}) \Phi_f(E) \right] E \sigma_a(E) dE = 0 \quad (31)$$

À partir da compatibilização do procedimento que determina os parâmetros intermediários de ressonância com o procedimento para a obtenção de $\Phi_f(E)$ comumente utilizada [12,14,16,17] do código NJOY, preserva-se o procedimento de cálculo das constantes de multigrupo, porém, sem impor restrições quanto ao formalismo utilizado para a reconstrução das ressonâncias.

Utilizando-se as equações (22) e (26) à (29), recorre-se a um processo iterativo para a determinação de

κ e μ , assumindo-se inicialmente todos os parâmetros iguais a 1, e admitindo o fluxo de nêutrons (Φ_f) do absorvedor conhecido. O fluxo ($\Phi_f^{(1)}$) é obtido a partir da solução da equação (22), assumindo κ e μ conhecidos. Todas as grandezas são parametrizadas em função de σ_0 , β e T .

Os métodos utilizados anteriormente [14,16] utilizam-se do formalismo de Breit-Wigner a zero Kelvin para a descrição das ressonâncias assumidas isoladas, as integrais são estendidas no intervalo $(-\infty, +\infty)$ e são elaboradas analiticamente. Os parâmetros IR são obtidos a partir de um processo recursivo, visto que as equações são transcendentais. Se desejado, pode-se obter correções para a temperatura.

A obtenção dos parâmetros intermediários de ressonância no formalismo de multigrupo proposto neste trabalho segue o mesmo procedimento, diferindo somente no intervalo de energia das integrais Z_{am} , W_m , e Z_m , que são efetuadas numericamente no grupo de interesse. No método proposto não há restrições à temperatura e nem ao formalismo utilizado para descrever as ressonâncias. Além disso, não há restrição de ressonâncias isoladas. Podem, inclusive, haver várias ressonâncias no mesmo grupo.

OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS INTERMEDIÁRIOS DE RESSONÂNCIA

Utilizando-se a subrotina GENFLX do código NJOY, calculou-se os parâmetros intermediários de ressonância para o moderador presente na mistura (κ) e para o moderador externo (μ) em função da temperatura e das diluições (σ_0 's) para os grupos de energia 45 e 32 da estrutura de grupo da biblioteca epitérmica/rápida do código HAMMER-TECHNION. A equação de moderação (equação 15) foi resolvida tendo como meio absorvedor UO_2 (somente urânio-238) e como moderador externo o hidrogênio.

A equação (15) é resolvida pelo módulo GROUPR do código NJOY e é assumido como o fluxo "exato". No programa elaborado para a obtenção dos fatores intermediários de ressonância incorporou-se a subrotina GENFLX para resolver somente a equação (22). Assume-se valores iniciais para κ e μ (geralmente iguais a 1.0) e procede-se a solução iterativa das equações (22), (26) à (29) até que a convergência para κ e μ seja alcançada.

Quanto ao critério de escolha dos grupos de energia a título de ilustração do procedimento, pode-se dizer que conforme a FIGURA 1, a região epitérmica consiste de várias ressonâncias, sendo a mais importante a ressonância de 6.67 eV do urânio 238, da mistura UO_2 . Alguns autores consideram ainda a ressonância em 192 eV do urânio 238, da mistura UO_2 como uma das mais importantes por ser uma das maiores.

