

ANÁLISE E COMPARAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DA MODERAÇÃO
DE NÊUTRONS EM REATORES NUCLEARES

Mário Bianchini

©

Tese de Mestrado apresentada ao
Curso de Pós-Graduação em Ciências
e Técnicas Nucleares da UFMG.

Belo Horizonte - Brasil - 1976

ANÁLISE E COMPARAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DA MODERAÇÃO
DE NÊUTRONS EM REATORES NUCLEARES

Mário Bianchini

©

Tese de Mestrado apresentada ao
Curso de Pós-Graduação em Ciências
e Técnicas Nucleares da UFMG.

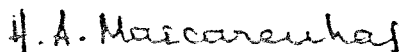
Belo Horizonte - Brasil - 1976

A presente tese, submetida à Comissão Examinadora abaixo assinada, foi aprovada para obtenção do grau de Mestre em Ciências pela Universidade Federal de Minas Gerais.

Belo Horizonte, 10 de dezembro de 1976



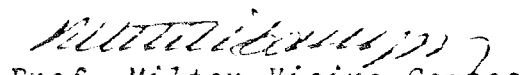
Eng^o Fernando Antonio Nogueira Carneiro
Orientador



Eng^o Heitor Aloisio Mascarenhas
Examinador



Eng^o Sérgio de Salvo Brito
Examinador



Prof. Milton Vieira Campos
Coordenador

Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares
Universidade Federal de Minas Gerais

ANÁLISE E COMPARAÇÃO DE MÉTODOS DE CÁLCULO DA MODERAÇÃO
DE NÊUTRONS EM REATORES NUCLEARES

Mário Bianchini

ORIENTADOR: Fernando A.N.Carneiro

©
Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciências (M. Sc.)

Instituto de Pesquisas Radioativas
Belo Horizonte - Brasil
Setembro - 1976

Este trabalho foi realizado nas instalações do Instituto de Pesquisas Radioativas e constitui uma tarefa do programa de atividades do Grupo de Análise de Reatores a Água - NUCLEBRÁS.

Ao meu pai ,

©

José F. Bianchini

À memória de minha mãe,

Lígia de F. Bianchini

À minha esposa,

Vilma

Ao meu filho ,

Marcelo

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Fernando A.N. Carneiro, por sua orientação;

À Comissão Nacional de Energia Nuclear;

Às Empresas Nucleares Brasileiras;

Ao Centro de Computação da Universidade Federal de Minas Gerais;

Ao Instituto de Pesquisas Radioativas;

Ao Dr. Ricardo Brant Pinheiro, Chefe da Divisão de Projetos;

Ao Prof. Emílio de Vasconcelos Paes, ex-coordenador do Curso de Ciências e Técnicas Nucleares;

Aos colegas do Grupo de Análise de Reatores a Água;

Ao Pessoal do Serviço de Computação;

Ao Pessoal do Serviço de Documentação Técnica;

Ao Pessoal do Setor Gráfico;

À Márcia Maria de Castro Dilascio, pelo serviço de datilografia;

Ao José Rodrigues Batista, pelo auxílio em serviço de computação.

Ao Augusto, do xerox.

SINOPSE

Este trabalho consiste de uma análise comparativa dos modelos de cálculo da moderação de neutrons em reatores nucleares utilizados pelos códigos MUFT e GAM.

Os dois códigos são descritos sucintamente. Após uma análise comparativa da teoria, são realizados cálculos para alguns tipos de célula, com a finalidade de apresentar resultados que ilustrem as conclusões teóricas.

ABSTRACT

This work consists in a comparative analysis of the models used in the MUFT and GAM codes for the neutron slowing-down calculation.

The two codes are briefly described and after that a comparative analysis of the theory is made. To illustrate the theoretical conclusions, some numerical results were obtained for some types of cells.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS		i
SINOPSE		ii
ABSTRACT		iii
INTRODUÇÃO		iv
CAPÍTULO 1	Dedução das Equações do Espectro da Moderação de Neutrons	1
1.1	A Equação de Transporte	1
1.2	A Aproximação P_N	3
1.3	A Aproximação B_N	4
1.4	Discussão das Aproximações B_N e P_N	6
1.5	Dedução das Equações do Espectro Rápido	7
1.6	Espalhamento Elástico	8
1.7	Espalhamento Inelástico	8
CAPÍTULO 2	Descrição do Código MUFT	10
2.1	Aproximação de Selengut-Goertzel	10
2.2	Aproximação de Greuling-Goertzel [©]	10
2.3	As Equações de MUFT	12
2.4	Solução das Equações do Espectro	15
2.4.1	As aproximações na Determinação do Espectro	15
2.4.2	Determinação do Espectro	16
2.4.3	Cálculo da Integral de Ressonância	18
2.4.4	Efeito Doppler	20
2.4.5	Determinação das Constantes de Grupo	21
2.4.5.1	Seção de Choque de Absorção	22
2.4.5.2	Seção de Choque de produção de Neutrons	22
2.4.5.3	Seção de Choque de Remoção	22
2.4.5.4	Coefficiente de Difusão	22

CAPÍTULO 3	Descrição do Código GAM	23
3.1	Determinação do Espectro	23
3.2	Cálculo das Seções de Choque de Resonância	24
3.2.1	Cálculo do Alargamento "Doppler"	25
3.2.2	Cálculo da Maior Contribuição à Integral de Ressonância	26
3.2.3	Cálculo das Correções "Wing"	31
3.2.4	Preparação das Seções de Choque de Absorção e Fissão de Grupos Finos	35
3.2.5	Ressonâncias Não Resolvidas	36
3.2.6	Determinação das Constantes de Grupo	37
3.2.6.1	Seções de Choque de Transferência (grupo l para grupo k)	38
3.2.6.2	Seções de Choque de Interação	38
3.2.6.3	Seção de Choque de Produção de Nêutrons	38
3.2.6.4	Coeficiente de Difusão	39
CAPÍTULO 4	Análise Comparativa	40
4.1	Estrutura de Grupos	40
4.2	Espectro de Fissão	41
4.3	A Moderação de Neutrons	41
4.4	Absorção na Ressonância	43
4.5	Alargamento "Doppler"	44
4.6	Correção "Dancoff"	44
4.7	Constantes de Grupo	45
4.7.1	Fluxo	45
4.7.2	Seção de Choque de Absorção e de Produção de Neutrons	45
4.7.3	Seção de Choque de Remoção	45
4.7.4	Coeficiente de Difusão	46

CAPÍTULO 5	Cálculos de Célula	47
5.1	"Célula" de Água	47
5.2	"Célula" de Carbono	48
5.3	"Célula" de Mistura de Água Leve e Água Pesada	49
5.3.1	0,30 D ₂ O + 0,70 H ₂ O	50
5.3.2	0,50 D ₂ O + 0,50 H ₂ O	50
5.3.3	0,70 D ₂ O + 0,30 H ₂ O	51
5.4.	Célula de UO ₂ + H ₂ O	51
5.4.1	Combustível de Óxido de Urânio Natu- ral	51
5.4.2	Combustível de Óxido de Urânio Enri- quecido a 3%	53
5.5	Célula do Reator KW0	54
5.6	"Efeito Doppler"	56
CONCLUSÕES		57
	Tabelas e Figura	58
REFERÊNCIAS		86

INTRODUÇÃO

No projeto de um reator são necessárias centenas de cálculos. Daí a necessidade de programas de computador que permitam realizá-los sem consumir muito tempo de máquina, e que, apesar de não utilizarem métodos de cálculo mais elaborados sejam confiáveis, isto é, levem a resultados que se afastem pouco de valores obtidos por cálculos mais precisos ou por experiências.

O código LEOPARD foi feito com esse objetivo. Trata-se de um programa que calcula o fator de multiplicação e constantes de grupo além de fazer cálculos de evolução puntual.

Para fazer o cálculo do espectro da parte rápida e das constantes de grupo ponderadas sobre essa parte do espectro, LEOPARD utiliza o código MUFT, que é um programa amplamente empregado internacionalmente.

Por outro lado, em algumas ocasiões são desejáveis resultados mais precisos, mesmo às expensas de cálculos mais longos. Um exemplo desse tipo de cálculo é o feito pelo código GAM que, como MUFT, faz o cálculo do espectro de nêutrons na parte rápida e das constantes de grupo correspondentes. Também esse programa é amplamente divulgado.

O presente trabalho consiste numa análise comparativa dos códigos MUFT e GAM, objetivando mostrar as diferenças entre os métodos adotados nos dois programas e, a partir daí, prever as situações práticas nas quais seja de se esperar que os resultados de MUFT se afastem sensivelmente dos de GAM.

No primeiro capítulo são apresentados aspectos comuns aos dois códigos. O segundo capítulo trata especificamente de MUFT e o terceiro capítulo trata de GAM. No quarto capítulo é feita uma análise comparativa dos dois códigos. Finalmente o último capítulo apresenta cálculos realizados com os dois códigos para alguns tipos de célula.

Os capítulos 1 a 3 não constituem de modo algum exposições detalhadas da equação do transporte e dos códigos MUFT e GAM. Espera-se, no entanto, que sejam de ajuda para quem deseje estudar de perto aqueles dois códigos.

1. DEDUÇÃO DAS EQUAÇÕES DO ESPECTRO DA MODEPAÇÃO DE NEUTRONS

Neste capítulo serão apresentados sucintamente aspectos gerais, comuns aos dois códigos, tais como a equação do transporte e aproximações P_N e B_N . Como esses assuntos são amplamente tratados na literatura corrente, serão aqui apenas abordados, com a finalidade de facilitar o desenvolvimento dos capítulos seguintes.

1.1 A Equação de Transporte

A equação de transporte independente do tempo é dada por [1]:

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \quad (I-1) \\ &= \int d\vec{\Omega}' \int dE' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \end{aligned}$$

onde

$\vec{\Omega}$ = direção de movimento dos nêutrons

E = energia dos nêutrons

$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ = Fluxo de nêutrons por unidade de energia em torno de E , por unidade de volume em torno de \vec{r} , por unidade de ângulo sólido em torno de $\vec{\Omega}$.

$\Sigma_t(\vec{r}, E)$ = seção de choque macroscópica total

$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ = seção de choque macroscópica diferencial de espalhamento da energia E' e direção $\vec{\Omega}'$ para o intervalo dE em torno de E e $d\vec{\Omega}$ em torno de $\vec{\Omega}$.

$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ = fonte de neutrons independentes do fluxo angular.

Se se considera geometria uni-dimensional a equação (I-1), trocando-se a variável energia E pela variável letargia U , toma a seguinte forma :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \phi(x, \nu, \mu)}{\partial x} + \Sigma_t(\nu) \phi(x, \nu, \mu) &= & (I-2) \\ = \frac{1}{2\pi} \int d\vec{\Omega}' \int d\nu' \Sigma_s(\nu' \rightarrow \nu, \mu' \rightarrow \mu) \phi(x, \nu', \mu') + S(x, \nu, \mu) \end{aligned}$$

onde,

x é a componente de \vec{r} ao longo do eixo X
 μ é a componente de $\vec{\Omega}$ ao longo do eixo X
 $\phi(x, U, \mu)$ é a integral azimutal de $\phi(x, U, \vec{\Omega})$.

Nesta passagem foi considerado que as seções de choque são independentes da posição.

Em ambas as aproximações, P_N e B_N , que serão deduzidas a seguir, ϕ , Σ_s e S são desenvolvidos em polinômios de Legendre, como se segue [2]:

$$\phi(x, u, \mu) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2} (2m+1) \phi_m(x, u) P_m(\mu) \quad (I-3)$$

$$\Sigma_S(u' \rightarrow u, \mu' \rightarrow \mu) = \sum_{m=0}^{\infty} \Sigma_S^{(m)}(u' \rightarrow u) \frac{1}{2} (2m+1) P_m(\mu_0) \quad (I-4)$$

$$S(x, u, \mu) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2} (2m+1) S_m(x, u) P_m(\mu) \quad (I-5)$$

onde $\mu_0 = \Omega \cdot \Omega'$

1.2 A Aproximação P_N

Levando-se na eq. (I-2) as eqs. (I-3), (I-4) e (I-5), multiplicando-se todos os seus termos por $P_m(\mu)$ e finalmente integrando-se sobre μ , determina-se, após o uso das relações entre $P_n(\mu_0)$, $P_n(\mu)$, $P_n(\mu')$ [3], que :

$$\begin{aligned} & \Sigma(u) \phi_m(x, u) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{m}{2m+1} \phi_{m-1}(x, u) + \frac{m+1}{2m+1} \phi_{m+1}(x, u) \right] = \\ & = \int_{u'} \Sigma_S^{(m)}(u' \rightarrow u) \phi_m(x, u') du' + S_m(x, u) \end{aligned} \quad (I-6)$$

A aproximação P_N resulta retendo-se as $N+1$ primeiras equações e desprezando-se o termo contendo $(d/dx)\phi_{N+1}$.

Como exemplo, a aproximação P-1 é dada por :

$$\Sigma_1(u) \phi_0(x, u) + \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \int_{u'} \Sigma_S^{(0)} \phi_0(x, u') du' + S_0(x, u) \quad (I-7)$$

$$\Sigma_1(\nu) \phi_1(x, \nu) + \frac{1}{3} \frac{\partial \phi_0}{\partial x} = \int_{\nu'} \Sigma_s^{(1)} \phi_1(x, \nu') d\nu' + S_2(x, \nu) \quad (I-8)$$

Definindo-se a transformada de Fourier de uma função f como [2] :

$$f(B, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iBx} f(x, \nu) dx \quad (I-9), e$$

aplicando-se esta transformada às eqs. (I-7) e (I-8), obtêm-se :

$$-iB \phi_0(B, \nu) + \Sigma(\nu) \phi_0(B, \nu) = \int_{\nu'} \Sigma_s^{(0)} \phi_0(B, \nu') d\nu' + S_0(B, \nu) \quad (I-10)$$

$$-i \frac{B}{3} \phi_0(B, \nu) + \Sigma(\nu) \phi_1(B, \nu) = \int_{\nu'} \Sigma_s^{(1)} \phi_1(B, \nu') d\nu' + S_2(B, \nu) \quad (I-11)$$

©

Este sistema de equações constitui a transformada de Fourier da aproximação P_1 .

1.3 A Aproximação B_N

Tomando-se a transformada de Fourier de $\phi(X, U, \nu)$ na equação (I-2), tem-se :

$$\left[\Sigma_1(\nu) - iB\kappa \right] \phi(B, \nu, \kappa) = \frac{1}{2\pi} \int d\nu' \int_{\Sigma_s} \phi(B, \nu', \kappa) d\nu' + S(B, \nu, \kappa) \quad (I-12)$$

Dividindo-se (I-12) por $|\Sigma_t(U) + iBv|$, expandindo-se ϕ , Σ_s e S como em (I-3), (I-4) e (I-5), obtêm-se após multiplicar por $P_m(v)$ e integrar sobre v :

$$\begin{aligned} \phi_m(B, v) = & \sum_{m=0}^{\infty} A_{m,m}(B, v) \int_{v'} dv' \Sigma_s^{(m)}(v' \rightarrow v) \phi_m'(B, v') + \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} A_{m,m}(B, v) S_m(B, v) \end{aligned} \quad (\text{I-13}),$$

onde

$$A_{m,m}(B, v) = \frac{2m+1}{2} \int_{-1}^1 \frac{P_m(\mu) P_m(\mu)}{\Sigma_t(v) - iB\mu} d\mu \quad (\text{I-14})$$

Mantendo-se as $N+1$ primeiras equações, e nestas, os N termos do desenvolvimento de S e $\Sigma_s(U' + U)$ obtêm-se a aproximação B_{II} .

