

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DESENVOLVIMENTO DO CÓDIGO BLINDAGE PARA O CÁLCULO DO
TRANSPORTE DE NÉUTRONS E GAMAS EM BLINDAGENS,
USANDO A TÉCNICA REMOÇÃO-DIFUSÃO ACOPLADA
A TÉCNICA DO NÚCLEO PUNTUAL

Leda Cristina C. Bernardes Fanaro

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de "Mestre na Área de Concentração em Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

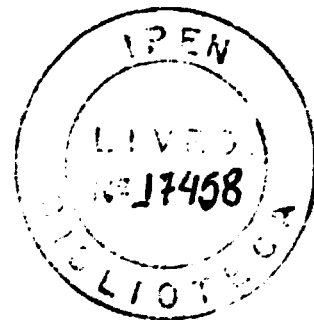
Orientador: Dr. José Rubens Maiorino

**DESENVOLVIMENTO DO CÓDIGO BLINDAGE PARA O CÁLCULO DO
TRANSPORTE DE NÉUTRONS E GAMAS EM BLINDAGENS,
USANDO A TÉCNICA REMOÇÃO-DIFUSÃO ACOPLADA
A TÉCNICA DO NÚCLEO PUNTUAL**

Leda Cristina C. Bernardes Fanaro

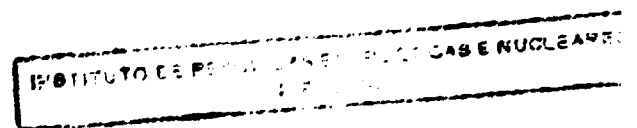
Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de "Mestre na Área de Concentração em Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

Orientador: Dr. José Rubens Maiorino



SÃO PAULO

1984



Aos meus pais,
ao Beto e ao
Gustavo

AGRADECIMENTOS

Agradeço as pessoas que, direta ou indiretamente, colaboraram na execução deste trabalho.

Em particular agradeço:

- Prof. Dr. José Rubens Maiorino, pela segura orientação,
- Colegas do Centro de Engenharia Nuclear, pelo apoio prestado,
- Corpo docente do IPEN, pela importante contribuição à minha formação,
- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pelo apoio material e de pessoal,
- Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de S. Paulo (FAPESP), pelo suporte financeiro, sem o qual não teria sido possível a realização deste trabalho.
- Albertisa A. P. Stela pelo trabalho de datilografia e Alberto M. S. Fanaro pelos desenhos.

ÍNDICE

	Pág.
RESUMO	i
ABSTRACT	ii
1. INTRODUÇÃO	01
1.1 - Objetivo	03
2. O MÉTODO DO NÚCLEO PUNTUAL	04
2.1 - O Fator de Crescimento (Build up Factor)	05
3. O MÉTODO DE REMOÇÃO-DIFUSÃO	11
3.1 - A Teoria de Difusão	19
4. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	22
4.1 - Componente Penetrante de Nêutrons	22
4.1.i - Geometria Plana	22
4.1.ii- Geometria Cilíndrica	26
4.1.iii- Geometria Esférica	31
4.2 - Componente Espalhada de Nêutrons	36
4.3 - Componente Direta de Gamas	41
4.3.i - Geometria Plana	45
4.3.ii- Geometria Cilíndrica	47
4.3.iii- Geometria Esférica	49
4.4 - Componente de Radiação Gama Oriunda das Reações de Captura	50
4.5 - Taxa de Dose de Nêutrons e Gamas	53
5. BIBLIOTECA DE SEÇÕES DE CHOQUE	55
6. RESULTADOS	60
6.1 - Problemas Estudados	60
7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	72
7.1 - Conclusões Finais	72

	Pág.
7.2 - Sugestões para Trabalhos Futuros.....	73
APÊNDICE A - Manual de uso do Programa BLINDAGE.....	74
A.1 - Cartões de Controle	75
A.2 - Descrição dos Dados de Entrada.....	76
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	80

DESENVOLVIMENTO DO CÓDIGO BLINDAGE PARA O CÁLCULO DO TRANSPORTE DE NÊUTRONS E GAMAS EM BLINDAGENS, USANDO A TÉCNICA REMOÇÃO-DIFUSÃO, ACOPLADA A TÉCNICA DO NÚCLEO PUNTUAL.

Leda Cristina C. Bernardes Fanaro

RESUMO

Neste trabalho, visando o dimensionamento preliminar de blindagens de reatores nucleares, desenvolveu-se o programa de computador, BLINDAGE, para o cálculo do transporte de radiação (nêutrons e gamas) utilizando-se o método remoção-difusão, para o transporte de nêutrons e, o método do núcleo puntual, corrigido pelo fator de crescimento (Build-up-factor) para gamas.

Inicialmente, faz-se uma revisão dos trabalhos publicados na literatura e considerações teóricas sobre os métodos de solução do problema de transporte de radiação. Uma descrição detalhada dos métodos aqui utilizados é fornecida.

Os resultados obtidos são comparados com resultados calculados com os códigos ANISN^(1,2) e SABINE^(2,3). O manual de instrução para utilização do BLINDAGE é fornecido, com o objetivo de torná-lo operacional para qualquer um interessado em utilizá-lo.

BLINDAGE: A Neutron and Gamma-Ray Transport Code for Shieldings with the Removal-Diffusion Technique Coupled with the Point-Kernel Technique.

Leda Cristina C. Bernardes Fanaro

ABSTRACT

In this work, a new computer code, BLINDAGE, was developed. The code does preliminary nuclear reactor shielding design and calculates the radiation transport (neutrons and gammas). The code makes use of the removal-diffusion method for neutron transport and point-kernel technique with build-up factors for gamma-rays.

First, a general review of published works is given together with an outline of other methods for the solution of the radiation transport problem. After, a detailed description of the methods utilized in this work is given. Finally, the results are compared with those obtained with the computer codes ANISN and SABINE. A user's manual is also presented.

1. INTRODUÇÃO

Durante a operação de um reator nuclear, radiações de praticamente todos os tipos e em grandes quantidades são emitidas, as quais, interagindo com o meio material, podem causar danos. Dentre as radiações produzidas no evento de fissão, as partículas α e β e os fragmentos de fissão possuem um pequeno alcance, podendo ser facilmente freadas. Entretanto, os nêutrons ⁽¹⁾ e os raios- γ são altamente penetrantes e, conseqüentemente, causam muitos danos. Assim, estas são as radiações de interesse nos projetos de blindagens.

Na década de 50, houve um grande avanço no projeto de blindagens através de estudos realizados por diversos centros de pesquisas, cujos programas de aplicações nucleares contribuíram muito para o desenvolvimento de métodos de análises de blindagens bem como também para os programas experimentais ⁽²⁾.

O modelo matemático que descreve o transporte de radiação através de um meio material é a equação de transporte, também conhecida como equação de Boltzmann. Entretanto, a solução da equação de transporte nem sempre é fácil de ser obtida. Sendo assim, foram desenvolvidas muitas técnicas que possibilitam determinar boas aproximações na solução de transporte de radiação sem a necessidade de resolver a equação de transporte. Uma primeira aproximação na solução do problema de transporte de radiação em um meio material é obtida através do artifício de dividir-se o campo de radiação em duas componentes, onde a primeira, chamada componente de radiação não espalhada, é composta por partículas que atravessaram o meio material sem sofrer qualquer interação. A outra, chamada componente de radiação espalhada, constitui-se de partículas que sofreram uma ou mais interações e que provocaram variações em sua direção e energia.

A técnica de cálculo mais utilizada inicialmente foi a técnica do Núcleo Puntual corrigida pelo fator de crescimento (build-up-factor) para o transporte de radiação gama e com o uso da secção de choque de remoção para nêutrons ⁽²¹⁾. O conceito de secção de choque de remoção surgiu no ano de 1949

com T. A. Welton, para resolver o problema de atenuação de nêutrons em misturas de materiais pesados com materiais hidrogenados. Muitos experimentos foram realizados no "Lid Tank Shielding Facility" (ORNL) para a comprovação da aplicabilidade do conceito de remoção e para a determinação da secção de choque de remoção para vários materiais.

A técnica de correção do núcleo puntual é bastante utilizada para a radiação gama. Entretanto, para nêutrons, o mesmo não acontece porque os nêutrons ao serem removidos do feixe incidente difundem-se no meio material, e, assim, o método aproximado mais utilizado no estudo do transporte de nêutrons em blindagens usa uma combinação da teoria de difusão com o conceito de remoção. Este método, é conhecido como método de Remoção-Difusão, ou ainda, como método de Spinney, e é muito empregado nos códigos computacionais de blindagem, tais como, RASH-E, MAC, NRN, SABINE e ATTOW.

O desenvolvimento dos computadores digitais propiciou um avanço na análise do transporte de radiação, pois passou-se a resolver a equação de transporte de Boltzmann através de técnicas numéricas ⁽²⁶⁾. Um dos métodos mais utilizados é o chamado método das ordenadas discretas que surgiu na década de 50 com os estudos de Chandrasekhar e, posteriormente, desenvolveu-se com os trabalhos de Carlson que atribuiu-lhe o nome de método Sn. Este método consiste na discretização das variáveis: espacial, angular e da energia.

A distribuição angular é calculada para um determinado número de direções discretas; a distribuição de energia é tratada através de um esquema de multigrupos e a componente espacial é discretizada por um esquema de diferenças finitas. Os códigos de blindagem mais importantes que utilizam esta técnica são o ANISN e sua versão bidimensional, o DOT.

Outro método utilizado na obtenção da solução da equação de transporte de Boltzmann, é o chamado método dos momentos. Este método foi formulado por Spencer e Fano e sua aplicação está limitada pela configuração da fonte e pela geometria da blindagem, sendo que o método dos momentos é utilizado em

blindagem, somente para meios infinitos e homogêneos com fontes pontuais, planas ou linhas.

A técnica de Monte Carlo é uma das mais sofisticadas na solução da equação de transporte de Boltzmann e consiste na simulação de um problema físico através da amostragem estatística. Os eventos distribuem-se de acordo com uma distribuição de probabilidades que representam uma situação física, e através de técnicas estatísticas convenientes estimam-se as respostas requeridas. O código de blindagem MORSE é o mais conhecido e produz resultados em excelente concordância com as soluções analíticas.

1.1. Objetivo

O objetivo deste trabalho, é desenvolver um programa de computação rápido para determinar uma primeira aproximação da distribuição de nêutrons e de radiação gama em blindagens múltiplas, nas geometrias: plana, cilíndrica e esférica, e que forneça as doses absorvidas no ambiente externo ao sistema de blindagens.

Para determinar o transporte de nêutrons utilizar-se-á um método simplificado que em filosofia é semelhante ao método de Remoção-Difusão, contudo, não considera muitos dos aspectos deste método, principalmente o caráter anisotrópico do espalhamento. Os nêutrons com energia entre 10^{-3} eV e 18 MeV são divididos em 18 grupos de remoção e 18 grupos de difusão, sendo que a componente direta do fluxo é determinada, através de considerações geométricas utilizando-se a técnica do núcleo puntual para fontes volumétricas nas geometrias: plana, cilíndrica e esférica, e a componente espalhada de nêutrons é calculada pela Teoria de Difusão clássica, que sabidamente não produz bons resultados. Os parâmetros nucleares são obtidos de uma biblioteca acoplada ao programa e a secção de choque de remoção é a própria secção de choque total. O capítulo 3 descreverá detalhadamente o método empregado na solução do transporte de nêutrons.

O transporte de radiação gama será determinado de acordo com o método do núcleo puntual corrigido pelo fator de crescimento. A radiação gama com energia entre 10 KeV e 14 MeV é dividida em 10 grupos de energia, sendo que o cálculo do fluxo de radiação gama bem como dos coeficientes de atenuação e das taxas de Dose são efetuados para a energia média dos gamas, nos grupos de energia. Uma descrição detalhada a respeito da técnica do núcleo puntual será efetuada no capítulo 2. O desenvolvimento matemático, a apresentação dos resultados obtidos e a análise dos resultados serão apresentados nos capítulos 4, 5 e 6, respectivamente.

Salienta-se também, que o presente programa de pesquisa enquadra-se dentro da filosofia do Grupo de Blindagem e Transporte de Radiação, da Divisão de Física de Reatores (RTP) do Departamento de Tecnologia de Reatores (RT) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP), que é o desenvolvimento de capacidade computacional na área de projetos de blindagens de reatores nucleares.

2. O MÉTODO DO NÚCLEO PUNTUAL

A componente não espalhada do campo de radiação depende apenas da direção e da energia da radiação emitida pela fonte. Portanto, esta é determinada por considerações geométricas. Desta forma, a distribuição que melhor descreve esta componente, é o fluxo total parametrizado pela energia e direção na fonte. A técnica do núcleo puntual, que, de certa forma, é em filosofia equivalente a técnica matemática do método das funções de Green, é uma das mais utilizadas no cálculo do transporte da radiação gama através de meios materiais (26).

O núcleo puntual não espalhado $K(\underline{r}-\underline{r}')$ é definido como a solução da equação de transporte num ponto \underline{r}' sem se considerar o espalhamento no meio, devido a uma fonte puntual de intensidade unitária, localizada numa posição \underline{r} , num meio infinito. Fisicamente, esta grandeza representa o fluxo não espalhado de radiação num ponto \underline{r} devido a uma fonte unitária no ponto \underline{r}' , sendo dado por:

$$K(|\underline{r}-\underline{r}'|) = \frac{1}{4\pi(|\underline{r}-\underline{r}'|)^2} \exp(-\mu|\underline{r}-\underline{r}'|), \quad (2.1)$$

onde $\frac{1}{4\pi(|\underline{r}-\underline{r}'|)^2}$ é o fator geométrico e

$\exp(-\mu|\underline{r}-\underline{r}'|)$ é o fator de atenuação (20).

A equação 2.1 é bastante utilizada para o cálculo da componente não espalhada de radiação gama e produz bons resultados. Entretanto, para nêutrons o mesmo não acontece.

Para uma distribuição arbitrária de fonte, tal como num reator nuclear, supõe-se que a fonte de radiação constitui-se de fontes puntuais isotrópicas e que o efeito global devido toda a fonte em um ponto de interesse, é obtido pela somatória das contribuições das fontes puntuais individuais que formam a região da fonte. Assim, a componente não espalhada do campo de radiação devido a uma distribuição de fonte é dada por :

$$\phi(\underline{r}) = \int_V S(\underline{r}') K(|\underline{r}-\underline{r}'|) d^3r'. \quad (2.2)$$

A solução da equação 2.2 nem sempre é possível de ser encontrada, pois depende da geometria da fonte. Assim sendo, para geometrias regulares pode-se obter uma expressão analítica para o fluxo. Entretanto, na maioria dos casos, a integral deve ser calculada numericamente.

2.1. O Fator de Crescimento (Build-up Factor)

O cálculo do fluxo, conforme dado pela equação 2.2, não considera a radiação que sofrendo espalhamento pode contribuir para o fluxo no ponto \underline{r} . A solução da equação de transporte é que fornece o valor exato do fluxo no ponto \underline{r} . Entretanto, um dos métodos mais utilizados para o cálculo do transporte de radiação gama usa um parâmetro chamado de fator de crescimento (build-up-factor), representado por

B⁽²⁹⁾. O fator de crescimento, combinado com a técnica do núcleo puntual, produz um método relativamente simples e, em muitos casos, um método de cálculo muito preciso que, em princípio, é aplicável também para nêutrons, mas que na prática não produz bons resultados.

O fluxo de radiação devido a uma distribuição de fonte é dada por :

$$\phi(\underline{r}) = \int_V B(\mu |\underline{r}-\underline{r}'|) S(\underline{r}') K(|\underline{r}-\underline{r}'|) d^3r'. \quad (2.3)$$

O fator de crescimento (B) é um parâmetro multiplicativo que corrige a componente não espalhada do campo de radiação levando em consideração espalhamentos múltiplos, e é definido como sendo a razão do campo de radiação no ponto de interesse pelo campo de radiação não espalhada no mesmo ponto. Sendo assim, o fator de crescimento pode ser definido para várias distribuições tais como fluxo de partículas, dose ou absorção de energia.

A principal vantagem da utilização desta técnica para o cálculo de atenuação de radiação no meio material é devido a pouca variação do fator de crescimento em relação as variações da distância de atenuação, da energia da fonte e da composição atômica média das blindagens. Assim, é possível uma boa interpolação dos valores de B e, conseqüentemente, obter soluções para muitos parâmetros calculados.

Os valores de B são calculados para fontes pontuais isotrópicas em meios homogêneos e infinitos, solucionando-se a equação de transporte, através do método dos momentos, e os resultados assim encontrados são ajustados por polinômios, ou outras funções. A primeira fonte de dados de fator de crescimento foi obtida em 1954 por Goldstein e Wilkins, para fontes puntual isotrópica e plana monodirecional para vários materiais de interesse. Desde então, muitos autores dedicaram-se na determinação de fórmulas empíricas que reproduzam os valores de B para uma fonte puntual, com a vantagem que estas fórmulas permitem a condensação dos dados, eliminam a necessidade

de interpolação com relação a distância de atenuação e facilitam a maneira de se manipular o fator de crescimento analiticamente em muitas operações matemáticas.

A fórmula linear dada por :

$$B(\mu r) = 1 + K(\mu r),$$

é uma das aproximações mais simples, porém, pouco precisa. É muito utilizada para se demonstrar o efeito de incorporar o fator de crescimento em cálculos de transporte de radiação gama. Outras fórmulas mais complexas reproduzem melhor os dados de B, dentre várias, tem-se:

i) fórmula de Berger:

$$B(\mu r) = 1 + K_1(\mu r) \exp(K_2(\mu r)),$$

ii) fórmula de Capo:

$$B(E_0, \mu r) = \sum_{i=0}^3 \beta_i (\mu r)^i, \text{ com } \beta_i = \sum_{j=0}^i C_{ij} \left(\frac{1}{E_0}\right)^j,$$

iii) fórmula de Taylor:

$$B(\mu r) = A \exp(-\alpha_1 \mu r) + (1-A) \exp(-\alpha_2 \mu r), \text{ e}$$

iv) fórmula polinomial de grau 3 :

$$B(E, \mu r) = 1 + a(E) \mu r + b(E) (\mu r)^2 + c(E) (\mu r)^3,$$

onde os coeficientes $a, b, c, C_{ij}, K, K_1, K_2, A, \alpha_1$ e α_2 são tabelados em vários manuais de blindagem para a maioria dos materiais de interesse.

A fórmula de Capo permite determinar os valores de B em quaisquer energias, já que o parâmetro E_0 faz parte de sua formulação e, as outras, tais como, a fórmula de Taylor ou a fórmula polinomial de grau 3, necessitam de parâmetros diferentes para cada valor de E_0 . Sabe-se que quanto mais complexa é a expressão matemática assumida para B, melhor é a representação dos valores experimentais. Entretanto, se a fórmula matemática

tica é muito complexa torna-se difícil a determinação de soluções analíticas, sendo muitas vezes preferível utilizar-se fórmulas mais simples, apesar de possuírem menor precisão.

Para o cálculo do transporte de radiação em sistemas de blindagens múltiplas, o fator de crescimento difere daqueles em meios homogêneos devido as variações nas distribuições angular e de energia da radiação na vizinhança das interfaces das blindagens. O efeito do fator de crescimento na radiação incidente depende das barreiras previamente penetradas, da barreira que se está considerando e da sequência das barreiras. A solução exata do problema de transporte de radiação em meios heterogêneos, somente é obtida resolvendo-se a equação de transporte. Contudo, métodos mais simples têm sido propostos para analisar os problemas de blindagens múltiplas.

Uma das primeiras aproximações sugeridas, e também a mais simples, consiste na definição de um fator de crescimento equivalente dado pela multiplicação de todos os fatores de crescimento das blindagens individuais. Assim, tem-se:

$$B = B_1(\mu_1 x_1) * B_2(\mu_2 x_2) * \dots * B_i(\mu_i x_i) * \dots * B_n(\mu_n x_n), \quad (2.4)$$

onde $\mu_i x_i$ são respectivamente o coeficiente de atenuação e a espessura da i-ésima blindagem. Nesta aproximação, a ordem dos fatores não altera o produto, entretanto, o transporte de radiação depende da ordem de penetração nas barreiras.

Uma outra aproximação, proposta por Blizard, consiste em utilizar-se o número atômico Z , da última blindagem e a espessura total de atenuação do sistema de blindagens ($\sum_1 \mu_i x_i$), como os parâmetros de entrada nas tabelas básicas de fatores de crescimento. Uma desvantagem é que este método não pode ser utilizado se a última blindagem do sistema tiver espessura menor que 3 livres caminhos médios.

O método de Goldstein é uma técnica de aproximação bastante utilizada. Neste método propõe-se a homogeneização do sistema de blindagens através da especificação de um número atômico efetivo do sistema, Z_{ef} . Deste modo, o sistema de

blindagens múltiplas é representado por uma blindagem homogênea equivalente, formada por um elemento fictício de número atômico igual a Z_{ef} , e assim, o fator de crescimento depende do número de livres caminhos médios penetrados e de Z_{ef} . A expressão matemática que determina o valor de Z_{ef} é dada por:

$$Z_{ef} = \frac{\sum_i \hat{Z}_i \bar{\mu}_i x_i}{\sum_i \mu_i x_i}, \quad (2.5)$$

onde $\bar{\mu}_i, x_i$ e \hat{Z}_i são respectivamente o coeficiente de atenuação médio, a espessura e o número atômico médio da mistura homogênea que constitui a i -ésima blindagem. O número atômico médio \hat{Z} é definido por:

$$\hat{Z} = \frac{\sum_k \frac{w_k}{A_k} Z_k}{\sum_k \frac{w_k}{A_k}}, \quad (2.6)$$

onde w_k, Z_k e A_k são, respectivamente, a fração em peso, o número atômico e o peso atômico do k -ésimo elemento da mistura. O coeficiente de atenuação médio da mistura homogênea é dado por:

$$\bar{\mu} = \rho \sum_k w_k \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_k, \quad (2.7)$$

sendo que ρ é a densidade da mistura e $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_k$ o coeficiente de atenuação em massa do k -ésimo elemento da mistura. Conhecendo-se os valores de $Z_{ef}, \bar{\mu}$ e x determina-se o valor dos coeficientes de B para a energia E_0 de interesse, através das tabelas básicas de fatores de crescimento.

Broder propôs uma fórmula para fator de crescimento de meios heterogêneos que considera o transporte de radiação através das barreiras precedentes, onde se assume que a contribuição de cada região tem um efeito acumulativo. A fórmula de Broder é dada por:

$$B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left(B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right) \quad (2.8)$$

Os cálculos efetuados utilizando-se a fórmula de Broder não apresentam bons resultados nas regiões de interfaces e para a última blindagem do sistema.

Técnicas mais sofisticadas tais como a fórmula de Kitazuma e a fórmula de Futtermenger produzem melhores resultados. A fórmula proposta por Kitazuma ⁽¹⁷⁾ é dada por :

$$B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left(B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right) * \exp\left(-\sum_{v=n+1}^N \alpha_{v-1,v} \mu_v x_v\right), \quad (2.9)$$

e a fórmula de Futtermenger, que é uma combinação das fórmulas de Broder e Kitazuma, é dada por :

$$B\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left(\left(B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right) * \prod_{v=n+1}^N \left((1-\beta_{v-1,v}) \exp\left(-\alpha_{v-1,v} \mu_v x_v + B_{v-1,v}\right) \right) \right) \quad (2.10)$$

onde $\alpha_{v-1,v}$ e $\beta_{v-1,v}$ dependem dos materiais das barreiras a direita e a esquerda na interface. Quando $\beta_{v-1,v}=0$, a fórmula de Futtermenger reduz-se a fórmula de Kitazuma e quando $\alpha_{v-1,v}=0$, obtém-se a fórmula de Broder. Os parâmetros α e β são difíceis de serem determinados, sendo assim, frequentemente, utiliza-se as fórmulas de Broder e de Kitazuma.

