

CÓDIGO BLINDA: ATENUAÇÃO DE NEUTRONS
ATRAVÉS DE CAMADAS DE BLINDAGEM DE
REACTORES PELO MÉTODO MULTIGRUPO DE
REMOÇÃO DIFUSÃO.

Antônio Mendes Ribeiro

Trabalho apresentado como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares pela UFMG

Orientador

Prof. José Mendonça de Lima

Belo Horizonte, outubro de 1971.

Agradeço a:

meus pais

Carmem

e aos colegas:

Elidimar

Maria das Graças

Tito

Toninho

Sálvia

Paulinho

Mendonça(especialment

Norberto

SUMÁRIO

O Código BLINDA realiza cálculos de atenuação de neutrons e raios gama através de camadas de blindagem. Supõe-se a existência do núcleo do reator, seguido de diversas placas homogêneas infinitas que constituirão a blindagem. O Código realiza o cálculo de atenuação de neutrons através da equação de difusão para 31 grupos de energia. Devido à deficiência desta equação para prever corretamente o valor dos fluxos, principalmente para penetrações profundas, faz-se uma correção para neutrons de alta energia, calculando-se fluxos de remoção. O método constitui o chamado método de remoção-difusão ou de Spinney.

O Código ainda fornece fluxos de raios gama através das camadas de blindagem e no núcleo. O cálculo é realizado através do método de integração de kerneis, em 7 grupos de energia.

São propostas tarefas de complementação do trabalho realizado visando principalmente comprovações experimentais, impossíveis ao nosso meio.

Este trabalho visa facilitar o projeto de blindagens de reatores, pois permite:

- a) verificar espessuras de blindagem biológica e térmica.
- b) determinar aquecimento das diversas camadas devido à radiação.
- c) determinar níveis de ativação nos diversos componentes do reator, visando problemas de acessibilidade.
- d) verificar condições de trabalho dos diversos materiais do reator.

I N D I C E

	Pag.
1- Introdução	01
1.1- Considerações Iniciais	01
1.2- Radiações Consideradas no Projeto de Blindagem...	02
1.3- Projeto de Blindagem de um Reator	03
1.4- Técnicas de Cálculo	04
2- A Teoria da Remoção Difusão	06
2.1- Aspectos Históricos - Conceitos Básicos	06
2.2- Formalismo de Spinney	11
2.3- Aperfeiçoamentos da Teoria de Remoção Difusão ...	13
3- Métodos Utilizados	17
3.1- Definição dos Métodos	17
3.2- Definição da Blindagem	17
3.3- Estrutura dos Grupos de Energia	18
4- Cálculo do Fluxo de Neutrons	21
4.1- Fluxo de Remoção	21
4.2- Fluxo de Difusão	23
4.3- Fontes para a Equação de Difusão	35
5- Fluxo de Raios Gama	38
5.1- Fator de Acumulação	38
5.2- Cálculo do Fluxo de Raios Gama	40
5.3- Fontes de Raios Gama	48
6- Biblioteca de Dados	52
6.1- Dados Necessários ao Cálculo do Fluxo de Neutrons	54
7- Desenvolvimento do Trabalho Realizado	56
7.1- Tarefas a realizar	56
8- Manual do Usuário	58
8.1- Configuração do Computador	58
8.2- Escolha dos Intervalos de Integração	58
8.3- Variáveis de Entrada	60
8.4- Saída do Programa	60

1. Introdução

1.1 - Considerações Iniciais:

Este trabalho teve sua origem em função do projeto de um reator nuclear de potência a urânio natural e água-pesada (projeto TORUNA), desenvolvido pela Divisão de Reatores do Instituto de Pesquisas Radioativas da UFMG. Procurou-se desenvolver o projeto de blindagem deste reator. A primeira tarefa foi determinar as espessuras de blindagem térmica e biológica capaz de manter os níveis de radiação abaixo de valores pré-estabelecidos. Começou-se utilizando métodos elementares (integração de kerneis). Mas, logo se viu a necessidade de utilizar-se métodos mais precisos. Optou-se então pelo método multigrupo da remoção-difusão, já que, na época era o único que não apresentava grandes problemas devido aos meios de computação disponíveis, e a dificuldade de acesso à uma biblioteca completa de seções de choque multigrupo. Desta forma, de acordo ainda com a filosofia do próprio IPR de desenvolver os códigos necessários às suas pesquisas, começamos o trabalho visando alcançar as seguintes metas:

- a. desenvolvimento do código de computador;
- b. desenvolvimento de uma biblioteca integralizada de dados, capaz de tornar o programa autônomo em relação a seções de choque necessárias aos cálculos;
- c. comprovação teórica e experimental do código realizado, assim como das seções de choque utilizadas.

Apresentamos a seguir todo o trabalho desenvolvido até então, principalmente no que se refere aos itens a. e b..

A comprovação experimental adequada é praticamente impossível com os meios disponíveis, desde que há necessidade de fontes de radiação de alta intensidade.

1.2 - Radiações consideradas no Projeto de Blindagem

Nos cálculos de blindagem de reatores somente são considerados neutrons e raios gama. As demais radiações, apesar de se apresentarem em grandes quantidades, como é o caso de partículas beta e alfa, não são levadas em conta, uma vez que são facilmente blindáveis.

Os neutrons são encontrados principalmente no núcleo do reator devido ao processo de fissão que aí ocorre. Além dos neutrons prontos de fissão, ainda temos os neutrons atrasados, que não constituem fator importante para a determinação da blindagem. Poderemos ter ainda outras fontes de neutrons devido a reações do tipo (γ, n) , sendo esta reação particularmente importante no caso de reatores que utilizam água-pesada ou berilo como moderador.