Como exemplo a aproximação $B-I$ é dada por :

$$\begin{aligned} \phi_0(B, v) = & A_{00} S_0(B, v) + A_{10}(B, v) S_1(B, v) + A_{00}(B, v) \int_{v'} \Sigma_s^{(0)}(v' \rightarrow v) \phi_0'(B, v') dv' + \\ & + A_{10}(B, v) \int_{v'} \Sigma_s^{(1)}(v' \rightarrow v) \phi_1'(B, v') dv' \end{aligned} \quad (\text{I-15})$$

$$\phi_1(B, u) = A_{c1}(B, u) S_c(B, u) + A_{s1}(B, u) S_1(B, u) + A_{c1}(B, u) \int_{u'} \Sigma_s^{(1)}(u' \rightarrow u) \phi_0(B, u') du' +$$

$$+ A_{s1}(B, u) \int_{u'} \Sigma_s^{(1)}(u' \rightarrow u) \phi_1(B, u') du', \text{ onde}$$

$$A_{c0} = \frac{\tan^{-1}(B/\Sigma_c(u))}{B}$$

$$A_{s0} = -A_{c1} = \frac{(1 - A_{cc}) \Sigma_c(u)}{B} \quad A_{s1} = \frac{(1 - A_{cc}) \Sigma_c^2(u)}{B^2} \quad (I-16)$$

1.4 Discussão das Aproximações B_N e P_N

A diferença básica entre as aproximações B_N e P_N está nos termos que são truncados nas eqs. (I-6) e (I-14).

Enquanto na aproximação B_N apenas $\Sigma_s^n(U' \rightarrow U)$ e S_n são truncados para $n = N+1, N+2, \dots$, na aproximação P_N também ϕ_n é truncado para $n = N+1, N+2, \dots$.

O truncamento da fonte e do "Kernel" de espalhamento ($\Sigma_s^{(n)}(U' \rightarrow U)$) é uma aproximação melhor que o truncamento do fluxo, já que em vários casos o espalhamento é aproximadamente isotrópico no sistema centro de massa, e a fonte, se é de fissão, é sempre considerada isotrópica [2], enquanto que a suposição de que ϕ_{N+1} é nulo geralmente não é correta.

A aproximação B_N é aplicável a um meio infinito enquanto que a aproximação P_N pode ser aplicável a qualquer sistema finito considerando-se a condição de contorno de Marshak ou de Mark [1].

Geralmente em cálculos de reatores o sistema é suficientemente grande tal que a aproximação B_N é adequada [2,3].

1.5 Dedução das Equações do Espectro Rápido

Se nas equações (I-15) e (I-16) da aproximação B_1 acima, considera-se que as fontes são isotrópicas, obtêm-se

$$\Sigma_t(u) \phi_0(B, u) - i B \phi_1(B, u) = \int_{u'} \Sigma_s^{(0)}(u'+u) \phi_0(B, u') du' + S_0(B, u) \quad (I-17)$$

$$\gamma(u) \Sigma_t(u) \phi_1(B, u) - i \frac{B}{3} \phi_0(B, u) = \int_{u'} \Sigma_s^{(1)}(u'+u) \phi_1(B, u') du' \quad (I-18)$$

onde :

$$\gamma(u) = \frac{\alpha^2 \beta}{3(1-\beta)}$$

$$\alpha = \frac{\beta}{\Sigma(u)}$$

$$\beta = \frac{\tan^{-1} \alpha}{\alpha}$$

(I-19)

©

As eqs. (I-17) e (I-18) são as equações B-1 a partir das quais é gerado o espectro rápido nos códigos MUFT e GAM. Fazendo-se $\gamma(U) = 1$ obtêm-se as equações P-1, que consistem outra opção para se gerar o espectro em ambos os códigos.

1.6 Espalhamento Elástico

Ao se fazer o truncamento de $\Sigma_s^{(n)}$ para $n \geq 2$ nas equações (B₁) e (P₁), considera-se que o espalhamento não é mais que linearmente anisotrópico, sendo $\Sigma_s^{(0)}$ e $\Sigma_s^{(1)}$ as funções de espalhamento isotrópico e linearmente anisotrópico respectivamente.

Fisicamente esta função de espalhamento é a densidade de probabilidade que um nêutron espalhado em U' , $\vec{\Omega}'$ o seja para a letargia U através de um ângulo, cujo co-seno esteja entre μ_0 e $\mu_0 + d\mu_0$, sendo dada por [4,5]:

$$\Sigma_s^{(m)}(U' \rightarrow U) \begin{cases} = \Sigma_s(U') P_m(\beta) \frac{e^{\mu' - \mu}}{1 - \alpha} & \text{p/ } U - \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) < U' < U \\ = 0 & \text{p/ } U' \text{ fora do intervalo acima.} \end{cases} \quad (I-21)$$

sendo,

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{1}{2} \left\{ (A+1) \exp\left[\frac{1}{2}(U'-U)\right] - (A-1) \exp\left[\frac{1}{2}(U-U')\right] \right\} \\ \alpha &= \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \end{aligned} \quad (I-22)$$

1.7 Espalhamento Inelástico

A seção de choque de transferência por espalhamento inelástico é dada pelo modelo de evaporação nuclear estatístico [4,6]:

$$\sum_{in} (E' \rightarrow E) = \sum_{in} (E') M (E' \rightarrow E) \quad (I-23)$$

onde,

$$M(E' \rightarrow E) = C(E') E e^{-E/T(E')} \quad (I-24)$$

Na expressão (I-24), $T(E')$ é a temperatura nuclear e $C(E')$ é o fator de normalização ($= \frac{1}{T^2}$).

A temperatura $T(E')$ é calculada por :

$T(E') = 3226 \sqrt{E'/A}$, com E' dado em Kev e A sendo a massa do núcleo alvo.

2. DESCRIÇÃO DO CÓDIGO MUFT

2.1 Aproximação de Selengut - Goertzel [4]

Na aproximação de Selengut-Goertzel é considerado que as densidades de colisão, exceto para colisões com os núcleos de hidrogênio, são funções que variam suavemente com a letargia, sendo então uma boa aproximação considerar:

$$\Sigma_s(u') \phi_0(B, u') \cong \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) + (u' - u) \frac{\partial}{\partial u} [\Sigma_s(u) \phi_0(B, u)] \quad (\text{II-1})$$

$$\Sigma_s(u') \phi_1(B, u') \cong \Sigma_s(u) \phi_1(B, u) \quad (\text{II-2})$$

Estas equações são levadas às de MUFT adiante (II-12 e II-13).

2.2 Aproximação de Goertzel - Greuling [4]

A densidade de moderação em função da letargia é dada por [7] :

$$q(B, u) = \frac{1}{1-\alpha} \int_{u_1} \Sigma_s(u') \phi_0(B, u') [e^{u'-u} - \alpha] du' \quad (\text{II-3})$$

Derivando-se esta equação :

$$\frac{\partial}{\partial u} q(B, u) = \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) - \frac{1}{1-\alpha} \int_{u_1} \Sigma_s(u') \phi_0(B, u') e^{u'-u} du' \quad (\text{II-4})$$

Considerando-se que a densidade de colisões varia suavemente no intervalo de integração é uma boa aproximação considerar :

$$q(B, u) = \frac{1}{1-\alpha} \int_{u'} \left[\Sigma_s(u) \phi_c(B, u) + (u' - u) \frac{\partial}{\partial u} \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) \right] \times \quad (II-5)$$

$$\times (e^{u'-u} - \alpha) du'$$

$$\frac{\partial}{\partial u} q(B, u) = \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) - \frac{1}{1-\alpha} \int_{u'} \left[\Sigma_s(u) \phi_c(B, u) + (u' - u) \times \quad (II-6)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial u} (\Sigma_s(u) \phi_0(B, u)) \right] e^{u'-u} du'$$

Integrando-se (II-5 e (II-6) obtêm-se :

$$q(B, u) = \xi \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) + P \frac{\partial}{\partial u} \Sigma_s(u) \phi_c(B, u) \quad (II-7)$$

$$\frac{\partial}{\partial u} q(B, u) = \xi \frac{\partial}{\partial u} \Sigma_s(u) \phi_0(B, u) \quad (II-8)$$

⑥

P e ξ são dados por :

$$P = \frac{1}{1-\alpha} \left\{ \alpha - \alpha \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \alpha \left[\ln \left(\frac{1}{\alpha} \right) \right]^2 - 1 \right\} \quad (II-9)$$

$$\xi = 1 + \frac{\alpha \ln \alpha}{1-\alpha} \quad (II-10)$$

Eliminando-se $\frac{\partial}{\partial U} \Sigma_S(U) \phi_0(B, U)$ nas equações (II-7) e (II-8) chega-se à equação da moderação de Goertzel - Greuling :

$$\lambda \frac{\partial}{\partial u} q(B, u) + q(B, u) = \Gamma \Sigma_S \phi_0(B, u) \quad (\text{II-11})$$

$$\lambda = \frac{-P}{\Gamma}$$

2.3 As Equações de MUFT

As equações (I-18) e (I-19) para um meio contendo N componentes toma a seguinte forma (*):

$$\Sigma_t(u) \phi_0(B, u) - i B \phi_1(B, u) = q_0(B, u) + \sum_{i=1}^N \int_{v - \ln \frac{1}{\alpha_i}}^u \Sigma_s^i(u') \phi_0(B, u') \times \quad (\text{II-12})$$

$$\times \frac{e^{u'-u}}{1-\alpha_i} du'$$

$$\gamma(u) \Sigma_t(u) \phi_1(B, u) = i \frac{B}{3} \phi_0(B, u) + \sum_{i=1}^N \int_{v - \ln \frac{1}{\alpha_i}}^u \Sigma_s^i(u') \phi_1(B, u') \times \quad (\text{II-13})$$

$$\times \mathcal{J}(u, u') \frac{e^{u'-u}}{1-\alpha_i} du'$$

Definindo-se, para o hidrogênio

$$\eta(u) = \int_0^u \Sigma_s^H(u') \phi_0(B, u') \exp(u'-u) du' \quad (\text{II-14})$$

$$\mathcal{J}(u) = \int_0^u \Sigma_s^H(u') \phi_1(B, u') \exp[3/2(u'-u)] du' \quad (\text{II-15})$$

(*) Nestas equações $\Sigma_s^{(0)}$ e $\Sigma_s^{(1)}$ foram calculadas de (I-21)

e introduzindo-se nas equações (II-12) e (II-13) a aproximação de Selengut-Goertzel, obtêm-se a aproximação B-1 consistente (que será utilizada em MUFT para comparação com GAM) :

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u) \phi_c(B,u) - i B \phi_1(B,u) = q_0(B,u) + \Sigma_s^I(u) \phi_0(B,u) + \\ - \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \gamma^I \Sigma_s^I(u) \phi_0(B,u) \right\} + \eta(u) \end{aligned} \quad (\text{II-16})$$

$$\begin{aligned} \gamma(u) \Sigma_t(u) \phi_1(B,u) - i \frac{B}{3} \phi_0(B,u) = \mu'' \Sigma_s''(u) \phi_1(B,u) + \\ + \frac{2}{3} \Sigma_s^H(u) \phi_1(B,u) - \frac{2}{3} \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial u} \end{aligned} \quad (\text{II-17})$$

Nas duas últimas equações,

$$\begin{aligned} \Sigma_s^I(u) &= \sum_{i=1}^{N-1} \Sigma_s^i(u) \\ \gamma^I \Sigma_s^I(u) &= \sum_{i=1}^{N-1} \gamma_i \Sigma_s^i(u) \\ \mu'' \Sigma_s''(u) &= \sum_{i=1}^{N-1} \mu_i \Sigma_s^i(u) \end{aligned}$$

©

O índice N refere-se ao hidrogênio.

Levando-se agora a expressão (II-8) em (II-16), obtêm-se as equações básicas do código MUFT :

$$\left[\Sigma_s^H(u) + \Sigma_a(u) + \Sigma_{in}(u) \right] \phi_0(B, u) - i B \phi_1(B, u) = q_0(B, u) - \frac{\partial q}{\partial u} + \eta(u)$$

$$\left[\gamma(u) \Sigma_t(u) - \sum_{i=1}^N \bar{\mu}_i \Sigma_s^i(u) \right] \phi_1(B, u) - i \frac{B}{3} \phi_0(B, u) = -\frac{2}{3} \frac{\partial S}{\partial u}$$

$$\frac{\partial m}{\partial u} = -\eta(u) + \Sigma_s^H(u) \phi_0(B, u)$$

$$\frac{\partial S}{\partial u} = -\frac{3}{2} S(u) + \Sigma_s^H(u) \phi_1(B, u)$$

(II-18)

$$\lambda_i \frac{\partial q_i}{\partial u} = -q_i(u) + \xi_i \Sigma_s^i(u) \phi_0(B, u)$$

$$q(u) = \sum_{i=1}^{N-1} q_i(u)$$

Na primeira equação acima foi colocado

$$\Sigma_t(u) = \Sigma_a(u) + \Sigma_s^I(u) + \Sigma_s^H(u) + \Sigma_{in}(u) \quad \text{©, onde}$$

$\Sigma_{in}(u)$ é a seção de choque de espalhamento inelástico.

O termo de fonte é dado por uma fonte de fissão mais uma fonte de neutrons espalhados inelasticamente :

$$q_0(B, u) = f_0(u) + w(u) \quad \text{onde}$$

$$f_0(u) = f(u) \int_0^{\infty} v(u') \Sigma_f(u') \phi_0(B, u') du'$$

$$w(u) = \int_0^u \Sigma_{in}(u' \rightarrow u) \phi_0(B, u') du'$$

Nestas duas últimas equações $\bar{\nu}$ é o nº médio de neutrons liberados por fissão e $f(u)$ é o espectro de fissão.

2.4 Solução das Equações do Espectro

2.4.1 As Aproximações na Determinação do Espectro

Fazendo-se

$$F_0(u) = \phi_0(B, u)$$

$$F_1(u) = \phi_1(B, u)$$

no sistema de equações (II-18) obtêm-se :

$$[\Sigma_a(u) + \Sigma_{in}(u)] F_0(u) - iB F_1(u) = f_0(u) - \frac{\partial q}{\partial u} - \frac{\partial \eta}{\partial u} + w(u)$$

$$[\gamma(u) \Sigma_t(u) - \sum_{i=1}^N \bar{\mu}_i \Sigma_s^i(u)] F_1(u) - i \frac{B}{3} F_0(u) = -\delta_1 \frac{2}{3} \frac{dS}{du}$$

(II-19)

$$\frac{\partial \eta}{\partial u} = -\eta(u) + \Sigma_s^H(u) F_0(u) \quad \text{⊙}$$

$$\delta_1 \frac{\partial S}{\partial u} = -\frac{3}{2} S(u) + \Sigma_s^H(u) F_1(u)$$

$$\delta_2 \lambda_i \frac{\partial q_i}{\partial u} = -q_i(u) + \lambda_i \Sigma_s^i(u) F_0(u)$$

Os parâmetros δ_1 e δ_2 foram introduzidos para que as aproximações apresentadas na Tabela 1 possam ser utilizadas pelo código (para suas definições consultar, por exemplo, [3]).

2.4.2 Determinação do Espectro

Para se efetuar a integração das equações (II-19) a faixa de energia (10 MEV a 0,625 ev) é subdividida, em MUFT, em 54 grupos.

Considera-se que a largura de cada grupo é suficientemente pequena, tal que uma boa aproximação da integração consiste em se multiplicar a média aritmética da integranda pela largura do grupo considerado. Adicionalmente, exceto para o termo de absorção na ressonância, a média de um produto é tomada como o produto dos valores médios individuais.