Dois aspectos devem ser considerados na análise do método do fator de crescimento: a geometria da fonte e a natureza do meio material entre a fonte e o detetor. Os cálculos do fator de crescimento baseiam-se em fontes pontuais isotrópicas em meios infinitos, entretanto, na prática os problemas de transporte de radiação referem-se a fontes com geometrias definidas em meios finitos. Comparações dos valores de B obtidos para fontes pontuais e para fontes planas, isotrópicas mostram que a diferença entre eles é razoavelmente pequena, embora o mesmo não aconteça para uma fonte monodirecional incidindo obliquamente numa placa absorvedora. Neste caso, deve-se utilizar um critério para aproximar uma fonte teórica deste arranjo particular.

Berger e Doggett, compararam os valores de B obtidos para meios infinitos e para meios semi-infinitos. O máximo erro encontrado foi menor que 50% para uma barreira fina de água e para fótons de baixa energia. A justificativa para a utilização do método do fator de crescimento, está na filosofia deste método, que é a simplificação dos cálculos.

3. O MÉTODO DE REMOÇÃO-DIFUSÃO

Um dos métodos mais utilizados no estudo do transporte de nêutrons em blindagens é uma combinação da teoria de remoção com a teoria de difusão, sendo também conhecida como método de Spinney em homenagem ao pesquisador que introduziu esta técnica ⁽⁵⁾.

Este método consiste em dividir-se o transporte de radiação em duas componentes. A primeira, chamada de componente não espalhada é formada por nêutrons de alta energia que sofreram somente pequenas perdas de energia através de colisões com pequenos ângulos de espalhamento. A componente não espalhada é determinada por considerações geométricas utilizando-se a técnica do núcleo puntual, que foi apresentada no capítulo 2. A outra, chamada de componente espalhada, é composta por nêutrons que sofreram grandes perdas de energia através de grandes ângulos de espalhamento, os quais são

considerados removidos da componente não espalhada. Estes nêutrons removidos constituem uma fonte de nêutrons para a componente espalhada, sendo o seu comportamento descrito pela teoria de difusão.

No método original de Spinney, o espectro de nêutrons emitidos na fissão possui uma estrutura de 18 grupos, com energia no intervalo de 0 a 18 MeV, e a fonte de nêutrons removidos alimenta somente o grupo de difusão de maior energia, de uma estrutura de 5 grupos, com energia de 0 a 2 MeV, como ilustra a figura 3.1.

Para resolver as equações de difusão, Spinney utilizou a teoria da idade de Fermi e as condições de contorno de fluxo conhecido na interface reator-blindagem e de distância extrapolada na superfície externa da blindagem. As seções de choque de remoção foram determinadas através de formulações semi-empíricas.

A formulação original de Spinney produziu bons resultados na determinação da distribuição de nêutrons de baixa energia em blindagens de concreto para reatores moderados a grafite mas, em geral, nem sempre apresenta resultados satisfatórios. As imprecisões desta formulação se deve a 3 fatores: o primeiro refere-se ao fato de todos os nêutrons removidos terem sido inseridos em um único grupo de energia, o qual não considera qualquer transporte por difusão que possa ocorrer para energias maiores que 2 MeV; o segundo é determinado, porque se utiliza um número insuficiente de grupos que não permitem representar adequadamente o processo de moderação contínua; e por último, a transferência de nêutrons de um grupo para outros de menor energia não descreve as perdas de energia dos nêutrons que sofreram espalhamento inelástico ou uma colisão com hidrogênio.

Muitos códigos computacionais foram desenvolvidos baseados no método de Spinney, cada qual com uma modificação específica, sendo os mais importantes: RASH-E, MAC, NRN, SABINE e ATTOW. As principais diferenças observadas nestes códigos referem-se: ao modo de determinação das seções de choque de

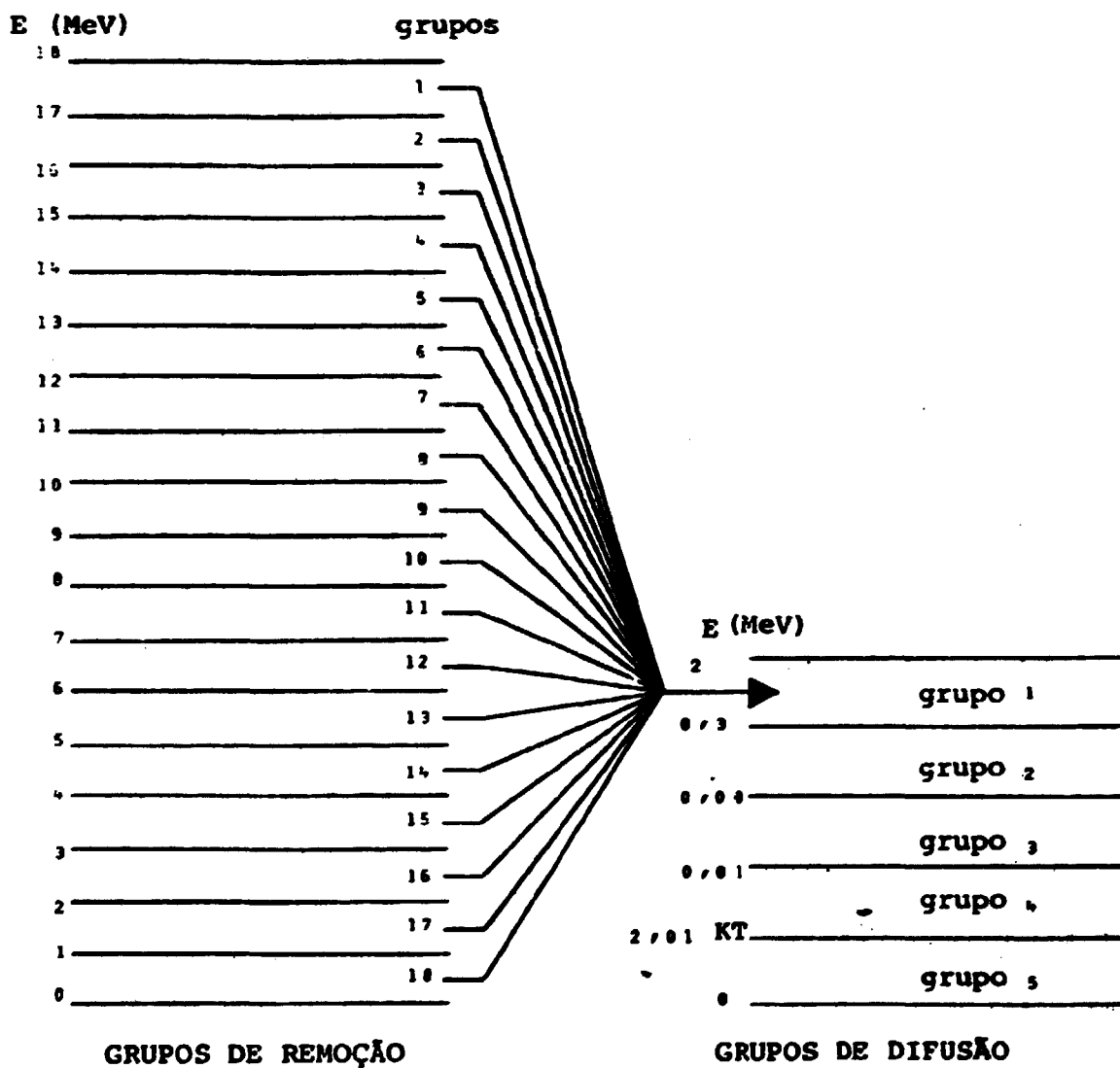


Figura 3.1 - Diagrama esquemático dos grupos de remoção e de difusão utilizados por Spinney.

remoção, ao método de acoplamento dos grupos de remoção e difusão, ao modelo de moderação, aos esquemas dos grupos de energia, e à geometria da fonte e das blindagens.

No código RASH-E ⁽²⁵⁾, a principal modificação com relação a formulação original de Spinney refere-se ao aumento no número de grupos para 16 e à extensão no esquema de energia para 10 MeV.

Estas alterações possibilitam introduzir-se uma fonte de nêutrons removidos distribuída nos 9 grupos de mais alta energia, como ilustra a figura 3.2. O código RASH-E, que determina o fluxo de nêutrons para 18 grupos de remoção e 16 grupos de difusão, possibilita prever o espectro de nêutrons rápidos e também permite que nêutrons de alta energia sejam removidos antes de serem moderados para a energia de 2 MeV.

O código MAC ⁽²²⁾, difere da formulação original de Spinney na maneira pela qual os nêutrons removidos são introduzidos nos grupos de difusão como ilustra a figura 3.3. O intervalo de energia foi estendido para 10 MeV, e foi dividido em 31 grupos de difusão. Outra modificação incorporada ao MAC, é a introdução de um esquema de moderação que representa os nêutrons que espalharam inelasticamente ou que colidiram com o hidrogênio. A transferência dessas interações, não se restringe ao grupo de energia imediatamente abaixo daquele em que a colisão ocorre, como acontece no RASH-E.

O código NRN ⁽¹⁸⁾, é um sistema modular, com 30 grupos de remoção e 24 grupos de difusão. Este código abandona as seções de choque de remoção de Spinney e define um ângulo de espalhamento acima do qual um espalhamento elástico é considerado uma colisão de remoção ⁽¹⁾. Os valores dos ângulos de espalhamento que determinam os limites entre colisões de remoção e de não-remoção foram obtidos experimentalmente, através de medidas de seus cossenos no sistema centro de massa ⁽¹⁹⁾. As equações de difusão incluem uma matriz para a transferência de nêutrons entre os grupos de energia, sendo que a fonte de nêutrons removidos para o i-ésimo grupo de difusão é dada por:

$$\sum_g L_{gi} \phi_g^0, \text{ onde } \phi_g^0 \text{ é o fluxo de remoção no } g\text{-ésimo grupo e } L_{gi} \text{ é}$$

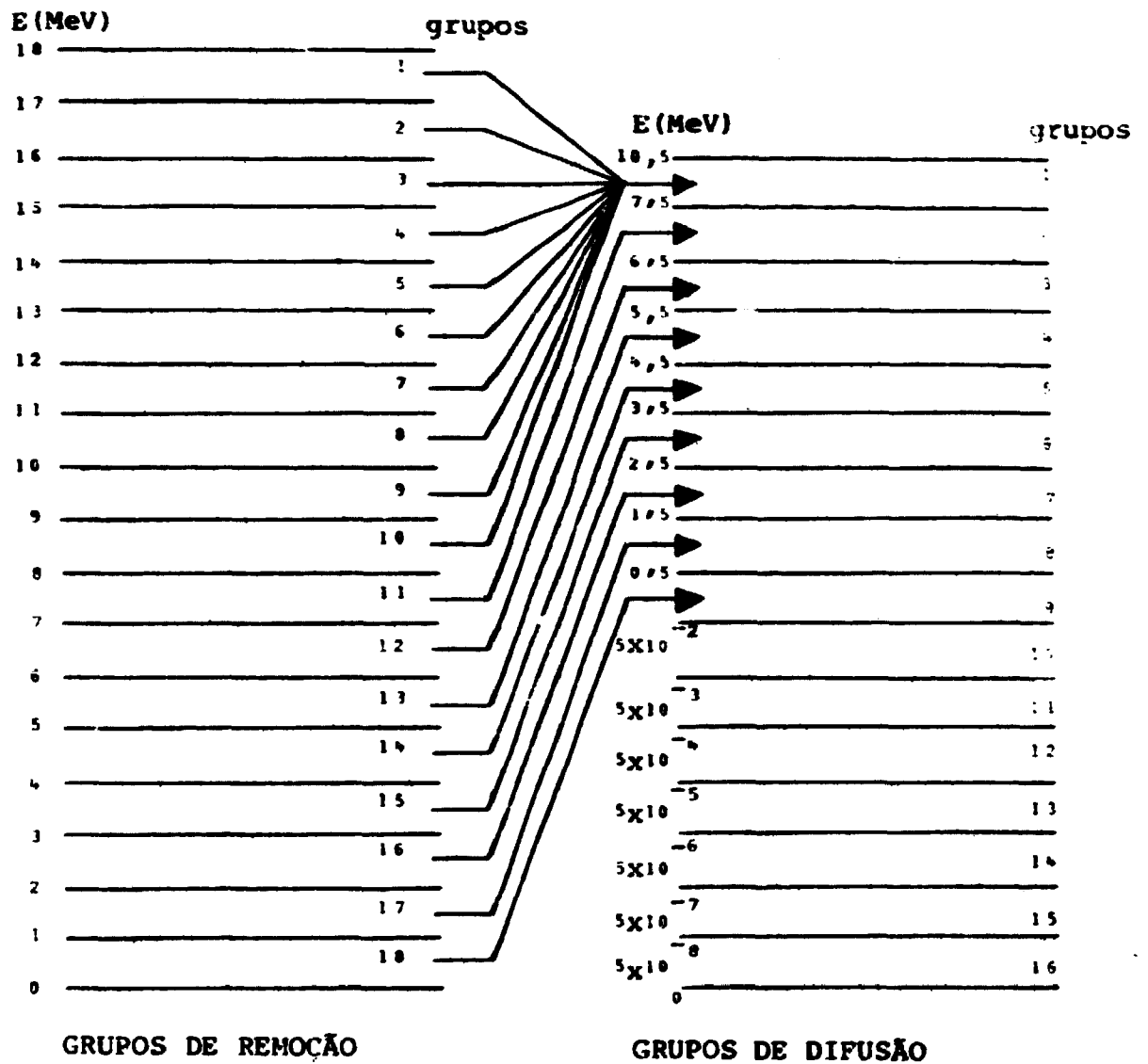


Figura 3.2 - Diagrama esquemático dos grupos de remoção e de difusão no código RASII-E.

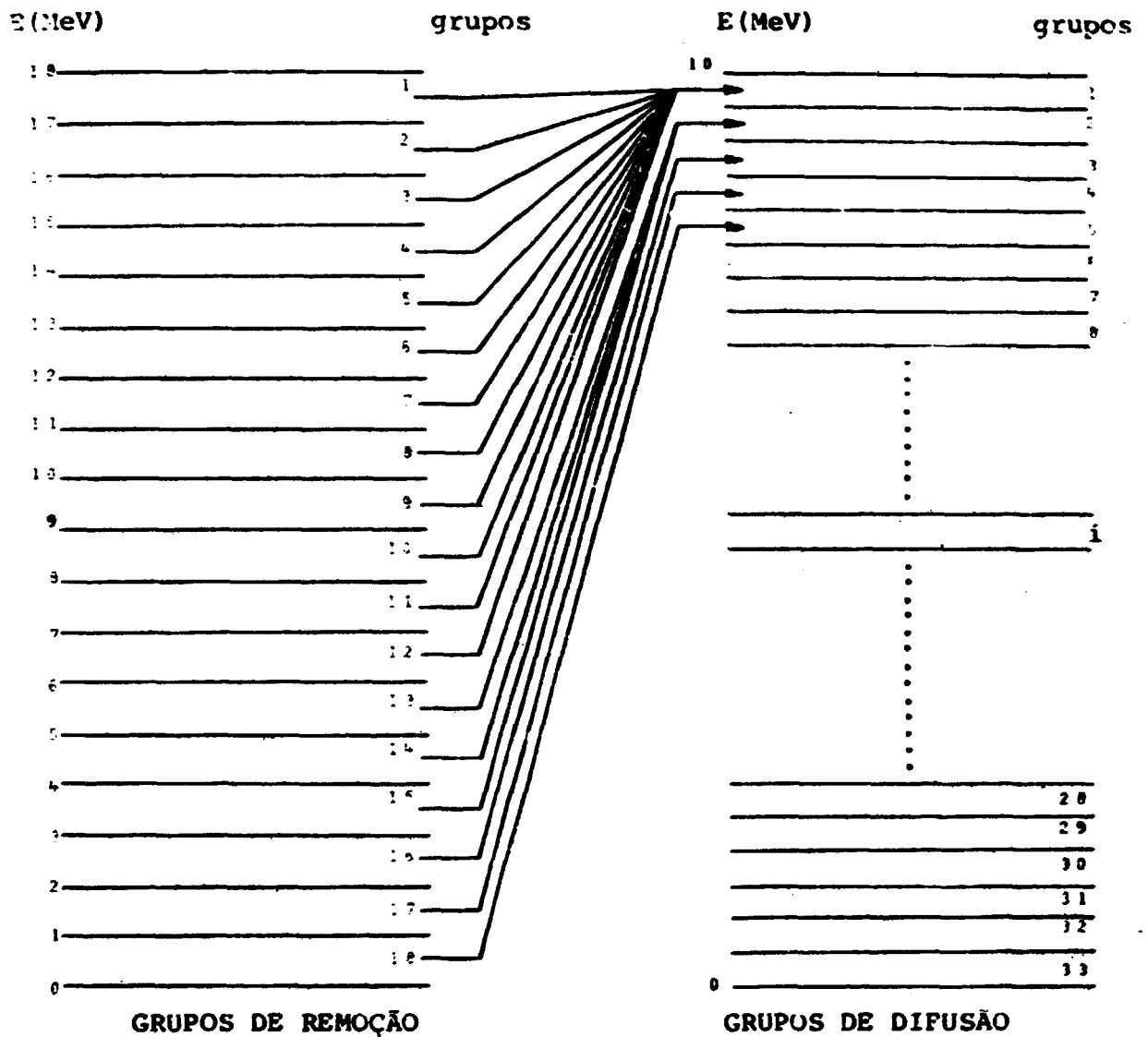


Figura 3.3 - Diagrama esquemático dos grupos de remoção e difusão no código MAC.

a seção de choque de remoção para a transferência de nêutrons do g-ésimo grupo de remoção para o i-ésimo grupo de difusão. O transporte de radiação gama é determinado pelo método de Monte Carlo, utilizando-se o código SALOME.

O SABINE ⁽²³⁾ é um código unidimensional que calcula o fluxo de nêutrons para 19 grupos de remoção e 26 grupos de difusão, como mostra a figura 3.4, e o fluxo de gamas para 7 grupos de energia. A fonte é formada por duas regiões que podem ter as geometrias plana, cilíndrica e esférica, enquanto que as blindagens podem conter no máximo 20 regiões homogêneas, constituídas de até 10 elementos, nas geometrias plana, anel cilíndrica ou casca esférica. Salienta-se que podem existir espaços vazios entre as blindagens e, neste caso, as equações de difusão não são resolvidas e a fonte de gamas não é considerada. As seções de choque de remoção foram obtidas experimentalmente através de um programa desenvolvido na Universidade Padova.

O fluxo de gamas é obtido por meio do método do fator de crescimento, interpolando-se de uma tabela, cujos valores foram determinados para alguns materiais e grupos de energia, através do código de transporte de gamas BIGGI.

O ATTOW ⁽²⁶⁾ é um código de difusão bidimensional, e pode ser aplicado para fontes nas geometrias cilíndrica finita ou retangular 2D. A fonte de nêutrons removidos é preparada por uma subrotina interna e a integração espacial sobre o caroço do reator é determinada por um esquema Gaussiano. As seções de choque de remoção são dados de entrada do programa e o tratamento de difusão se deve à matriz de transferência de grupo para grupo Σ_{ij} .

O código ATTOW é muito utilizado para reatores rápidos e regeneradores. Entretanto, observou-se, que os resultados obtidos por este código, dependem da estrutura de grupos escolhidos, sendo que a estrutura de 23 grupos é considerada a melhor. Observou-se também, que materiais contendo grafite, apresentam acentuada dependência da estrutura de grupos, enquanto que, nos materiais hidrogenados, tais dificuldades não

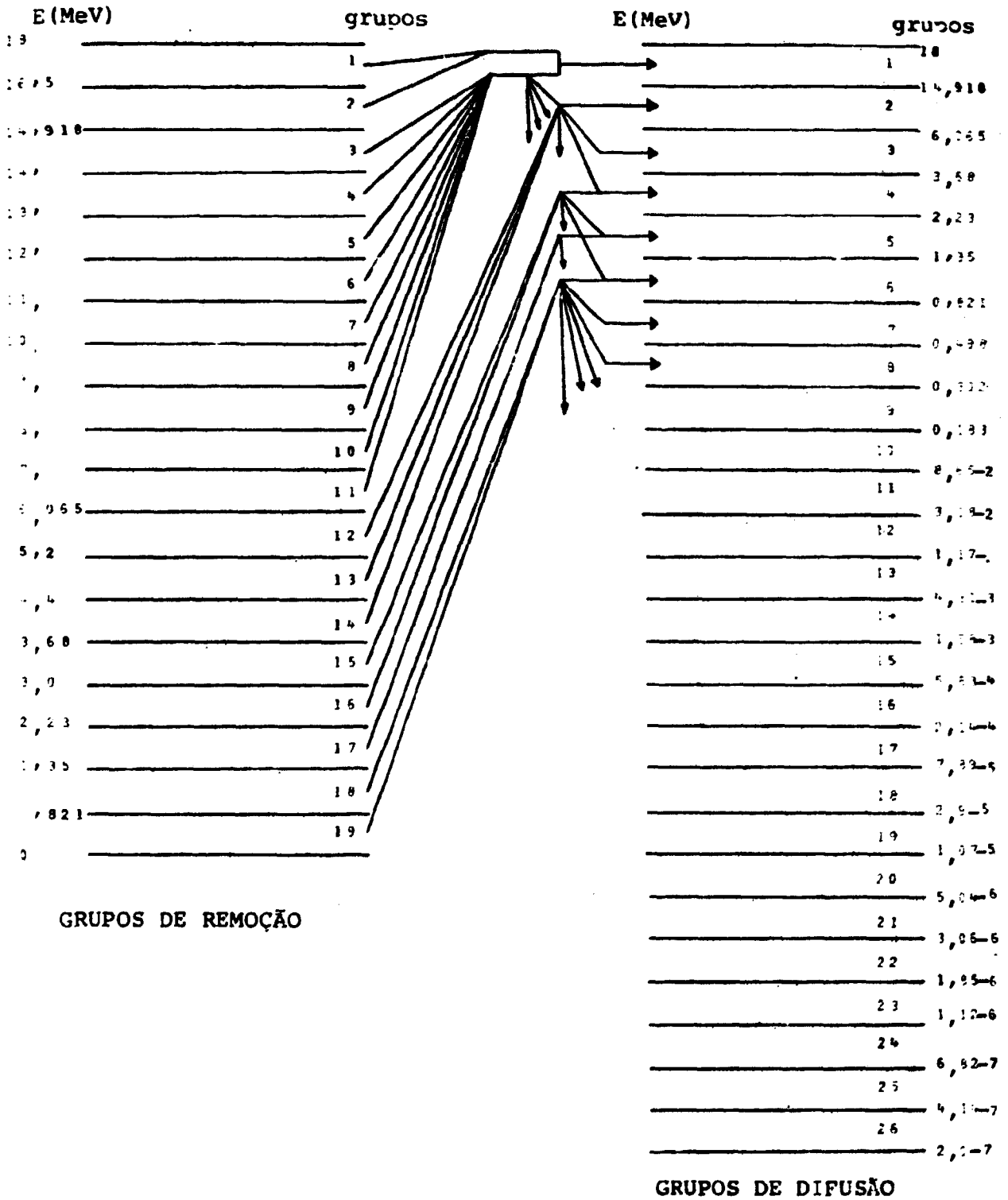


Figura 3.4 - Diagrama esquemático dos grupos de remoção e difusão no código SABINE.

são observadas, porque estes geralmente possuem pequenos comprimentos de difusão.