Já os raios gama no núcleo (gamas primários) são resultados do processo de fissão e ainda de captura e colisões inelásticas de neutrons com os diversos materiais. Estes raios por sua vez penetram na blindagem onde não constituirão fator importante, comparados com os gamas aí gerados, devidos também a reações de captura e espalhamento de neutrons. Esta segunda fonte (gamas secundários) constituirá fator importante na determinação das espessuras da blindagem.

1.3 - Projeto de Blindagem de um Reator

Na determinação da blindagem de um reator devem ser considerados vários critérios de projeto, os quais permitam que seja respeitada a segurança do pessoal encarregado da operação, assim como garantir que os diversos materiais trabalhem dentro de condições ótimas (1).

O pessoal que trabalha nas proximidades do reator deve fazê-lo sem qualquer perigo, sendo para tal necessário conhecimento dos níveis de radiação que escapam da blindagem.

Levando em consideração que as propriedades mecânicas dos materiais estruturais são afetados pela radiação, principalmente neutrons rápidos, deve-se conhecer nos diversos pontos da blindagem o valor do fluxo integrado através do tempo de operação do reator. Isto nos obriga a conhecer a distribuição de radiação também dentro das camadas de blindagem.

O projetista de blindagens deverá conhecer também o espectro das radiações, já que necessitará efetuar cálculos de ativação nos diversos materiais visando principalmente problemas de acessibilidade do reator.

Outro fator de importância no projeto é a determinação dos fluxos de radiação gama. Estes raios além de aumentar as doses de radiação dentro e fora da blindagem constituem-se numa das maiores fontes de geração de calor. Isto obriga que se tome as devidas precauções de forma que as tensões térmicas não ultrapassem certos limites próprios de cada material.

1.4 - Técnicas de Cálculo

Tanto a atenuação de raios gama quanto a de neutrons poderiam ser tratadas igualmente pela mesma equação de transporte. Na prática isto não ocorre devido principalmente à diferença de energias envolvidas.

A grande variação das energias dos neutrons não permite tratá-los através de uma aproximação única da equação do transporte de Boltzman. Este fato obriga que se tenha formalismos diferentes conforme o intervalo de energia. Normalmente trata-se diferentemente dos neutrons de altas energias (1 a 10 Mev) e os de baixas energias (abaixo de 1 Mev).

Note-se que a energia dos raios gama de interêsse ao cálculo de blindagem são da ordem de 1 a 10 Mev, bastante próxima à dos neutrons rápidos, o que faz com que tratamento matemático nestes casos seja bastante semelhante.

O formalismo ideal para a atenuação de gamas e neutrons seria através da equação de transporte de Boltzman. Porém, devido à sua complexidade e à dificuldade para obtenção de seções de choque necessárias, foram desenvolvidos métodos menos precisos, de mais fácil utilização.

A atenuação de raios gama normalmente é tratada através de técnicas de integração de kernels, fazendo-se correções através de fatores adequados (fator de "build-up"), para se levar em conta o espalhamento de gamas.

Os processos para prever a atenuação de neutrons tendem a sofrer a divisão conforme o meio material de propagação ou seja materiais hidrogenados e não hidrogenados.

Um formalismo natural para o caso de atenuação de neutrons em meios hidrogenados seria a divisão dos neutrons em dois grupos:

- a. neutrons de altas energias tratados segundo a teoria da remoção;
- b. neutrons de baixas energias tratados segundo a teoria da difusão.

Deve-se prever ainda a ligação adequada entre as duas teorias, já que as colisões de neutrons rápidos vão constituir-se de fonte para a equação de difusão.

Para cada um destes formalismos divide-se ainda o fluxo de neutrons segundo diversos grupos de energias. Isto permite que as constantes necessárias aos cálculos prevaleçam praticamente constantes nestes intervalos, valendo assim as equações utilizadas.

Um formalismo natural para o caso de atenuação de neutrons em meios hidrogenados seria a divisão dos neutrons em dois grupos:

- a. neutrons de altas energias tratados segundo a teoria da remoção;
- b. neutrons de baixas energias tratados segundo a teoria da difusão.

Deve-se prever ainda a ligação adequada entre as duas teorias, já que as colisões de neutrons rápidos vão constituir-se de fonte para a equação de difusão.

Para cada um destes formalismos divide-se ainda o fluxo de neutrons segundo diversos grupos de energias. Isto permite que as constantes necessárias aos cálculos prevaleçam praticamente constantes nestes intervalos, valendo assim as equações utilizadas.

2 - A TEORIA DA REMOCÃO-DIFUSÃO

2.1 - Aspectos Históricos - Conceitos Básicos

A moderação de neutrons em materiais hidrogenados, no caso de penetrações profundas, pode ser considerada como um processo de duas etapas. A primeira etapa corresponde à faixa de altas energias, na qual o neutron atravessa o seu maior percurso sem sofrer colisões já que para estas energias e no caso de materiais hidrogenados, o caminho livre médio é maior. A segunda etapa corresponde a neutrons de baixa energia, para os quais se pode dizer que chegaram próximo ao ponto onde se encontram com alta energia (ainda na primeira etapa). Neste ponto sofreram uma colisão que baixou grandemente sua energia, entrando assim num processo de difusão, no qual não deverá permanecer por muito tempo.

A partir destas considerações surgiram vários modelos que permitiram aperfeiçoamentos das teorias clássicas, quer sejam da difusão e da idade de Fermi. Levando em consideração que os neutrons de interesse em blindagem nascem com energia maior do que a média, os métodos desenvolvidos para este caso tomavam a forma de correções ou modificações das teorias básicas ou a combinação dessas teorias com outros modelos. Provavelmente a primeira correção do tipo foi a de primeiro voo para a teoria da idade de Fermi.

Albert e Welton (2), por volta de 1950, introduziram o conceito de seção de choque de remoção para descrever a atenuação de neutrons em meios hidrogenados. O método previa somente os neutrons de alta energia, não produzindo valores absolutos corretos das quantidades desejadas, mas somente seu comportamento espacial. Os kernels de Albert e Welton foram largamente usados antes da utilização dos computadores, tendo o seu uso sido

facilitado com o aparecimento dos mesmos.