Com essas considerações e definindo-se,

$$H(u) = \bar{\Sigma}_a^S(u) + \Sigma_{in}(u)$$

$$G(u) = \gamma(u) \bar{\Sigma}(u) - \sum_i \bar{\mu}_i \bar{\Sigma}_S^i$$

$$C(u) = \Sigma_S^H(u)$$

$$M(u) = \sum_i \xi^i(u) \Sigma_S^i(u)$$

$$R(u) = \Sigma_a^R(u)$$

$$F(u) = F_0(u)$$

$$J(u) = -i F_1(u)$$

$$P(u) = -i S(u)$$

o sistema de equações (II-19) toma a seguinte forma:

$$\bar{H}_m \bar{F}_m \Delta_m + B \bar{J}_m \Delta_m = \bar{X}_{0m} \Delta_m - \eta_m - q_m + P_m [\eta_{m-1} + q_{m-1}] + W_m \Delta_m$$

$$\bar{G}_m \bar{J}_m \Delta_m = \frac{B}{3} \bar{F}_m \Delta_m - \frac{2}{3} \delta_1 [\rho_m - \rho_{m-1}]$$

$$\eta_m - \eta_{m-1} = -\bar{\eta}_m \Delta_m + \bar{C}_m \bar{F}_m \Delta_m$$

$$\delta_1 [\rho_m - \rho_{m-1}] = -\frac{3}{2} \bar{P}_m \Delta_m + \bar{C}_m \bar{J}_m \Delta_m$$

$$\delta_2 \lambda_m [q_m - q_{m-1}] = -\bar{q}_m \Delta_m + \bar{M}_m \bar{F}_m \Delta_m$$

onde

$$\bar{P}_m = \frac{1}{2} [\rho_m + \rho_{m-1}]$$

$$\bar{\eta}_m = \frac{1}{2} [\eta_m + \eta_{m-1}]$$

$$\bar{q}_m = \frac{1}{2} [q_m + q_{m-1}]$$

$$\bar{X}_{0m} \Delta_m = \int_{v_{m-1}}^{v_m} f_0(v) dv$$

A seção de choque de absorção é decomposta em uma parte suave, representada Σ_a^S , e uma parte ressonante, representada por Σ_a^R .

A taxa de absorção na ressonância é dada por [9]:

$$[R(\omega)F(\omega)]_m \Delta_m = (1 - P_m) [\eta_{m-1} + q_{m-1}] \quad (\text{II-21})$$

A probabilidade de escape à ressonância, P_n é obtida somando-se as j ressonâncias no n -ésimo grupo, sobre os i núclídeos ressonantes.

$$P_m = \exp \left[- \sum_{\delta, i} (RI)_{\delta, i}^i \right] \quad \text{onde} \quad (\text{II-22})$$

$$RI = N^i \int \sigma_a(E) \phi(E) dE \quad (\text{II-23})$$

2.4.3 Cálculo da Integral de Ressonância

Utilizando-se a aproximação NRIM para o cálculo da integral de ressonância, obtém-se [10]

$$RI = \frac{\gamma \Gamma N}{2 \Gamma E_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1/(1+x^2)}{\Sigma_s + [(Nr)/(1+x^2)]} dx \quad \text{onde} \quad (\text{II-24})$$

N é a densidade atômica do núclídeo ressonante,

$$x = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}$$

$$\kappa = \frac{\sigma_0 \Gamma_a}{\Gamma}$$

, é a seção de choque de pico para a captura.

$$\sigma_0 = \frac{\pi \lambda^2 4g \Gamma_m}{\Gamma}$$

, é a seção de pico para formação de \underline{n} úcleo composto.

$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_n$, sendo Γ a largura total da ressonância, Γ_a a largura para absorção e Γ_n a largura para emissão de neutron.

g é um fator estatístico que dá a probabilidade de que um estado composto particular seja formado.

E_0 é a energia de pico de ressonância.

Σ_s é a seção de choque de espalhamento potencial.

ξ é a perda logarítmica de energia.

A integração de (II-24) leva a :

$$RI = \frac{N(\kappa/2) / m}{\sqrt{\Sigma_s(1 + Nr/\Sigma_s)^{1/2}}} \quad (II-25)$$

Na seção de choque de espalhamento, além de espalhamento pelo hidrogênio é considerado o espalhamento por outros núcleos como também fugas do grupo $n-1$ para o grupo n . [11]. Assim,

$$\Sigma_s = \Sigma_s^H + \Sigma_s^* + \frac{B^2}{3(\chi\Sigma_s - \sum_l \mu^l \Sigma_s^l)} \quad \text{©}$$

Na expressão acima Σ_s^H é a seção de choque de espalhamento do hidrogênio, Σ_s^* é a seção de choque de espalhamento por núcleos mais pesados que o hidrogênio.

Para se levar em conta a redução da absorção na célula heterogênea, é aplicado um fator de auto-blindagem à integral de ressonância calculada para a célula homogênea. O cálculo desse fator é encontrado no Anexo III da

referência [3]. Nesse cálculo também é considerado o alargamento Doppler da ressonância do U^{238} e o efeito de sombreamento devido à interação entre barras de combustível (efeito Dancoff). Chamando-se L a esse fator de auto-blindagem, então

$$RI = \frac{L N(\pi/2) / m}{\left\{ \sum_s (1 + N\tau/\Sigma_s) \right\}^{1/2}} \quad (II-26)$$

Se α é a fração de neutrons absorvidos na ressonância que produz fissão, a integral de fissão ressonante é dada por [11].

$$(RI)_f = \alpha RI \quad (II-27)$$

2.4.4 Efeito Doppler

É introduzido na integral de ressonância correção para o efeito Doppler para se levar em consideração o efeito do movimento térmico do absorvedor.

A seção de choque de absorção, quando se considera o movimento térmico do absorvedor é dada por $\nu \Psi(\theta, x)$,

onde:

$$\Psi(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(\theta^2/4)(x-y)^2]}{1+y^2} dy$$

$$y = \frac{E-E'}{\Gamma/2}$$

$$\theta = \frac{\Gamma}{(4m\Gamma E_0/M)^{1/2}}$$

T é a temperatura (eV)
 m é a massa da partícula incidente
 M é a massa da partícula alvo.

Com esse valor de σ_a para o cálculo da integral de ressonância, tem-se :

$$RI = \frac{LN(\pi/2)/m}{\{\sum_s [1 + Nr\Psi(2^{1/2}\theta, 0)/\Sigma_s]\}^{1/2}} \quad (II-28)$$

onde

$$\Psi(\theta, 0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \theta \exp(\theta^2/4) \operatorname{Erfc}(\theta/2)$$

$$\operatorname{Erfc}(\theta/2) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\theta/2}^{\infty} e^{-u^2} du$$

2.4.5 Determinação das Constantes de Grupo ⑥

A partir da ponderação das seções de choque macroscópicas sobre o espectro são obtidas as constantes de macro-grupos rápidos [11].

2.4.5.1 Seção de choque de absorção

$$\Sigma_{ag} = \frac{\sum_{m \in g} \int \Sigma_a(u) \phi_0(u) du}{\sum_{m \in g} \int \phi_0(u) du} = \frac{\sum_{m \in g} [\sum_{n=1}^S \bar{F}_n \Delta_n + (1 - P_m)(\eta_{m-1} + q_{m-1})]}{\sum_{m \in g} \bar{F}_m \Delta_m}$$

O índice n refere-se aos grupos finos que formam o grupo largo g .

2.4.5.2 Seção de choque de produção de nêutrons

$$(\nu \Sigma_f)_g = \frac{\sum_{m \in g} \left[(\bar{\nu} \Sigma_f)_m \bar{F}_m \Delta_m + \nu_n (1 - p_{fn}) (m_{m-1} + q_{m-1}) \right]}{\sum_{m \in g} \bar{F}_m \Delta_m}$$

2.4.5.3 Seção de choque de remoção

A seção de choque de remoção $\bar{\Sigma}_g$ é obtida a partir do balanço de nêutrons na célula, adotando-se a hipótese que os grupos são suficientemente largos, de tal forma que se há remoção de um grupo n para $n+1$. Assim:

$$\bar{\Sigma}_g = \frac{\sum_{m \in g} \bar{\chi}_m \Delta_m + \sum_{n, g-1} \sum_{m \in g-1} \bar{F}_m \Delta_m}{\sum_{m \in g} \bar{F}_m \Delta_m} - (\Sigma_{ag} + DB^2)$$

2.4.5.4 Coeficiente de difusão

Da teoria do transporte demonstra-se que [5]:

$$D = \frac{\int \mathcal{J}(\omega) d\omega}{B \int F(\omega) d\omega}$$

Assim,

$$D_g = \frac{\sum_{m \in g} \bar{J}_m \Delta_m}{B \sum_{m \in g} \bar{F}_m \Delta_m}$$

3. DESCRIÇÃO DO CÓDIGO GAM

3.1 Determinação do Espectro

Reduzindo-se as equações (I-18) e (I-19) da forma contínua para a discreta, procede-se então a obtenção do espectro rápido de neutrons. A faixa de energia na qual é gerado o espectro estende-se, no código GAM, de 14,9 MEV a 0,41 ev, sendo subdividida em 99 grupos.

Assim, na forma discreta as equações (I-18) e (I-19) tomam a seguinte forma [5] :

$$BF_1^i + \sum_t F_0^i = \sum_j \Sigma_{ij}^{(0)} F_0^j \Delta_j + S_i^{(0)} \quad (\text{III-1})$$

$$-BF_0^i + 3\gamma_i \sum_t F_1^i = 3 \sum_j \Sigma_{ij}^{(1)} F_1^j \Delta_j \quad (\text{III-2})$$

onde

$$F_0 = \phi_0(B, u)$$

$$F_1 = -i \phi_1(B, u)$$

$$\Sigma_{ij}^{(0)} = \Sigma_s^{(0)}(u' \rightarrow u)$$

$$\Sigma_{ij}^{(1)} = \Sigma_s^{(1)}(u' \rightarrow u)$$

As seções de choque utilizadas neste cálculo são ponderadas por um fluxo $1/E$ e estão armazenadas em fita.

As equações (III-1) e (III-2) contêm duas incógnitas, F_0^i e F_1^i , que são calculadas para todos os grupos. Usando-se a regra de Cramer estas equações são resolvidas partindo-se do grupo de maior energia.

A fonte $S_0(E)$ é tomada como uma fonte de fissão normalizada a 1 de 14,9 MeV a 0 eV. A fonte de fissão pode ser adicionado em termo de espalhamento inelástico, $\sigma^{n' \rightarrow n}$, fornecendo para $S_0(E)$ o valor [12]:

$$S_m^{(0)} = \frac{1}{K} \sum_{m'} f^{m' \rightarrow m} \phi^{m'}$$

onde,

$(1/K)$ = fator de normalização

$f^{n' \rightarrow n}$ = $X^n v^{n'} \sigma_f^{n'} + 2\sigma^{n' \rightarrow n}(n, 2n)$

v^n = nº médio de neutrons liberados por fissão causada por um neutron do grupo n.

X^n = fração dos neutrons de fissão que nasce no grupo n.

⑤

3.2 Cálculo das Seções de Choque de Ressonância [5, 13, 14]

O cálculo da integral de ressonância é subdividido em três partes: inicialmente a integral é calculada em uma faixa finita de energia em torno da energia de ressonância E_0 ; em seguida é calculada a contribuição em energias de ambos os lados e distantes de E_0 ; finalmente a integral de ressonância é convertida em uma seção de choque de absorção efetiva que é adicionada a uma seção de choque de absorção suave.

Nesses cálculos é utilizada uma malha mais fina que a utilizada para gerar o espectro, já que a variação das seções de choque de ressonância com a energia é grande. Essas seções de choque são tomadas com alargamento Doppler.

3.2.1 Cálculo do Alargamento "Doppler" [5, 15, 16]

Próximo a uma ressonância isolada, na energia E_0 , a seção de choque de captura radiativa é dada pela fórmula Breit-Wigner [15, 16].

$$\sigma_{\gamma} = \pi \chi_0^2 g (E_0/E)^{1/2} \Gamma_n \Gamma_{\gamma} / [(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4]$$

onde

Γ_n = largura para emissão de neutron

Γ_{γ} = largura para captura

Γ = largura total

$$\chi_0 = k (2ME_0)^{1/2}$$

M = massa reduzida do sistema núcleo-neutron

$g = (2J+1)/2(2I+1)$ = fator estatístico

I = spin do núcleo alvo

J = spin do núcleo composto

Para uma temperatura $T(^{\circ}K)$, a seção de choque de absorção levando-se em conta o alargamento "Doppler" é dada por:

$$\sigma_{\omega} = \frac{\Gamma_{\gamma} + \Gamma_f}{\Gamma} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \sigma_0 \Psi(\Gamma, X)$$

onde

Γ_f = largura para fissão

$$\sigma_0 = 4\pi g \lambda_0^2 \Gamma_m / \Gamma$$

$$\Psi(\xi, \chi) = \frac{\xi}{\sqrt{\Gamma 4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\xi^2(x-y)^2/4]}{1+y^2} dy$$

$$\chi = 2(E - E_0) / \Gamma$$

$$y = 2(E_0 - E_0) / \Gamma$$

$$\xi = \Gamma / \Gamma_0$$

$$\Gamma_0 = (4E_0 kT / \Lambda)^{1/2}$$

E_0 = soma das energias cinéticas do núcleo e neutron no sistema centro de massa.

O alargamento Doppler deve ser levado em consideração no espalhamento em ressonâncias estreitas de elementos mais pesados. Assim, a seção de choque de espalhamento com alargamento Doppler é dada por:

$$\sigma_s = \frac{\sigma_0 \Gamma_m}{\Gamma} \Psi(\xi, \chi) + \frac{\sigma_0 R}{\lambda} \chi(\xi, \chi) + 4\pi R^2 \textcircled{c}$$

onde:

$$\chi(\xi, \chi) = \xi / \sqrt{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2y \exp[-\xi^2(x-y)^2/4]}{1+y^2} dy$$

R = raio do núcleo.

3.2.2 Cálculo da Maior Contribuição à Integral de Ressonância

A integral de ressonância para uma ressonância

na energia E_0 é definida por :

$$I(E_0) = E_1 \int_{-\infty}^{\infty} F(u) \frac{\sigma_{a0}}{\sigma_t} e^{-u} du \quad (\text{III-3})$$

onde

$F(u)e^{-u}$ = densidade de colisão.

$$u = \ln(E_1/E)$$

σ_{a0} = Seção de choque de absorção na ressonância.

A contribuição maior à integral de ressonância, $I_p(E_0)$, é dada por :

$$I_p(E_0) = E_1 \int_0^{\ln(E_1/(2E_0 - E_1))} F(u) \frac{\sigma_{a0}}{\sigma_{t0}} e^{-u} du \quad (\text{III-4})$$

onde E_1 é uma energia de corte definida pelo maior valor entre

$$E_1 = E_0 + 1/2 S \Gamma_p \quad (*) \quad (\text{III-5})$$

$$E_1 = E_0 + 10 \Gamma_p \quad (\text{III-6})$$

$$\Gamma_p = \sqrt{\sigma_0/\sigma_p} \Gamma = \text{largura prática}$$

Γ_D = largura Doppler

Γ = largura total

σ_p = seção de choque potencial

σ_{t0} = seção de choque total do absorvedor

(*) O valor S é fornecido como entrada [5]

A integral da equação (III-4) é calculada pela regra de Simpson. A densidade de colisão é calculada em M pontos de malha dados por :

$$M = 1 + 2 \left[1 + \frac{1}{2\epsilon} \ln \frac{E_1}{2E_0 - E_1} \right] \quad P / \frac{E_1 - E_0}{E_0} \leq 4/7 \quad (\text{III-7})$$

ou

$$M = 1 + 2 \left[1 + \frac{1}{2\epsilon} \ln \frac{E_1}{3E_0} \right] \quad P / \frac{E_1 - E_0}{E_0} > 4/7 \quad (\text{III-8})$$

Nestas equações ϵ é o espaçamento de malha, tomado como função da largura Doppler em 273°K :

$$\epsilon = \frac{\Gamma_D}{n E_0} \quad , \quad \text{onde}$$

$$n = 5 + \frac{1}{4} \frac{\Gamma_D}{\Gamma} \quad \text{⑥}$$

Para o cálculo da densidade de colisão considere-se um problema de duas regiões na qual a primeira consiste de barras absorvedoras (índice 0) misturada com até dois moderadores, e a segunda consiste do principal moderador (índice 1).