3.1. Teoria de Difusão

O transporte de radiação em um meio material, é descrito pela equação de transporte que, apesar de ser muito simples de ser obtida, nem sempre é possível de ser resolvida. Contudo, sob certas condições, a equação de transporte simplifica-se consideravelmente e pode ser analisada mais diretamente. Esta versão simplificada da Teoria de Transporte, chama-se Teoria de Difusão.

A Teoria de Difusão é uma das técnicas mais utilizadas em projetos de reatores, e produz uma boa aproximação da solução exata do transporte de radiação.

3.1.1. Derivação Informal das Equações de Difusão em Multigrupo po ⁽²⁹⁾.

Seja dado um volume físico e arbitrário V , com superfície S . A taxa de variação (TV) do número de nêutrons em V com energia entre E e $E+dE$ e direção entre Ω e $\Omega+d\Omega$ é igual a taxa de ganho (TG) de nêutrons em V menos a taxa de perda (TP) de nêutrons em V , ou seja:

$$TV = TG - TP \quad (3.1)$$

Os mecanismos de ganho de nêutrons são :

- i) fontes de nêutrons, que podem ser fontes externas e/ou fontes de fissão,
- ii) nêutrons que atravessam a superfície S , entrando em V .
- iii) nêutrons que mudam suas características após sofrerem colisões de espalhamento, alterando sua energia de E' para E e/ou mudando sua direção de Ω' para Ω .

Os mecanismos de perda de nêutrons são:

- i) nêutrons que atravessam a superfície S, saindo de V,
- ii) perda de nêutrons por qualquer tipo de reação.

A equação (3.1) pode ser representada matematicamente por :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}, t)}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \psi + \Sigma_t(\bar{r}, E, t) \psi = S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}, t) + \int_0^{\infty} dE' \int_{\pi} \Sigma_S(\bar{r}, E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}, t) \cdot \psi(\bar{r}, E', \bar{\Omega}', t), \quad (3.2)$$

onde: v é a velocidade do nêutron,

$\psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}, t)$ é o fluxo angular,

$\Sigma_t(\bar{r}, E, t)$ a seção de choque total,

$S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}, t)$ a fonte de nêutrons e

Σ_S a seção de choque de transferência.

A equação (3.2) é a equação de transporte ou também conhecida como equação de Boltzmann.

Para se obter a equação de difusão a partir da equação (3.2), utiliza-se a equação da continuidade e a Lei de Fick. A equação da continuidade é o resultado da integração da equação (3.2) na variável angular, sendo assim tem-se:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\bar{r}, E, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\bar{r}, E, t) + \Sigma_t(\bar{r}, E, t) \phi(\bar{r}, E, t) = S(\bar{r}, E, t) + \int_0^{\infty} dE' \Sigma_S(\bar{r}, E' \rightarrow E, t) \phi(\bar{r}, E', t), \quad (3.3)$$

sendo: v , a velocidade, $\phi(\bar{r}, E, t)$, o fluxo, $J(\bar{r}, E, t)$ a corrente, Σ_t a seção de choque total, S a fonte e Σ_s a seção de choque de transferência.

A lei de Fick, que é dada por :

$$J(\bar{r}, E, t) = -D \cdot \nabla \phi(\bar{r}, E, t), \quad (3.4)$$

onde D é o coeficiente de difusão só é válida para :

- i) meios infinitos e uniformes,
- ii) distante de fontes,
- iii) espalhamento isotrópico no sistema laboratório,
- iv) o fluxo de nêutrons é uma função moderada da posição e independente do tempo.

A Teoria de Difusão em multigrupos, discretiza a variável E em intervalos ou grupos de energia, enumerados de energias mais altas, para energias mais baixas, visto que os nêutrons em geral, perdem energia no processo de moderação.

Sendo assim, integrando-se a equação (3.3) de $E_j < E < E_{j-1}$ no grupo j , e aplicando a Lei de Fick dada pela equação (3.4), tem-se:

$$-\nabla \cdot D_j(\bar{r}) \nabla \phi_j(\bar{r}) + \Sigma_{tj}(\bar{r}) \phi_j(\bar{r}) = S_j(\bar{r}) + \sum_{j'=1}^J \Sigma_{sj',j}(\bar{r}) \phi_{j'}(\bar{r}), \quad (3.5)$$

$j = 1, 2, \dots, J$

A equação (3.5) é a Equação de Difusão em multigrupos, onde D_j é o coeficiente de difusão, Σ_{tj} a seção de choque total, ϕ_j o fluxo de nêutrons, S_j a fonte de nêutrons e $\Sigma_{sj',j}$ a seção de choque de transferência de j' , para o j -ésimo grupo de energia.

A equação (3.5) é resolvida através da discretização da variável espacial pelo método de diferenças finitas, para J grupos de energia.

As condições para a validade da Teoria de Difusão nem sempre são totalmente satisfeitas em problemas práticos. Entretanto, devido a sua simplicidade e porque produz uma boa aproximação para a solução exata do problema de transporte de radiação é um método muito utilizado em problemas de transporte de nêutrons.

4. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

Neste capítulo, efetuar-se-á o desenvolvimento das equações matemáticas, que representam as componentes direta e espalhada do campo de radiação, para nêutrons e radiação-gama, nas geometrias plana, cilíndrica e esférica.

4.1. Componente Penetrante de Nêutrons

A componente não espalhada ou também chamada de componente penetrante de nêutrons é determinada pela técnica do núcleo puntual. Para tanto, resolve-se a equação (2.3), dada no capítulo 2, para as geometrias de interesse.

i) Geometria Plana

Seja um reator tipo placa de espessura R , com uma fonte volumétrica de radiação S_V , blindado por um sistema de barreiras múltiplas, constituído de n barreiras de espessuras variadas t_n , como mostra a figura (4.1).

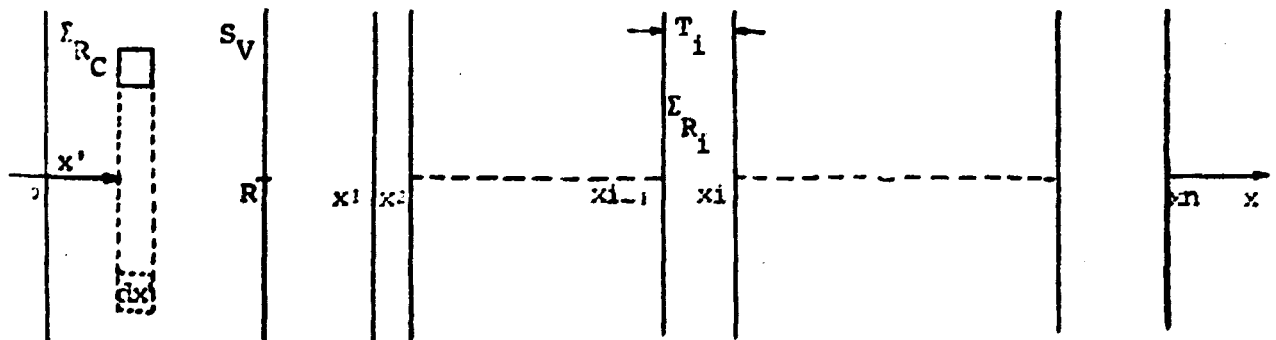


Figura 4.1 - Reator tipo Placa com barreiras múltiplas.

Inicialmente estuda-se o transporte de nêutrons oriundos de uma fonte plana, através do sistema de barreiras, como mostra a figura (4.2).

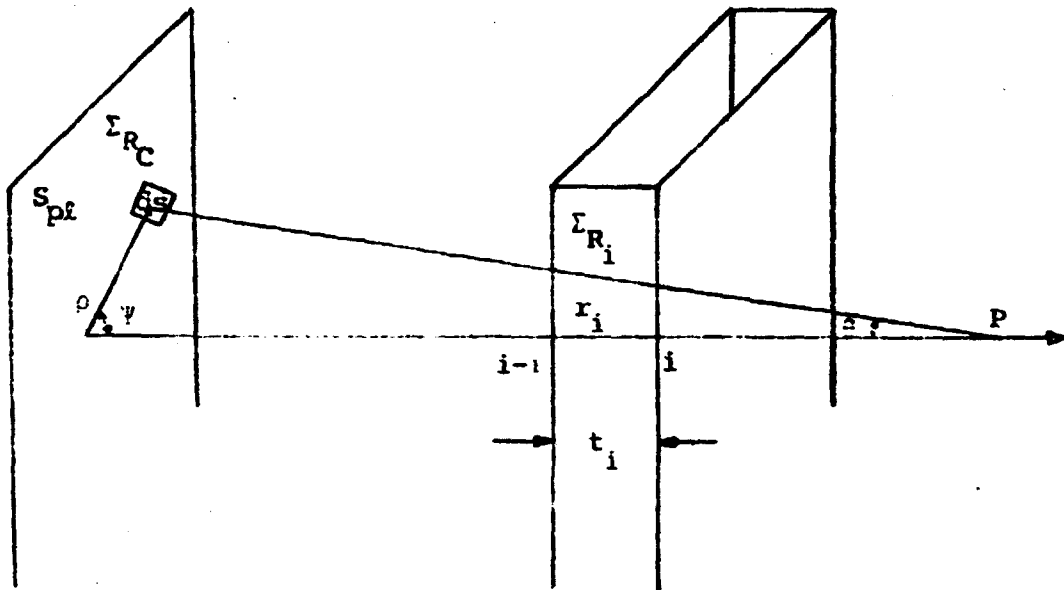


Figura 4.2 - Fonte Plana com barreiras múltiplas.

De acordo com a equação (2.2), a componente penetrante do campo de nêutrons devido a uma fonte infinitesimal⁽²³⁾ é dada por :

$$d\phi_h(x) = \frac{S_{pl,h} dS}{4\pi r^2} \exp\left(-\sum_{i=1}^n \Sigma_{R,h,i} r_i\right), \quad (4.1)$$

onde $S_{pl,h}$ é a intensidade da fonte plana e $\Sigma_{R,h,i}$ é a seção de choque de remoção de nêutrons da i -ésima blindagem, para o grupo h de remoção, com $h=1,2,\dots,H$.

Da figura 4.2 tem-se que $dS = \rho d\rho d\psi$.

Deste modo, integrando-se a equação 4.1 em ρ e ψ encontra-se:

$$\phi_h(x) = \frac{S_{pl,h}}{4\pi} \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{r^2} \exp\left(-\sum_{i=1}^n \Sigma_{R,h,i} r_i\right). \quad (4.2)$$

Observa-se, na figura 4.2 que :

$$r^2 = \rho^2 + x^2,$$

$$r_i = t_i \sec\theta \text{ e}$$

$$\sec\theta = \frac{r}{x},$$

portanto, combinando-se as expressões acima, tem-se $r_i = t_i \frac{r}{x}$ onde $x = \sum_{i=1}^n t_i$. Assim, inserindo as expressões acima na equação (4.2) e definindo uma seção de choque de remoção equivalente por grupo de energia como sendo:

$$\bar{\Sigma}_{R_h} = \frac{\sum_{i=1}^n \bar{\Sigma}_{R_{h_i}} t_i}{\sum_{i=1}^n t_i}, \text{ tem-se:}$$

$$\phi_h(x) = \frac{S_{pl,h}}{2} \int_x^{\infty} \exp(-\bar{\Sigma}_{R_h} r) \frac{dr}{r}. \quad (4.3)$$

Aplicando a definição de função exponencial integral (2), determina-se a equação para a componente não espalhada do campo de nêutrons no grupo h, devido a uma fonte plana, dada por :

$$\phi_h(x) = \frac{S_{pl,h}}{2} E_1(\bar{\Sigma}_{R_h} x). \quad (4.4)$$

Quando se analisa o campo de radiação devido a fontes volumétricas, deve-se considerar o fenômeno de auto-blindagem. Este fenômeno consiste na atenuação da radiação no interior da fonte.

Novamente, utilizando a figura 4.1 e fazendo-se $S_v dV = S_{pl} dS$, tem-se:

$$d\phi_h(x) = \frac{S_{v,h} dx'}{2} E_1(\Sigma_{R_{c,h}}(R-x') + \bar{\Sigma}_{R_h} x), \quad (4.5)$$

onde $\Sigma_{R_{c,h}}$ é a seção de choque de remoção de nêutrons no

caroço e S_{v_h} a fonte volumétrica de nêutrons, para o grupo h.

Integrando-se a equação (4.5) para toda a espessura do caroço e, utilizando as propriedades das funções exponenciais integrais, obtêm-se:

$$\phi_h(x) = \frac{S_{v_h}}{2\Sigma_{R_{c,h}}} \left(E_2(\bar{\Sigma}_{R_h} x) - E_2(\bar{\Sigma}_{R_h} x + \Sigma_{R_{c,h}} R) \right), \quad (4.6)$$

onde a fonte volumétrica S_{v_h} pode ser calculada por :

$$S_{v_h} = 3,121 \times 10^{10} \nu \frac{P}{V} \chi_h.$$

Neste trabalho, utiliza-se o espectro de fissão de Watt⁽¹⁰⁾, que é dado por :

$$N(E) = 0,453 \sinh(2,29E)^{1/2} \exp(-E/0,965),$$

$$\text{sendo } \chi_h = \frac{1}{\nu} \int_{E_h} N(E) dE.$$

O número médio de nêutrons emitidos por fissão ν , é aproximadamente igual a 2,5 e, P e V são, respectivamente, a potência e o volume da fonte.

A equação (4.6) representa a componente não espalhada do campo de nêutrons oriundos de uma fonte volumétrica distribuída numa placa e blindada por um sistema de barreiras múltiplas, para cada grupo de energia h, desejado.

Analogamente, resolve-se a equação (2.2) nas geometrias cilíndrica e esférica, para se determinar a componente penetrante do campo de radiação de fontes com estas geometrias. Neste caso, encontra-se integrais triplas, que devem ser resolvidas numericamente. Entretanto, observou-se que é necessário um tempo muito grande de computação para se obter resultados satisfatórios destas integrais. Sendo assim, torna-se inviável a utilização desta técnica neste trabalho. Em consequência disso, será utilizada uma aproximação, transformando-se as integrais triplas em integrais simples, mais fácil de serem resolvidas.

ii) Geometria cilíndrica

Uma fonte volumétrica cilíndrica, com distribuição constante por unidade de volume, pode ser aproximada por uma fonte-linha, com distribuição constante por unidade de comprimento equivalente ^(6, 24). Contudo, o efeito da auto-blindagem deve ser incorporado de modo a considerar a absorção nos materiais da fonte volumétrica. Para levar em consideração este efeito é incluído na distância da fonte linear equivalente e o ponto de interesse, uma distância Z denominada "distância de auto-absorção", como ilustrado na figura 4.3. A distância de auto-absorção Z , é função do raio do cilindro, R , da distância do cilindro ao ponto de interesse, s , e de $b_1 = \bar{\Sigma}_R s$. Entretanto, não existe uma relação simples da forma $Z = Z(R, s, b_1)$, que determine a posição para se colocar a fonte-linha equivalente. Contudo, através de correlações empíricas foram ajustados gráficos de Z vs $\Sigma_{RC} R$, através da comparação das soluções obtidas utilizando-se uma fonte cilíndrica e uma fonte linear, que permitem determinar o valor de Z . As figuras 4.4, 4.5 e 4.6 mostram os gráficos utilizados para se determinar a distância de auto-absorção no cilindro ⁽²⁴⁾.

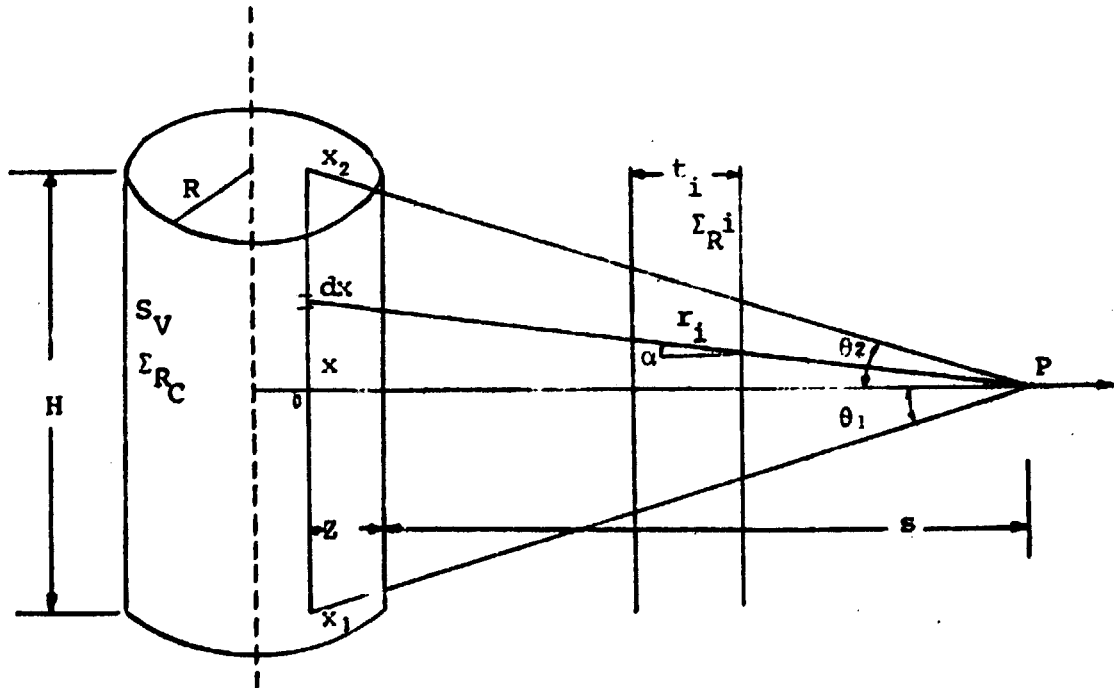


Figura 4.3 - Fonte volumétrica cilíndrica com sistema de blindagens.

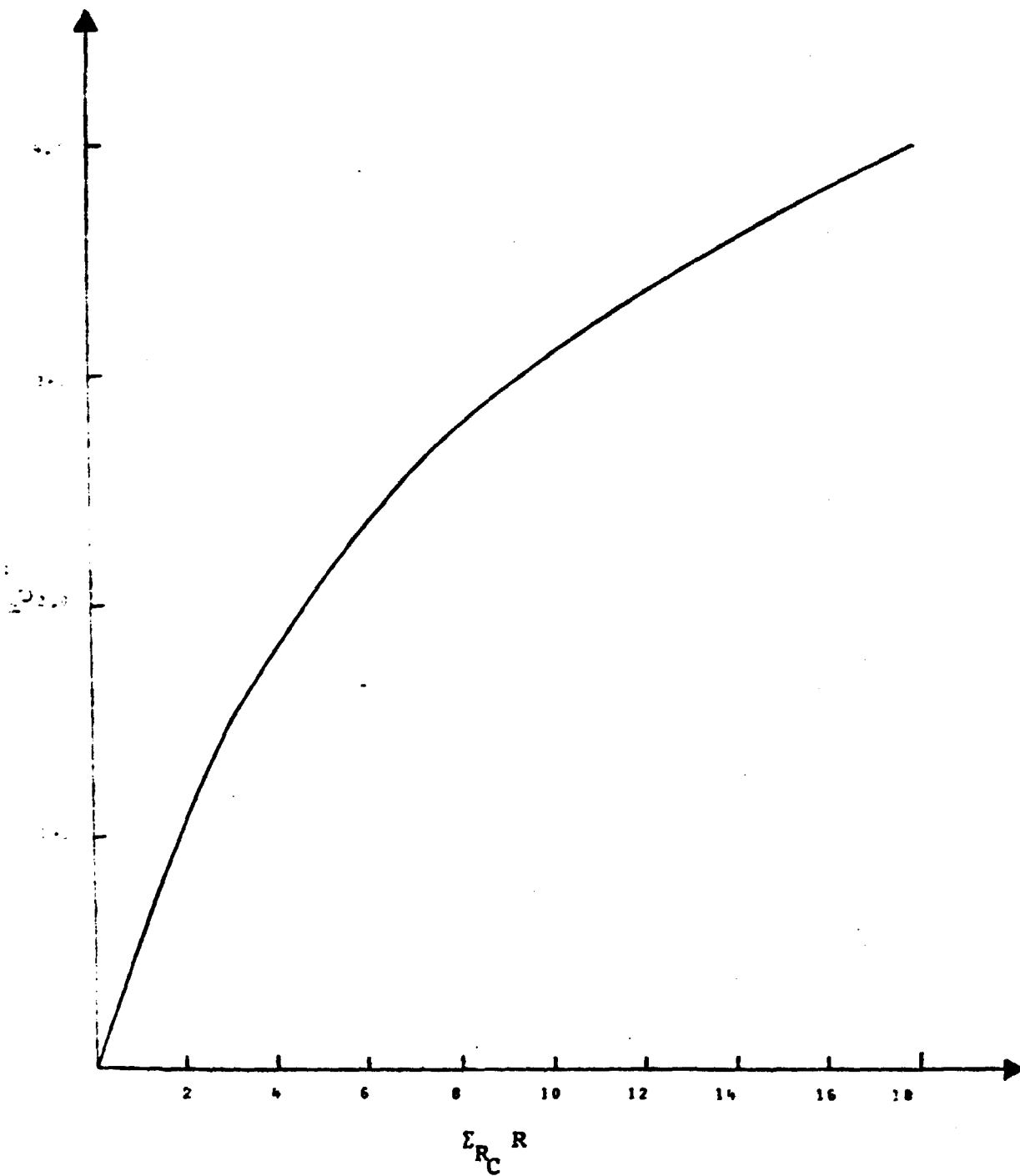


Figura 4.4 - Distância de auto-absorção de um cilindro em função do raio do cilindro para $s/R \geq 10^{(24)}$.