Já no ano de 1951, Blizard (3) formulou o primeiro modelo que ligava neutrons rápidos e térmicos. O método apresenta somente interesse histórico devido à sua simplicidade e à dificuldade para determinação de certos parâmetros necessários à sua aplicação. Blizard supôs que a razão de remoção de neutrons rápidos seria a derivada negativa da corrente destes neutrons na direção do eixo de penetração. Os neutrons removidos constituíam-se fonte para o cálculo de fluxos térmicos.

Com o aparecimento dos computadores digitais foi possível utilizar-se a teoria da difusão para problemas de física de reatores. Isto representou a possibilidade de resolver o problema de neutrons monoenergéticos, com a suposição que obedecem a lei de Ficks:

$$J = D \cdot \text{grad } \phi \quad (2.1)$$

, onde:

J : corrente de neutrons

D : constante

ϕ : fluxo de neutrons

Devido à grande faixa da energia dos neutrons de fissão o método foi aplicado para diversos grupos de energia. Dividindo-se o espaço energia em um certo número de intervalos, supôs-se que a teoria de difusão monoenergética é aplicável a todos neutrons dentro de cada intervalo.

As equações básicas da teoria da difusão podem ser derivadas da teoria rigorosa de transporte, desde que a distribuição angular dos neutrons, em qualquer posição, seja dada por uma função linear do cosseno do ângulo entre a direção do neutron e o eixo do sistema. A função linear de distribuição angular (P_1) não representa bem a penetração de neutrons a grandes distâncias da fonte, desde que a componente de penetração tem um pico acentuado na direção de penetração. Este fato forçou correções dos cálculos da teoria multigrupo para penetrações profundas, como é o caso de blindagens.

Tentando superar as dificuldades da teoria da difusão, vários autores adotaram técnicas para corrigir o fluxo térmico normalizando o resultado fornecido pela teoria, através de kernels já conhecidos. Isto sempre supondo-se que a teoria multigrupo calcula corretamente a razão fluxo rápido/fluxo térmico.

Por exemplo, Haffner (4) em 1958, fazia a correção do fluxo térmico de acordo com o kernel de Albert e Welton, ou seja:

$$\phi_{th}(r) = D(E) \cdot \frac{\int g_2(E) \phi(E, r) dE}{\int g_1(E) \phi(E, r) dE} \quad (2.2)$$

onde : $g_2(E)$: resposta de um detetor usado para medir fluxo de neutrons térmicos.

$g_1(E)$: resposta de um detetor para neutrons rápidos.

$D(r)$: Kernel de Albert-Welton na posição r .

$\phi(E, r)$: fluxo na energia E calculado através da equação de difusão multigrupo no ponto r .

$\phi_{th}(r)$: fluxo térmico no ponto r .

Anderson e Shure (5) fizeram a correção utilizando um kernel para água pura, no caso de misturas água-metal:

$$\phi_{th}(r) = \frac{\phi_a^{KP}(r) \cdot \phi^{DMG}(r)}{\phi_a^{DMG}(r)} \quad (2.3)$$

, onde: $\phi_a^{KP}(r)$: fluxo térmico conhecido para água (kernel pontual).

$\phi^{DMG}(r)$: fluxo térmico multigrupo de difusão na mistura água-metal.

ϕ_a^{DMG} : fluxo térmico multigrupo na água.

A aplicação destas teorias em certos casos específicos, propiciou a obtenção de bons resultados, ficando estes na dependência do cálculo de kernels precisos, o que nem sempre é possível.

Uma outra técnica usada com algum sucesso, não modificava os resultados obtidos, mas fazia uma correção na teoria de difusão. O método calculava a densidade da primeira colisão a partir do fluxo de neutrons que não sofreram qualquer colisão (fluxo não colidido), usando-a como fonte para moderação posterior dos neutrons. A dificuldade surgida neste caso, principalmente para meios hidrogenados, é que a componente de penetração não é composta simplesmente de neutrons sem colisão. Na verdade será composta na maioria por neutrons que tiveram uma ou mais colisões das quais resultaram pequenas deflexões angulares.

Spinney, em 1957, apresentou seu método para prever a penetração destes neutrons (não suficientemente defletidos e nem com energia suficientemente reduzida), através do kernel "não colidido" :

$$\phi_r(r) = \frac{s \cdot e^{-\Sigma_r \cdot r}}{4\pi r^2}$$

(2.4)

, onde: ϕ_r : fluxo de "remoção": neutrons que sofreram a primeira colisão, a qual não modificou substancialmente sua energia e direção.

Σ_r : seção de choque de remoção

S : intensidade da fonte de neutrons

O valor de Σ_r prevê os neutrons que tiveram ligeiras colisões sendo calculado por:

$$\Sigma_r = \Sigma_t - f \cdot \Sigma_s \quad (2.5)$$

, onde : Σ_t : seção de choque total

Σ_s : seção de choque de espalhamento elástico

f : fração de colisões elásticas que podem ser desprezadas.

O valor de f deve ser estimado ou obtido experimentalmente de forma que a utilidade e a precisão do kernel somente podem ser avaliadas através de comprovação experimental.

Em princípio Spinney usou a teoria da idade de Fermi (6) para calcular a moderação subsequente dos neutrons colididos, utilizando posteriormente a teoria da difusão multigrupo (7). Esta última combinação ficou então conhecida como teoria da remoção-difusão ou método de Spinney.

Este método teve, e ainda tem, grande aplicação em projetos de blindagem de reatores, tendo sofrido através dos anos refinamentos que permitiram chegar-se a resultados cada vez mais precisos.