Neste sistema heterogêneo, a densidade média de colisão no absorvedor, $F_0(U)$, e a densidade média de colisão no moderador, $F_1(U)$, são obtidas resolvendo-se as equações integrais de Nordheim :

$$\begin{aligned}
 F_0(u) = & (1 - P_0) \left[\frac{1}{\alpha_0} \int_{u-\Delta_0}^u F_0(u') \frac{\sigma_{s0}}{\sigma_{t0}} du' + \frac{1}{\alpha_{m1}} \times \right. \\
 & \times \int_{u-\Delta_{m1}}^u F_0(u') \frac{\sigma_{m1}}{\sigma_{t0}} du' + \frac{1}{\alpha_{m2}} \int_{u-\Delta_{m2}}^u F_0(u') \frac{\sigma_{m2}}{\sigma_{t0}} du' \left. \right] + \quad (\text{III-9}) \\
 & + \frac{P_1}{\alpha_{m3}} \int_{u-\Delta_{m3}}^u F_1(u') \frac{\sigma_{m3}}{\sigma_{t1}} du'
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_1(u) = & (1 - P_1) \frac{1}{\alpha_{m3}} \int_{u-\Delta_{m3}}^u F_1(u') \frac{\sigma_{m3}}{\sigma_{t1}} du' + P_0 \left[\frac{1}{\alpha_0} \times \right. \\
 & \times \int_{u-\Delta_0}^u F_0(u') \frac{\sigma_{s0}}{\sigma_{t0}} du' + \frac{1}{\alpha_{m1}} \int_{u-\Delta_{m1}}^u F_0(u') \frac{\sigma_{m1}}{\sigma_{t0}} du' \quad (\text{III-10}) \\
 & \left. + \frac{1}{\alpha_{m2}} \int_{u-\Delta_{m2}}^u F_0(u') \frac{\sigma_{m2}}{\sigma_{t0}} du' \right]
 \end{aligned}$$

onde :

$P_0^{(*)}$ = probabilidade que um nêutron escape do absorvedor e sofra sua próxima colisão no moderador [⊙]

$P_1^{(*)}$ = probabilidade que um nêutron escape do moderador e sofra sua próxima colisão no absorvedor

σ_{mk} = produto da seção de choque de espalhamento do K-ésimo moderador pela razão entre o nº de átomos do absorvedor e do moderador (K = 1, 2 e 3)

σ_{s0} = seção de choque de espalhamento do absorvedor

σ_t = seção de choque total

(*) O cálculo de P_0 e P_1 é apresentado Apêndice II da referência [5].

A = massa atômica

$$\Delta = \ln \frac{1}{1-\alpha} \quad \alpha = \frac{4A}{(A+1)^2}$$

Geralmente o moderador da região 1 é um material com baixo peso atômico, de tal forma que é possível utilizar a forma assintótica da densidade de colisão na região do moderador.

Sendo,

$$\sigma_{t0} = \sigma_{a0} + \sigma_{sc} + \sigma_{m1} + \sigma_{m2}$$

$$\sigma_{t1} = \sigma_{m3}$$

e considerando-se que a seção de choque de espalhamento na região 1 é constante e que não há absorção, demonstra-se que:

$$\frac{P_1}{\alpha_{m3}} \int_{u-\Delta_{m3}}^u F_1(u') \frac{\sigma_{m3}}{\sigma_{t1}} du' = P_0 \sigma_{t0} \frac{e^{-u}}{E_1} \quad (\text{III-11})$$

Na região 0, cada um dos moderadores pode ser tratado ou pela integral exata, ou pela expressão obtida quando a forma assintótica da densidade de colisão é utilizada. No último caso,

$$\frac{1}{\alpha_{mk}} \int_{u-\Delta_{mk}}^u F(u') \frac{\sigma_{mk}}{\sigma_{t0}} du' = \sigma_{mk} \frac{e^{-u}}{E_1} \quad (K=1,2) \quad (\text{III-12})$$

Para o absorvedor qualquer dos tratamentos abaixo pode ser utilizado :

1) O método integral de Nordheim que deixa a integral

$$T_{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{\nu}} \int_{\nu-\Delta_{\nu}}^{\nu} F_{\nu}(\nu') \frac{\sigma_{sc}}{\sigma_{t0}} d\nu'$$

da equação (III-9) inalterada.

2) A aproximação NR que troca a integral por

$$T_{\alpha} = \sigma_{p0} \frac{e^{\nu}}{E_1}$$

onde σ_{p0} é a seção de choque de espalhamento potencial.

3) A aproximação NRIM que troca a integral por

$$T_{\alpha} = \frac{\sigma_{sc}}{\sigma_{t0}} F_{\nu}(\nu)$$

Para resolver a equação integral numericamente, divide-se a faixa de integração Δ em N sub-intervalos de largura ϵ ,

⊙

$$\Delta = N\epsilon = \ln \frac{1}{1-\alpha}$$

3.2.3 Cálculo das Correções "Wing"

A contribuição à integral de ressonância, de energias distantes da energia de ressonância constitui o que se chama correção "wing". Esta é dada por :

$$I_{wing} = \bar{E}_1 \int_{-\infty}^0 F(u') e^{-u'} \frac{\sigma_{ao}}{\sigma_{to}} du' + \bar{E}_1 \int_{\ln(\bar{E}_1/(2\bar{E}_0 - \bar{E}_1))}^{\infty} F(u') e^{-u'} \frac{\sigma_{ao}}{\sigma_{to}} du' \quad (III-13)$$

O cálculo de (III-13) depende do valor de $Z_1 = (\bar{E}_1 - \bar{E}_0)/\bar{E}_0$.

Se $2/A_0 < Z_1 < 0,1$, onde A_0 é o nº de massa do absorvedor, usa-se a aproximação NP para o absorvedor :

$$I_{wing} = \int_{-\infty}^0 \frac{\sigma_{ao} (\sigma_{pc} + \sigma_m)}{\sigma_{to}} du + \int_{\ln \frac{\bar{E}_1}{2\bar{E}_0 - \bar{E}_1}}^{\infty} \frac{\sigma_{ao} (\sigma_{pc} + \sigma_m)}{\sigma_{to}} du \quad (III-14)$$

onde

$$\sigma_{to} = \sigma_{ao} + \sigma_{sc} + \sigma_{m1} + \sigma_{m2}$$

$$\sigma_m = \sigma_{m1} + \sigma_{m2} \quad (\text{p/sistema homogêneo}) \quad (III-15)$$

$$\sigma_m = \sigma_{m1} + \sigma_{m2} + \sigma_c \quad (\text{p/sistema heterogêneo}) \quad (III-16)$$

A seção de choque σ_c pode ser considerada como uma seção de choque de espalhamento efetiva do moderador, representando os efeitos da heterogeneidade na absorção ressonante [1], e é dada por :

$$\sigma_c = \frac{1-c}{N_0 \bar{v}}$$

onde,

N_0 = densidade atômica do absorvedor

\bar{l} = comprimento da corda média na barra absorvedora

C = fator de correção Dancoff

Desprezando-se o fator $E^{-1/2}$ na seção de choque de absorção e utilizando-se as formas não alargadas das seções de choque, a equação (III-14) torna-se :

$$I_{wing} = \frac{\sigma_a \rho (\Gamma_Y + \Gamma_Z)}{2 E_0 \sqrt{\rho(1+\rho) - \gamma^2}} \left[\pi - \tan^{-1} \frac{\rho X_1 + \gamma}{\sqrt{\rho(1+\rho) - \gamma^2}} - \tan^{-1} \frac{\rho X_1 - \gamma}{\sqrt{\rho(1+\rho) - \gamma^2}} \right]$$

onde

$$X_1 = 2 \frac{E_1 - E_0}{\Gamma}$$

$$\rho = \frac{\sigma_{p0} + \sigma_m}{\sigma_0}$$

$$\gamma = \frac{\sigma_{p0} \Gamma_m}{g \sigma_0 \Gamma}$$

Se $Z_1 < 0.1$ e $Z_1 \leq 2/A_0$, usa-se a aproximação NRIM e, visto que uma colisão de espalhamento com o absorvedor não varia a energia do neutron, ⑥

$$\sigma_{p0} = 0$$

$$\sigma_{a0} = \sigma_0 \frac{\Gamma_Y + \Gamma_Z}{\Gamma}$$

Com estas considerações a equação (III-14) torna-se :

$$I_{wing} = \frac{\rho' (\Gamma_Y + \Gamma_Z) \sigma_0}{2 E_0 \sqrt{\rho' (1 + \rho')}} \left[\pi - 2 \tan^{-1} \frac{\rho' X_1}{\sqrt{\rho' (1 + \rho')}} \right]$$

onde

$$\theta' = \sigma_0 \frac{\Gamma_\gamma + \Gamma_f}{\Gamma}$$

Se $0.1 \leq Z_1 < 4/7$, variações de σ_{a0} com $E^{-1/2}$ não podem mais ser desprezadas. Utilizando-se a aproximação NRIM, obtêm-se para a equação (III-13) :

$$I_{wing} = \sigma_0 \frac{\Gamma(\Gamma_f + \Gamma_\gamma)}{4E_0^2} [I_+ + I_-]$$

onde

$$I_- = \frac{1 - 3Z_1}{Z_1 \sqrt{1 - Z_1}} + \frac{3}{2} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - Z_1}}{1 - \sqrt{1 - Z_1}} - 0,4405$$

$$I_+ = \frac{1 + 3Z_1}{Z_1 \sqrt{1 + Z_1}} - \frac{3}{2} \ln \frac{\sqrt{1 + Z_1} + 1}{\sqrt{1 + Z_1} - 1}$$

Se $Z_1 \geq 4/7$, a 2a. integral na equação (III-14) é desprezada. Com as mesmas considerações do último caso, tem-se :

$$I_{wing} = \sigma_0 \frac{\Gamma(\Gamma_\gamma + \Gamma_f)}{4E_0^2} \left[\frac{1 + 3Z_1}{Z_1 \sqrt{1 + Z_1}} - \frac{3}{2} \ln \frac{\sqrt{1 + Z_1} + 1}{\sqrt{1 + Z_1} - 1} \right]$$

3.2.4 Preparação das Seções de Choque de Absorção e Fissão de Grupos Finos

A integral de ressonância (sem correções "wing") é calculada da equação (III-4). Esta pode ser separada em um número determinado de termos, como abaixo :

$$E_1 \int_{U_1}^{U_2} F(u) \frac{\sigma_{a0}}{\sigma_T} e^{-u} du = \int_{U_1}^{g_{j+1}} + \int_{g_{j+1}}^{g_{j+2}} + \dots + \int_{g_N}^{U_2}$$

Com exceção de U_1 e U_2 , todos os limites, inferiores e superiores na equação acima são fronteiras dos grupos finos do código. Assim para cada grupo fino, U_k a U_{k+1} , a seção de choque de absorção na ressonância é determinada de :

$$\sigma_a^r(k) = \frac{I_k}{U_{k+1} - U_k}$$

⑥

Correções wing são adicionadas a $\sigma_a^r(k)$ somente em dois grupos finos. Se a letargia U_1 é interior à faixa U_k a U_{k+1} , então I_k é trocado por $I_k + I_{wing}$.

Analogamente se U_2 está entre U_j e U_{j+1} , I_j é trocado por $I_j + I_{wing}$.

A seção de choque de fissão na ressonância é calculada a partir da seção de choque de absorção :

$$\sigma_f^r(k) = \sigma_a^r(k) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f}$$

Se a região de ressonância resolvida contém mais que uma ressonância, cada uma recebe o tratamento acima, e é feito a soma sobre todas as ressonâncias, obtendo-se a seção de choque para o grupo fino em consideração.

3.2.5 Ressonâncias Não Resolvidas

Acima de uma certa energia E_c (≈ 1 keV), parâmetros de ressonância não podem ser resolvidos experimentalmente. A fim de se calcular integrais de ressonância nesta faixa, métodos estatísticos devem ser usados.

Utilizando-se a aproximação NR, na qual o fluxo $\phi(E)$ é dado por :

$$\phi(E) = \frac{\sigma^*}{E \sigma_t(E)} \quad \text{onde:}$$

$$\sigma^* = \sigma_m + \sigma_{po} = \text{seção de choque efetiva de espalhamento} \quad \text{⊙}$$

e sendo a integral de ressonância para uma ressonância isolada dada por :

$$I = \int_0^\infty \sigma_c(E) \phi(E) dE$$

obtêm-se (conforme cálculo apresentado em [5]) na faixa de ressonância não resolvidas :

$$I = \sigma^* \frac{\Gamma_\gamma}{E_0} J(\gamma, \theta)$$

onde:

$$J(\nu, e) = \int_0^{\infty} \frac{\Psi(\nu, X)}{\Psi(\nu, X) + \beta} dx$$

$$X = \frac{2}{\Gamma} (E - E_c)$$

$$\beta = \frac{E_c \sigma^*}{2,62 \times 10^6 g} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma - B} \right)$$

$$B = (\Gamma_Y + \Gamma_F) / \Gamma_D$$

$$\xi = \Gamma / \Gamma_D$$

O cálculo da função J é feito em termos da distribuição estatística de Porter-Thomas [5].

O procedimento para se preparar as seções de choque de absorção de grupo fino nesta faixa é análogo ao tomado para a faixa de ressonância resolvida (exceto que neste caso não há correções "wing").

3.2.6 Determinação das Constantes de Grupo

Após determinado o espectro de grupos finos, as seções de choque são ponderadas sobre esse espectro determinando-se assim as constantes de grupos largos. Nestas equações i e j denotam grupos finos e k e l denotam grupos largos.

3.2.6.1 Seções de choque de transferência (grupo l para grupo k)

$$(\Sigma^{(m)})_{k,l} = \frac{\sum_{j \in l} F_j^{(m)} \Delta_j \sum_{i \in k} \Sigma_{i,j}^{(m)} \Delta_i}{\sum_{j \in l} F_j^{(m)} \Delta_j}$$

3.2.6.2 Seções de choque de interação

$$(\Sigma)_k = \frac{\sum_{i \in k} \Sigma_i F_i^{(0)} \Delta_i}{\sum_{i \in k} F_i^{(0)} \Delta_i}$$

onde σ pode ser absorção, fissão, etc.

©

3.2.6.3 Seção de choque de produção de neutrons

$$(\nu \Sigma_f)_k = \frac{\sum_{i \in k} \nu \Sigma_{f,i} F_i^{(0)} \Delta_i}{\sum_{i \in k} F_i^{(0)} \Delta_i}$$

3.2.6.4 Coeficiente de difusão

$$(D)_k = \frac{(F^{(1)})_k}{B (F^{(2)})_k}$$

4. ANÁLISE COMPARATIVA

4.1 Estrutura de Grupos

Nas Tabelas 2 e 3 são apresentadas as estruturas de grupos finos de MUFT e GAM, respectivamente. Nestas tabelas pode-se observar os seguintes detalhes :

1) O limite superior de energia de GAM é 14,9 MeV, enquanto que em MUFT esse limite é 10 MeV. Assim, entre 14,9 e 10 MeV, GAM possui fontes de moderação para grupos mais baixos de energia, se bem que essa contribuição seja pequena.

2) Na faixa de energia acima de 0,167 KeV, a malha em energia de GAM é mais refinada que a de MUFT. Nesse intervalo, é de se esperar que GAM forneça resultados mais precisos que os de MUFT.

3) De 0,167 KeV a 1,13 eV a largura dos grupos finos de energia é a mesma em ambos os códigos.

Em vista das observações acima, a faixa[©] de energia, na qual são comparados os espectros e as constantes de grupo, estende-se de 10 MeV a 1,13 eV. Na faixa onde os grupos de GAM são mais finos, estes são agrupados, de tal forma a aproximar a estrutura de GAM o máximo possível da de MUFT, para efeito de comparação. Na Tabela 4 são apresentadas as estruturas de grupos de GAM e de MUFT, que serão utilizadas quando da comparação dos espectros.

A estrutura de grupos largos na versão de MUFT é faixa com intervalos de energia definidos. Em GAM essa estrutura é definida como dado de entrada, e foi tomada

coincidente com a estrutura de MUFT. Na Tabela 5 \bar{e} apresentada essa estrutura para ambos os códigos.

4.2 Espectro de Fissão

Na Tabela 6 \bar{e} apresentado para ambos os códigos, o espectro de fissão, isto \bar{e} , a fração dos neutrons de fissão que nascem em cada grupo fino por unidade de letargia.