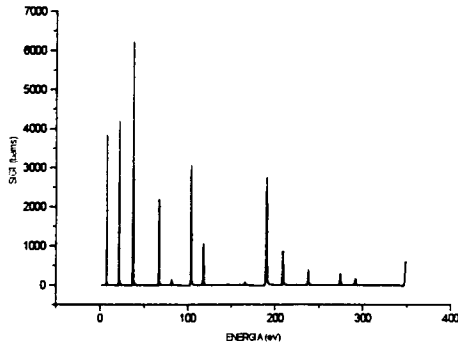


FIGURA 1- Gráfico da seção de choque total versus a energia

Dessa maneira os dois grupos escolhidos são os grupos que contém as energias das ressonâncias mais importantes: grupo 45 (de 6.476 eV até 8.315 eV) que contém a ressonância de 6.67 eV, e o grupo 32 (de 167.0 eV até 275.4 eV) que contém a ressonância de 192 eV, do código HAMMER-TECHNION. Essa escolha deve-se ao fato de que futuramente os parâmetros intermediários de ressonância obtidos pelo método proposto sejam incorporados ao código HAMBOND [17] que se utiliza da mesma estrutura de energia da biblioteca epitérmica/rápida.

As FIGURAS 2 e 3 representam o grupo 45 e 32, respectivamente, e mostram dois casos opostos que ocorrem no formalismo de multigrupo. Na FIGURA.2 tem-se uma única ressonância que engloba mais de um grupo (grupos 46 e 45), estando a maior parte no grupo 45. Na FIGURA 3, tem-se uma série de ressonâncias em um único grupo de energia, o que dificulta os cálculos já que a maioria dos métodos utilizados tratam de ressonâncias isoladas.

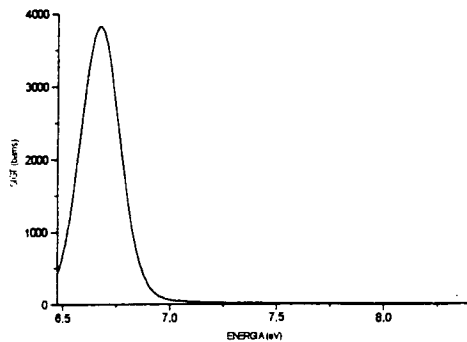


FIGURA 2- Gráfico da seção de choque total versus energia para o grupo 45.

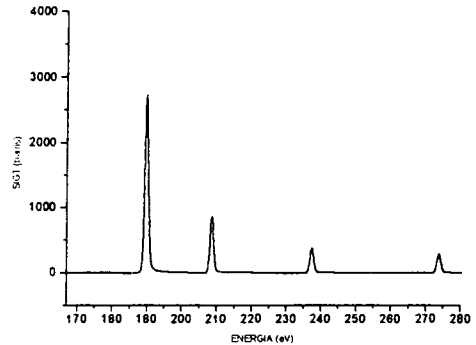


FIGURA 3- Gráfico da seção de choque total versus energia para o grupo 32.

Os cálculos foram realizados para o oxigênio e hidrogênio. Foram fornecidos ao programa elaborado os arquivos de seção de choque total e de espalhamento elástico do urânio-238 da biblioteca básica ENDF/B-IV e processadas com o código NJOY, assim como o arquivo de fluxo (saída do módulo GROUPE), os grupos de energia de interesse e a diluição do sistema.

Para que os valores encontrados para os parâmetros intermediários de ressonância sejam considerados corretos é necessário que primeiramente, a integral da taxa de reação no multigrupo de energia utilizando o fluxo "exato" deve ser igual, ou aproximadamente igual à do fluxo aproximado segundo a equação (31). A TABELA 1 ilustra os resultados obtidos que confirmam essa afirmação.

TABELA 1 - Valores das integrais referentes à equação (31) para $\beta=0.4$ e $T=1500$ K.

GRUPO	σ_0 (barns)	"exato"	aproxim.	desvio(%)
45	10	7.1970	7.2375	0.56
	50	31.649	31.727	0.25
	100	70.571	70.673	0.14
	200	175.81	175.91	0.06
32	10	13.485	13.474	0.08
	50	42.253	42.210	0.10
	100	75.972	75.901	0.09
	200	139.40	139.29	0.08

Segundo os resultados apresentados na Tabela 1 a equação (31) está sendo calculada dentro de uma precisão satisfatória, revelando desvios pequenos entre a taxa de reação do fluxo "exato" e do fluxo aproximado.