2.2 - Formalismo de SPINNEY

Spinney dividiu o espectro de energia dos neutrons emitidos na fissão em 18 grupos com a largura de 1 Mev (0-18Mev). Supos que todos os neutrons penetravam na blindagem inicialmente segundo um kernel da forma da equação (2.4). Os neutrons que sofressem colisões eram tratados como fonte para o cálculo da difusão multi grupo.

O valor de f foi tomado igual a $\bar{\mu}$, o cosseno médio do ângulo de espalhamento no sistema de laboratório, à exceção do hidrogênio, em cujo caso $f = 0$. Esta aproximação é inteiramente empírica, porém razoável, desde que o valor de $\bar{\mu}$ cresce com o crescimento dos picos na distribuição angular de neutrons espalhados, o que acarreta a diminuição da seção de choque de remoção quando as colisões ligeiras são mais prováveis.

Logo no caso:

$$\Sigma_r = \Sigma_t - \bar{\mu} \cdot \Sigma_s = \Sigma_a + \Sigma_{in} + \Sigma_s \cdot (1 - \bar{\mu}) \quad (2.6)$$

, onde: Σ_a : seção de choque de absorção:

Σ_{in} : seção de choque de espalhamento inelástico.

E R R A T A

PAG.	LINHA	ONDE SE LÊ	LEIA-SE
10	16	ser desprezadas	ser desprezadas
12	17	obtendo-se resultados	obtendo-se somente resultados
19	7	17x106	> 17,0E06
22	4	na interfase núcleo-blin- dagem	na interface núcleo-blin- dagem
37	16	$S_7(r) = \phi_2(r) \sum_{2,7} +$ $+ \phi_3(r) \sum_{3,7} + \dots +$ $+ \phi_6(r) \sum_{6,7} + \phi_r^7(r) \sum_{77}^*$	$S_6(r) = \phi_2(r) \sum_{2,6} +$ $+ \phi_3(r) \sum_{3,6} + \dots +$ $+ \phi_5(r) \sum_{5,6} + \phi_r^6(r) \sum_{6,6}^*$
37	17	a partir do sétimo grupo	a partir do sexto grupo
37	19	$i \geq 8$	$i \geq 7$
39	8	usadas destaca-se	usadas destacam-se
40	2	parâmetros obtidos	os parâmetros C_{ij} são ob- tidos
44	16	nº de fatores	nº de fótons
45	13	já que S	já que ΔS

Como consequência neste caso resulta que a seção de choque de remoção torna-se igual a seção de choque de transporte.

Spinney calculou os valores de Σ_r para cada grupo de energia usando resultados de Feshbach e Weisskopf (16), que calcularam a razão da seção de choque de transporte pela seção de choque total em função do peso atômico e energia, a partir de modelos teóricos do núcleo.

Para a obtenção do fluxo através da blindagem, em cada um dos grupos de energia, integrou-se o kernel do fluxo de remoção sobre a distribuição das fontes de fissão no núcleo do reator.

Foram considerados 5 grupos de difusão, sendo o último o térmico e o limite superior da energia do primeiro grupo 2 Mev (valor médio da energia da fonte de neutrons de remoção na blindagem).

Tôdas as fontes de neutrons devidas ao fluxo de remoção eram alimentadas no grupo de difusão de energia mais alta.

O método foi aplicado para reatores moderados a grafita com blindagem de concreto, obtendo-se resultados razoáveis da distribuição de neutrons de baixa energia. Isto deve-se ao fato de que Spinney não previu os neutrons que sofrem remoções acima de 2 Mev. A transferência imediata dos grupos de remoção de alta energia para o primeiro grupo de difusão acarreta uma subestimação do fluxo de neutrons em materiais como a água, ou seja, quando a quantidade de hidrogênio é alta. ©

Visando a correções nas falhas citadas desenvolveram-se gradativamente modificações básicas (aplicadas nos códigos RASHE, MAC e NRN) que descreveremos a seguir.

Estas modificações foram realizadas principalmente nos seguintes itens:

- a. Definição da seção de choque de remoção;
- b. Acoplamento dos grupos de remoção e difusão;
- c. Modelo de moderação;
- d. Esquema dos grupos de energia.

2.3 - Aperfeiçoamentos da Teoria de Remoção-Difusão

2.3.1 - Desenvolvimento RASHE (8)

Neste método a principal modificação foi a extensão do limite superior dos grupos de difusão acima de 2 Mev, com a possibilidade de ter-se fontes, devido a colisão de remoção, em qualquer dos grupos.

O esquema de grupos de energia, assim como as ligações remoção-difusão, são apresentadas na figura (2.1). Observe-se que a transferência de cada grupo de remoção se faz somente para um grupo específico de difusão e a transferência dos grupos de difusão são realizadas somente para o próximo grupo adjacente.

Desta forma o espectro de neutrons que sofrem remoção é considerado em maior detalhe do que no método original, pois considera-se o espectro de neutrons rápidos, além de permitir que se tenha as colisões em alta energia. Acima de 8 Mev os neutrons são tratados aproximadamente, porém, neutrons de difusão nestas energias não são muito importantes para a maioria dos projetos de blindagem.

2.3.2 - Desenvolvimento MAC (9)

Neste caso tornou-se a modificar o esquema de grupos de energia e a transferência entre grupos, como mostrados na figura (2.2). Cada grupo de remoção é adicionado a um determinado grupo de difusão. O espalhamento de neutrons em cada grupo de difusão pode fazer-se para mais de um dos demais grupos.

O espectro de energia de difusão tem como limite superior 10 Mev, o que permite considerar-se com detalhe o espectro de neutrons rápidos.

O método difere do original na forma pela qual os neutrons de remoção são introduzidos nos grupos de difusão. Do segundo ao quinto grupo adiciona-se os fluxos de difusão e remoção, sendo que

Este fluxo total servirá de fonte para grupos de energia mais baixa. Do sexto grupo em diante há somente a contribuição dos neutrons de difusão.