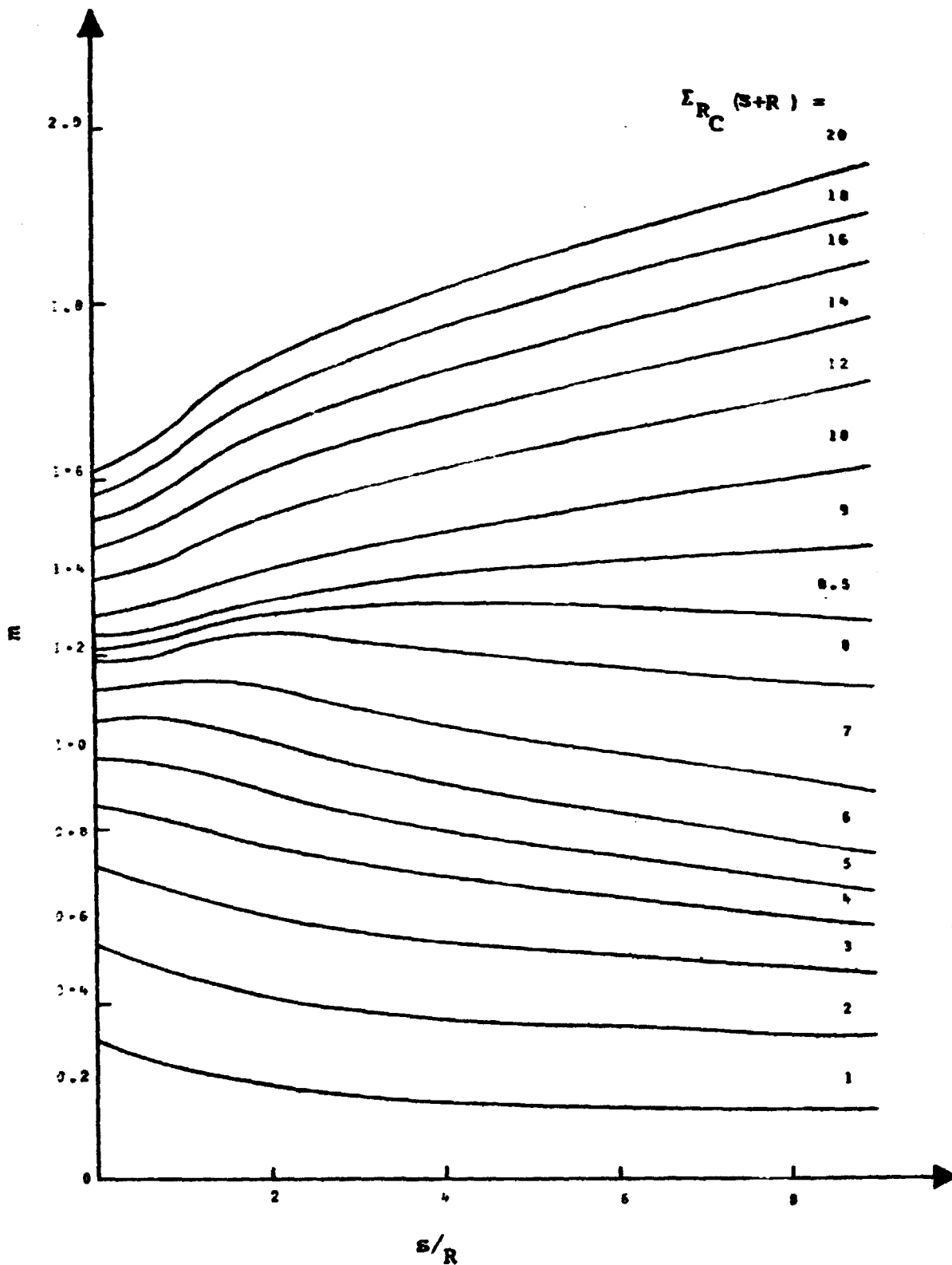


Figura 4.5 - Parâmetro m em função do raio do cilindro para $\frac{s}{R} < 10$ (24).

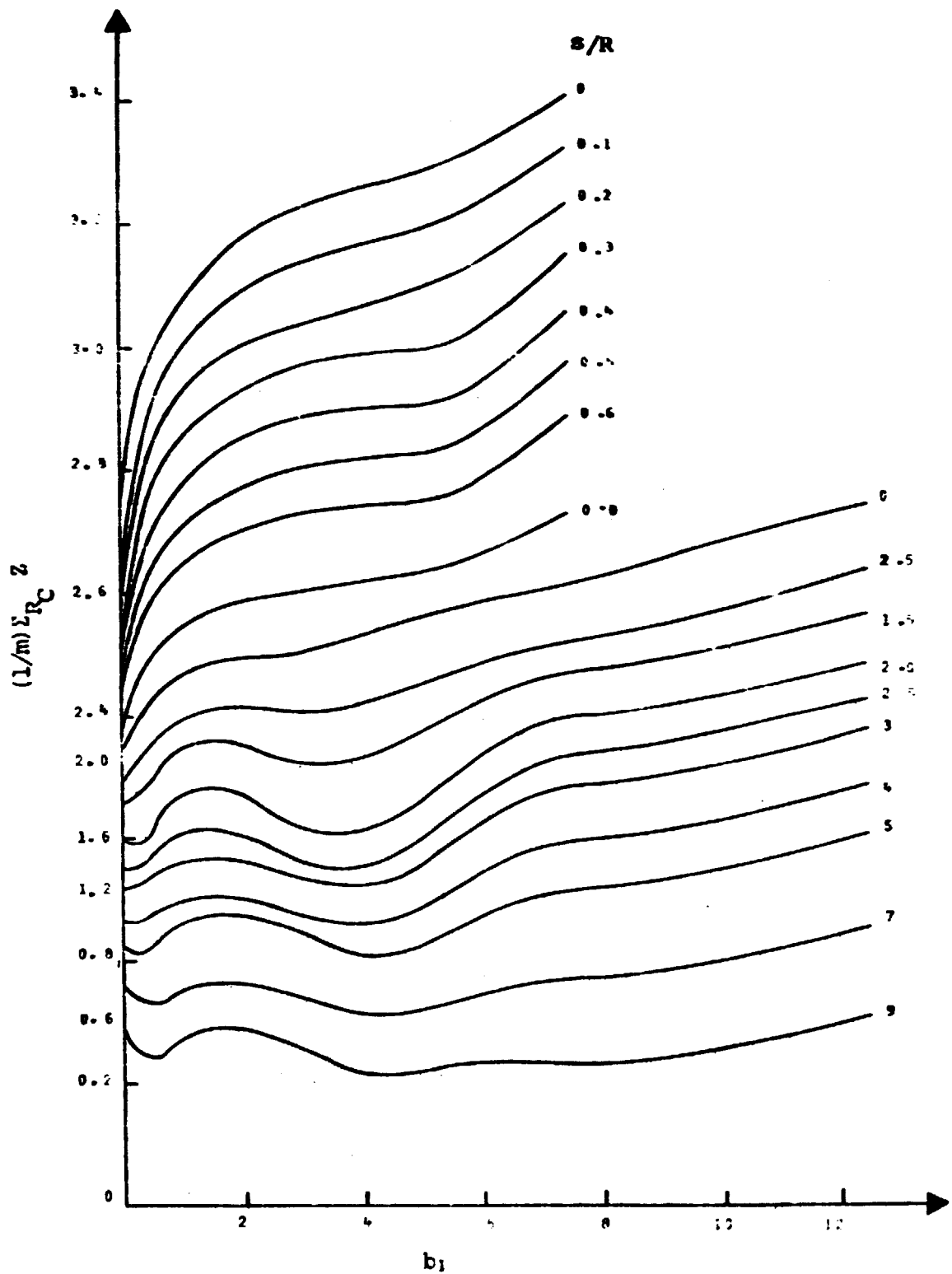


Figura 4.6 - Distância de auto-absorção para um cilindro em função do raio do cilindro para $\frac{s}{R} < 10$ ⁽²⁴⁾.

De acordo com a equação 2.2, a componente penetrante do campo de nêutrons devido a um elemento diferencial dx localizado é dada por :

$$d\phi_h(x) = \frac{S_L h}{4\pi r^2} \exp(-\bar{\Sigma}_{R_h} r) dx. \quad (4.7)$$

Dos triângulos Ox_1P e Ox_2P , da figura 4.3, tem-se:

$$\theta_1 = \text{arctg} \frac{x_1}{Z+s},$$

$$\theta_2 = \text{arctg} \frac{x_2}{Z+s},$$

$$\sec\alpha = \frac{r}{Z+s} \quad e$$

$$\text{tg}\alpha = \frac{x}{Z+s}.$$

$$\text{Assim, } r = (Z+s)\sec\alpha \quad (4.8a)$$

e

$$x = (Z+s)\text{tg}\alpha. \quad (4.8b)$$

Substituindo as equações 4.8a e 4.8b na equação 4.7 e integrando para toda a fonte tem-se:

$$\phi_h(s) = \frac{S_L h}{4\pi(Z+s)} \left(F(\theta_1, b_2) + F(\theta_2, b_2) \right), \quad (4.9)$$

com $b_2 = b_1 + \Sigma_{R_h} \cdot Z$, onde $b_1 = \bar{\Sigma}_{R_h} s$ e $F(\theta, b_2)$ é a função integral de Siewert ⁽²⁾, definida por :

$$F(\theta, b_2) = \int_0^\theta \exp(-x \sec\psi) d\psi. \quad (4.10)$$

Neste trabalho, será analisado somente o caso em que $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. Lembrando que a intensidade da fonte linear deve ser equivalente a fonte volumétrica, ou seja, $S_L H = S_V (\pi R^2) H$, e portanto:

$$\phi_h(s) = \frac{S_v R^2}{2(Z+s)} F(\theta, b_2). \quad (4.11)$$

A equação 4.11 representa a componente penetrante do campo de nêutrons devido a uma fonte volumétrica cilíndrica.

Para valores de $\frac{s}{R} \geq 10$, a curva de $\Sigma_{R_c} Z$ vs $\Sigma_{R_c} R$ na figura 4.4 encontra-se um erro no fluxo menor que 10%. Entretanto, para certos valores de $\frac{s}{R} < 10$ o erro no fluxo pode ser maior que um fator de 10.

Para valores de $\frac{s}{R} < 10$, os gráficos das figuras 4.5 e 4.6 são utilizados conjuntamente para se obter $\Sigma_{R_c} Z$. Conhecendo-se R, s e Σ_{R_c} , determina-se m no gráfico da figura 4.5 e, conhecendo-se $\frac{s}{R}$ e b_1 , determina-se $\frac{\Sigma_{R_c} Z}{m}$ no gráfico da figura 4.6. Deste modo, multiplicando-se os valores determinados nos 2 gráficos, encontra-se o valor de $\Sigma_{R_c} Z$. Neste processo, o erro no fluxo é menor ou igual a +40% e -5%. O máximo erro positivo ocorre para valores de b_1 grandes e para pequenos valores da relação $\frac{s}{R}$. O máximo erro negativo ocorre, quando a relação $\frac{s}{R}$ é grande.

iii) Geometria Esférica

Uma fonte volumétrica esférica, com distribuição constante por unidade de volume, pode ser aproximada por uma fonte-disco de mesmo raio que a esfera, com distribuição constante por unidade de área equivalente ^(6, 24). Entretanto, de maneira análoga à geometria cilíndrica deve-se levar em consideração uma "distância de auto-absorção", (figura 4.7).

A distância de auto-absorção Z , foi determinada empiricamente e ajustada em gráficos, como mostram as figuras 4.9 e 4.10.

Seja uma fonte-disco, conforme mostra a figura 4.8. De acordo com a equação (2.2), a componente penetrante do campo de nêutrons devido a uma fonte-disco é dada por :

$$d\phi_h(r) = \frac{S_{Ah} dS}{4\pi r^2} \exp(-\bar{\Sigma}_{R_h} r). \quad (4.12)$$

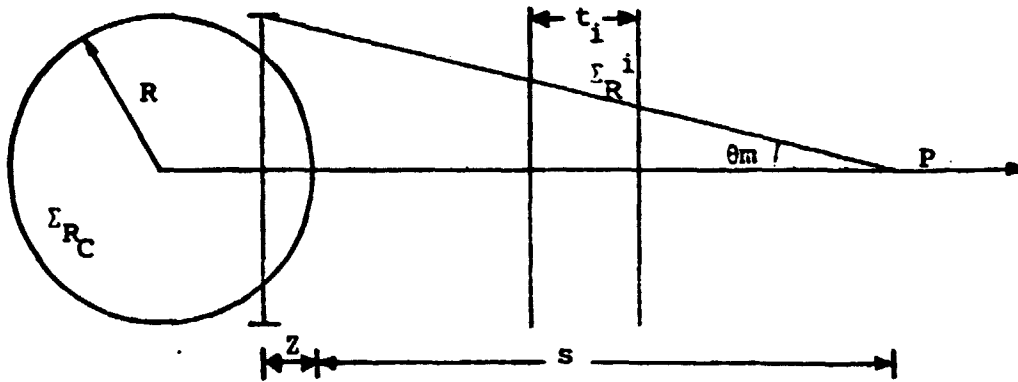


Figura 4.7 - Fonte volumétrica esférica com sistema de blindagens.

Da figura 4.8 tem-se:

$$dS = \rho d\rho d\psi,$$

$$r^2 = \rho^2 + s'^2 \text{ e}$$

$$\sec\theta = \frac{\sqrt{\rho^2 + s'^2}}{s'}$$

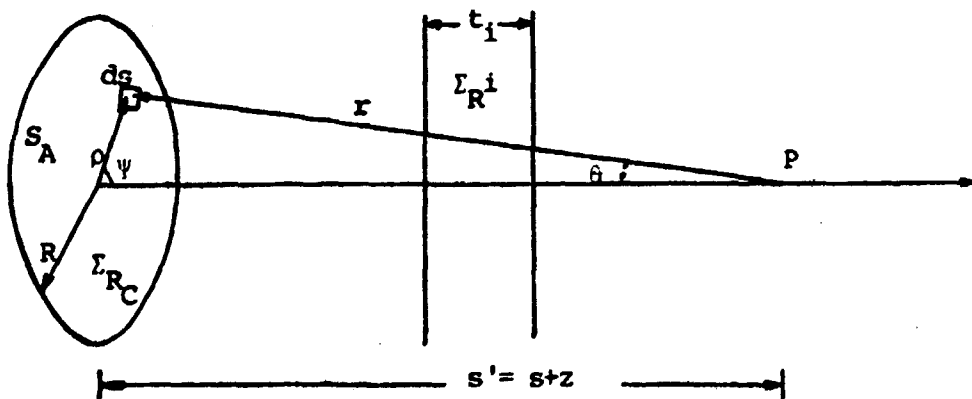


Figura 4.8 - Fonte-disco com um conjunto de blindagens.

Utilizando-se estas correlações na equação 4.12 e, integrando para toda a fonte tem-se:

$$\phi_h(s') = \frac{S_{Ah}}{2} \left(E_1(\bar{\Sigma}_{R_h} s') - E_1(\bar{\Sigma}_{R_h} s' \sec\theta_m) \right), \quad (4.13)$$

onde E_1 é a função exponencial integral e

$$\sec\theta_m = \frac{\sqrt{R^2 + s'^2}}{s'}$$

Considerando que a fonte-disco seja colocada na esfera, posicionada na distância de auto-absorção Z , e lembrando que :

$$S_A \pi R^2 = S_V \frac{4}{3} \pi R^3, \text{ tem-se:}$$

$$\phi_h(s) = \frac{2}{3} S_{Vh} R \left(E_1(\bar{\Sigma}_{R_h} s + \Sigma_{R_{c,h}} Z) - E_1(\bar{\Sigma}_{R_h} s + \Sigma_{R_{c,h}} Z \sec\theta_m) \right). \quad (4.14)$$

A equação 4.14 representa a componente penetrante de nêutrons devido a uma fonte volumétrica esférica.

Para valores de $\frac{s}{R} \geq 1$, utiliza-se o gráfico da figura 4.9, para se determinar o valor de Z . Neste caso, o erro máximo para o fluxo, não excede -5% e +15%.

Para valores de $\frac{s}{R} < 1$, utiliza-se o gráfico da figura 4.10, para se determinar o valor de Z . Neste caso, o erro para o fluxo é menor ou igual a -20% e +50%. O máximo erro negativo ocorre para b_1 pequeno e pontos próximos da esfera. O maior erro positivo ocorre para b_1 grande e pontos próximos da esfera.

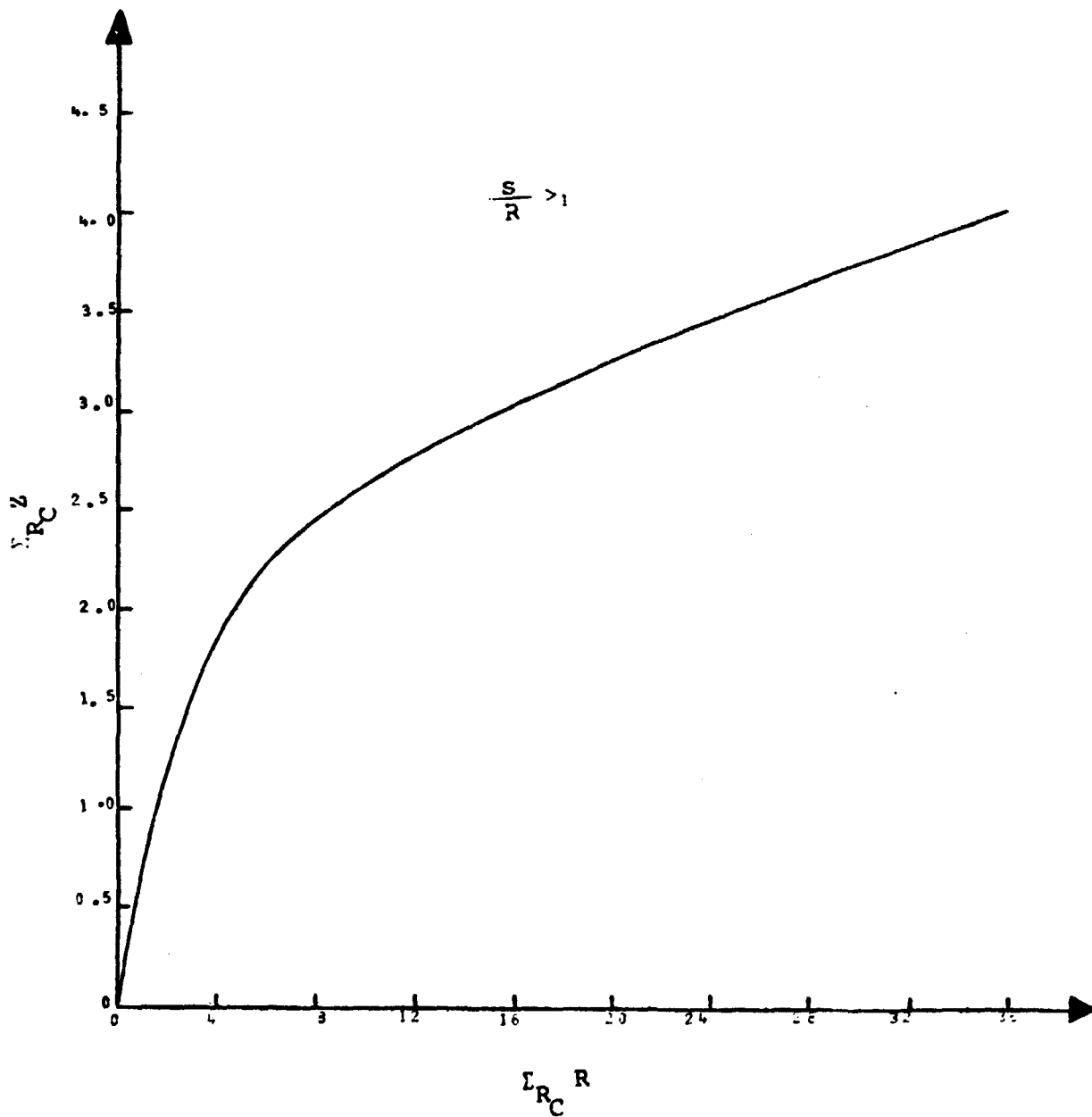


Figura 4.9 - Distância de auto-absorção da esfera em função do raio da esfera (24).

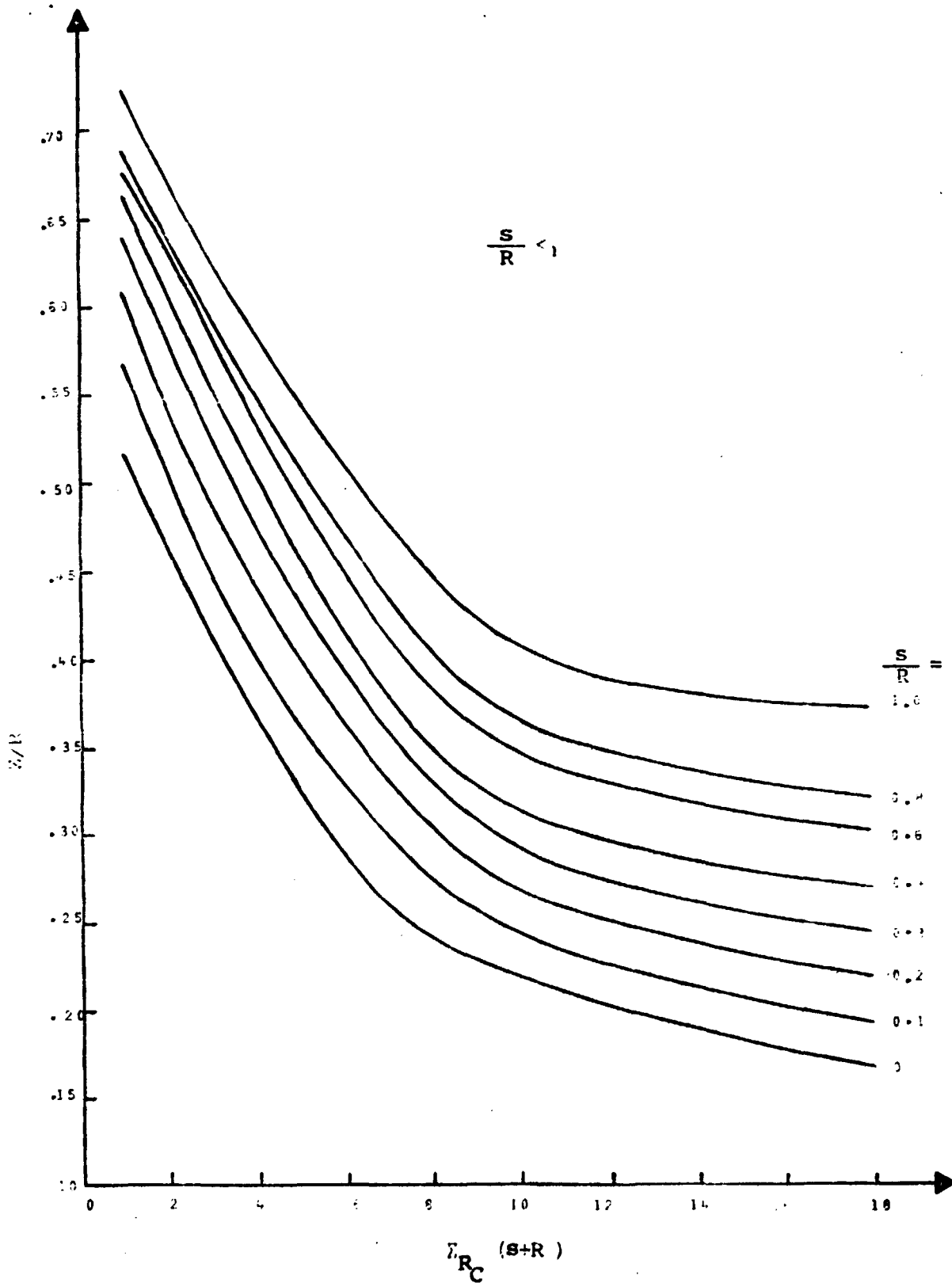


Figura 4.10 - Taxa da distância de auto-absorção pelo raio da esfera em função da distância do centro da esfera ⁽²⁴⁾.