Pode-se ver dessa tabela que :

$$\sum_{m=1}^{25} X_m \Delta_m = 1,00$$

Outro fato que se observa \bar{e} que $\sum_{n=1}^{10} X_n \Delta_n$ \bar{e} ligeiramente superior em GAM, enquanto $\sum_{n=1}^{25} X_n \Delta_n$ \bar{e} ligeiramente superior em MUFT.

4.3 A Moderação de Neutrons

Tanto MUFT, quanto GAM fazem, opcionalmente, cálculos com as aproximações P-1 e B-1. Pelos motivos expostos no parágrafo 1.4 escolheu-se a aproximação B-1 para a comparação dos dois códigos. MUFT, entretanto, ao contrário de GAM, faz ainda outra aproximação, para a qual existem várias opções, (ver Tabela 1), tendo sido escolhida a de Goertzel-Greuling, por ser a mais precisa.

A diferença básica entre as aproximações utilizadas por ambos os códigos está na maneira pela qual núclídeos mais pesados que o hidrogênio são considerados no cálculo da moderação. No tratamento utilizado em MUFT, é feito uso da consideração de que a densidade de colisões varie suavemente na faixa de integração. Tal aproximação é precisa para núclídeos mais pesados para os quais α é muito próximo de 1. Para núclídeos mais leves, α não é muito próximo de 1, o que torna a faixa de integração maior, fazendo com que a aproximação seja menos precisa.

Analogamente à aproximação de Selenut-Goertzel, a aproximação de Goertzel-Greuling para o cálculo do termo de moderação de neutrons que aparece na equação (II-16), faz uso da consideração de que a densidade de colisão varie suavemente na faixa de integração. Demonstra-se [4] que tal aproximação é exata para o hidrogênio, equivalente à teoria da idade para núcleos pesados, e apropriada para núclídeos intermediários.

Tais considerações indicam que os resultados de MUFT devem se aproximar dos de GAM para reticulados constituídos por água leve e UO_2 . Em reticulados em que são considerados núclídeos intermediários (núclídeos que formam os elementos estruturais de reatores e núclídeos de controle), os resultados de MUFT devem se aproximar menos dos de GAM. Não devem apresentar contudo desvios muito grandes, já que o hidrogênio - que é tratado adequadamente - está presente em maior percentagem e é preponderante para efeito de espalhamento de neutrons.

Já em reticulados que contêm água pesada, os desvios de MUFT em relação a GAM, devem ser maiores, pois sendo α bem menor que 1 para o deutério ($=0,11$) a aproximação de Goertzel-Greuling é menos precisa.

4.4 Absorção na Ressonância

Em MUFT, a taxa de absorção na ressonância em um grupo n é calculada em função dos neutrons que são espalhados do grupo $n-1$ para o grupo n , e da probabilidade de escape à ressonância no grupo n . Assim, nesta taxa de absorção estão contidas as imprecisões inerentes à equação de moderação de Greuling-Goertzel.

A probabilidade de escape à absorção na ressonância é calculada em função da integral de ressonância, fazendo-se uso da aproximação NRIM.

Este cálculo é feito para meio homogêneo; para levar em conta a redução da absorção na célula heterogênea, um fator de auto-blindagem é aplicado à integral de ressonância calculada para a célula homogênea.

Em GAM, a seção de choque de absorção na ressonância é calculada em função da integral de ressonância.

Como a seção de choque de absorção na ressonância varia muito, neste cálculo é utilizada uma malhagem mais fina que a usada para gerar o espectro (com espaçamento em função da largura Doppler em 273°K).

É feito o cálculo da maior contribuição à integral de ressonância, e a esta é adicionada a contribuição de energias distantes da energia de ressonância E_0 . Em seguida são calculadas as integrais de ressonância em regiões de ressonâncias não resolvidas.

Para o cálculo da densidade de colisão em que é considerado um problema heterogêneo de duas regiões - um absorvedor com até dois moderadores misturados, circundados

por um moderador - pode ser utilizado para o absorvedor o método integral de Nordheim, ou a aproximação NR ou ainda a aproximação NRIM; para os moderadores misturados pode ser utilizado o método integral de Nordheim ou a aproximação assintótica. Em GAM será utilizado o método integral de Nordheim para o absorvedor e para o moderador.

Pode-se observar do que foi dito acima, que o cálculo de ressonância efetuado por GAM é mais refinado que o de MUFT, utilizando métodos de cálculos mais elaborados, o que deve levar a resultados mais precisos.

Todavia, deve ser lembrado que nos cálculos de MUFT, a aproximação NRIM utilizada para o absorvedor, como também a aproximação NR utilizada para o moderador, são aproximações adequadas em reticulados usuais. É de se esperar então, que os resultados de MUFT não apresentem desvios sensíveis com relação aos de GAM para esse tipo de cálculo.

4.5 Alargamento "Doppler"

O tratamento dado para se levar em conta a correção Doppler em ambos os códigos é o mesmo, exceto o fato que em GAM é considerado também o alargamento "Doppler" no espalhamento em ressonâncias estreitas de elementos pesados.

4.6 Correção "Dancoff"

O fator de correção Dancoff utilizado em GAM nos cálculos de ressonância, para se levar em conta interações entre barras absorvedoras é um dado de entrada. Assim foi utilizado para se obter externamente esse fator, o mesmo método utilizado por MUFT.

4.7 Constantes de Grupo

4.7.1 Fluxo

Em ambos os códigos, o fluxo de grupo largo é obtido fazendo-se a ponderação pela letargia, dos fluxos dos grupos finos pertencentes ao grupo largo considerado.

4.7.2 Seção de Choque de Absorção e de Produção de Neutrons

O processo de obtenção nos dois códigos é a ponderação sobre o espectro de grupos finos.

Deve-se lembrar contudo, que a parte ressonante da seção de choque de absorção é obtida de maneira distinta nos dois códigos. Enquanto em GAM esta é obtida diretamente da integral de ressonância, em MUFT é utilizada a probabilidade que neutrons moderados do grupo imediatamente acima sejam absorvidos no grupo considerado.

As mesmas considerações se aplicam à seção de choque de produção de neutrons. ©

4.7.3 Seção de Choque de Remoção

Em GAM as seções de choque de espalhamento de um grupo fino i para outro grupo fino j são ponderadas pelo espectro, obtendo-se assim a seção de choque de remoção.

Em MUFT é utilizada a equação de balanço para um reator crítico. Caso o reticulado em consideração não estiver crítico o valor dessa seção de choque será mais impreciso.

4.7.4 Coeficiente de Difusão

O coeficiente de difusão é obtido da mesma maneira pelos dois códigos.

5. CÁLCULOS DE CÉLULA

O presente capítulo tem por finalidade mostrar os resultados de cálculos obtidos com os códigos GAM e MUFT, e tentar explicar os desvios encontrados, através da análise feita no capítulo anterior.

Para isso serão consideradas células de diversos tipos.

A primeira causa de desvio nos resultados obtidos com MUFT e GAM está nas diferentes bibliotecas de seções de choque utilizadas por esses dois códigos; esse fato evidentemente muito dificulta a comparação dos resultados. O desejável teria sido gerar as bibliotecas para os dois programas, a partir de uma mesma biblioteca fonte. Esse seria, no entanto, um trabalho grande e não poderia ter sido realizado dentro do âmbito deste estudo.

Teria sido interessante também comparar os espectros obtidos por MUFT e GAM com valores experimentais. Foram procurados resultados de medidas de espectro através de pesquisa bibliográfica, mas infelizmente nada foi encontrado. ©

Assim, neste capítulo apenas serão comparados resultados obtidos através de MUFT com aqueles fornecidos por GAM.

5.1 "Célula" de Água

Inicialmente será feito o cálculo de uma célula constituída por apenas água (Temperatura: 301,11°C, Pressão: 2250 psia).

Os espectros correspondentes a esta célula são apresentados na Tabela 7 e as constantes de grupo são apresentadas na Tabela 8.

Comparando-se os espectros gerados por MUFT e GAM na Tabela 7, observa-se que os maiores desvios dos valores de $\phi(U)$ gerados por MUFT, com relação aos gerados por GAM, ocorrem nos grupos mais energéticos (até 5,53 KeV). Nesta faixa de energia se nota que o fluxo varia menos suavemente que nos grupos abaixo de 5,53 KeV, região do espectro, onde ocorrem os menores desvios.

Deve-se lembrar que em MUFT, para se resolver numericamente as equações que geram o espectro é utilizada a aproximação de Goertzel-Greuling. Esta aproximação é tanto mais precisa quanto mais suavemente for a variação da densidade de colisão. Assim, é de se esperar que na região do espectro onde a variação do fluxo se dá menos suavemente, o espectro gerado por MUFT se afaste mais do gerado por GAM.

Por-se-ia objetar que a aproximação acima mencionada não é empregada para o Hidrogênio, que neste caso é o principal moderador. Todavia, tal aproximação é aplicada ao oxigênio.

Comparando-se as constantes de grupo na Tabela 8, nota-se que os valores de MUFT se desviam mais em relação aos de GAM na faixa onde são maiores os desvios entre os espectros. Nota-se, ainda, uma discrepância mais acentuada nas seções de choque de absorção correspondentes aos dois primeiros grupos largos.

5.2 Célula de Carbono

Um outro nuclídeo utilizado como moderador é o carbono. Será feito o cálculo de uma célula constituída desse material (Temperatura : 20°C).

Os espectros correspondentes a esta célula são apresentados na Tabela 9 e as constantes de grupo são apresentadas na Tabela 10.

Comparando-se os espectros na Tabela 9, nota-se que nos grupos mais energéticos (até aproximadamente 111 keV), ocorrem os maiores desvios. Abaixo desta energia a concordância é excelente. Deve-se notar que nesses grupos mais energéticos a variação do fluxo não se dá suavemente. Por outro lado, nota-se abaixo de 111 keV uma variação muito suave do fluxo. Assim era de se esperar uma boa concordância nos grupos menos energéticos e desvios mais acentuados nos grupos mais energéticos, devido a aproximação de Goertzel-Greuling aplicada ao carbono - que é um nuclídeo leve - para solução numérica das equações do espectro no código MUFT.

Comparando-se as constantes de grupo na Tabela 10, nota-se boa concordância entre os valores de MUFT e GAM.

5.3 "Célula" de Mistura de Água Leve e Água Pesada

Será agora discutida a moderação pelo deutério. Para isto será tomada uma célula constituída por uma mistura de água leve e água pesada.

Três casos serão considerados :

- 1) 30% de D_2O + 70% de H_2O
- 2) 50% de D_2O + 50% de H_2O
- 3) 70% de D_2O + 30% de H_2O

O objetivo de se fazer o cálculo destas três células, é verificar se, à medida que se aumenta a concentração de Deutério, o espectro gerado por MUFT se afasta do

gerado por GAM, já que na aproximação de Goertzel-Greuling, quanto mais leve o nuclídeo em consideração, menos precisos devem ser os resultados onde a variação do fluxo não for suave.

Para todas as células a temperatura do moderador foi tomada como sendo de 20°C.

5.3.1 0,30 D₂O + 0,70 H₂O

Os espectros gerados por MUFT e GAM são apresentados na Tabela 11.

O que se nota, comparando-se com os desvios obtidos para o caso de célula constituída por apenas água leve (Tabela 7) é que, neste caso, os desvios são sensivelmente maiores (em média) nos grupos mais energéticos (até aproximadamente 5,53 keV) e ligeiramente diferentes abaixo de 5,53 KeV.

Observa-se na Tabela 12, que apresenta as constantes de grupo, analogamente ao que se constatou para a célula de água leve, que os desvios dos valores de MUFT em relação aos de GAM, são maiores nos dois primeiros grupos largos, faixa de energia onde os dois espectros se desviam mais. Nota-se também que MUFT leva em consideração a produção de neutrons por reação (n,2n) do deutério, embora muito pequena.

5.3.2 0,50 D₂O + 0,50 H₂O

Na Tabela 13 são apresentados os espectros. O que se observa nessa Tabela é que os desvios entre os dois espectros são sensivelmente maiores que os do caso anterior para os grupos mais energéticos. Nos grupos menos energéticos há boa concordância com o caso anterior. Isto

Na faixa onde há cálculo de ressonância, observa-se nos grupos imediatamente abaixo de 5,53 keV, que os desvios foram ligeiramente superiores aos apresentados nas Tabelas 17 a 20. Abaixo de 0,275 KeV, os desvios se apresentam menores para este caso.

Na Tabela 21, onde são apresentadas as constantes de grupo, nota-se que os desvios dos valores de MUFT em relação aos de GAM se apresentam muito aproximados dos obtidos nos casos anteriores.

5.6 Efeito "Doppler"

O cálculo desta célula diferiu do anterior apenas no valor da temperatura efetiva de ressonância que foi igual a 1044⁰C. Assim, os resultados deste caso devem diferir dos apresentados em 5.5, somente abaixo de 5,53 keV, faixa onde há cálculo de ressonância.

O que se observa na Tabela 22, é que a variação do espectro devida ao efeito "Doppler" é muito pequena em ambos os códigos e que os desvios dos valores de MUFT em relação aos de GAM, são muito próximos dos obtidos no caso anterior. Isso indica que os modelos de cálculo de alargamento Doppler utilizados nos dois códigos são muito próximos entre si.

Na Tabela 23 verifica-se que as constantes de grupo na faixa onde há ressonância (3º grupo largo) variaram muito pouco, em ambos os códigos.

CONCLUSÕES

Das considerações feitas nos capítulos anteriores verifica-se que em cálculos de célula de reatores moderados a água leve (ou carbono) os resultados obtidos com o código MUFT não apresentam desvios muito grandes dos resultados obtidos com o código GAM, a despeito do fato de ser GAM mais refinado que MUFT.

Já em cálculos de célula envolvendo água pesada os resultados obtidos com MUFT se desviam acentuadamente dos obtidos com GAM, desaconselhando-se então o uso de MUFT.

Quanto ao problema do tempo de máquina consumido nos cálculos, pode-se citar o caso do cálculo de uma célula do reator KWO : enquanto MUFT gasta 2 minutos para gerar o espectro rápido e as constantes de grupo nessa parte do espectro, GAM efetua estes cálculos em 20 minutos.

Disto se conclui que, em cálculos de célula de reatores moderados a água leve (ou carbono) é aconselhável o uso de MUFT, enquanto que, se o moderador utilizado é água pesada aconselha-se o uso de GAM, embora consuma mais tempo de máquina que MUFT.