Outra modificação considerada é a introdução do esquema de moderação, a qual permite aos neutrons que sofreram espalhamento inelástico ou foram espalhados pelo hidrogênio, tornarem-se fontes de neutrons nos grupos adequados para sua nova energia. As transferências devido a estas iterações não são restritas ao grupo imediatamente abaixo daquele que a colisão ocorreu, como no caso do RASHE.

2.3.3 - Desenvolvimento NRN (11)

Neste método, os neutrons de difusão foram também estendidos para neutrons rápidos como vemos no esquema de grupos de energia mostrado na figura (2.3), onde a transferência de cada grupo de difusão pode ser feita para todos os grupos de energia inferior.

Porém a modificação principal que faz o método diferente dos dois últimos, é a maneira como o fluxo de remoção é introduzido nos cálculos. A fonte para o $i^{\text{ésimo}}$ grupo de difusão, devida a colisões de remoção, é definida por:

$$S_i = \sum_j C_{ji} \cdot \phi_{rj} \quad (2.7)$$

, onde: ϕ_{rj} : fluxo de remoção do grupo de remoção j

C_{ji} : probabilidade de espalhamento do $j^{\text{ésimo}}$ fluxo de remoção para o $i^{\text{ésimo}}$ grupo de difusão.

O método NRN abandona as seções de choque do método original do Spinney. Tais seções são obtidas em função da energia, definindo um ângulo de espalhamento Θ_r , acima do qual um espalhamento elástico é considerado uma colisão de remoção. Desta forma o parâmetro f (frações das colisões que não podem ser consideradas remoção)

é dada por:

$$f = \frac{\int_0^{\theta_r} \sigma(\theta) \cdot \text{sen} \theta \cdot d\theta}{\int_0^{\pi} \sigma(\theta) \cdot \text{sen} \theta \cdot d\theta}$$

(2.8)

, onde: $\sigma(\theta)$: seção de choque de espalhamento elástico para o ângulo sólido θ (ângulo entre a direção incidente e a nova direção do neutron espalhado), no sistema de centro de massa.

Define-se $\mu_r = \cos \theta$, sendo este parâmetro determinado comparando-se valores calculados e obtidos experimentalmente.

A prática atual recomenda os seguintes valores:

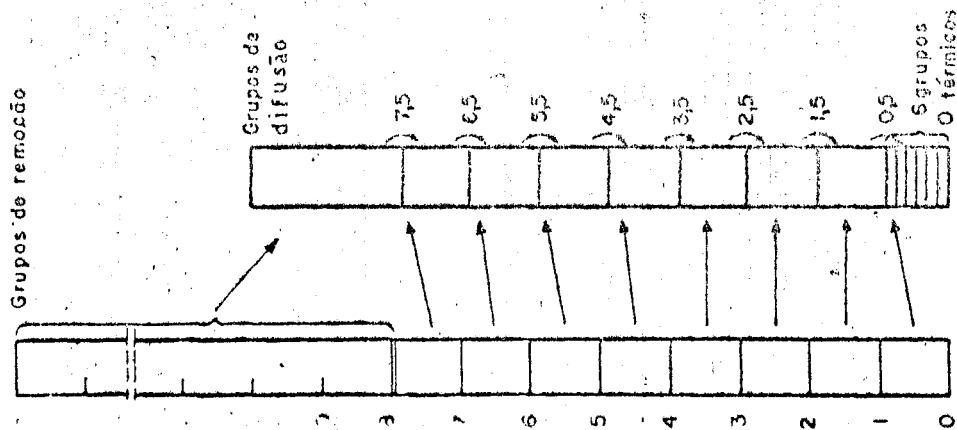
$$\mu_r = 0,6 \quad \text{para materiais diferentes do hidrogênio}$$

$$\mu_r = 0,45 \quad \text{para o hidrogênio}$$

Com a definição de μ_r é possível calcular valores de seção de choque de remoção a partir da seção de choque total e a de espalhamento elástico, obtidas experimentalmente em função do ângulo de espalhamento. ©

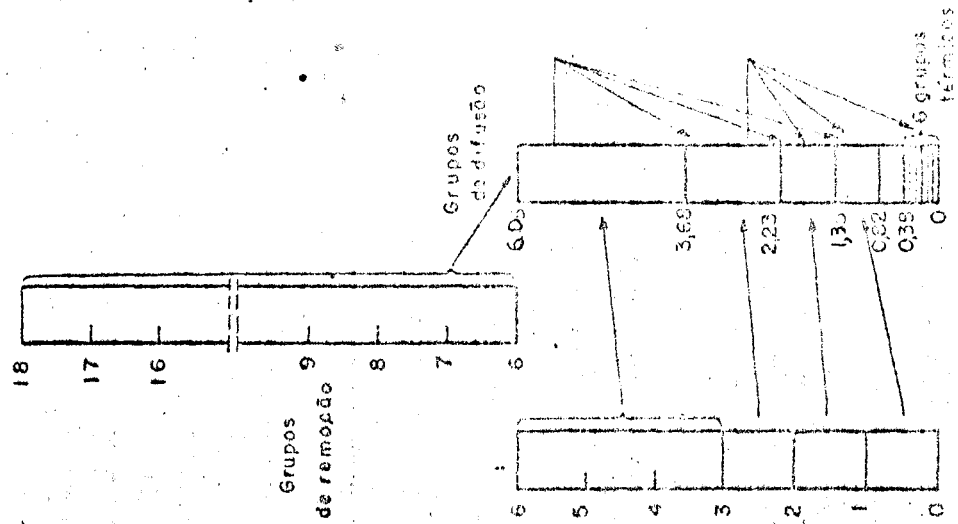
Neste aspecto é de se esperar que o método seja mais preciso que os demais, porém, a determinação do parâmetro θ_r de forma que se tenha precisão no cálculo de fluxos absolutos e taxas de atenuação não é simples, o que em parte desfaz as vantagens do método sobre os demais.