4.2. Componente Espalhada de Nêutrons

A componente espalhada de nêutrons é determinada pela Teoria de Difusão ⁽¹¹⁾, nas geometrias plana, cilíndrica e esférica. Deste modo, a equação (3.5), pode ser escrita por :

$$\frac{1}{r^\alpha} \left[\frac{d}{dr} \left(r^\alpha D_h(r) \frac{d}{dr} \phi_h(r) \right) \right] - \Sigma_{a_h}(r) \phi_h(r) - \sum_{h'=h+1}^H \Sigma_{hh'}(r) \phi_{h'}(r) + \sum_{h'=1}^{h-1} \Sigma_{h'h}(r) \phi_{h'}(r) + S_h(r) = 0, \quad (4.15)$$

sendo $D_h(r)$, o coeficiente de difusão;

$\Sigma_{a_h}(r)$, a seção de choque de absorção;

$\phi_h(r)$, o fluxo de nêutrons e

$S_h(r)$, a fonte de nêutrons,

para o grupo de energia h . $\Sigma_{hh'}(r)$ e $\Sigma_{h'h}(r)$ são as seções de choque de transferência de nêutrons do grupo de energia h para h' e de h' para h , respectivamente. O parâmetro α estabelece a geometria do problema sendo que para:

$\alpha=0$, geometria plana;

$\alpha=1$, geometria cilíndrica e

$\alpha=2$, geometria esférica.

A seção de choque de absorção, pode ser escrita como uma combinação das seções de choque total e de espalhamento, da seguinte forma :

$$\Sigma_{a_h} = \Sigma_{t_h} - \Sigma_{s_h}, \quad \text{onde}$$

$$\Sigma_{s_h} = \sum_{h'=h}^H \Sigma_{hh'}. \quad \text{Utilizando-se deste fato e rearranjando a equação (4.15), tem-se:}$$

$$\frac{1}{r^\alpha} \left[\frac{d}{dr} \left(r^\alpha D_h(r) \frac{d}{dr} \phi_h(r) \right) \right] - \Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + \sum_{h'=1}^{h-1} \Sigma_{h'h}(r) \phi_{h'}(r) + S_h(r) = 0, \quad (4.16)$$

onde a seção de choque Σ_{th}^* é definida por :

$$\Sigma_{th}^*(r) = \Sigma_{th}(r) - \Sigma_{hh}(r).$$

A equação (4.16) é a equação geral de difusão, a qual será resolvida de acordo com o método de diferenças finitas⁽²⁾, para tal seja,

$$A_h(r) = - \left[\sum_{h'=1}^{h-1} \Sigma_{h'h}(r) \phi_{h'}(r) + S_h(r) \right], \quad (4.17)$$

então substituindo a equação (4.17) em (4.16) tem-se :

$$\frac{d}{dr} \left(r^\alpha D_h(r) \frac{d\phi_h(r)}{dr} \right) - \Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) r^\alpha - A_h(r) r^\alpha = 0. \quad (4.18)$$

Considera-se o intervalo $I(0,a)$, onde $0 \leq r \leq a$, subdividido em intervalos menores, de modo que os pontos de interpolação, denotados por r_i , satisfaçam $0 \leq i \leq I$. Os espaçamentos $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$, não sendo necessariamente iguais. Integrando a equação (4.18) de $r_{i-1/2}$ a $r_{i+1/2}$, tem-se:

$$\int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} \left[\frac{d}{dr} \left(r^\alpha D_h(r) \frac{d\phi_h(r)}{dr} \right) \right] dr = \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} \left[\left(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r) \right) r^\alpha \right] dr. \quad (4.19)$$

As propriedades dos materiais das blindagens podem ser descontínuas em r_i , sendo assim, divide-se a integral do lado direito da equação (4.19) em duas partes, de modo que esta seja calculada em pontos cujos integrandos sejam contínuos. Portanto, a equação (4.19) torna-se:

$$r^\alpha D_h(r) \frac{d\phi_h(r)}{dr} \Big|_{r_{i+1/2}} - r^\alpha D_h(r) \frac{d\phi_h(r)}{dr} \Big|_{r_{i-1/2}} =$$

$$\int_{r_i}^{r_{i+1/2}} \left[(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r)) r^\alpha \right] dr +$$

$$\int_{r_{i-1/2}}^{r_i} \left[(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r)) r^\alpha \right] dr. \tag{4.20}$$

Para solucionar as integrais do lado direito da equação (4.20), expande-se o integrando em série de Taylor e assume-se o intervalo suficientemente pequeno, para que se possa desprezar os termos de ordem superior e assim, truncar-se a série nos termos de ordem Δr . Desse modo, as integrais tornam-se:

$$\int_{r_i}^{r_{i+1/2}} \left[(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r)) r^\alpha \right] dr = \left[\Sigma_{th}^*(r_i^+) \phi_h(r_i) + \right. \\ \left. + A_h(r_i^+) \right] \frac{r_i^\alpha \Delta r_i}{2}, \tag{4.21}$$

onde o sinal (+) denota o valor dos fatores obtidos quando

$r \rightarrow r_i$ pela direita.

Analogamente,

$$\int_{r_{i-1/2}}^{r_i} \left[\left(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r) \right) r^\alpha \right] dr = \left[\Sigma_{th}^*(r_i^-) \phi_h(r_i) + A_h(r_i^-) \right] \frac{r_i^\alpha \Delta r_i}{2}, \quad (4.22)$$

sendo que o sinal (-) denota o valor dos fatores obtidos quando $r \rightarrow r_i$ pela esquerda.

Quando o ponto r_i não pertence a interfaces, ou seja em materiais com propriedades contínuas, a integral da equação (4.19) é dada por :

$$\int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} \left[\left(\Sigma_{th}^*(r) \phi_h(r) + A_h(r) \right) r^\alpha \right] dr = \left[\Sigma_{th}^*(r_i) \phi_h(r_i) + A_h(r_i) \right] r_i^\alpha \Delta r_i. \quad (4.23)$$

Os termos com derivadas, do lado esquerdo da equação (4.20), podem ser eliminados, utilizando-se as aproximações "forward" e "backward", de modo que:

$$\left. \frac{d\phi_h(r)}{dr} \right|_{r_{i+1/2}} = \frac{\phi_{h,i+1} - \phi_{h,i}}{\Delta i+1} \quad e \quad (4.24)$$

$$\left. \frac{d\phi_h(r)}{dr} \right|_{r_{i-1/2}} = \frac{\phi_{h,i} - \phi_{h,i-1}}{\Delta i},$$

com precisão de ordem $O(\Delta r)$, onde $\Delta_{i+1} = r_{i+1} - r_i$ e $\Delta_i = r_i - r_{i-1}$.

Inserindo-se na equação (4.20), os resultados obtidos nas equações (4.21), (4.22) e (4.24), tem-se:

$$r_{i+1/2}^{\alpha} D_h(r_{i+1/2}) \cdot \left(\frac{\phi_{h,i+1/2} - \phi_{h,i}}{\Delta_{i+1}} \right) - r_{i-1/2}^{\alpha} D_h(r_{i-1/2}) \cdot \left(\frac{\phi_{h,i} - \phi_{h,i-1/2}}{\Delta_i} \right) = (\Sigma_{th}^*(r_i^+) \phi_{h,i} + A_h(r_i^+)) r_i^{\alpha} \frac{\Delta_{i+1}}{2} + (\Sigma_{th}^*(r_i^-) \phi_{h,i} + A_h(r_i^-)) r_i^{\alpha} \frac{\Delta_i}{2} \quad (4.25)$$

ou ainda,

$$a_{i,i-1} \phi_{h,i-1} + b_{i,i} \phi_{h,i} + c_{i,i+1} \phi_{h,i+1} = S_i, \quad (4.26)$$

para $2 \leq i \leq (I-1)$, onde:

$$a_{i,i-1} = \frac{r_{i-1/2}^{\alpha} D_h(r_{i-1/2})}{\Delta_i},$$

$$b_{i,i} = \frac{r_{i-1/2}^{\alpha} D_h(r_{i-1/2})}{\Delta_i} - \frac{r_{i+1/2}^{\alpha} D_h(r_{i+1/2})}{\Delta_{i+1}} - (\Sigma_{th}^*(r_i^+) \Delta_{i+1} + \Sigma_{th}^*(r_i^-) \Delta_i) \frac{r_i^{\alpha}}{2},$$

$$c_{i,i+1} = \frac{r_{i+1/2}^{\alpha} D_h(r_{i+1/2})}{\Delta_{i+1}}$$

e

$$S_i = - \frac{r_i^{\alpha}}{2} \left(\Delta_{i+1} \sum_{h'=1}^{h-1} \Sigma_{h'h}(r_i^+) \phi_{h',i} + \Delta_i \sum_{h'=1}^{h-1} (\Sigma_{h'h}(r_i^-) \phi_{h',i} + \Delta_{i+1} S_h(r_i^+) + \Delta_i S_h(r_i^-)) \right),$$

onde $S(r)$ é a fonte de nêutrons removidos.

As condições de contorno, são escolhidas de modo que:

$i=1$, usa-se a condição de contorno de fluxo conhecido na interface caroço-blindagem e

$i=N$, usa-se a condição de contorno de distância extra polada, dada por :

$$\frac{1}{\phi_h(r)} \frac{d\phi_h(r)}{dr} \Big|_{r=r_I} = - \frac{1}{d_h}, \text{ onde } d = 2,13 D_h,$$

cujas equações de diferenças finitas correspondentes são dadas por :

$$a_{1,1} \phi_{h,1} = \phi_h^0 \quad e$$

$$a_{I,I-1} \phi_{h,I-1} + b_{I,I} \phi_{h,I} = 0, \quad (4.27)$$

onde

$$a_{1,1} = 1$$

$$a_{I,I-1} = -1 \quad e$$

$$b_{I,I} = 1 + \frac{\Delta}{d}$$

O sistema de equações formado pelas equações (4.26) e (4.27) deve ser resolvido pelo método numérico fornecido pela subrotina TRIDAG ⁽⁷⁾.

Salienta-se, que neste trabalho são utilizados 18 grupos de difusão de nêutrons.

4.3. Componente Direta de Gamas

A componente direta de radiação gama é formada por raios $-\gamma$, produzidos no reator durante o processo de fissão e que escapam para as blindagens. Esta componente, é determinada pelo método do núcleo puntual, corrigido pelo fator de crescimento. O fator de crescimento utilizado neste trabalho, é dado pela expressão, $B(E, \bar{\mu}r) = 1 + a(E)\bar{\mu}r + b(E)(\bar{\mu}r)^2 + c(E)(\bar{\mu}r)^3$, cujos coeficientes a, b e c são dados nas tabelas 4.1, 4.2 e 4.3, respectivamente, e o coeficiente de atenuação equivalente dado por:

Tabela 4.1 - Coeficiente a em função da energia para
vários materiais ⁽²⁶⁾

Z do material	Coeficiente <u>a</u>						
	0,5 MeV	1 MeV	2 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
7.5(H ₂ O)	0,840	0,970	0,830	0,589	0,460	0,381	0,312
2	0,22	0,97	0,76	0,65	0,54	0,45	0,39
4	0,44	0,98	0,76	0,63	0,51	0,42	0,36
6	0,64	0,99	0,76	0,60	0,48	0,40	0,34
8	0,83	1,00	0,76	0,58	0,46	0,37	0,31
10	1,01	1,01	0,76	0,56	0,43	0,34	0,29
12	1,19	1,02	0,76	0,54	0,41	0,32	0,26
14	1,32	1,03	0,76	0,52	0,38	0,30	0,24
16	1,42	1,04	0,76	0,51	0,36	0,28	0,22
18	1,50	1,05	0,76	0,49	0,34	0,26	0,20
20	1,55	1,06	0,75	0,47	0,33	0,24	0,18
22	1,59	1,07	0,75	0,46	0,31	0,22	0,17
24	1,62	1,08	0,75	0,44	0,30	0,21	0,16
26	1,64	1,09	0,75	0,43	0,28	0,20	0,15
28	1,64	1,10	0,74	0,42	0,27	0,19	0,14
30	1,64	1,11	0,74	0,41	0,26	0,18	0,14
32	1,63	1,11	0,74	0,39	0,25	0,17	0,13
34	1,61	1,12	0,73	0,38	0,24	0,17	0,13
36	1,59	1,12	0,73	0,37	0,23	0,16	0,13
38	1,56	1,13	0,72	0,36	0,22	0,16	0,12
40	1,53	1,13	0,72	0,36	0,22	0,15	0,12
42	1,49	1,13	0,71	0,35	0,21	0,15	0,12
44	1,44	1,13	0,71	0,34	0,21	0,15	0,12
46	1,39	1,13	0,70	0,33	0,20	0,14	0,11
48	1,34	1,12	0,70	0,32	0,20	0,14	0,11
50	1,29	1,11	0,69	0,32	0,19	0,14	0,11
52	1,24	1,10	0,68	0,31	0,19	0,13	0,11
54	1,19	1,09	0,67	0,30	0,18	0,13	0,10
56	1,15	1,08	0,67	0,30	0,18	0,13	0,10
58	1,10	1,06	0,66	0,29	0,17	0,12	0,10
60	1,05	1,04	0,65	0,29	0,17	0,12	0,10
62	1,01	1,02	0,65	0,28	0,16	0,12	0,10
64	0,96	1,00	0,64	0,27	0,16	0,11	0,10
66	0,91	0,98	0,64	0,27	0,16	0,11	0,09
68	0,87	0,96	0,63	0,26	0,15	0,11	0,09
70	0,82	0,94	0,62	0,26	0,15	0,11	0,09
72	0,78	0,92	0,62	0,25	0,15	0,11	0,09
74	0,73	0,90	0,61	0,25	0,14	0,11	0,09
76	0,69	0,87	0,61	0,24	0,14	0,10	0,09
78	0,65	0,85	0,60	0,24	0,14	0,10	0,09

Tabela 4.2 - Coeficiente b em função da energia
para vários materiais ⁽²⁶⁾

Z do material	Coeficiente b						
	0,5 MeV	1 MeV	2 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
7.5(H ₂ O)	0,600	0,175	0,037	0,0015	-0,0035	-0,005	-0,0055
2	0,53	0,126	0,055	0,05	0,05	0,05	0,05
4	0,50	0,125	0,053	0,04	0,04	0,04	0,04
6	0,464	0,125	0,051	0,03	0,03	0,03	0,03
8	0,436	0,124	0,049	0,015	0,015	0,015	0,015
10	0,402	0,123	0,047	0,010	0,010	0,010	0,010
12	0,367	0,121	0,045	0,005	0,003	0,002	0,001
14	0,336	0,120	0,043	0,007	0,005	0,003	0,002
16	0,305	0,118	0,041	0,008	0,006	0,004	0,003
18	0,275	0,116	0,039	0,011	0,008	0,006	0,005
20	0,244	0,113	0,038	0,013	0,010	0,008	0,007
22	0,215	0,109	0,037	0,015	0,012	0,010	0,009
24	0,188	0,105	0,036	0,017	0,014	0,010	0,009
26	0,160	0,100	0,036	0,019	0,015	0,011	0,009
28	0,142	0,094	0,036	0,021	0,017	0,011	0,009
30	0,103	0,088	0,036	0,022	0,018	0,011	0,009
32	0,091	0,082	0,036	0,023	0,019	0,010	0,008
34	0,070	0,079	0,036	0,023	0,019	0,010	0,008
36	0,050	0,067	0,036	0,023	0,019	0,009	0,007
38	0,031	0,058	0,036	0,022	0,018	0,009	0,007
40	0,014	0,050	0,036	0,022	0,018	0,008	0,006
42	0,0	0,041	0,036	0,021	0,017	0,007	0,005
44	-0,013	0,032	0,036	0,021	0,017	0,006	0,004
46	-0,025	0,022	0,036	0,020	0,016	0,005	0,003
48	-0,035	0,013	0,036	0,020	0,016	0,004	0,002
50	-0,043	0,004	0,036	0,019	0,015	0,004	0,002
52	-0,048	-0,005	0,035	0,018	0,015	0,003	0,001
54	-0,053	-0,013	0,032	0,018	0,014	0,003	0,001
56	-0,056	-0,020	0,028	0,017	0,013	0,002	0,001
58	-0,058	-0,027	0,025	0,017	0,012	0,002	0,0
60	-0,060	-0,033	0,022	0,016	0,011	0,001	-0,001
62	-0,062	-0,037	0,018	0,015	0,010	0,001	-0,001
64	-0,063	-0,040	0,015	0,015	0,009	0,001	-0,002
66	-0,064	-0,043	0,012	0,014	0,008	0,0	-0,003
68	-0,065	-0,045	0,008	0,014	0,007	-0,001	-0,003
70	-0,066	-0,047	0,005	0,013	0,006	-0,001	-0,004
72	-0,067	-0,048	0,002	0,013	0,005	-0,002	-0,005
74	-0,067	-0,050	-0,002	0,012	0,004	-0,002	-0,005
76	-0,068	-0,051	-0,004	0,011	0,003	-0,003	-0,006
78	-0,068	-0,052	-0,006	0,010	0,002	-0,004	-0,006

Tabela 4.3 - Coeficiente c em função da energia
para vários materiais ⁽²⁶⁾

Z do material	Coeficiente c						
	0,5 MeV	1 MeV	2 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
7.5(H ₂ O)	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0	0	0
8	0	0	0	0	0	0	0
10	0	0	0	0	0	0	0
12	0	0	0	0	0	0	0
14	0	0	0	0	0	0	0
16	0	0	0	0	0	0	0
18	0	0	0	0	0	0	0
20	0	0	0	0	0	0	0
22	0	0	0	0	0	0	0
24	0	0	0	0	0	0	0
26	0	0	0	0	0	0	0
28	0,0001	0	-0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001
30	0,0002	0	-0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002
32	0,0003	0	-0,0002	0,0004	0,0003	0,0003	0,0003
34	0,0005	0,0001	-0,0003	0,0005	0,0004	0,0005	0,0005
36	0,0008	0,0001	-0,0004	0,0006	0,0005	0,0008	0,0008
38	0,0010	0,0002	-0,0005	0,0007	0,0006	0,0010	0,0010
40	0,0012	0,0002	-0,0005	0,0008	0,0006	0,0012	0,0012
42	0,0014	0,0003	-0,0006	0,0008	0,0007	0,0013	0,0014
44	0,0015	0,0004	-0,0006	0,0009	0,0008	0,0014	0,0015
46	0,0016	0,0005	-0,0006	0,0009	0,0009	0,0015	0,0016
48	0,0017	0,0006	-0,0007	0,0010	0,0016	0,0017	0,0017
50	0,0018	0,0007	-0,0007	0,0010	0,0010	0,0017	0,0018
52	0,0019	0,0008	-0,0006	0,0010	0,0011	0,0017	0,0019
54	0,0020	0,0009	-0,0006	0,0010	0,0012	0,0018	0,0020
56	0,0021	0,0010	-0,0006	0,0010	0,0013	0,0018	0,0020
58	0,0022	0,0010	-0,0005	0,0010	0,0013	0,0019	0,0020
60	0,0023	0,0011	-0,0004	0,0010	0,0014	0,0019	0,0020
62	0,0023	0,0012	-0,0004	0,0009	0,0014	0,0020	0,0020
64	0,0024	0,0013	-0,0003	0,0009	0,0015	0,0020	0,0020
66	0,0025	0,0014	-0,0002	0,0009	0,0015	0,0020	0,0020
68	0,0025	0,0015	-0,0001	0,0009	0,0015	0,0020	0,0020
70	0,0026	0,0016	0,0	0,0008	0,0016	0,0020	0,0020
72	0,0026	0,0017	0,0001	0,0008	0,0016	0,0021	0,0020
74	0,0026	0,0018	0,0002	0,0008	0,0017	0,0021	0,0020
76	0,0027	0,0018	0,0003	0,0007	0,0017	0,0021	0,0019
78	0,0027	0,0019	0,0004	0,0007	0,0018	0,0021	0,0019

$$\bar{\mu} = \frac{\sum_{i=1}^N \mu_i x_i}{\sum_{i=1}^N x_i},$$

onde μ_i é o coeficiente de atenuação e x_i a espessura da i -ésima blindagem.

A equação que representa a componente direta de radiação gama é dada por :

$$\phi(r, E) = \int_V S(r) k(|r-r'|) B(E, \bar{\mu}r) d^3 r', \quad (4.28)$$

lembrando que, neste trabalho, o transporte de radiação gama será estudado para as geometrias: plana, cilíndrica e esférica.

A metodologia de cálculo empregada para solucionar a equação (4.28), é análoga à que foi utilizada na seção 4.1 para determinar a componente penetrante de nêutrons, diferindo apenas no que se refere à inclusão do fator de crescimento.

1) Geometria plana

Seja um reator tipo placa de espessura R , com uma fonte volumétrica S_v , blindado por um sistema de barreiras múltiplas como mostra a figura (4.1). Inicialmente, determina-se o transporte de radiação gama, devido a uma fonte plana ⁽¹³⁾, através do sistema de blindagens como ilustra a figura (4.2). Neste caso, a equação 4.28 torna-se:

$$\phi(r, E) = \frac{S_p l}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\bar{\mu}r)}{r^2} (1+a(E)\bar{\mu}r+b(E)(\bar{\mu}r)^2 + C(E)(\bar{\mu}r)^3) \rho d\rho. \quad (4.29)$$

Resolvendo-se a equação (4.29), de maneira análoga à

equação (4.2), obtêm-se:

$$\phi(E, x) = \frac{S_{p1}}{2} \left[E_1(\bar{\mu}x) + \exp(-\bar{\mu}x) \left(a(E) + b(E)(\bar{\mu}x+1) + C(E) \left((\bar{\mu}x)^2 + 2\bar{\mu}x+2 \right) \right) \right] \quad (4.30)$$

Lembrando que, quando se analisa o campo de radiação devido a fontes volumétricas, deve-se considerar o fenômeno de auto-blindagem, e fazendo $S_v dV = S_{p1} dS$, tem-se:

$$d\phi(E, x) = \frac{S_v dx'}{2} \left[E_1(\bar{\mu}x + \mu_c(R-x')) + \exp(-\bar{\mu}x + \mu_c(R-x')) \cdot \left(a(E) + b(E) (\bar{\mu}x + \mu_c(R-x') + 1) + C(E) \left((\bar{\mu}x + \mu_c(R-x'))^2 + 2(\bar{\mu}x + \mu_c(R-x')) + 2 \right) \right) \right] \quad (4.31)$$

onde μ_c , o coeficiente de atenuação do caroço, depende da energia.

Integrando-se a equação (4.31) para toda a espessura do caroço e , utilizando as propriedades das funções exponenciais integrais, obtêm-se:

$$\phi(E, x) = \frac{S_v}{2\mu_c} \left\{ E_2(\bar{\mu}x) - E_2(\bar{\mu}x + \mu_c R) + \exp(-\bar{\mu}x) \left[a(E) (1 - \exp(-\mu_c R)) + b(E) (\bar{\mu}x + 2 - (\bar{\mu}x + \mu_c R + 2) \exp(-\mu_c R)) + C(E) \left((\bar{\mu}x)^2 + 4\bar{\mu}x + 6 - ((\bar{\mu}x + \mu_c R)^2 + 4(\bar{\mu}x + \mu_c R) + 6) \exp(-\mu_c R) \right) \right] \right\} \quad (4.32)$$

Para simplificar a equação (4.32), discretiza-se o espectro de energia, em intervalos ou grupos de energia. Utilizando o teorema do valor médio tem-se:

$$\int_{E_{g-1}}^{E_g} \phi(E) dE \approx \phi(\bar{E}_g) \Delta E_g \quad (4.33)$$

onde g representa o g -ésimo grupo de energia de gamas e \bar{E}_g é a energia média do g -ésimo grupo. Integrando a equação (4.32) para cada grupo discreto de energia de gamas tem-se:

$$\phi_g(x) = \frac{S_{vg}}{2\mu_{cg}} \left\{ E_2(\bar{\mu}_g x) - E_2(\bar{\mu}_g x + \mu_{cg} R) + \exp(-\bar{\mu}_g x) \left[a(\bar{E}_g) (1 - \exp(-\mu_{cg} R)) \right. \right. \\ \left. \left. + b(\bar{E}_g) \left(\bar{\mu}_g x + 2 - (\bar{\mu}_g + \mu_{cg} R + 2) \exp(-\mu_{cg} R) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. C(\bar{E}_g) \left((\bar{\mu}_g x)^2 + 4\bar{\mu}_g x + 6 - ((\bar{\mu}_g x + \mu_{cg} R)^2 + 4(\bar{\mu}_g x + \mu_{cg} R) + 6) \exp(-\mu_{cg} R) \right) \right] \right\} \quad (4.34)$$

A fonte volumétrica pode ser calculada por :

$S_{vg} = 3.1 \times 10^{10} \text{ G.P. } \chi_g$. Neste trabalho, utiliza-se o espectro de gamas ⁽¹⁴⁾ dado por:

$$\chi_g = \frac{1}{G} \int_{E_g} 18.5 \exp(-1.24E) dE,$$

onde G é o número médio de gamas emitidos por fissão e \dot{P} é a densidade de potência da fonte.