TABELA 1
OPÇÕES DO CÓDIGO MUFT

Aproximação	Opções Tipo	Valor dos Parâmetros		
		δ_1	δ_2	γ
P_1	Inconsistente (ou de Selengut-Goertzel)	0	0	1
	Consistente	1	0	1
	Consistente de Goertzel-Greuling	1	1	1
B_1	Inconsistente (ou de Selengut-Goertzel)	0	0	$\gamma(u)$
	Consistente	1	0	$\gamma(u)$
	Consistente de Goertzel-Greuling	1	1	$\gamma(u)$

TABELA 2
ESTRUTURA DE GRUPOS FINOS DO CÓDICO MUFT

NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA	NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA
1	10×10^6	0	28	$2,03 \times 10^3$	8,50
2	$7,79 \times 10^6$	0,25	29	$1,23 \times 10^3$	9,00
3	$6,07 \times 10^6$	0,50	30	$7,50 \times 10^2$	9,50
4	$4,72 \times 10^6$	0,75	31	$4,54 \times 10^2$	10,00
5	$3,68 \times 10^6$	1,00	32	$2,75 \times 10^2$	10,50
6	$2,87 \times 10^6$	1,25	33	$1,67 \times 10^2$	11,00
7	$2,23 \times 10^6$	1,50	34	$1,30 \times 10^2$	11,25
8	$1,74 \times 10^6$	1,75	35	$1,01 \times 10^2$	11,50
9	$1,35 \times 10^6$	2,00	36	$7,89 \times 10$	11,75
10	$1,05 \times 10^6$	2,25	37	$6,14 \times 10$	12,00
11	$8,21 \times 10^5$	2,50	38	$4,79 \times 10$	12,25
12	$6,39 \times 10^5$	2,75	39	$3,73 \times 10$	12,50
13	$4,98 \times 10^5$	3,00	40	$2,90 \times 10$	12,75
14	$3,88 \times 10^5$	3,25	41	$2,26 \times 10$	13,00
15	$3,02 \times 10^5$	3,50	42	$1,76 \times 10$	13,25
16	$2,35 \times 10^5$	3,75	43	$1,37 \times 10$	13,50
17	$1,83 \times 10^5$	4,00	44	$1,07 \times 10$	13,75
18	$1,43 \times 10^5$	4,25	45	8,32	14,00
19	$1,11 \times 10^5$	4,50	46	6,48	14,25
20	$8,65 \times 10^4$	4,75	47	5,04	14,50
21	$6,74 \times 10^4$	5,00	48	3,93	14,75
22	$4,09 \times 10^4$	5,50	49	3,06	15,00
23	$2,48 \times 10^4$	6,00	50	2,38	15,25
24	$1,50 \times 10^4$	6,50	51	1,86	15,50
25	$9,12 \times 10^3$	7,00	52	1,44	15,7538
26	$5,53 \times 10^3$	7,50	53	1,13	16,00
27	$3,35 \times 10^3$	8,00	54	0,835	16,30
	$2,03 \times 10^3$	8,50		0,625	16,5884

TABELA 3
ESTRUTURA DE GRUPOS FINOS DO CÓDIGO GAM

LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA	NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA	NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA
$14,9 \times 10^6$	-0,4	20	$2,23 \times 10^6$	1,5	39	$3,34 \times 10^5$	3,4
$13,5 \times 10^6$	-0,3	21	$2,02 \times 10^6$	1,6	40	$3,02 \times 10^5$	3,5
$12,2 \times 10^6$	-0,2	22	$1,83 \times 10^6$	1,7	41	$2,73 \times 10^5$	3,6
$11,1 \times 10^6$	-0,1	23	$1,65 \times 10^6$	1,8	42	$2,47 \times 10^5$	3,7
$10,0 \times 10^6$	0,0	24	$1,50 \times 10^6$	1,9	43	$2,24 \times 10^5$	3,8
$9,05 \times 10^6$	0,1	25	$1,35 \times 10^6$	2,0	44	$2,02 \times 10^5$	3,9
$8,19 \times 10^6$	0,2	26	$1,22 \times 10^6$	2,1	45	$1,83 \times 10^5$	4,0
$7,41 \times 10^6$	0,3	27	$1,11 \times 10^6$	2,2	46	$1,66 \times 10^5$	4,1
$6,70 \times 10^6$	0,4	28	$1,00 \times 10^6$	2,3	47	$1,50 \times 10^5$	4,2
$6,07 \times 10^6$	0,5	29	$9,07 \times 10^5$	2,4	48	$1,36 \times 10^5$	4,3
$5,49 \times 10^6$	0,6	30	$8,21 \times 10^5$	2,5	49	$1,23 \times 10^5$	4,4
$4,97 \times 10^6$	0,7	31	$7,43 \times 10^5$	2,6	50	$1,11 \times 10^5$	4,5
$4,49 \times 10^6$	0,8	32	$6,72 \times 10^5$	2,7	51	$8,65 \times 10^4$	4,75
$4,07 \times 10^6$	0,9	33	$6,08 \times 10^5$	2,8	52	$6,74 \times 10^4$	5,00
$3,68 \times 10^6$	1,0	34	$5,50 \times 10^5$	2,9	53	$5,25 \times 10^4$	5,25
$3,33 \times 10^6$	1,1	35	$4,98 \times 10^5$	3,0	54	$4,09 \times 10^4$	5,50
$3,01 \times 10^6$	1,2	36	$4,50 \times 10^5$	3,1	55	$3,18 \times 10^4$	5,75
$2,73 \times 10^6$	1,3	37	$4,08 \times 10^5$	3,2	56	$2,48 \times 10^4$	6,00
$2,47 \times 10^6$	1,4	38	$3,69 \times 10^5$	3,3	57	$1,93 \times 10^4$	6,25
$2,23 \times 10^6$	1,5		$3,34 \times 10^5$	3,4		$1,50 \times 10^4$	

Continua...

TABELA 3 (CONTINUAÇÃO)
 ESTRUTURA DE GRUPOS FINOS DO CÓDIGO GAM

NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA	NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA	NÚMERO DO GRUPO	LIMITES EM ENERGIA (eV)	LIMITES EM LETARGIA
58	$1,50 \times 10^4$	6,50	72	$4,54 \times 10^2$	10,00	86	$1,37 \times 10$	13,50
59	$1,17 \times 10^4$	6,75	73	$3,54 \times 10^2$	10,25	87	$1,07 \times 10$	13,75
60	$9,12 \times 10^3$	7,00	74	$2,75 \times 10^2$	10,50	88	8,32	14,00
61	$7,10 \times 10^3$	7,25	75	$2,14 \times 10^2$	10,75	89	6,48	14,25
62	$5,53 \times 10^3$	7,50	76	$1,67 \times 10^2$	11,00	90	5,04	14,50
63	$4,31 \times 10^3$	7,75	77	$1,30 \times 10^2$	11,25	91	3,93	14,75
64	$3,35 \times 10^3$	8,00	78	$1,01 \times 10^2$	11,50	92	3,06	15,00
65	$2,61 \times 10^3$	8,25	79	$7,89 \times 10$	11,75	93	2,38	15,25
66	$2,03 \times 10^3$	8,50	80	$6,14 \times 10$	12,00	94	1,86	15,50
67	$1,58 \times 10^3$	8,75	81	$4,79 \times 10$	12,25	95	1,44	15,75
68	$1,23 \times 10^3$	9,00	82	$3,73 \times 10$	12,50	96	1,13	16,00
69	$9,61 \times 10^2$	9,25	83	$2,90 \times 10$	12,75	97	0,876	16,25
70	$7,49 \times 10^2$	9,50	84	$2,26 \times 10$	13,00	98	0,683	16,50
71	$5,83 \times 10^2$	9,75	85	$1,76 \times 10$	13,25	99	0,532	16,75
	$4,54 \times 10^2$	10,00		$1,37 \times 10$	13,50		0,414	17,00

TABELA 4
ESTRUTURA DE GRUPOS PARA COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS

GRUPO	INTERVALO DE ENERGIA (MeV)		GRUPOS DE GAM CONDENSADOS	DESVIO DA LARGURA DO GRUPO DE MUFT COM RELAÇÃO AO GRUPO PO DE GAM (%)
	MUFT	GAM		
1	10,0 -7,79	10,0 -7,41	5,6,7	-14,66
2	7,79-6,07	7,41-6,07	8,9	28,29
3	6,07-4,72	6,07-4,49	10,11,12	-14,69
4	4,72-3,68	4,49-3,68	13,14	28,38
5	3,68-2,87	3,68-2,73	15,16,17	-14,68
6	2,87-2,23	2,73-2,23	18,19	28,34
7	2,23-1,74	2,23-1,65	20,21,22	-14,71
8	1,74-1,35	1,65-1,35	23,24	28,33
9	1,35-1,05	1,35-1,00	25,26,27	-15,06
10	1,05-0,821	1,00-0,821	28,29	29,44
11	0,821-0,639	0,821-0,608	30,31,32	-14,55
12	0,639-0,498	0,608-0,498	33,34	28,12
13	0,498-0,388	0,498-0,369	35,36,37	-14,73
14	0,388-0,302	0,369-0,302	38,39	28,36
15	0,302-0,235	0,302-0,224	40,41,42	-14,10
16	0,235-0,183	0,224-0,183	43,44	26,83
17	0,183-0,143	0,183-0,150	45,46	21,21
18	0,143-0,111	0,150-0,111	47,48,49	-17,95
19	0,111-0,865x10 ⁻¹	0,111-0,865x10 ⁻¹	50	0

Continua...

TABELA 4 (CONTINUAÇÃO)
 ESTRUTURA DE GRUPOS PARA COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS

GRUPO	INTERVALO DE ENERGIA (MeV)		GRUPOS DE GAM CONDENSADOS	DESVIO DA LARGURA DO GRUPO DE MUFT COM RELAÇÃO AO GRU- PO DE GAM (%)
	MUFT	GAM		
20	$(0,865-0,674) \times 10^{-1}$	$(0,865-0,674) \times 10^{-1}$	51	0
21	$(0,674-0,409) \times 10^{-1}$	$(0,674-0,409) \times 10^{-1}$	52,53	0
22	$(0,409-0,248) \times 10^{-1}$	$(0,409-0,248) \times 10^{-1}$	54,55	0
23	$(0,248-0,150) \times 10^{-1}$	$(0,248-0,150) \times 10^{-1}$	56,57	0
24	$0,150 \times 10^{-1} - 0,912 \times 10^{-2}$	$0,150 \times 10^{-1} - 0,912 \times 10^{-2}$	58,59	0
25	$(0,912-0,553) \times 10^{-2}$	$(0,912-0,553) \times 10^{-2}$	60,61	0
26	$(0,553-0,335) \times 10^{-2}$	$(0,553-0,335) \times 10^{-2}$	62,63	0
27	$(0,335-0,203) \times 10^{-2}$	$(0,335-0,203) \times 10^{-2}$	64,65	0
28	$(0,203-0,123) \times 10^{-2}$	$(0,203-0,123) \times 10^{-2}$	66,67	0
29	$0,123 \times 10^{-2} - 0,749 \times 10^{-3}$	$0,123 \times 10^{-2} - 0,749 \times 10^{-3}$	68,69	0
30	$(0,749-0,454) \times 10^{-3}$	$(0,749-0,454) \times 10^{-3}$	70,71	0
31	$(0,454-0,275) \times 10^{-3}$	$(0,454-0,275) \times 10^{-3}$	72,73	0
32	$(0,275-0,167) \times 10^{-3}$	$(0,275-0,167) \times 10^{-3}$	74,75	0
33	$(0,167-0,130) \times 10^{-3}$	$(0,167-0,130) \times 10^{-3}$	76	0
34	$(0,130-0,101) \times 10^{-3}$	$(0,130-0,101) \times 10^{-3}$	77	0
35	$0,101 \times 10^{-3} - 0,787 \times 10^{-4}$	$0,101 \times 10^{-3} - 0,787 \times 10^{-4}$	78	0
36	$(0,787-0,613) \times 10^{-4}$	$(0,787-0,613) \times 10^{-4}$	79	0
37	$(0,613-0,478) \times 10^{-4}$	$(0,613-0,478) \times 10^{-4}$	80	0
38	$(0,478-0,372) \times 10^{-4}$	$(0,478-0,372) \times 10^{-4}$	81	0

Continua...

TABELA 4 (CONTINUAÇÃO)
 ESTRUTURA DE GRUPOS PARA COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS

GRUPO	INTERVALO DE ENERGIA (MeV)		GRUPOS DE GAM CONDENSADOS	DESVIO DA LARGURA DO GRUPO DE MUFT COM RELAÇÃO AO GRU- PO DE GAM (%)
	MUFT	GAM		
39	$(0,372-0,290) \times 10^{-4}$	$(0,372-0,290) \times 10^{-4}$	82	0
40	$(0,290-0,226) \times 10^{-4}$	$(0,290-0,226) \times 10^{-4}$	83	0
41	$(0,226-0,176) \times 10^{-4}$	$(0,226-0,176) \times 10^{-4}$	84	0
42	$(0,176-0,137) \times 10^{-4}$	$(0,176-0,137) \times 10^{-4}$	85	0
43	$(0,137-0,107) \times 10^{-4}$	$(0,137-0,107) \times 10^{-4}$	86	0
44	$0,107 \times 10^{-4}$	$0,107 \times 10^{-4} - 0,832 \times 10^{-5}$	87	0
45	$(0,832-0,650) \times 10^{-5}$	$(0,832-0,650) \times 10^{-5}$	88	0
46	$(0,650-0,510) \times 10^{-5}$	$(0,650-0,510) \times 10^{-5}$	89	0
47	$(0,510-0,397) \times 10^{-5}$	$(0,510-0,397) \times 10^{-5}$	90	0
48	$(0,397-0,306) \times 10^{-5}$	$(0,397-0,306) \times 10^{-5}$	91	0
49	$(0,306-0,238) \times 10^{-5}$	$(0,306-0,238) \times 10^{-5}$	92	0
50	$(0,238-0,186) \times 10^{-5}$	$(0,238-0,186) \times 10^{-5}$	93	0
51	$(0,186-0,144) \times 10^{-5}$	$(0,186-0,144) \times 10^{-5}$	94	0
52	$(0,144-0,113) \times 10^{-5}$	$(0,144-0,113) \times 10^{-5}$	95	0

TABELA 5

ESTRUTURA DE GRUPOS LARGOS USADAS EM MUFT E EM GAM

	INTERVALO DE ENFERGIA (eV)	GRUPOS ESTREITOS ENVOLVIDOS	
		EM MUFT	EM GAM
1	$10 \times 10^6 - 8,21 \times 10^5$	1 a 10	5 a 29
2	$8,21 \times 10^5 - 5,53 \times 10^3$	11 a 25	30 a 61
3	$5,53 \times 10^3 - 1,13$	26 a 52	62 a 95

TABELA 6
ESPECTPO DE FISSÃO

GRUPO	MUFT X(U)	GAM X(U)	DESVIO RELATIVO EM RELAÇÃO A GAM(%)
1	$0,25150 \times 10^{-1}$	$0,24139 \times 10^{-1}$	4,19
2	$0,75200 \times 10^{-1}$	$0,74669 \times 10^{-1}$	0,71
3	0,16479	0,16934	-2,69
4	0,27824	0,28726	-3,14
5	0,38350	0,39380	-2,62
6	0,45149	0,46160	-2,19
7	0,46964	0,47421	-0,96
8	0,44409	0,44572	-0,37
9	0,39000	0,38808	0,49
10	0,32445	0,32032	1,29
11	0,25870	0,25353	2,04
12	0,19914	0,19390	2,70
13	0,14934	0,14519	2,86
14	0,11279	0,10617	6,24
15	$0,82649 \times 10^{-1}$	$0,76948 \times 10^{-1}$	7,41
16	$0,57100 \times 10^{-1}$	$0,54788 \times 10^{-1}$	4,22
17	$0,40549 \times 10^{-1}$	$0,41597 \times 10^{-1}$	-2,52
18	$0,28549 \times 10^{-1}$	$0,29413 \times 10^{-1}$	-2,94
19	$0,19949 \times 10^{-1}$	$0,19836 \times 10^{-1}$	0,57
20	$0,13899 \times 10^{-1}$	$0,13831 \times 10^{-1}$	0,49
21	$0,84000 \times 10^{-2}$	$0,81394 \times 10^{-2}$	3,20
22	$0,39999 \times 10^{-2}$	$0,38996 \times 10^{-2}$	2,57
23	$0,18999 \times 10^{-2}$	$0,18578 \times 10^{-2}$	2,27
24	$0,64999 \times 10^{-3}$	0	
25	$0,50000 \times 10^{-4}$	0	

TABELA 7

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM							
GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$	GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$
			Desvio(%) (*)				Desvio(%) (*)
1	0,40960	0,37978	7,9	27	0,98408	1,0172	- 3,3
2	1,1753	1,1286	4,1	28	0,97436	1,0100	- 3,5
3	2,4536	2,3727	3,4	29	0,96704	1,0029	- 3,6
4	3,5908	3,3976	5,7	30	0,96664	0,99669	- 3,0
5	4,7300	5,0084	- 5,6	31	0,96648	0,99260	- 2,6
6	5,7344	6,2405	- 8,1	32	0,96618	0,99004	- 2,4
7	5,6636	5,3860	5,2	33	0,96600	0,98870	- 2,3
8	5,0952	5,3642	- 5,0	34	0,96580	0,98799	- 2,2
9	4,7376	4,6722	1,4	35	0,96564	0,98643	- 2,1
10	4,6536	4,5227	2,9	36	0,96548	0,98419	- 1,9
11	4,1648	4,3754	- 4,8	37	0,96528	0,98234	- 1,7
12	3,2822	3,5385	- 7,2	38	0,96508	0,98084	- 1,6
13	2,9913	2,6837	11	39	0,96484	0,97961	- 1,5
14	2,8909	2,9037	- 0,44	40	0,96460	0,97860	- 1,4
15	2,4992	2,4624	1,5	41	0,96432	0,97769	- 1,4
16	2,1778	2,1571	0,96	42	0,96404	0,97694	- 1,3
17	1,9354	2,0012	- 3,3	43	0,96372	0,97624	- 1,3
18	1,7374	1,7723	- 2,0	44	0,96336	0,97360	- 1,1
19	1,5693	1,5904	- 1,3	45	0,96296	0,96713	- 0,43
20	1,4316	1,4696	- 2,6	46	0,96252	0,96165	0,09
21	1,2962	1,3252	- 2,2	47	0,96204	0,95729	0,50
22	1,1544	1,1936	- 3,3	48	0,96152	0,95377	0,81
23	1,0465	1,1150	- 6,1	49	0,96092	0,95086	1,1
24	0,99848	1,0652	- 6,3	50	0,95804	0,94843	1,0
25	0,99152	1,0364	- 4,3	51	0,95280	0,94631	0,69
26	0,98896	1,0231	- 3,3	52	0,94850	0,94440	0,43