COMPARAÇÃO DE ESQUEMAS DOS GRUPOS DE ENERGIA
 NOS DIVERSOS DESENVOLVIMENTOS DA TEORIA REMOÇÃO-DIFUSÃO



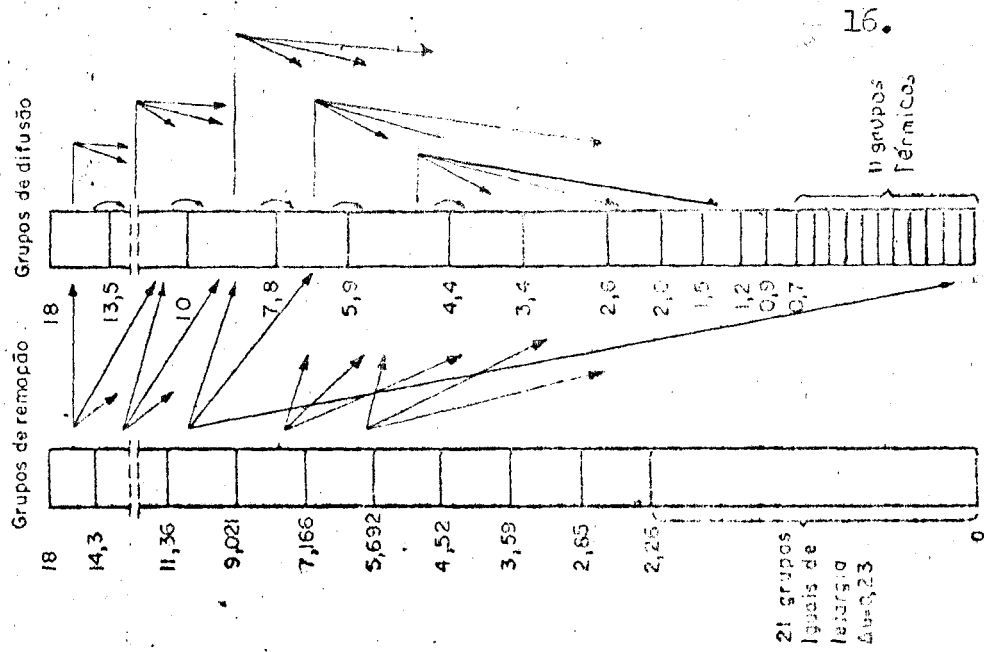
RASH E

FIG. 2.1



MAC-RAD

FIG. 2.2



N. R. N.

FIG. 2.3

3. Métodos Utilizados

3.1 - Definição dos métodos

Devido aos bons resultados obtidos com a sua aplicação a casos reais e, ainda, à disponibilidade de uma biblioteca de seções de choque, optou-se pelo desenvolvimento de um código que usasse, para o cálculo do espectro de neutrons, a teoria da remoção-difusão multigrupo. Utilizou-se um esquema de grupos de energias e transferências entre grupos semelhantes ao código MAC (9).

Para o cálculo do fluxo gama, optou-se pelo método multigrupo de integração de kernels, com correções, devido ao espalhamento através de coeficientes adequados ("build-up").

Apresentamos, à seguir, descrição detalhada dos métodos utilizados, assim como os resultados a que se pode chegar através da aplicação dos mesmos.

3.2 - Definição da Blindagem

O programa realizado calcula o fluxo de neutrons e gamas através de camadas de blindagem, que se supõe constituir de placas homogêneas de espessura arbitrária. As duas primeiras placas corresponderão à região do núcleo e deverão conter materiais fissionáveis, não necessariamente os mesmos.

Para as dimensões usuais de reatores de potência, a aproximação de placas pode ser aplicada no caso de geometria cilíndrica e mesmo esférica. Em casos especiais onde a aproximação não se aplica (reatores de pequeno porte) ainda será possível a aplicação do método, desde que se adote correções adequadas.

Foderemos ter até um máximo de 7 tipos diferentes de camadas de blindagem, sendo que cada uma delas poderá constituir-se de até 9 materiais diferentes.

3.3 - Estrutura dos Grupos de Energia

3.3.1 - Espectro de Neutrons

Adotou-se a estrutura de grupos de energia para neutrons de remoção e difusão semelhante a utilizada no código MAC, mostrada na figura (2.2) e discriminada na tabela (3.1).

O espaço energia entre 0,5 e 18 Mev foi dividido em 19 grupos de remoção, com espaçamentos idênticos. O cálculo de neutrons de difusão é realizado para 31 grupos de energia de 0 a 10 Mev.

O número de grupos e o respectivo intervalo de energia foi escolhido levando-se em conta principalmente:

- a. O comprimento de moderação dos neutrons de cada grupo deverá ser menor do que o comprimento de relaxação do componente de penetração, representado pelo fluxo de remoção;
- b. Os intervalos de energia dos grupos devem ser estreitos suficientes de forma que a dependência das seções de choque do grupo com o espectro no intervalo seja desprezível;
- c. Os intervalos na região de alta energia deverão ter le ^o turgia menor, pois:
 1. esta é a região mais importante do espectro.
 2. o fluxo de neutrons nesta região representa geralmente a componente de maior penetração.
 3. a presença de espalhamento inelástico implica em tratamento detalhado de matrizes de transferência.