A TABELA 2 ilustra agora, os resultados obtidos para a confirmação da igualdade entre as integrais da taxa de reação de absorção (equação 30) no multigrupo utilizando o fluxo "exato" e o fluxo aproximado.

TABELA 2 - Valores das integrais referentes à equação (30) para $\beta=0.4$ e $T=1500$ K.

GRUPO	σ_0 (barns)	Int. Ex.	Int. Apr.	desvio(%)
45	10	1.6774	1.6512	1.56
	50	4.7541	4.7344	0.41
	100	7.8342	7.8138	0.26
	200	13.091	13.069	0.17
32	10	0.6913	0.6828	1.23
	50	1.2144	1.2120	0.20
	100	1.6279	1.6266	0.08
	200	2.1833	2.1827	0.03

Segundo a TABELA 2 os valores encontrados para as integrais da taxa de reação de absorção no multigrupo utilizando o fluxo "exato" e o fluxo aproximado de primeira ordem possuem desvios pequenos o que demonstra a consistência nos cálculos dos parâmetros intermediários de ressonância como sugerido pela equação (30).

A seguir apresenta-se os valores relativos aos parâmetros intermediários de ressonância obtidos nesse trabalho.

Os resultados dos parâmetros intermediários foram obtidos para diferentes diluições, temperaturas e valores de β .

A TABELA 3 mostra os valores do parâmetro κ (moderador da mistura) para o valor constante de $\beta=0.4$ com variações na diluição (σ_0) e na temperatura.

TABELA 3 - Valores de κ para os grupos 45 e 32.

T (K)	10 barns	50 barns	100 barns	200 barns
grupo 45				
0	0.5415	0.7101	0.7631	0.8072
300	0.5409	0.7115	0.7643	0.8069
600	0.5411	0.7117	0.7630	0.8027
grupo 32				
0	*	0.7909	0.8744	0.9199
300	0.4972	0.8563	0.9087	0.9373
600	0.5688	0.8561	0.9038	0.9306

* - não atingiu a convergência

Os valores expostos na TABELA 3 demonstram uma pequena variação do parâmetro κ quanto a mudança da temperatura. A maior variação mostrada é relativa à diluição do sistema. Observa-se que κ sempre aumenta a medida que a diluição aumenta para qualquer que seja o valor da temperatura.

A Tabela 4 mostra agora, os valores do parâmetro μ (moderador externo) para o valor constante de $\beta=0.4$ e diferentes diluições e temperatura.

Tabela 4 - Valores de μ para os grupos 45 e 32.

T (K)	10 barns	50 barns	100 barns	200 barns
grupo 45				
0	0.6756	0.8488	0.8878	0.9155
300	0.6717	0.8477	0.8871	0.9143
600	0.6694	0.8465	0.8854	0.9116
grupo 32				
0	*	0.9268	0.9552	0.9707
300	0.8479	0.9549	0.9738	0.9824
600	0.8690	0.9578	0.9723	0.9804

* - não atingiu a convergência

Na Tabela 4 observa-se, também que a variação de μ quanto a diferença de temperatura é pequena e a maior variação do parâmetro deve-se à variação do valor da diluição, quanto maior a diluição maior o valor de μ .

Das Tabelas 3 e 4 observa-se que os valores de μ são maiores que os valores de κ para ambos os grupos de energia isso deve-se ao fato de que o α do oxigênio ser maior que o do hidrogênio, possibilitando atingir a condição de ressonância estreita mais facilmente para o hidrogênio. É observado, também que a medida que a diluição aumenta os valores de κ e μ tendem a 1, isto porque $\Phi(E)$ tende a $1/E$, que é o comportamento do fluxo para a aproximação NR (Narrow Resonance).

As Tabelas 5 e 6 mostram os valores dos parâmetros κ e μ , respectivamente, para a variação da diluição do sistema e também da diluição do valor de β para uma temperatura constante de 1500 K.