Célula de Água

"

"

() Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 8

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula de Água

GAM

MUFT

GRUPO	MUFT			GAM				
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$1,0268 \times 10^{-3}$	$7,6347 \times 10^{-2}$	-	3,0767	$3,4373 \times 10^{-4}$	$7,8028 \times 10^{-2}$	-	2,8495
2	$9,1932 \times 10^{-6}$	$1,0912 \times 10^{-1}$	-	1,5053	$4,1473 \times 10^{-6}$	$1,0673 \times 10^{-1}$	-	1,4695
3	$5,5075 \times 10^{-4}$	$1,1746 \times 10^{-1}$	-	0,81412	$5,4255 \times 10^{-4}$	$1,1625 \times 10^{-1}$	-	0,83482

TABELA 9

Célula de Carbono

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM							
GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$ Desvio(%) (*)	GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
1	0,36637	0,40583	- 9,7	27	16,569	16,538	0,19
2	1,1455	1,5954	-28	28	16,561	16,524	0,22
3	3,6747	3,8050	- 3,4	29	16,552	16,513	0,23
4	5,2992	5,8126	- 8,8	30	16,543	16,504	0,24
5	7,7548	8,5502	- 9,3	31	16,535	16,495	0,24
6	16,082	15,305	5,1	32	16,526	16,486	0,24
7	21,523	19,951	7,9	33	16,519	16,479	0,24
8	22,572	22,956	- 1,7	34	16,515	16,475	0,24
9	22,044	22,841	- 3,5	35	16,511	16,470	0,25
10	22,021	22,855	- 3,6	36	16,506	16,465	0,25
11	21,390	22,531	- 5,1	37	16,502	16,461	0,25
12	20,774	21,873	- 5,0	38	16,498	16,456	0,25
13	19,586	21,067	- 7,0	39	16,494	16,451	0,26
14	19,149	20,259	- 5,5	40	16,489	16,446	0,26
15	18,603	19,548	- 4,8	41	16,485	16,441	0,27
16	17,987	18,923	- 4,9	42	16,480	16,436	0,27
17	17,351	18,504	- 6,2	43	16,476	16,431	0,27
18	17,090	18,072	- 5,4	44	16,472	16,425	0,29
19	17,175	17,651	- 2,7	45	16,468	16,420	0,29
20	17,233	17,400	- 0,96	46	16,463	16,414	0,30
21	17,093	17,153	- 0,35	47	16,459	16,408	0,31
22	16,942	16,966	- 0,14	48	16,454	16,402	0,32
23	16,955	16,897	0,34	49	16,450	16,396	0,33
24	16,593	16,835	- 1,4	50	16,446	16,389	0,35
25	16,586	16,585	0,01	51	16,442	16,382	0,36
26	16,578	16,555	0,13	52	16,437	16,375	0,38

(* Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GA

TABELA 10

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM
Célula de Carbono

GAM

MUFT

GRUPO	MUFT			GAM				
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	0,0	$2,4395 \times 10^{-2}$	-	2,2862	$3,8958 \times 10^{-2}$	$2,4661 \times 10^{-2}$	-	2,3812
2	0,0	$1,1153 \times 10^{-2}$	-	1,0508	$2,3185 \times 10^{-2}$	$1,0832 \times 10^{-2}$	-	1,0853
3	0,0	$6,9853 \times 10^{-3}$	-	0,93552	$1,0793 \times 10^{-2}$	$6,9898 \times 10^{-3}$	-	0,93293

TABELA 11

Célula de Mistura de Água Leve e Água Pesada (0,30 D₂O + 0,70 H₂O)

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM							
$\phi(u)$							
GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)	GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
1	0,29208	0,37046	-21	27	1,2758	1,3218	-3,5
2	0,93096	1,1123	-16	28	1,2639	1,3125	-3,7
3	2,0436	2,3705	-14	29	1,2549	1,3036	-3,7
4	3,3132	3,4283	-3,4	30	1,2541	1,2958	-3,2
5	4,5536	5,0631	-10	31	1,2535	1,2905	-2,9
6	5,5864	6,3365	-12	32	1,2531	1,2872	-2,7
7	5,9816	5,4404	9,9	33	1,2527	1,2854	-2,5
8	5,8156	5,4049	7,6	34	1,2525	1,2845	-2,5
9	5,4424	4,7179	15	35	1,2522	1,2825	-2,4
10	5,1516	4,6750	10	36	1,2519	1,2797	-2,2
11	4,7396	4,6988	0,87	37	1,2516	1,2774	-2,0
12	4,1360	3,9269	5,3	38	1,2513	1,2754	-1,9
13	3,6596	3,0353	21	39	1,2510	1,2739	-1,8
14	3,3702	3,4842	-3,3	40	1,2506	1,2726	-1,7
15	3,0490	3,0332	0,52	41	1,2503	1,2714	-1,7
16	2,7298	2,7079	0,81	42	1,2498	1,2704	-1,6
17	2,4464	2,5355	-3,5	43	1,2494	1,2695	-1,6
18	2,2131	2,2729	-2,6	44	1,2489	1,2662	-1,4
19	2,0116	2,0542	-2,1	45	1,2484	1,2583	-0,79
20	1,8416	1,9021	-3,2	46	1,2478	1,2516	-0,30
21	1,6737	1,7187	-2,6	47	1,2472	1,2462	0,08
22	1,4957	1,5515	-3,6	48	1,2465	1,2418	0,38
23	1,3618	1,4504	-6,1	49	1,2457	1,2381	0,61
24	1,2994	1,3862	-6,3	50	1,2421	1,2350	0,58
25	1,2871	1,3480	-4,5	51	1,2357	1,2323	0,28
26	1,2824	1,3300	-3,6	52	1,2306	1,2299	0,06

* Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 12

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula de Mistura de Água Leve e Água Pesada (0,30 D₂O + 0,70 H₂O)

MUFT	GAM
------	-----

GRUPO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$1,2911 \times 10^{-3}$	$7,4448 \times 10^{-2}$	$7,7250 \times 10^{-4}$	2,8062	$3,5095 \times 10^{-4}$	$7,7110 \times 10^{-2}$	-	2,7641
2	$5,8500 \times 10^{-6}$	$8,7303 \times 10^{-2}$	-	1,3918	$3,2178 \times 10^{-6}$	$8,7561 \times 10^{-2}$	-	1,3346
3	$4,0101 \times 10^{-4}$	$9,0222 \times 10^{-2}$	-	0,91345	$3,9534 \times 10^{-4}$	$8,9322 \times 10^{-2}$	-	0,93569

TABELA 13

Célula de Mistura de Água Leve e Água Pesada (0,50 D₂O + 0,50 H₂O)

ESPECTROS CEPADOS POP MUFT E GAM							
GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) φ(u) (*)	GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
1	0,24753	0,37346	-34	27	1,6629	1,7240	-3,5
2	0,82424	1,1294	-27	28	1,6482	1,7118	-3,7
3	1,8683	2,4303	-23	29	1,6368	1,7005	-3,7
4	3,1460	3,5410	-11	30	1,6352	1,6906	-3,3
5	4,4808	5,2384	-14	31	1,6342	1,6839	-3,0
6	5,6908	6,5764	-13	32	1,6333	1,6794	-2,7
7	6,3040	5,6268	12	33	1,6327	1,6770	-2,6
8	6,3304	5,5798	13	34	1,6323	1,6757	-2,6
9	6,0832	4,8780	25	35	1,6319	1,6732	-2,5
10	5,8960	4,9191	20	36	1,6314	1,6697	-2,3
11	5,5392	5,0901	8,8	37	1,6310	1,6668	-2,2
12	4,9020	4,3623	12	38	1,6305	1,6643	-2,0
13	4,3944	3,4190	29	39	1,6300	1,6623	-1,9
14	4,1028	4,1165	- 0,33	40	1,6294	1,6605	-1,9
15	3,7564	3,6716	2,3	41	1,6289	1,6590	-1,8
16	3,3998	3,3403	1,8	42	1,6283	1,6576	-1,8
17	3,0752	3,1616	- 2,7	43	1,6276	1,6564	-1,7
18	2,8054	2,8775	- 2,5	44	1,6269	1,6524	-1,5
19	2,5696	2,6304	- 2,3	45	1,6262	1,6429	-1,0
20	2,3652	2,4495	- 3,4	46	1,6254	1,6346	-0,57
21	2,1620	2,2262	- 2,9	47	1,6245	1,6279	-0,21
22	1,9438	2,0201	- 3,8	48	1,6235	1,6225	0,06
23	1,7790	1,8925	- 6,0	49	1,6225	1,6179	0,28
24	1,6985	1,8102	- 6,2	50	1,6182	1,6140	0,26
25	1,6796	1,7595	- 4,5	51	1,6105	1,6105	0
26	1,6718	1,7354	- 3,7	52	1,6042	1,6074	-0,20

Desvio relativo do fluxo φ(u) gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 14

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula de Mistura de Água Leve e Água Pesada (0,50 D₂O + 0,50 H₂O)

GRUPO	MUFT				GAM			
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$1,3726 \times 10^{-3}$	$7,1092 \times 10^{-2}$	$1,1357 \times 10^{-3}$	2,7161	$3,4613 \times 10^{-4}$	$7,4559 \times 10^{-2}$	-	2,7786
2	$5,0146 \times 10^{-6}$	$6,9757 \times 10^{-2}$	-	1,3840	$2,4554 \times 10^{-6}$	$7,1628 \times 10^{-2}$	-	1,3156
3	$2,8636 \times 10^{-4}$	$6,8896 \times 10^{-2}$	-	1,0353	$2,8258 \times 10^{-4}$	$6,8242 \times 10^{-2}$	-	1,0612

TABELA 15

Célula de Mistura de Água Leve e Água Pesada (0,70 D₂O + 0,30 H₂O)

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM								
GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$		GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
			Desvio(%) (*)					
1	0,21476	0,37647	-43		27	2,3906	2,4772	-3,5
2	0,73872	1,1470	-36		28	2,3712	2,4600	-3,6
3	1,7184	2,4925	-31		29	2,3560	2,4443	-3,6
4	2,9887	3,6602	-18		30	2,3524	2,4309	-3,2
5	4,3992	5,4257	-19		31	2,3500	2,4215	-3,0
6	5,7820	6,8349	-15		32	2,3482	2,4149	-2,8
7	6,6388	5,8270	14		33	2,3468	2,4112	-2,7
8	6,9108	5,7663	20		34	2,3458	2,4090	-2,6
9	6,8544	5,0492	36		35	2,3450	2,4056	-2,5
10	6,8644	5,1909	32		36	2,3441	2,4009	-2,4
11	6,6424	5,5502	20		37	2,3432	2,3969	-2,2
12	5,9816	4,8945	22		38	2,3422	2,3935	-2,1
13	5,4612	3,8944	40		39	2,3412	2,3906	-2,1
14	5,2208	4,9641	5,2		40	2,3402	2,3880	-2,0
15	4,8704	4,5755	6,4		41	2,3392	2,3857	-1,9
16	4,4812	4,2773	4,8		42	2,3381	2,3836	-1,9
17	4,1124	4,1184	-0,15		43	2,3370	2,3816	-1,9
18	3,8040	3,8447	-1,1		44	2,3358	2,3764	-1,7
19	3,5314	3,5919	-1,7		45	2,3346	2,3647	-1,3
20	3,2848	3,3896	-3,1		46	2,3332	2,3543	-0,90
21	3,0378	3,1261	-2,8		47	2,3318	2,3457	-0,59
22	2,7670	2,8757	-3,8		48	2,3303	2,3385	-0,35
23	2,5602	2,7127	-5,6		49	2,3287	2,3324	-0,16
24	2,4512	2,6030	-5,8		50	2,3232	2,3271	-0,17
25	2,4190	2,5309	-4,4		51	2,3138	2,3224	-0,37
26	2,4024	2,4952	-3,6		52	2,3058	2,3180	-0,53

*) Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GA

TABELA 17

Célula de $UO_2 + H_2O$ (Enriquecimento de 0,7 % em massa)

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM								
GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$		GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
			Desvio(%) (*)	Desvio(%) (*)				
1	0,31378	0,29559	6,2		27	1,4939	1,5315	-2,5
2	0,97600	0,93233	4,7		28	1,4637	1,5082	-3,0
3	2,1809	2,0776	5,0		29	1,4410	1,4753	-2,3
4	3,2536	3,0046	8,3		30	1,4255	1,4479	-1,6
5	4,4708	4,7806	- 6,5		31	1,4138	1,4230	-0,65
6	5,8052	6,5185	-11		32	1,3642	1,3618	0,17
7	5,8608	5,4218	8,1		33	1,3771	1,4184	-2,9
8	5,7648	5,7789	- 0,24		34	1,2782	1,2340	3,6
9	5,6192	5,2145	7,8		35	1,3255	1,3737	-3,5
10	6,2144	5,7439	8,2		36	1,2677	1,2393	2,3
11	6,4124	6,6324	- 3,3		37	1,3200	1,3462	-1,9
12	4,8160	5,4942	-12		38	1,3222	1,2845	2,9
13	4,4412	3,7141	20		39	1,0482	1,0379	1,0
14	4,6740	4,6511	0,49		40	1,2183	1,3307	-8,4
15	4,0952	4,0512	1,1		41	0,94572	1,0096	-6,3
16	3,4856	3,5046	- 0,54		42	1,1366	1,2256	-7,3
17	3,0674	3,2134	- 4,5		43	1,1608	1,2001	-3,3
18	2,7390	2,8343	- 3,4		44	1,1429	1,1714	-2,4
19	2,4598	2,5254	- 2,6		45	0,55780	0,89734	-38
20	2,2330	2,3319	- 4,2		46	0,93744	0,97294	-3,6
21	2,0072	2,0942	- 4,2		47	1,0106	1,0500	-3,8
22	1,7888	1,8706	- 4,4		48	0,99816	1,0513	-5,1
23	1,6152	1,7345	- 6,9		49	1,0014	1,0516	-4,8
24	1,5286	1,6453	- 7,1		50	0,99696	1,0455	-4,6
25	1,5088	1,5861	- 4,9		51	0,99153	1,0414	-4,8
26	1,5095	1,5530	- 2,8		52	0,97502	1,0319	-5,5

* Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 18

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula de $UO_2 + H_2O$ (Enriquecimento de 0,7 % em massa)

MUFT

GAM

GRUPO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$5,5791 \times 10^{-3}$	$6,7170 \times 10^{-2}$	$1,0765 \times 10^{-2}$	2,3446	$4,5128 \times 10^{-3}$	$7,1487 \times 10^{-2}$	$9,8559 \times 10^{-3}$	2,1372
2	$2,7799 \times 10^{-3}$	$6,3545 \times 10^{-2}$	$2,8849 \times 10^{-4}$	1,1179	$2,8272 \times 10^{-3}$	$6,2582 \times 10^{-2}$	$3,1063 \times 10^{-4}$	1,0943
3	$2,6683 \times 10^{-2}$	$5,6011 \times 10^{-2}$	$3,9800 \times 10^{-3}$	0,80761	$2,3355 \times 10^{-2}$	$5,8083 \times 10^{-2}$	$3,6561 \times 10^{-3}$	0,67254