Estrutura dos Grupos de Neutrons de Remoção e Difusão (9)

GRUPO DE DIFUSÃO		GRUPO DE REMOÇÃO		
i	Intervalo de Energias (ev)	K	Intervalo de Energias (ev)	Energia Média do Intervalo (ev)
1	10,0E06—6,065E06	1	17x10 ⁶	17,5E06
		2	17,0E06—16,0E06	16,5E06
		3	16,0E06—15,0E06	15,5E06
		4	15,0E06—14,0E06	14,5E06
		5	14,0E06—13,0E06	13,5E06
		6	13,0E06—12,0E06	12,5E06
		7	12,0E06—11,0E06	11,5E06
		8	11,0E06—10,0E06	10,5E06
		9	10,0E06—9,0E06	9,5E06
		10	9,0E06—8,0E06	8,5E06
		11	8,0E06—7,0E06	7,5E06
		12	7,0E06—6,0E06	6,5E06
2	6,065E06—3,679E06	13	6,0E06—5,0E06	5,5E06
		14	5,0E06—4,0E06	4,5E06
		15	4,0E06—3,0E06	3,5E06
3	3,679E06—2,231E06	16	3,0E06—2,0E06	2,5E06
4	2,231E06—1,353E06	17	2,0E06—1,0E06	1,5E06
5	1,353E06—3,876E05	18	1,0E06—0,0E00	0,5E06
6	3,876E05—1,830E05			
7	1,830E05—6,733E04			
8	6,733E04—2,600E04			
9	2,600E04—2,000E04			
10	2,000E04—9,118E03			
11	9,118E03—3,355E03			
12	3,355E03—1,234E03			
13	1,234E03—4,540E02			
14	4,540E02—3,199E02			
15	3,199E02—2,255E02			
16	2,255E02—1,120E02			
17	1,120E02—6,147E01			
18	6,147E01—3,374E01			
19	3,374E01—1,515E01			
20	1,515E01—1,016E01			
21	1,016E01—4,565E01			
22	4,565E01—1,375E00			
23	1,375E00—9,214E ⁻¹			
24	9,214E ⁻¹ —6,716E ⁻¹			
25	6,716E ⁻¹ —4,140E ⁻¹			
26	4,140E ⁻¹ —2,775E ⁻¹			
27	2,775E ⁻¹ —1,860E ⁻¹			
28	1,860E ⁻¹ —1,247E ⁻¹			
29	1,247E ⁻¹ —7,595E ⁻²			
30	7,595E ⁻² —0,000E00			
31				

Obs.: 1,860E-1 = 1,860 · 10⁻¹

3.3.2 - Espectro de Gamas

O código realizado para o cálculo de fluxo de raios gamas através das camadas de blindagem utiliza uma biblioteca de dados para 7 grupos de energia. Os esquemas dos grupos de energia são apresentados na tabela (3.2).

Tabela (3.2)

Estrutura dos grupos para Raios Gama

GRUPO DE RAIOS GAMA	INTERVALO DE ENERGIA MEV
1	10,0 - 8,5
2	8,5 - 7,0
3	7,0 - 5,0
4	5,0 - 3,0
5	3,0 - 2,0
6	2,0 - 1,0
7	1,0 - 0,0

4. Cálculo do Fluxo de Neutrons

Em um ponto qualquer da blindagem o fluxo de neutrons, para um certo grupo de energia, será a soma de duas partes. A primeira resulta de neutrons de fissão, gerados no núcleo do reator, com a energia do grupo e que chegaram ao ponto considerado sem colisões que reduzissem consideravelmente sua energia e direção (fluxo de remoção). A segunda parte constitui-se de neutrons produzidos no núcleo do reator que chegaram ao ponto considerado, com a energia do grupo, por moderação (fluxo de difusão).

4.1 - Fluxo de Remoção

O cálculo do fluxo de remoção nas camadas de blindagem é baseado nas seguintes hipóteses:

a. as primeiras duas regiões (pertencentes ao núcleo do reator) são consideradas conjuntamente como uma região que se estende de $x = 0$ (nos limites do núcleo-blindagem) a infinito na direção de x (ver figura 4.1). Isto quer dizer que a dimensão do núcleo deverá ser infinita em relação ao caminho livre médio para neutrons rápidos.

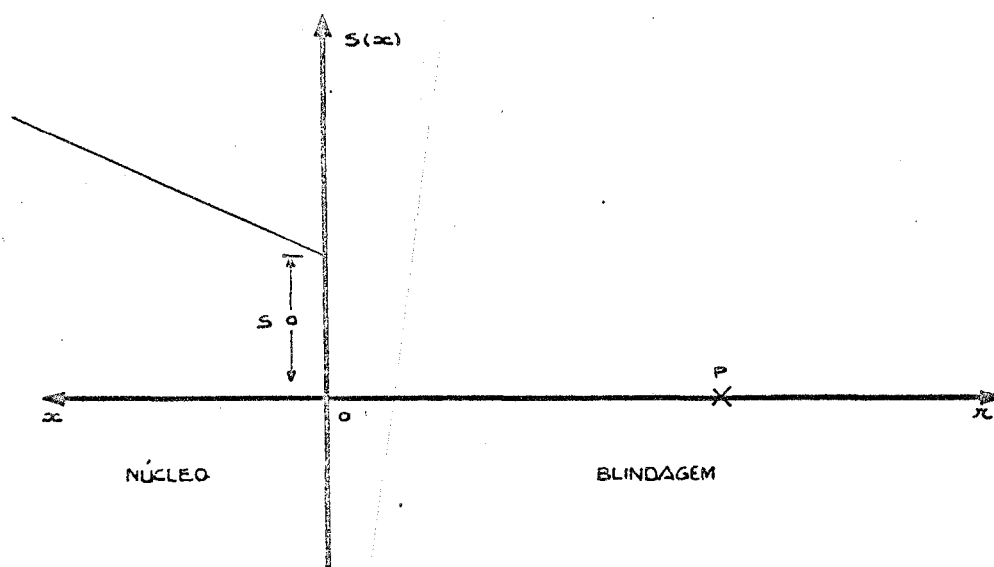


Fig. (4.1)

b. a densidade de fissão dentro do núcleo é uma função linear de x , ou seja:

$$S(x) = S_0 (1 + C \cdot x) \quad (4.1)$$

, onde: S_0 : densidade de fissão na interfase núcleo-blindagem.