A equação (4.34) representa a componente direta do campo de radiação gama, oriundos de uma fonte volumétrica distribuída em uma placa e blindada por um sistema de barreiras múltiplas, para cada grupo de energia g , desejado.

Para resolver a equação (4.28) nas geometrias cilíndrica e esférica, o processo é análogo ao desenvolvido para nêutrons na seção 4.1, itens (ii) e (iii), respectivamente.

ii) Geometria Cilíndrica

Uma fonte volumétrica cilíndrica, com distribuição constante por unidade de volume, pode ser aproximada por uma fonte-linha ⁽²⁴⁾, com distribuição constante por unidade de comprimento, colocada a uma distância Z , de auto-absorção, dentro do cilindro, como mostra a figura (4.3).

De acordo com a equação (4.28), a componente direta doampo de radiação gama devido a uma fonte-linha é dada por :

$$\phi_g(r) = \frac{S_{Lg}}{4\pi r^2} \exp(-\bar{\mu}_g r) \left(1 + a(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g r + b(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^2 + \right. \\ \left. + c(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^3 \right) dr. \quad (4.35)$$

Utilizando as correlações obtidas em (4.8a) e (4.8b) na equação (4.35), tem-se:

$$g(s) = \frac{S_{Lg}}{4\pi} \left[\frac{1}{(Z+s)} \left(F(\theta_1, b_2) + F(\theta_2, b_2) \right) + a(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec \alpha d\alpha \right. \\ \left. + b(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g^2 (Z+s) \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec^2 \alpha d\alpha + c(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g^3 (Z+s)^2 \right. \\ \left. + \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec^3 \alpha d\alpha \right] \quad (4.36)$$

com $b_1 = \bar{\mu}_g \cdot s$ e $b_2 = b_1 + \mu_{cg} \cdot Z$, sendo que $F(\theta, b_2)$ é a função integral de Sievert (2).

Para o caso em que $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, e lembrando que $S_{LH} = S_{Vg} (\pi R^2) H$, tem-se:

$$g(s) = \frac{S_{Vg} R^2}{2(Z+s)} \left(F(\theta, b_2) + a(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g (Z+s) \int_0^\theta \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec \alpha d\alpha + \right. \\ \left. + b(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g^2 (Z+s)^2 \int_0^\theta \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec^2 \alpha d\alpha + \right. \\ \left. + c(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g^3 (Z+s)^3 \int_0^\theta \exp(-b_2 \sec \alpha) \sec^3 \alpha d\alpha \right). \quad (4.37)$$

A equação (4.37) representa a componente direta do campo de radiação gama devido a uma fonte volumétrica cilíndrica, através de um sistema de blindagens múltiplas. As integrais da equação (4.37) foram resolvidas numericamente de acordo com o método de quadratura gaussiana ^(9,28).

Para se determinar a distância de auto-absorção Z , utiliza-se o gráfico da figura 4.4 quando $\frac{s}{R} \geq 10$ e os gráficos das figuras 4.5 e 4.6 quando $\frac{s}{R} < 10$.

iii) Geometria esférica

Uma fonte volumétrica esférica, com distribuição constante por unidade de volume, pode ser aproximada por uma fonte-disco de mesmo raio que a esfera ⁽²⁴⁾, com distribuição constante por unidade de área, colocada a uma distância Z de auto-absorção, dentro da esfera, como mostra a figura (4.7).

Para uma fonte-disco, conforme mostra a figura (4.8) a componente direta do campo de radiação gama é dada por :

$$d\phi_g(r) = \frac{S_{Ag} dS}{4\pi r^2} \exp(-\bar{\mu}_g r) \left(1 + a(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g r + b(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^2 + c(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^3 \right) \quad (4.38)$$

Da figura (4.8) tem-se:

$$dS = \rho \, d\rho \, d\psi,$$

$$r^2 = \rho^2 + (s+Z)^2 \quad \text{e}$$

$$\sec\theta = \frac{\sqrt{\rho^2 + s'^2}}{s'}, \quad \text{com } \sec\theta_m = \frac{\sqrt{R^2 + (s+Z)^2}}{(s+Z)}.$$

Utilizando estas relações na equação (4.38) e integrando para toda a fonte, tem-se:

$$\begin{aligned}
\phi_g(s) = \frac{S_{A_g}}{2} & \left\{ E_1(\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z) - E_1\left((\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z) \sec \theta_m\right) + \right. \\
& \exp(-(\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z) \left[a(\bar{E}_g) + b(\bar{E}_g)(\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z + 1) + \right. \\
& \left. \left. C(\bar{E}_g) \left((\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z)^2 + 2(\bar{\mu}_g s + \mu_{c_g} z) + 2 \right) \right] \right) - \\
& \exp(-(\bar{\mu}_g \sqrt{R^2 + s^2} + \mu_{c_g} z) \left[a(\bar{E}_g) + b(\bar{E}_g)(\bar{\mu}_g \sqrt{R^2 + s^2} + \mu_{c_g} z + 1) \right. \\
& \left. \left. + C(\bar{E}_g) \left((\bar{\mu}_g \sqrt{R^2 + s^2} + \mu_{c_g} z)^2 + 2(\bar{\mu}_g \sqrt{R^2 + s^2} + \mu_{c_g} z) + 2 \right) \right] \right) \left. \right\}. \quad (4.39)
\end{aligned}$$

Lembrando que $S_A \pi R^2 = S_v \frac{4}{3} \pi R^3$, a equação 4.39 representa (com as aproximações utilizadas) a componente direta de radiação gama devido a uma fonte volumétrica esférica, através de um sistema de blindagens múltiplas, onde $S_{A_g} = \frac{4}{3} S_v R$.

Para se determinar o valor da distância de auto-absorção Z , utiliza-se o gráfico da figura (4.9) quando $\frac{S}{R} \geq 1$ e o gráfico da figura (4.10) quando $\frac{S}{R} < 1$.

4.4. Radiação Gama Oriunda das Reações de Captura

A captura de nêutrons nas regiões térmica e epitérmica produz núcleos instáveis que se desexcitam emitindo radiação gama. Este processo de interação é conhecido como reação de captura e é denotado por (n, γ) . As reações (n, γ) são responsáveis por uma das mais importantes fontes de radiação gama num reator nuclear, principalmente, no projeto de blindagens. Conhecendo-se o campo de nêutrons em todos os pontos das blindagens, pode-se então determinar a fonte de gamas no interior das blindagens.

Para se determinar o campo de radiação gama devido as reações de captura, supõe-se que todas as blindagens sejam do tipo placa, como mostra a figura (4.11).

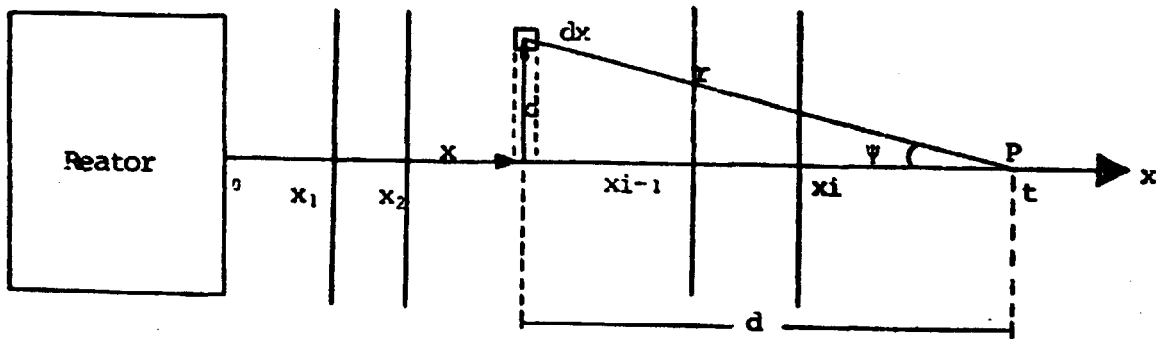


Figura 4.11 - Conjunto de blindagens múltiplas tipo placa.

O fluxo de gamas ⁽²⁶⁾ é dado por :

$$\phi_g(x) = \int_0^t S_g(x) dx \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} \frac{\exp(-\bar{\mu}_g r)}{4\pi r^2} (1 + a(\bar{E}_g) \bar{\mu}_g r + b(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^2 + c(\bar{E}_g) (\bar{\mu}_g r)^3) d\psi, \quad (4.40)$$

onde $t = \sum_{i=1}^n x_i$ e a fonte de gamas devido as reações (n, γ) sendo dada por :

$$S_g(x) = \sum_{h=1}^H \gamma_{hg} \Sigma_{ch} \phi_h(x), \quad (4.41)$$

onde, γ_{hg} fornece a fração de gamas produzidos no g -ésimo grupo de energia, devido as reações de captura dos nêutrons nos grupos de energia h e, $\phi_h(x)$ é o fluxo total de nêutrons, o qual é a soma dos fluxos, devido a componente penetrante e a componente espalhada.

Da figura (4.11) tem-se que $r^2 = \rho^2 + d^2$. Assim resolvendo a equação (4.40) encontra-se:

$$\begin{aligned}
\phi_g(x) = & \frac{1}{2} \left[\int_0^t S_g(x) E_1(\bar{\mu}_g(t-x)) dx + (a(\bar{E}_g) + b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \right. \\
& \int_0^t S_g(x) \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) dx + (b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \\
& \int_0^t S_g(x) \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) \bar{\mu}_g(t-x) dx + \\
& \left. C(\bar{E}_g) \int_0^t S_g(x) \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) \bar{\mu}_g^2(t-x)^2 dx \right] .
\end{aligned} \tag{4.42}$$

As integrais da equação (4.42) podem ser resolvidas numericamente, ou ainda, serem simplificadas utilizando-se o teorema do valor médio, da seguinte forma :

$$\begin{aligned}
\phi_g(x) = & \frac{1}{2} \sum_{i=1}^I S_g(x_i) \left[\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} E_1(\bar{\mu}_g(t-x)) dx + \right. \\
& (a(\bar{E}_g) + b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) dx + \\
& (b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) \bar{\mu}_g(t-x) dx + \\
& \left. C(\bar{E}_g) \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \exp(-\bar{\mu}_g(t-x)) \bar{\mu}_g^2(t-x)^2 dx \right] ,
\end{aligned} \tag{4.43}$$

onde \bar{E}_g é a energia média do grupo g.

Resolvendo as integrais da equação (4.43) tem-se :

$$\begin{aligned} \phi_g(x) = & \frac{1}{2\bar{\mu}_g} \sum_{i=1}^I S_g(x_i) \left[E_2(w_g^+) - E_2(w_g^-) + \right. \\ & + (a(\bar{E}_g) + b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \left(\exp(-w_g^+) - \exp(-w_g^-) \right) + \\ & (b(\bar{E}_g) + 2C(\bar{E}_g)) \left(\exp(-w_g^+) (w_g^+ + 1) - \exp(-w_g^-) (w_g^- + 1) \right) \\ & \left. + C(\bar{E}_g) \left(\exp(-w_g^+) \left((w_g^+)^2 + 2w_g^+ + 2 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. \exp(-w_g^-) \left((w_g^-)^2 + 2w_g^- + 2 \right) \right) \right] , \end{aligned} \quad (4.44)$$

onde $w_g^+ = \bar{\mu}_g (t - x_{i+1/2})$ e

$$w_g^- = \bar{\mu}_g (t - x_{i-1/2}) .$$

A equação (4.44), representa, (com as aproximações utilizadas), a componente de radiação gama oriunda das reações de captura.

O fluxo total de gamas é o resultado da soma da componente direta de gamas e dos gamas oriundos das reações de captura, sendo que não foram considerados os gamas provenientes das reações de espalhamento inelástico de nêutrons $(n, n')\gamma$.

Os coeficientes de atenuação, para os diversos materiais de interesse em blindagem, foram determinados de acordo com a referência 27.

4.5. Taxa de Dose de Nêutrons e Radiação Gama

Neste trabalho, os cálculos da taxa de dose devido a nêutrons e da radiação gama, são baseados em dados recomendados pela literatura, para os fatores de conversão, de fluxos para taxa de dose ⁽³⁾. Para nêutrons, os fatores de conversão, variam de energias entre 2.5×10^{-8} até 20 MeV e para

radiação gama, o intervalo de energia é de 0,01 até 15 MeV. As tabelas 4.4 e 4.5 listam os fatores de conversão para nêutrons e gamas, respectivamente.

Tabela 4.4 - Fatores de conversão de Nêutrons para a taxa de dose. Coeficientes do polinômio $\ln D_S F_n(E) = A + Bx + Cx^2 + Dx^3$. $D_S F_n(E) = (\text{rem/h}) \cdot (\text{n/cm}^2\text{s})$, E=energia do nêutron em MeV e $x = \ln E$.

E (MeV)	A	B	C	D
$2,5 \times 10^{-8}$ a $1,0 \times 10^{-7}$	$-1,2514 \times 10^1$	0,0	0,0	0,0
$1,0 \times 10^{-7}$ a $1,0 \times 10^{-2}$	$-1,2210 \times 10^1$	$1,7165 \times 10^{-1}$	$2,6034 \times 10^{-2}$	$1,0273 \times 10^{-3}$
0,01 a 0,1	-8,9302	$7,8440 \times 10^{-1}$	0,0	0,0
0,1 a 0,5	-8,6632	$9,0037 \times 10^{-1}$	0,0	0,0
0,5 a 1,0	-8,9359	$5,0696 \times 10^{-1}$	0,0	0,0
1,0 a 2,5	-8,9359	$-5,5979 \times 10^{-2}$	0,0	0,0
2,5 a 5,0	-9,2822	$3,2193 \times 10^{-1}$	0,0	0,0
5,0 a 7,0	-8,4741	$-1,8018 \times 10^{-1}$	0,0	0,0
7,0 a 10,0	-8,8247	0,0	0,0	0,0
10,0 a 14,0	$-1,1208 \times 10^1$	1,0352	0,0	0,0
14,0 a 20,0	-9,1202	$2,4395 \times 10^{-1}$	0,0	0,0

Tabela 4.5 - Fatores de conversão do fluxo de raios gama para a taxa de dose. Coeficientes do polinômio $\ln D_{s g} F(E) = A + Bx + Cx^2 + Dx^3$.

$D_{s g} F(E)$ (rem/h) (γ 's/cm²s), E=energia do raio gama em MeV e $X = \ln E$.

E (MeV)	A	B	C	D
0,01 a 0,03	$-2,0477 \times 10^{-1}$	-1,7454	0,0	0,0
0,03 a 0,5	$-1,3626 \times 10^1$	$-5,7117 \times 10^{-1}$	-1,0954	$-2,4897 \times 10^{-1}$
0,5 a 5,0	$-1,3133 \times 10^1$	$7,2008 \times 10^{-1}$	$-3,3603 \times 10^{-2}$	0,0
5,0 a 15,0	$-1,2791 \times 10^1$	$2,8309 \times 10^{-1}$	$1,0873 \times 10^{-1}$	0,0

5. BIBLIOTECA DE SEÇÕES DE CHOQUE

A biblioteca de seções de choque foi obtida a partir dos parâmetros nucleares do ENDF/B-IV (Evaluated Nuclear Data File), o qual é um arquivo que contém dados para mais de 80 isótopos.

Neste trabalho, a biblioteca foi construída para 17 elementos utilizados em blindagem, em 18 grupos de energia de nêutrons no intervalo de 0 a 18 MeV e, 10 grupos de energia de gamas no intervalo de 0 a 14 MeV.

O instrumental computacional utilizado na preparação da biblioteca, foi o AMPEX ⁽¹⁵⁾, que é um sistema modular que gera bibliotecas acopladas de nêutrons e gamas em multigrupos, a partir do ENDF/B-IV. O AMPEX foi montado a partir de códigos já existentes, tais como XLACS, SMUG e XSDRN, e modificado para aumentar a capacidade destes códigos e acoplá-los entre si.

Através do AMPEX pode-se: gerar seções de choque em multigrupo de nêutrons e gamas, obter a produção de gamas secundários oriundos das interações com nêutrons; combinar as seções de choques de nêutrons, de gamas e os gamas secundários; efetuar cálculos de transporte unidimensional e

colapsar as seções de choque em estruturas de grupos mais largas, utilizando os resultados unidimensionais como função ponderação; "plotar" as seções de choque; manter as bibliotecas de seção de choque armazenadas de tal maneira que facilite a combinação de novos dados com os previamente processados e permite as saídas nos formatos usados pelos principais códigos de transporte.

Na figura 5.1 ilustra-se esquematicamente o procedimento utilizado neste trabalho, para a construção da biblioteca, através de alguns módulos do sistema AMPEX.

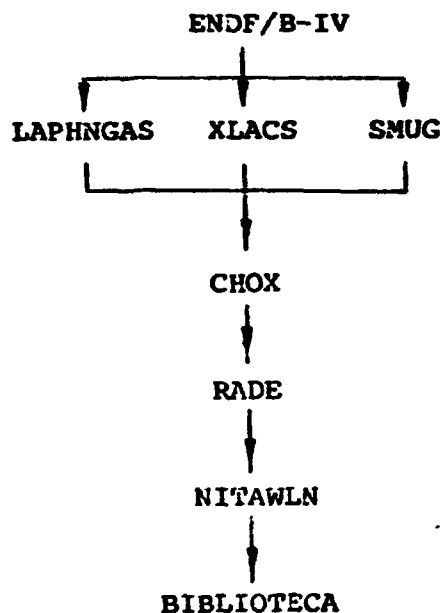


Figura 5.1 - Diagrama esquemático do processo de geração da biblioteca de seções de choque.

- i) O módulo XLACS produz as seções de choque de neutrons em multigrupos e de transferência de grupo, com uma ponderação na energia com várias opções.
- ii) SMUG; calcula as seções de choque de fótons em multigrupos com coeficientes de transferência representados por uma expansão de Legendre de ordem arbitrária. As seções de choque de espalhamento são

calculadas da fórmula de Klein-Nishima, e as seções de choque de produção de pares e fotoelétrica são obtidas a partir do ENDF/B-IV. A ponderação de energia é permitida, sendo que normalmente utiliza-se a função constante.

- iii) LAPHNGAS; acopla nêutrons e gamas, através das seções de choque de produção de raios gamas secundários.
- iv) CHOX; combina as várias seções de choque produzidas no AMPEX e prepara a biblioteca acoplada.
- v) RADE; verifica a consistência da biblioteca de multigrupos, produzida pelos vários módulos.
- vi) NITAWLM; efetua cálculos de ressonâncias e auto-blindagens, e produz a biblioteca de trabalho no formato ANISN.

A tabela 5.1 lista a biblioteca de seções de choque, geradas com o sistema AMPEX para o elemento hidrogênio.

Os 18 primeiros grupos de energia, referem-se a nêutrons e os outros 10 grupos de energia são de gamas.

As posições de 1 a 31 referem-se aos diferentes tipos de seções de choque, que são:

posição	seção de choque
1	absorção
2	v.fissão
3	total
4	espalhamento dentro do grupo (g+g)
5	espalhamento do grupo g-1 para o grupo g,
6	espalhamento do grupo-2 para o grupo g,

e assim, sucessivamente, considerando-se apenas os espalhamen

tos para grupos de menor energia (down scattering).

6. RESULTADOS

Neste capítulo é feita uma comparação entre o método de remoção-difusão, desenvolvido neste trabalho, através do programa BLINDAGE e os códigos computacionais ANISNe SABINE.

6.1. Problemas Estudados

Problema 1- Seja uma fonte tipo placa, com espessura igual a 40 cm, constituída por um material-1, com uma potência de 1Watt, que gera nêutrons em 3 grupos de energia, blindada por uma barreira do tipo placa, com espessura igual a 60 cm, constituída por um material-2 (Fig. 6.1). Na tabela 6.1 estão listados os parâmetros nucleares para os materiais 1 e 2 em 3 grupos de energia.

Tabela 6.1 - Parâmetros Nucleares em 3 grupos de energia para 2 materiais.

GRUPO-h	MATERIAL-1			MATERIAL-2		
	1	2	3	1	2	3
Σ_{th}	0,2656	0,1745	3,2749	0,2163	0,3255	1,1228
$\Sigma_{h,h}$	0,16	1,101	3,2565	0,176	0,3236	0,9328
$\Sigma_{h-1,h}$	0,0	0,1052	0,073	0,0	0,0399	0,9828
$\Sigma_{h-2,h}$	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

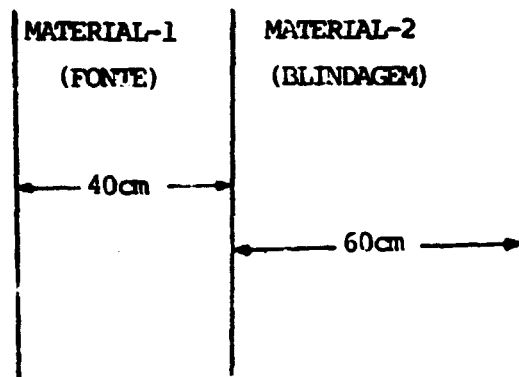


Figura 6.1 - Fonte tipo placa com 1 blindagem

Utilizando os programas ANISN e BLINDAGE, calculou-se a distribuição do fluxo de nêutrons, através da blindagem, e os resultados obtidos, encontram-se no gráfico da figura 6.5.

Pode-se observar, que os resultados obtidos com o programa BLINDAGE, estão bastante próximos daqueles obtidos, com o programa de transporte ANISN, para 3 grupos de energia.

Problema 2 - Consiste de uma fonte tipo placa, com espessura igual a 10cm, com potência de 10^4 Watts, que gera nêutrons em 18 grupos de energia, blindada por 3 barreiras do tipo placa (figura 6.2). A fonte é composta por: $2,5398 \times 10^{-2}$ at/barn-cm de Al,
 $1,204 \times 10^{-4}$ at/barn-cm de U-235 e
 $1,9504 \times 10^{-2}$ moléculas/barn-cm de H_2O .

A 1^a e a 3^a blindagens, constituem-se de uma placa de Al com 10 cm de espessura, com uma concentração de 0,06 at/bar-cm.

A 2^a blindagem consiste em uma placa de água com 20 cm de espessura e uma concentração igual a 0,03343 moléculas/barn-cm.

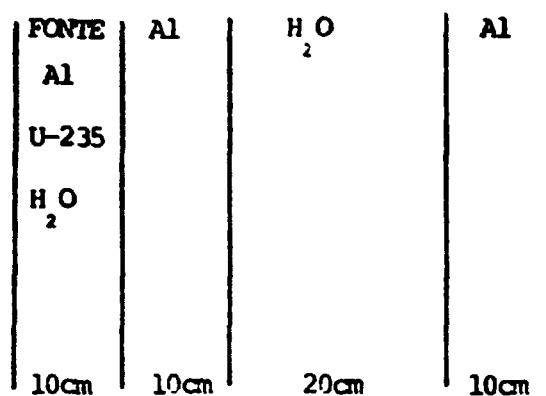


Figura 6.2 - Fonte tipo placa, com 3 blindagens.