TABELA 19

Célula de $UO_2 + H_2O$ (Enriquecimento de 3,0 % em massa)

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM							
$\phi(u)$							
GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)	GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
1	0,31339	0,29573	6,0	27	1,4751	1,5103	-2,3
2	0,97500	0,93280	4,5	28	1,4419	1,4836	-2,8
3	2,1790	2,0786	4,8	29	1,4156	1,4471	-2,2
4	3,2516	3,0058	8,2	30	1,3956	1,4130	-1,2
5	4,4688	4,7825	- 6,6	31	1,3766	1,3823	-0,41
6	5,8032	6,5196	-11	32	1,3197	1,3128	0,52
7	5,8576	5,4199	8,1	33	1,3258	1,3596	-2,5
8	5,7524	5,7732	- 0,36	34	1,2278	1,1836	3,7
9	5,6036	5,2088	7,6	35	1,2684	1,3098	-3,2
10	6,1916	5,7315	8,0	36	1,2085	1,1823	2,2
11	6,3832	6,6110	- 3,4	37	1,2514	1,2569	-0,43
12	4,7956	5,4728	-12	38	1,2334	1,2012	2,7
13	4,4224	3,6997	20	39	0,96276	0,96331	-0,06
14	4,6520	4,6301	0,47	40	1,1200	1,2219	-8,3
15	4,0760	4,0304	1,1	41	0,85376	0,91849	-7,0
16	3,4693	3,4851	- 0,45	42	1,0389	1,1172	-7,0
17	3,0522	3,1946	- 4,5	43	1,0401	1,0676	-2,6
18	2,7246	2,8170	- 3,3	44	1,0008	1,0145	-1,3
19	2,4463	2,5092	- 2,5	45	0,50364	0,80524	-37
20	2,2205	2,3162	- 4,1	46	0,83268	0,86313	-3,5
21	1,9953	2,0791	- 4,0	47	0,90720	0,93950	-3,4
22	1,7770	1,8559	- 4,3	48	0,88328	0,92996	-5,0
23	1,6032	1,7198	- 6,8	49	0,89812	0,93702	-4,2
24	1,5158	1,6298	- 7,0	50	0,89252	0,92681	-3,7
25	1,4945	1,5694	- 4,8	51	0,89043	0,92413	-3,6
26	1,4930	1,5344	- 2,7	52	0,84467	0,90110	-6,3

) Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 20

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula de $UO_2 + H_2O$ (Enriquecimento de 3,0 % em massa)

GRUPO	MUFT				GAM			
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$5,7657 \times 10^{-3}$	$6,7102 \times 10^{-2}$	$1,1233 \times 10^{-2}$	2,3419	$4,7214 \times 10^{-3}$	$7,1313 \times 10^{-2}$	$1,0473 \times 10^{-2}$	2,1388
2	$3,1932 \times 10^{-3}$	$6,3379 \times 10^{-2}$	$1,2066 \times 10^{-3}$	1,1176	$3,2879 \times 10^{-3}$	$6,2374 \times 10^{-2}$	$1,3176 \times 10^{-3}$	1,0958
3	$3,3938 \times 10^{-2}$	$5,2647 \times 10^{-2}$	$1,6134 \times 10^{-2}$	0,80825	$3,0846 \times 10^{-2}$	$5,4613 \times 10^{-2}$	$1,5303 \times 10^{-2}$	0,66830

TABELA 21

Célula do Reator KW0 (Temperatura efetiva de ressonância = 755,5°C)

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM								
GRUPO	MUFT	GAM	$\phi(u)$		GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
			Desvio(%) (*)	Desvio(%) (*)				
1	3,3126	3,1249	6,0		27	1,4823	1,5242	-2,7
2	1,0245	0,97389	5,2		28	1,4563	1,5022	-3,1
3	2,2692	2,1558	5,3		29	1,4360	1,4742	-2,6
4	3,4160	3,1727	7,7		30	1,4210	1,4429	-1,5
5	4,7352	4,9853	- 5,0		31	1,3990	1,4083	-0,66
6	6,1016	6,7296	- 9,3		32	1,3715	1,3703	-0,09
7	6,2644	5,8662	- 6,8		33	1,3755	1,4025	-1,9
8	6,0884	6,2220	- 2,1		34	1,3132	1,2802	2,6
9	5,9444	5,6388	5,4		35	1,3394	1,3686	-2,1
10	6,3956	6,0196	6,2		36	1,3003	1,2788	1,7
11	6,3488	6,6242	- 4,2		37	1,3280	1,3336	-0,42
12	4,8444	5,4447	-11		38	1,3170	1,2923	1,9
13	4,4600	3,8310	16		39	1,1395	1,1219	1,6
14	4,5772	4,5943	- 0,37		40	1,2440	1,3147	-5,4
15	3,9794	3,9504	0,74		41	1,0626	1,0917	-2,7
16	3,4108	3,4211	- 0,30		42	1,1877	1,2369	-4,0
17	3,0117	3,1391	- 4,1		43	1,1848	1,2064	-1,3
18	2,6928	2,7764	- 3,0		44	1,1571	1,1630	-0,51
19	2,4222	2,4772	- 2,2		45	0,80296	1,0092	-20
20	2,2025	2,2874	- 3,7		46	1,0390	1,0427	-0,35
21	1,9826	2,0559	- 3,6		47	1,0866	1,0943	-0,70
22	1,7651	1,8423	- 4,2		48	1,0671	1,0847	-1,6
23	1,5952	1,7055	- 6,5		49	1,0747	1,0856	-1,0
24	1,5145	1,6303	- 7,1		50	1,0670	1,0752	-0,77
25	1,4956	1,5702	- 4,8		51	1,0601	1,0695	-0,88
26	1,4933	1,5426	- 3,2		52	1,0250	1,0508	-2,5

 *) Desvio relativo do fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 22

CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM

Célula do Reator KW0 (Temperatura efetiva de ressonância = 755,5 °C)

GRUPO	MUFT				GAM			
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$4,2735 \times 10^{-3}$	$6,5265 \times 10^{-2}$	$7,4059 \times 10^{-3}$	2,4160	$3,2123 \times 10^{-3}$	$6,8863 \times 10^{-2}$	$6,7874 \times 10^{-3}$	2,2460
2	$2,1764 \times 10^{-3}$	$6,6297 \times 10^{-2}$	$6,6913 \times 10^{-4}$	1,1614	$2,2043 \times 10^{-3}$	$6,5109 \times 10^{-2}$	$7,2930 \times 10^{-4}$	1,1382
3	$2,2473 \times 10^{-2}$	$6,0861 \times 10^{-2}$	$9,2359 \times 10^{-3}$	0,81725	$2,1413 \times 10^{-2}$	$6,1583 \times 10^{-2}$	$8,6986 \times 10^{-3}$	0,70520

TABELA 23

ESPECTROS GERADOS POR MUFT E GAM

 $\phi(u)$

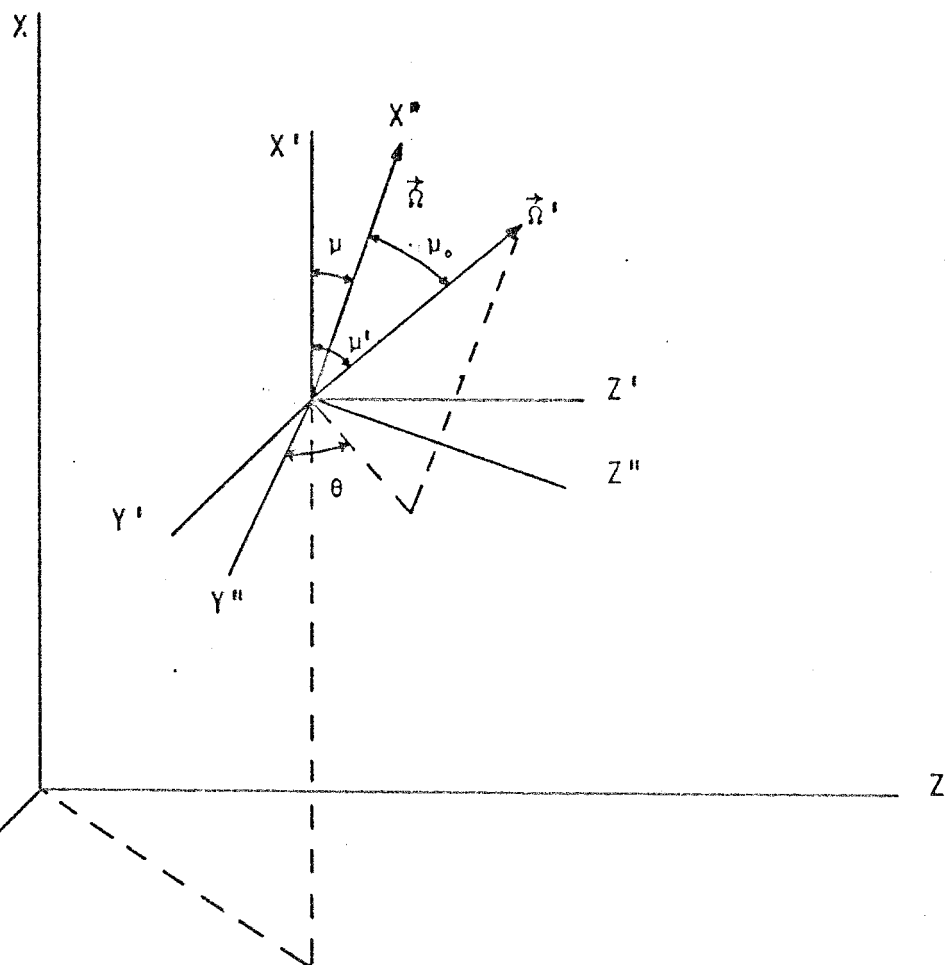
MUFT	GAM	Desvio(%) (*)	GRUPO	MUFT	GAM	Desvio(%) (*)
125	3,1249	6,0	27	1,4822	1,5234	-2,7
145	0,97389	5,2	28	1,4559	1,5012	-3,0
165	2,1558	5,3	29	1,4354	1,4724	-2,5
185	3,1727	7,7	30	1,4202	1,4403	-1,4
205	4,9853	- 5,0	31	1,3980	1,4054	-0,52
225	6,7296	- 9,3	32	1,3697	1,3661	0,26
244	5,8662	6,8	33	1,3740	1,3984	-1,7
264	6,2220	- 2,1	34	1,3099	1,2743	2,8
284	5,6388	5,4	35	1,3371	1,3627	-1,9
305	6,0196	6,2	36	1,2970	1,2720	2,0
325	6,6242	- 4,2	37	1,3256	1,3286	-0,22
344	5,4447	-11	38	1,3148	1,2871	2,2
365	3,8310	16	39	1,1326	1,1161	1,5
385	4,5943	- 0,37	40	1,2402	1,3092	-5,3
404	3,9504	0,74	41	1,0542	1,0842	-2,8
425	3,4211	- 0,30	42	1,1826	1,2310	-3,9
445	3,1391	- 4,1	43	1,1804	1,1948	-1,2
465	2,7764	- 3,0	44	1,1527	1,1576	-0,43
485	2,4772	- 2,2	45	0,78824	1,0027	-21
505	2,2874	- 3,7	46	1,0312	1,0352	-0,39
525	2,0558	- 3,6	47	1,0799	1,0882	-0,76
545	1,8422	- 4,2	48	1,0602	1,0788	-1,7
565	1,7054	- 6,5	49	1,0679	1,0797	-1,1
585	1,6302	- 7,1	50	1,0602	1,0693	-0,85
605	1,5700	- 4,7	51	1,0533	1,0637	-0,97
625	1,5421	- 3,2	52	1,0185	1,0450	-2,5

fluxo $\phi(u)$ gerado por MUFT com relação ao gerado por GAM

TABELA 24
 CONSTANTES DE GRUPO GERADAS POR MUFT E GAM
 Célula do Reator KWO (Temperatura efetiva de ressonância = 1044 °C)

GRUPO	MUFT			GAM				
	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO	ABSORÇÃO	REMOÇÃO	PRODUÇÃO	DIFUSÃO
1	$4,2735 \times 10^{-3}$	$6,5265 \times 10^{-2}$	$7,4059 \times 10^{-3}$	2,4160	$3,2123 \times 10^{-3}$	$6,8863 \times 10^{-2}$	$6,7874 \times 10^{-3}$	2,2460
2	$2,1764 \times 10^{-3}$	$6,6297 \times 10^{-2}$	$6,6913 \times 10^{-4}$	1,1614	$2,2107 \times 10^{-3}$	$6,5104 \times 10^{-2}$	$7,2929 \times 10^{-4}$	1,1382
3	$2,2926 \times 10^{-2}$	$6,0642 \times 10^{-2}$	$9,2353 \times 10^{-3}$	0,81760	$2,1815 \times 10^{-2}$	$6,1449 \times 10^{-2}$	$8,6903 \times 10^{-3}$	0,70509

FIGURA 1
SISTEMA DE COORDENADAS



©

- X, Y, Z Sistema de Coordenadas de Laboratório
- X', Y'', Z' Sistema local paralelo ao sistema de laboratório de fissão e espalhamento inelástico
- X'', Y''', Z''' Sistema local para integral de espalhamento

REFERÊNCIAS

L, G.I. & GLASSTONE, S. Nuclear reactor theory. New York, Van Nostrand Reinhold, 1970.

LIAMS, M.M.R. The slowing down and thermalization of neutrons. Amsterdam, North-Holland, 1966.

CARENHAS, H.A. Espectro de nêutrons e criticidade em um reator a água leve. Belo Horizonte, 1972. (Tese apresentada à Universidade Federal de Minas Gerais para obtenção do grau de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares).

BRET, P.R. & HICKS, T.E. A graduate course in intermediate nuclear fission reactor analysis. Los Angeles, UCLA, 1968.

BR, J. & LATHROP, K.D. Theory of methods used in the GGC-4 multigroup cross sections code. San Diego, GULF General Atomic, October 1968. (GA 9021)

AKE, M.K. et al. Description of auxiliary codes used in the preparation of data for the GGC-3 code. San Diego, General Atomic, August 1967. (GA 7158)

ASSTONE, S. & EDLUND, M.C. The elements of nuclear reactor theory. Princeton, Van Nostrand, 1952.

LENS, R.L. et al. Multigroup Fourier transform calculation Description of MUFT-III code.

Pittsburgh, Westinghouse Electric Corporation.
1956. (WAPD-TM-4)

- [9] HELENS, P.L. Neutron slowing down in group diffusion theory. Pittsburgh, Westinghouse Electric Corporation, 1956. (WAPD-TM-114).
- [10] GOEDMAN, D.T. Suggested procedures for utilizing MUFT resonance parameters to include Doppler broadening. Nucl.Sci.Eng., Hinsdale, 31: 346-9, 1968.
- [11] BOHL, H.Jr. & GELBARD, E.M. & RYAN, G.H. MUFT- 4 fast neutron spectrum code for the IBM-704 . Pittsburgh, Westinghouse Electric Corporation, 1957 (WAPD-TM-72).
- [12] ADIR, J. et al. Users' and programmers' manual for the GGC-3 multigroup cross section code. San Diego, General Atomic, July 1967. (GA-7157)
- [13] KUNCIR, G.F. A program for the calculation of resonance integrals. San Diego, General Atomic, August 1961. (GA 2525)
- [14] NORDHEIM, L.W. & KUNCIR G.F. A program of research and calculations of resonance absorption. San Diego, General Atomic, August 1961.(GA 2527)
- [15] DRESNER, L. Resonance absorption in nuclear reactors. New York, Pergamon Press, 1960.
- [16] LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear reactor theory. Reading, Addison-Wesley, November 1972

FILHO, P. & TEIXEIRA, M.C.C. Dados físicos
do núcleo do reator KWO (Oberrhein). Belo
Horizonte, NUCLEBRÁS/IPR, 1975. (PAR/GARA 011/
TE).