TABELA 5 - Valores de κ para variações de β para $T=1500$ K

GRUPO	σ_0 (barns)	$\beta=0.4$	$\beta=0.5$	$\beta=0.6$
45	10	0.5405	0.5128	0.4806
	20	0.6225	0.6010	0.5751
	30	0.6633	0.6451	0.6228
	50	0.7075	0.6927	0.6744
	70	0.7322	0.7194	0.7033
	100	0.7549	0.7437	0.7297
	200	0.7896	0.7810	0.7701
32	10	0.6172	0.6132	0.6107
	20	0.7415	0.7381	0.7353
	30	0.7947	0.7919	0.7893
	50	0.8437	0.8414	0.8393
	70	0.8672	0.8654	0.8635
	100	0.8867	0.8851	0.8835
	200	0.9131	0.9119	0.9107

TABELA 6 - Valores de μ para variações de β para
T=1500 K

GRUPO	σ_0 (barns)	$\beta=0.4$	$\beta=0.5$	$\beta=0.6$
45	10	0.6628	0.6335	0.6017
	20	0.7591	0.7361	0.7101
	30	0.8005	0.7810	0.7587
	50	0.8405	0.8249	0.8067
	70	0.8607	0.8474	0.8316
	100	0.8784	0.8668	0.8532
	200	0.9032	0.8945	0.8841
32	10	0.8824	0.8814	0.8808
	20	0.9213	0.9203	0.9196
	30	0.9380	0.9372	0.9365
	50	0.9534	0.9527	0.9522
	70	0.9607	0.9602	0.9597
	100	0.9668	0.9664	0.9659
	200	0.9750	0.9747	0.9744

As Tabelas 5 e 6 mostram que a variação de β influencia pouco nos parâmetros intermediários de ressonância, porém é observado que quanto maior o valor de β menor serão os valores de κ e μ . É observado, também, que os parâmetros atingem maiores valores nos grupos de energia onde as energias são mais altas, visto que a condição NR (Narrow Resonance) é mais facilmente atingida nessas condições. Também pode-se perceber que há maior variação dos parâmetros κ e μ em função do β para grupos de menor energia.

CONCLUSÕES

Inicialmente foram avaliadas as integrais das taxas de reação de absorção no multigrupo utilizando o fluxo "exato" e o aproximado para verificar a precisão do método proposto e o programa elaborado para o cálculo numérico dos parâmetros intermediários de ressonância. Os resultados obtidos apresentaram desvios satisfatórios com relação a autores como Chiovato [18] e Mizuta e Yamamoto [13] que obtiveram desvios de até 4.69%.

Posteriormente, foram calculados os parâmetros intermediários de ressonância para o moderador presente na mistura absorvedora (oxigênio), κ e para o moderador externo (hidrogênio), μ . Os parâmetros foram calculados para as seguintes diluições: 10, 50, 100 e 200 barns para as variações de temperatura de 0, 300 e 600 K e grupos de energia 45 e 32. Os resultados apresentados mostram que os parâmetros κ e μ aumentam consideravelmente em relação ao aumento da diluição do sistema independentemente do grupo de energia. Quanto a variação dos parâmetros em relação à temperatura, observou-se pouca influência nos parâmetros κ e μ . Foi observado, também, que o parâmetro μ aproxima-se mais do valor 1.0 do que κ , devido ao menor valor de α do hidrogênio.

Os cálculos seguintes foram realizados para verificar a influência da variação do fator β nos parâmetros κ e μ . Os parâmetros foram então calculados para uma

temperatura de 1500 K, com diluições variando de 10, 20, 30, 50, 70, 100 e 200 barns e variações de β de 0.4, 0.5 e 0.6. Os resultados obtidos mostram pouca variação dos parâmetros com relação a diferentes valores de β , sendo que quanto menor o valor de β maiores são os valores de κ e μ . E mais uma vez, foi observada a grande influência dos parâmetros intermediários de ressonância em relação à diluição do sistema.