Novamente, utilizou-se os programas ANISN e BLINDAGE para calcular a distribuição de fluxo de nêutrons, através das blindagens, para 18 grupos de energia, e os resultados obtidos para o grupo mais rápido (grupo 1) e para o grupo térmico (grupo 18), encontram-se representados no gráfico da figura 6.6.

Similarmente, calculou-se a distribuição de fluxo de nêutrons com o programa SABINE. Os resultados obtidos, foram comparados com os códigos ANISN e BLINDAGE. A análise foi feita somente para o grupo mais rápido (grupo 1), porque a estrutura de grupos de energia dos programas BLINDAGE e SABINE são diferentes, sendo que somente no 19 grupo as faixas de energia, são coincidentes. A figura 6.7, mostra a distribuição de fluxo de nêutrons, através das blindagens calculadas com os programas ANISN, SABINE e BLINDAGE, para o 19 grupo de energia.

Da figura 6.7, observa-se que:

- 19) A distribuição de fluxo obtida com o método de remoção-difusão, através dos programas SABINE e BLINDAGE, é semelhante à distribuição obtida com o código de transporte ANISN.
- 29) Os resultados obtidos com o método de remo-

ção-difusão superestimam os valores encontrados com o código de transporte ANISN.

39) Os resultados obtidos com o programa BLINDAGE, divergem para a barreira de água.

Problema 3 - Seja uma fonte volumétrica cilíndrica, com raio igual a 10 cm e altura igual a 50 cm, blindada por 3 barreiras (figura 6.6). A composição da fonte, bem como das blindagens, são as mesmas descritas no problema 2.

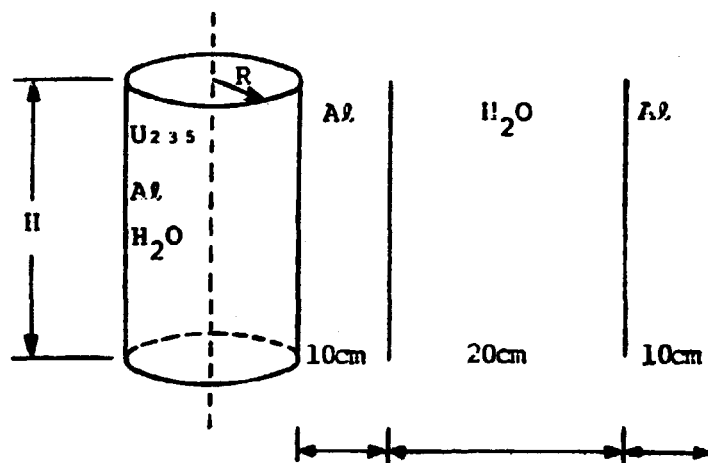


Figura 6.3 - Fonte volumétrica cilíndrica com 3 blindagens.

As distribuições de fluxo de nêutrons, para os grupos rápido e térmico, determinadas com os programas ANISN e BLINDAGE, encontram-se representadas nos gráficos da figura 6.8.

Novamente, observa-se que a distribuição de fluxo encontrada com o programa BLINDAGE, diverge para a blindagem de água, da distribuição obtida com o código de transporte ANISN.

Problema 4 - BSR (Bulk Shielding Reactor)

O BSR, é um reator tipo piscina, com um caroço em forma de paralelepípedo, que pode ser aproxi-

mado por uma fonte esférica com raio igual a 29,4 cm. O caroço, constitui-se de 0,176% de U-235, 58,3% de H₂O e 41,5% de Al. Os valores dos fluxos rápido e térmico e da taxa de dose, foram medidas experimentalmente, considerando-se uma blindagem de água com 700 cm de espessura (figura 6.4). A tabela 6.2, lista estes valores.

Tabela 6.2 - Fluxo rápido, Fluxo térmico e taxa de dose, na água do reator tipo piscina BSR (2°)

espessura de água (cm)	fluxo rápido n/cm ² /seg	fluxo térmico n/cm ² /seg	taxa de dose de raios γ (mrem/h)
0,0	3,2x10 ⁵	1,14x10 ⁷	5,3x10 ⁴
20,0	7,0x10 ⁴	5,10x10 ⁵	8,0x10 ³
40,0	2,9x10 ³	1,25x10 ⁴	9,9x10 ²
60,0	1,7x10 ²	5,20x10 ²	5,3x10 ²
80,0	1,3x10 ¹	3,60x10 ¹	1,7x10 ²
100,0	1,4	3,25	5,8x10 ¹
120,0	1,5x10 ⁻¹	3,20x10 ⁻¹	2,1x10 ¹
140,0	1,7x10 ⁻²	3,50x10 ⁻²	8,2
160,0		4,60x10 ⁻³	3,3
180,0	3,2x10 ⁻⁴	7,70x10 ⁻⁴	1,43
200,0	2,12x10 ⁻⁴		6,5x10 ⁻¹
300,0	5,8x10 ⁻⁶		1,88x10 ⁻²
400,0	3,1x10 ⁻⁷		9,5x10 ⁻⁴
500,0			6,0x10 ⁻⁵
600,0			4,1x10 ⁻⁶
700,0			2,85x10 ⁻⁷

Os fluxos de nêutrons, rápido e térmico, são difíceis de serem obtidos com o programa BLINDAGE, devido à estrutura dos grupos de energia da biblioteca acoplada ao programa. Desta forma, efetuou-se um ajuste, de modo a permitir uma comparação do comportamento dos fluxos obtidos experimentalmente e calculados com o programa BLINDAGE. As figuras 6.9 e 6.10 mostram, respectivamente, o comportamento dos fluxos: rápido e térmico, através da blindagem de água para os dois casos.

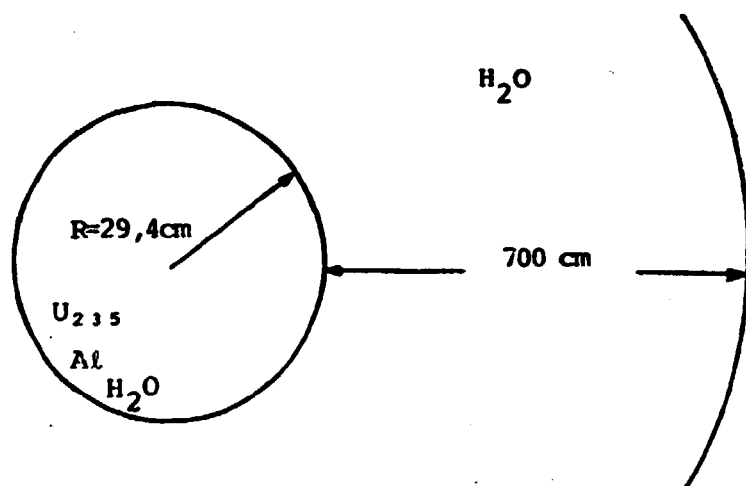


Figura 6.4 - Fonte volumétrica esférica com 1 blindagem.

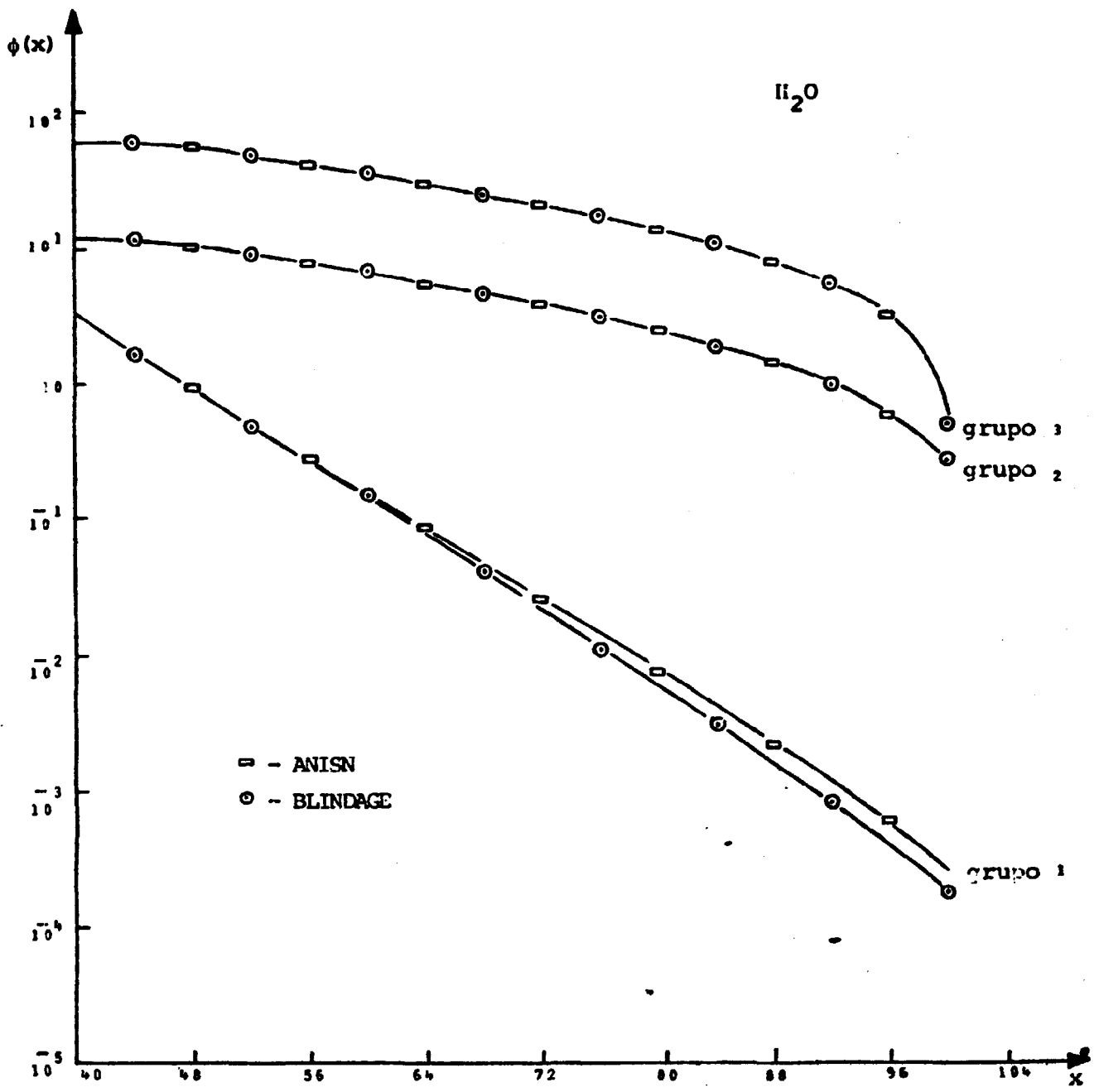


Figura 6.5 - Distribuição do fluxo de nêutrons em 3 grupos de energia, para o problema 1.

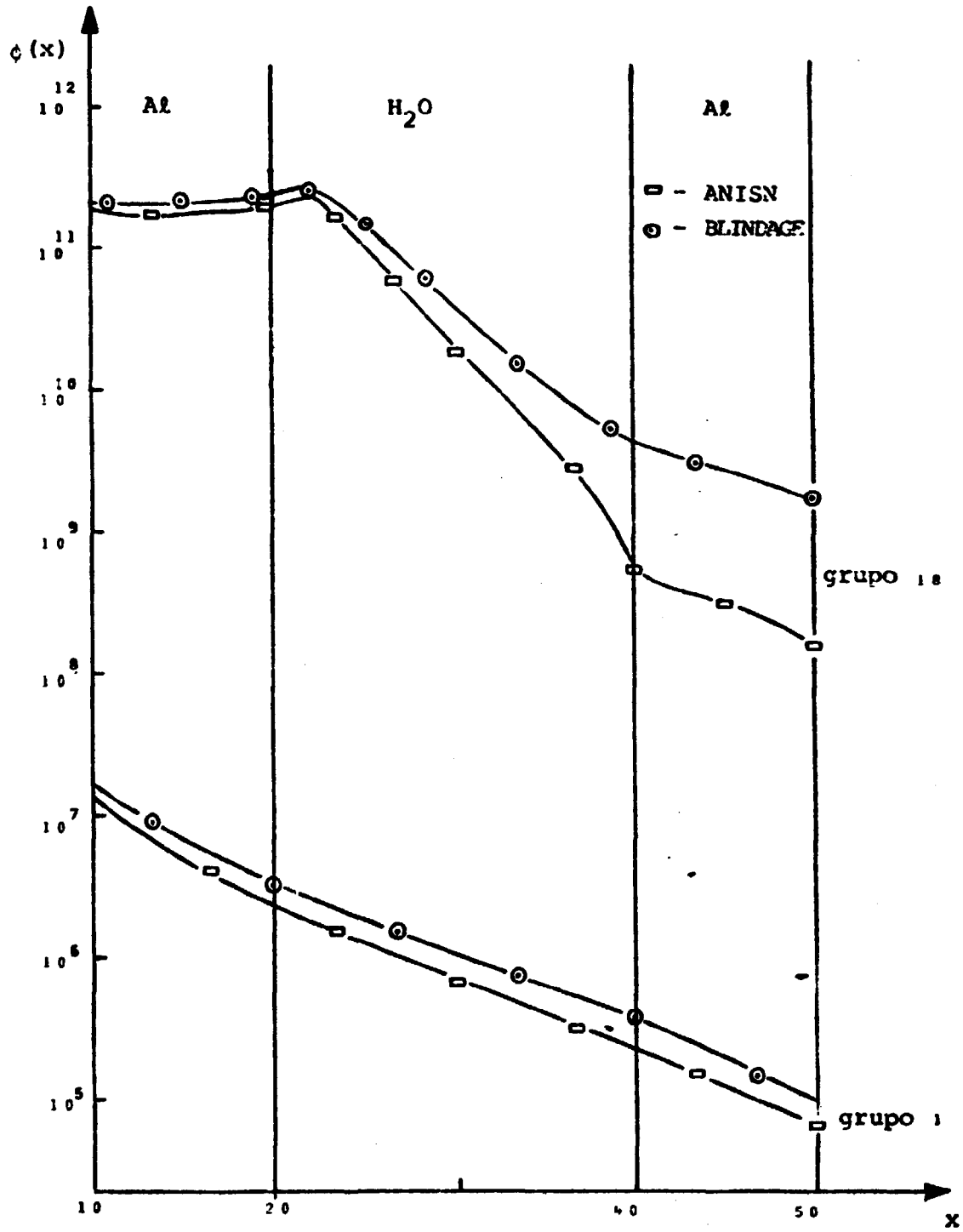


Figura 6.6 - Distribuição de fluxos rápido e térmico para o problema 2.

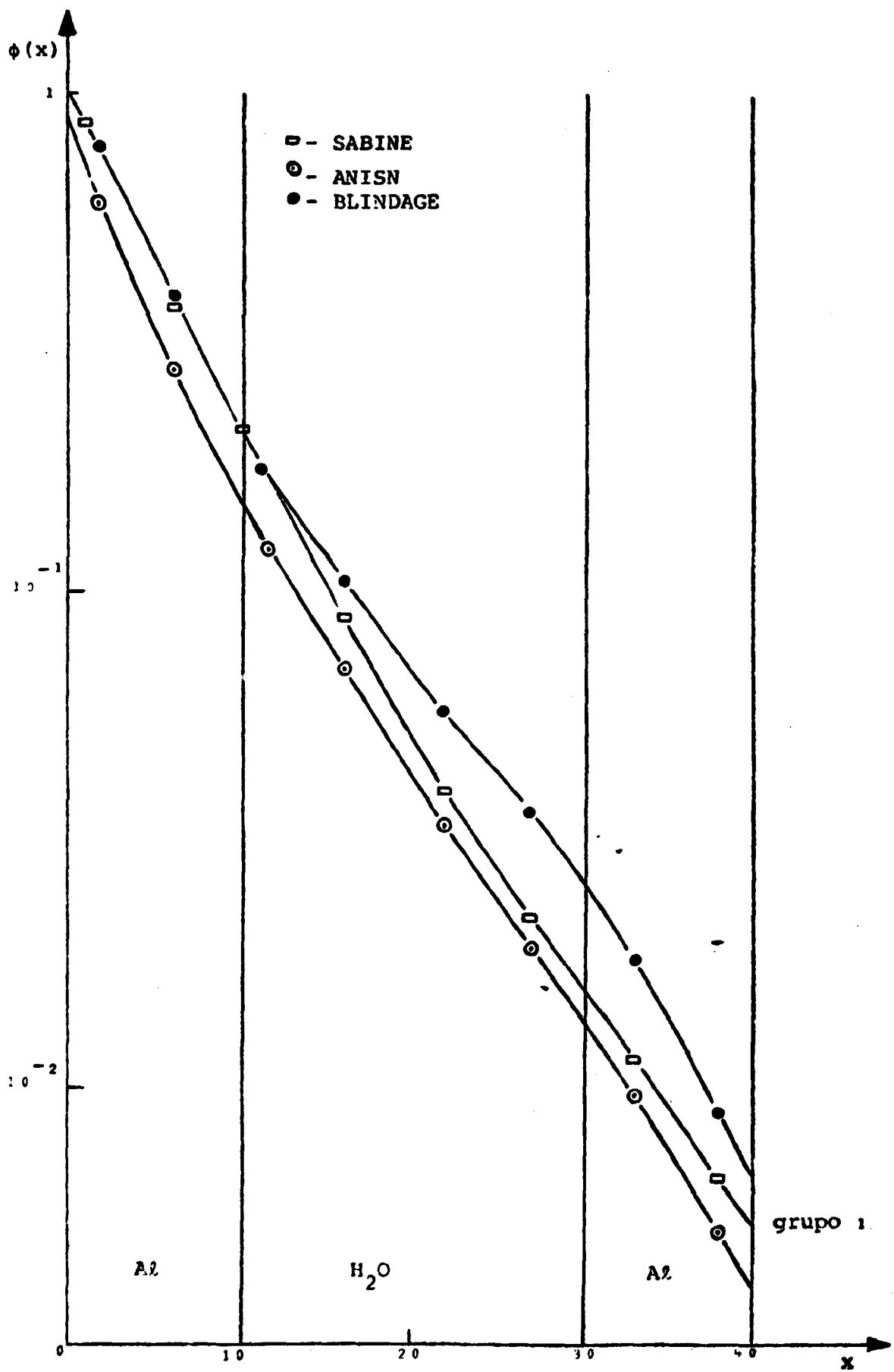


Figura 6.7 - Distribuição do fluxo rápido para o problema 2.

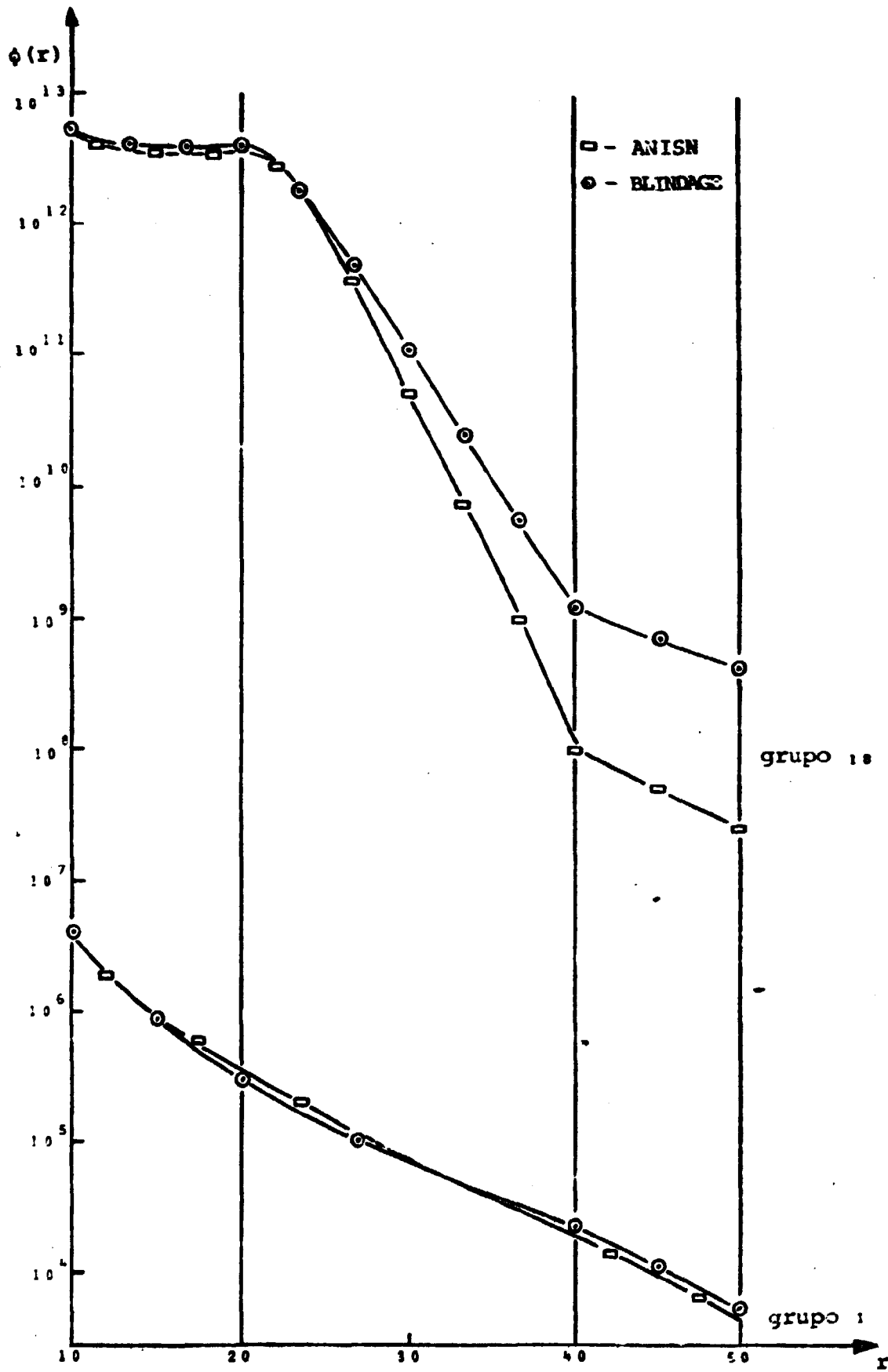


Figura 6.8 - Distribuição de fluxos rápido e térmico, para o problema 3.

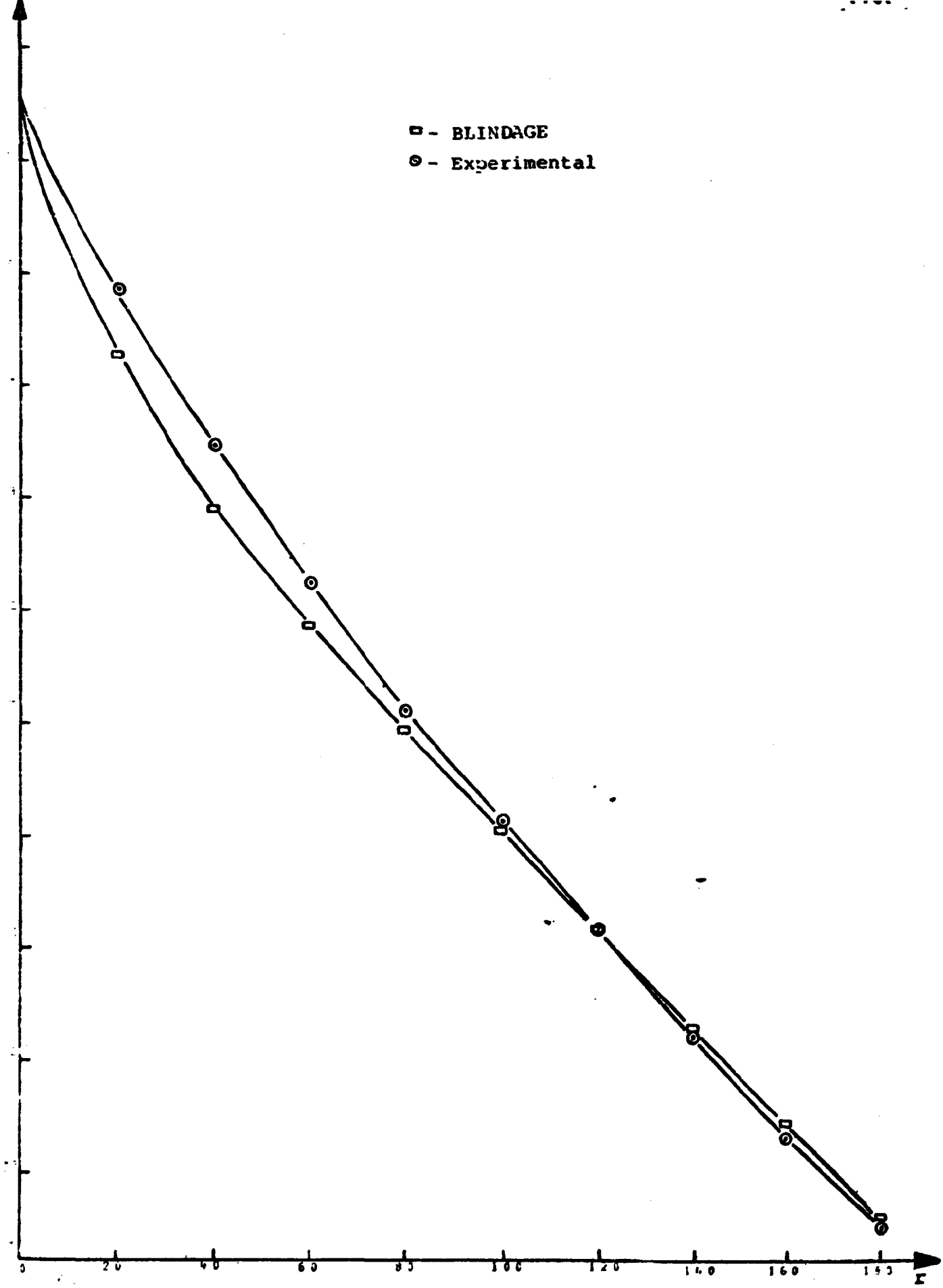
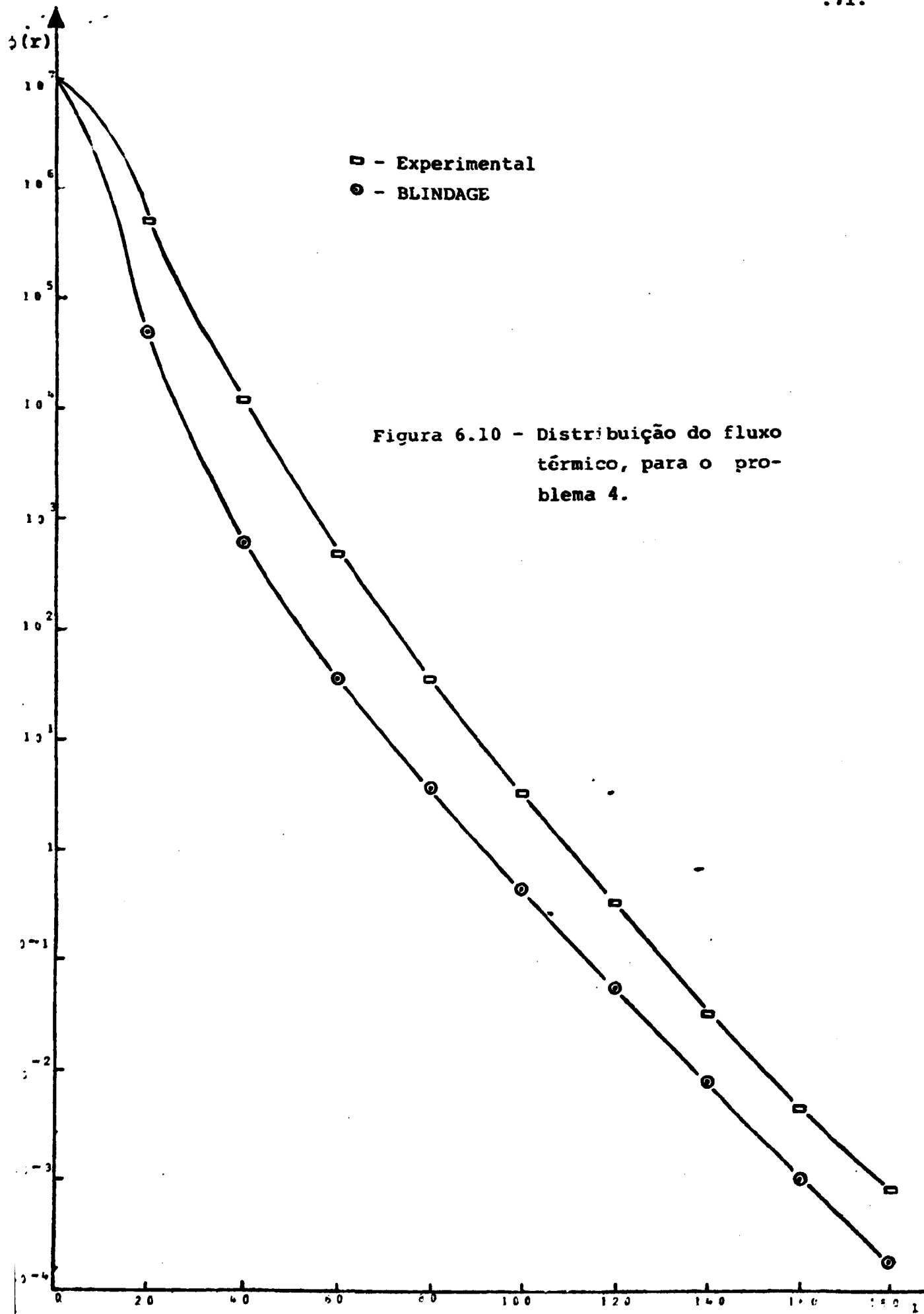


Figura 6.9 - Distribuição do fluxo rápido, para o problema 4.



7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

7.1. Conclusões Finais

Os resultados apresentados, no capítulo 6, permitem concluir que, o programa BLINDAGE, desenvolvido neste trabalho, produz resultados satisfatórios para problemas de fontes planas, com poucos grupos de energia. Entretanto, para as geometrias cilíndrica e esférica e 18 grupos de energia, os resultados obtidos com o programa BLINDAGE, distanciam-se daqueles obtidos com o código de transporte ANISN. Contudo, continua mantendo um comportamento semelhante na curva do fluxo, em função da distância. Este aumento no erro se deve a 2 fatores:

- 1) A propagação de erros nos cálculos de grupo para grupo, pois para se obter o fluxo em um determinado grupo de energia, utiliza-se os resultados dos fluxos dos grupos anteriores,
- 2) As aproximações efetuadas para simplificar o problema de fontes volumétricas cilíndrica e esférica.

Observa-se também, que ocorre uma divergência entre os resultados obtidos com os programas BLINDAGE e ANISN, quando a barreira em questão é a água. Isto se deve ao fato de a água ter sido considerada como sendo uma mistura formada pelos átomos de hidrogênio e oxigênio, que são gases. Em outros códigos, como por exemplo o SABINE, a água é considerada um "elemento" com características próprias.

Contudo, apesar das divergências observadas, os resultados obtidos com o programa BLINDAGE superestimam os resultados obtidos com os programas ANISN e SABINE. Este fato já era esperado, pois os códigos que utilizam o método de remoção-difusão, fornecem resultados que superestimam aqueles obtidos com outros códigos de transporte.

7.2. Sugestões Para Trabalhos Futuros

- 1) Tratamento especial para blindagens de água,
- 2) Esquema de colapsamento de seções de choque, que permitam solucionar os problemas para quaisquer quantidades de grupos de energia,
- 3) Desenvolver um sistema para solucionar as integrais triplas que surgem nos cálculos de fontes volumétricas cilíndricas e esféricas, com o método estatístico de Monte Carlo.

APÊNDICE A - MANUAL DE USO DO PROGRAMA BLINDAGE

O BLINDAGE, é um programa computacional na linguagem FORTRAN-IV, para o cálculo do transporte de radiação, utilizando o método de Remoção-Difusão, para nêutrons e acoplando-se o transporte de gamas, que é analisado de acordo com o método do fator de crescimento. O programa BLINDAGE, consiste de um programa principal, 5 funções, 1 Block Data e 19 subrotinas. Um diagrama esquemático dos principais módulos do programa BLINDAGE, é dado na figura A.1.

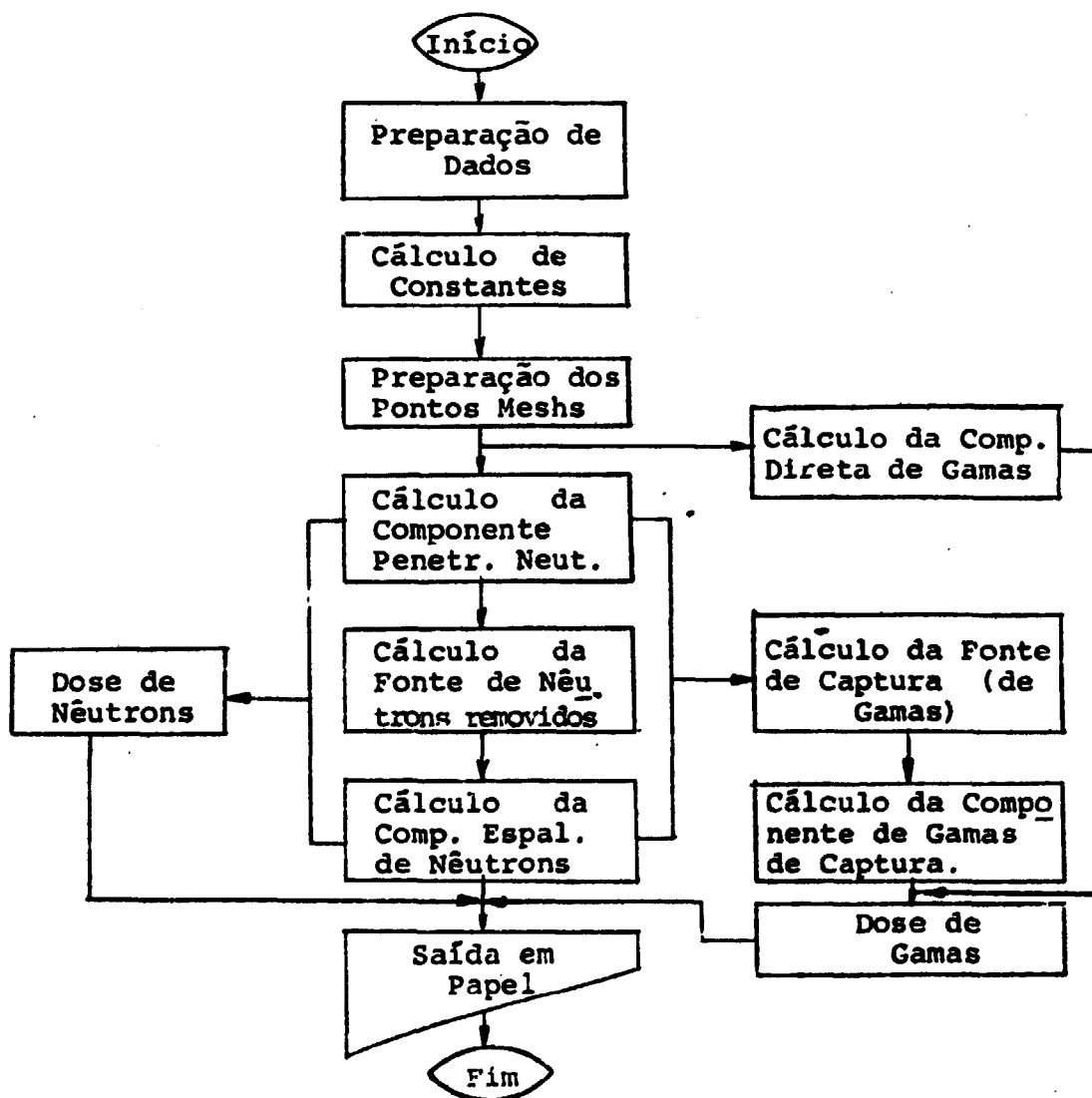


Figura A.1 - Diagrama esquemático dos principais módulos do programa BLINDAGE.

A.1 - CARTÕES DE CONTROLE

Os Cartões de Controle para a utilização do programa BLINDAGE, encontram-se listados abaixo:

```
//JOBNAME* JOB (XXX,YYY,
// 0010), ' NOME      ', TIME=0003, CLASS=D,
// TYPRUN=HOLD, NOTIFY=XXXXY
// EXEC FORHCLG, REGION=240K
//FORT.SYSERINT DD DUMMY
//FORT.SYSLIN DD SPACE=(TRK,(10,10),RLSE)
//FORT.SYSIN DD DSN=EN255.BLINDAGE.FORT, DISP=SHR
//GO. FT05F001 DD DSN=ARQUIVO DE DADOS, DISP=SHR
//GO. FT06F001 DD SYSOUT=A
//GO. FT07F001 DD DUMMY
//GO. FT08F001 DD DSN=EN255.HIDROG.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(1, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT09F001 DD DSN=EN255.BORO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(2, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT10F001 DD DSN=EN255.CARBONO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(3, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT11F001 DD DSN=EN255.OXIGENIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(4, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT12F001 DD DSN=EN255.SODIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(5, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT13F001 DD DSN=EN255.MAGNESIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(6, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT14F001 DD DSN=EN255.ALUMINIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(7, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT15F001 DD DSN=EN255.SILICIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(8, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT16F001 DD DSN=EN255.POTASSIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(9, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT17F001 DD DSN=EN255.CALCIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(10, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT18F001 DD DSN=EN255.TITANIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(11, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT19F001 DD DSN=EN255.CROMO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(12, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT20F001 DD DSN=EN255.MANGANES.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(13, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT21F001 DD DSN=EN255.FERRO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(14, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT22F001 DD DSN=EN255.NIQUEL.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(15, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT23F001 DD DSN=EN255.CHUMBO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(16, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//GO. FT24F001 DD DSN=EN255.UPONIO.BIBLI, DISP=OLD,
// LABEL=(17, SL), UNIT=TAPE, VOL=(,RETAIN, SER=RT0605)
//
```

Os símbolos XXX, YYY e WW, são respectivamente, o número de pesquisa, o número e a sigla do usuário.

A.2 - DESCRIÇÃO DOS DADOS DE ENTRADA

Os parâmetros inteiros são lidos no formato 24I3 e os parâmetros reais são lidos no formato 6E12.0. Os valores entre parênteses indicam a quantidade de dados que devem ser lidas por cartão.

Cartão 1 : -(3)

N : 0 geometria plana
1 geometria cilíndrica
2 geometria esférica

NB : número de blindagens

NEC : número de elementos no caroço

Cartão 2 : -(3)

R : dimensão do caroço (cm) (espessura da placa ou raio da esfera ou cilindro).

H : altura do caroço (cm) (para a esfera ou placa H=0.0)

POT : potência do caroço (Watts)

Cartão 3 : - (NB)

ID : 1 blindagem de água
≠ 1 qualquer outro material

Cartão 4 : - (NB)

NEB : número de elementos em cada blindagem

Cartão 5 : - (NB)

ESP : espessura (cm) de cada blindagem

Cartão 6 : - (NB)

NM : número de meshes de cada blindagem

Cartão 7 : - (NB)

RO : densidade (g/cm^3) de cada blindagem

Cartão 8 : - (NEC)

NCC : identificação de cada elemento que constitui o caroço, de acordo com a tabela A.1.

Cartão 9 : - (NEC)

CONCC : concentração de cada elemento que constitui o caroço (at/barn.cm)

Cartões 10,11 e 12 - são necessários NB sequências com estes cartões.

NEL : identificação de cada elemento, que constitui a blindagem, de acordo com a tabela A.1.

CONCB : concentração de cada elemento, que constitui a blindagem (at/barn.cm)

NATPMB : fração atômica do elemento na blindagem

Cartão 13: - (18)

F : fluxo de nêutrons na interface caroço-blindagem para 18 grupos de energia

Cartão 14: - (8)

Todos os parâmetros deste cartão, quando forem iguais a 1 as variáveis correspondentes, são impressas em papel, caso contrário (diferentes de 1), as variáveis correspondentes não são impressas em papel.

IFV : identificador para imprimir as fontes volumétricas de nêutrons e de raios gama

IFRN : identificador para imprimir a fonte de nêutrons removidos

IFNG : identificador para imprimir a fonte (n, γ)

IFXPN : identificador para imprimir a componente penetrante do fluxo de nêutrons

IFXEN : identificador para imprimir a componente espalhada do fluxo de nêutrons

IFXTN : identificador para imprimir o fluxo total de nêutrons

IFXG : identificador para imprimir o fluxo de gamas

IDS : identificador para imprimir a dose devido a nêutrons e a gamas

Cartão 15 : - (1)

NMIST : número de misturas no caroço

Cartão 16 : - (NMIST)

NELMST : número de elementos em cada mistura

Cartão 17 : - (NMIST)

ROM : densidade de cada mistura

Cartão 18 : - (NMIST)

FV : fração volumétrica de cada mistura dentro do caroço

Cartões 19 e 20 - são necessários NMIST sequências com estes cartões

NEMIST : identificação de cada elemento que constitui a mistura de acordo com a tabela A.1.

NATPMM : fração atômica do elemento na mistura

Tabela A.1 - Identificação dos elementos que compõem a biblioteca de seções de choque acoplada ao programa BLINDAGE.

Identificador	Elemento
1	Hidrogênio
2	Boro
3	Carbono
4	Oxigênio
5	Sódio
6	Magnésio
7	Alumínio
8	Silício
9	Potássio
10	Cálcio
11	Titânio
12	Cromo
13	Manganês
14	Ferro
15	Níquel
16	Chumbo
17	Urânio

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AALTO, E.; FRAKI, R.; MALEN, K. The fine adjustment of neutron penetration in the NRN method. Nucl. Sci. Eng., 22: 443-50, 1965.
2. ABRAMOWITZ, M. & STEGUN, I.A. Handbook of mathematical functions. New York, Dover, 1965.
3. AMERICAN NATIONAL STANDARD. Neutron and gamma-ray flux to dose-rate-factors. 1977. (ANSI/ANS- 6.1.1)
4. ARONSON, R. & KLAHR, C.N. Neutron attenuation. In: BLIZAR, E.P. & ABBOTT, L.S. Reactor handbook. New York, Wiley, 1962. Part B. Vol. 3, p. 63-101.
5. AVERY, A.F.; BENDALL, D.E.; BUTLER, J.; SPINNEY, K. T. Method of calculation for use in design of shield for power reactors. Harwell, Berks., UKAEA, 1960. (AERE-R-3216).
6. BLIZARD, E.P. Analytical methods of shielding design. In: BLIZARD, E.P. & ABBOTT, L.S. Reactor handbook. New York, N.Y. Wiley, 1962. Part B., Vol. 3, p.128.50.
7. CARNAHAN, B.; LUTHER, H. A.; WILKES, J.O. Applied numerical methods. New York, Wiley, 1969. p. 446
8. CLARK JR., M. & HANSEN, K.F. Numerical methods of reactor analysis. New York, N.Y. Academic, 1964.
9. CONTE, S.D. Elemento de análise numérica. Porto Alegre, R.S., Brasil, Globo, 1977.

10. CRAMBERG, L.; FRYE, G.; NERESON, N.; ROSEN, L. Fission neutron spectrum of U^{235} . Phys. Rev., 103:662-70, 1956.
11. DUDERSTART, J.J. & HAMILTON, L.J. Nuclear reactor analysis. New York, Wiley, 1976.
12. ENGLE, W.W. ANISN: a one dimensional discrete ordinates transport code with anisotropic scattering. Oak Ridge, Tn, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant, Mar., 1967. (K-1693)
13. FODERARO, A.; BLIZARD, E.P.; GOUSSEV, N.G.; KOVALEV, E.E. Extended radiation sources (point kernel integrations). In: JAEGER, R.G. ed. Engineering compendium on radiation shielding. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1968. V.1. p. 367-416.
14. GOLDSTEIN, H. The attenuation of gamma rays and neutrons in reactors shields. Washington, Nuclear Development Corporation of America, 1957.
15. GREENE, N.M.; LUCIUS, J.L.; PETRIE, L.M.; FORD, W.E.; WHITE, J.E.; WRIGHT, R.Q. AMPEX: a modular code system for generating coupled multigroup neutron gamma libraries from ENDF/B. Oak Ridge, Tn. Oak Ridge National Laboratory, 1976. (ORNL-tr-3706).
16. GROTHENHUIS, M. Shielding of research reactors. In: JAEGER, R.G. ed. Engineering compendium on radiation shielding. Heidelberg, Berlin, Springer-Verlag 1968. V.3 p. 207-18.
17. HEP, J.; KRALOVCOVA, E.; SMUTRY, V.; VALENTA, V. Set of programs for determining exposure and dose rates from selected sources of gamma radiation. Skoda, Plzen, 1982. (ZJE-266).

18. HJARNE, L. A user's manual for the NRN shield design method. Studsvik, Aktiebolaget Atomenergi, 1964. (AE-145).
19. HJARNE, L. & LEIMDORFER, M. A method for predicting the penetration and slowing-down of neutrons in reactor shielding. Nucl. Sci. Eng., 24: 165-74, 1966.
20. LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear engineering. Reading, Mass., Addison Wesley, 1977.
21. MAIORINO, J.R. Blindagem para reatores nucleares. São Paulo, IPEN, 1981. (Notas de aula)
22. PETERSON, E.G. MAC: a bulk shielding code. Richland, Washington, Hanford Atomic Products Operations, 1962. (HW- 73381)
23. PONTI, C.; PREUSCH, H.; SCHUBART, ... SABINE: a dimensional bulk shielding program. Brussels, Commission of the European Communities, 1967. (EUR-3636).
24. ROCKWELL, T. ed. Reactor shielding design manual. 1956. p. 347-425.
25. ROUSSIN, R.W.; ABBOTT, L.S.; BARTINE, D.E. eds. Nuclear reactor shielding, proceedings of the 5th international conference on ..., held in Knoxville, Tn., April 18-23, 1977. 1977.
26. SHAEFFER, N.M. Reactor shielding for nuclear engineers. Springfield, Va., USAEC, 1973. (TID-25951).
27. SILVA, G.S. Comunicação pessoal

28. VARGA, R.S. Matrix iterative analysis. N.J. Englewood Cliffs, 1982.
29. WOOD, J. Computational methods in reactor shielding. New York, Pergamon, 1982.