Finalmente, pode-se concluir que os parâmetros intermediários de ressonância podem perfeitamente serem calculados no formalismo de multigrupo, utilizando basicamente a estrutura matemática estabelecida para a determinação desses parâmetros por vários autores.

REFERÊNCIAS

- [1] Bell, G. I. and Glasstone, S., **Nuclear Reactor Theory**, Van Nostrand Reinhold Company, New York (1970).
- [2] Lamarsh, J. R., **Introduction to Nuclear Reactor Theory**, Addison-Wesley Publishing Company (1972).
- [3] Nordheim, L. W., Nucl. Sci. Eng., **12**, 457 (1962).
- [4] Bondarenko, J. J., Ed. **Group Constants for Nuclear Reactor Calculations**, Consultants Bureau, New York (1964).
- [5] Barhein, J., Rothenstein, W. and Taviv, E., **The HAMMER Code System**, Technion Israel Institute of Technology, Haifa Israel, NP-565 Oct. (1978).
- [6] Lemmel, H. D., **ENDF/B-VI, The U. S. Evaluated Nuclear Data Library for Neutron Reaction Data**, IAEA-NDS-100, June (1990).
- [7] Shibata, K., et alli, **Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 - JENDL-3**, JAERI - 1319 (1990).
- [8] Hoffman, A., et ali, - APOLLO: Code multigroup de resolution de l'equation du transport pour les neutron, CEA-n-1610.
- [9] Tsuchihashi, K., Takano, H., Horikami, K. and Ishiguro, Y., **SRAC: JAERI Thermal Reactor Standard Code System for Reactor Design and Analysis**, JAERI-1285, Japan Atomic Energy Research Institute (1983).
- [10] Yamamoto, M., Sakurada, K., Mizuta, H. and Makino, K., **Validation of the HELIOS.HX code for high conversion light water reactor lattice analysis**, Nuclear Technology vol.80, p.240-249, Febr. (1988).
- [11] Briesmeister, J. F., MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport - Version 3A, LA-7396-M, Los Alamos National Laboratory, USA.

- [12] Goldstein. R. and Brooks. H.. **Intermediate Resonance Absorption in Nonhomogeneous System**. Nucl. Sci. Eng., 20. 331 (1964).
- [13] Mizuta. H. and Yamamoto.M. . **Improved Intermediate Resonance Approximation in Heterogeneous System**, Journal Nucl. Sci. Technol., 21[3], 161 (1984).
- [14] Ishiguro. Y.. **Exact Treatment of the Resonance Absorption of Neutrons of Intermediate Energy**, Journal Nucl. Sci. Technol., 32. 422 (1968).
- [15] MacFarlane. R.E., Muir. D.W., Boicourt. R.M.. **The NJOY Nuclear Data Processing System, Vol-I: User's Manual**, Report LA-9393-M (1982).
- [16] Goldstein. R. and Cohen. E.R.. **Theory of Resonance Absorption of Neutrons**. Nuclear Sci. and Eng., 13. 132 (1962).
- [17] Abe. A.Y. e Santos. A.. **Implementação do Método de Bondarenko para o Tratamento da Autoblindagem do Código HAMMER-TECHNION**. Anais do IX ENFIR - Caxambú, M.G., Outubro (1993).
- [18] Chiovato, O., Corno. S. and Pasquantonio. F.Di. **An Improved Intermediate Resonance Method for Heterogeneous Media**. Annals of Nuclear Energy, 4, 91 (1977).

ABSTRACT

This work shows a new methodology for the determination of the intermediate resonance parameters κ and μ appropriate to each nuclide and in the multigroup formalism. The procedure uses the NJOY code system (subroutine GENFLX of GROUPE module). The methodology is compatible with the methods commonly used for multigroup cross section libraries. It will be shown the intermediate resonance parameters (κ and μ) as function of dilution and temperature for the principal groups of the epithermal library of HAMMER-TECHNION. The results are consistent and show satisfactory progress.