C : inclinação média da densidade de fissão no núcleo.

Em um ponto P qualquer da blindagem a contribuição para o fluxo de remoção, devido a um elemento diferencial de volume dV em torno de um ponto fonte Q (fonte isotrópica), será dada por:

$$d\phi_r(P) = \frac{S(Q) \cdot K(P,Q)}{4\pi \overline{PQ}^2} \quad (4.2)$$

, onde: $S(Q)$: intensidade de fonte no ponto Q.

$$K(P,Q) = e^{-\left[\int_{\overline{PQ}} \Sigma_r(s) ds \right]} \quad (4.3)$$

O fluxo de remoção total em um ponto r da blindagem, para o grupo de energia K, será o resultado da integração da equação (4.2) sobre toda a fonte volumétrica, obtendo-se a seguinte fórmula:

$$\phi_r(k,r) = \frac{1}{2} \nu S_0 F(k) \int_0^{\infty} (1 + Cx) E_1 \left[b_1(k) + \Sigma_r(1,k)x \right] dx \quad (4.4)$$

, onde: ν : número de neutrons emitidos por fissão

S_0 : número de fissões/cm³seg no ponto $r = 0$ (interfície núcleo-blindagem)

$F(K)$: fração de neutrons de fissão emitidos com energia correspondente ao grupo de remoção K .

$bl(K)$: caminho ótico entre o ponto r e o ponto origem $r = 0$

$\Sigma_r(1, K)$: seção de choque de remoção do núcleo, na energia correspondente ao grupo K .

$E_n [y]$: integral exponencial do grau n para o argumento y . (12)

Devido à hipótese a., acima, é possível estender o limite da integral a infinito. Resolvendo a integral da equação (4.4) obtém-se:

$$\phi_r(k, r) = \frac{v S_0}{2} \cdot \frac{F(k)}{\Sigma_r^2(1, k)} \left\{ \Sigma_r(1, k) \cdot E_2 [b_1(k)] + c E_3 [b_1(k)] \right\} \quad (4.4a)$$

A subdivisão do espectro de fissão em 18 grupos permite o cálculo detalhado da distribuição do fluxo de remoção.

Quando a um grupo de difusão corresponder mais de um grupo de remoção, o fluxo de remoção total será a soma de todos os correspondentes ao grupo de difusão, conforme pode ser observado na tabela (3.1). Ao grupo de difusão 1 corresponderão os grupos de remoção 1 a 12, ao grupo 2 de difusão corresponderão os grupos 13, 14, 15 de remoção e assim por diante.

4.2 - Fluxo de Difusão

A contribuição para fluxo em um ponto qualquer da blindagem, devido a neutrons que sofreram colisões de espalhamento, é calculada utilizando-se a equação da difusão.

A equação é resolvida somente na região de blindagem, supondo-se sempre a inexistência de fontes altamente absorvedoras e vazios.

Para cada grupo de energia, à exceção do primeiro, deverá ser resolvida uma equação da forma:

$$D \left[\phi''(r) + \frac{P}{r} \phi'(r) \right] - \Sigma \cdot \phi(r) + S(r) = 0 \quad (4.5)$$

Esta equação será resolvida pelo método de fatorização que descreveremos abaixo:

Em (4.5), para cada grupo de neutrons de energia E , e em cada região correspondente ao ponto r , temos:

D - coeficiente de difusão

$$\Sigma = \Sigma_t + D B^2 \quad (4.6)$$

, onde: B^2 : "buckling" que levará em conta as fugas transversais.

Σ_t : seção de choque macroscópica total que retira os neutrons do grupo da energia E .

P : índice de geometria, cujos valores são:

= 2 geometria esférica

= 1 geometria cilíndrica

= 0 geometria plana

No nosso caso teremos sempre $P = 0$, já que supomos que as camadas de blindagem se constituirão de placas.

$S(r)$ - fonte de neutrons

4.2.1 - Fatorização de equação de Difusão

A equação de difusão (4.5) pode ser escrita como:

$$D\phi''(r) + \frac{P}{r} D\phi'(r) - \Sigma\phi(r) + S(r) = 0 \quad (4.7)$$

Procuramos as funções $U(r)$ e $V(r)$ que satisfaçam à equação:

$$D\phi'(r) + U(r)\phi(r) + V(r) = 0 \quad (4.8)$$

Sendo $\phi(r)$ a solução de equação (4.7).

Derivando (4.8) obtemos:

$$D\phi'' + U\phi' + U'\phi + V' = 0 \quad (4.9)$$

De (4.8) retiramos:

$$\phi' = -\frac{V}{D} - \frac{U\phi}{D} \quad (4.9a)$$

que substituída em (4.9) nos dá :

$$D\phi'' = \phi\left(\frac{U^2}{D} - U'\right) - V' + \frac{UV}{D} \quad (4.10)$$

Substituindo (4.10) e (4.9) em (4.7) obtém-se:

$$\phi \left(\frac{U^2}{D} - U' - \frac{P \cdot U}{R} - \Sigma \right) + \frac{UV}{D} - V' - \frac{P \cdot V}{R} + S = 0 \quad (4.11)$$

A fim de que a identidade acima prevaleça devemos ter:

$$\frac{U^2}{D} - U' - \frac{P \cdot U}{R} - \Sigma = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{UV}{D} - V' - \frac{P \cdot V}{R} + S = 0 \quad (4.13)$$

as quais permitirão obter U e V.

Desta forma, substituímos a equação diferencial linear de segunda ordem (4.7) pelo sistema de três equações diferenciais de primeira ordem:

$$U' = \frac{U^2}{D} - \frac{P \cdot U}{R} - \Sigma \quad (4.14)$$

$$V' = V \left(\frac{U}{D} - \frac{P}{R} \right) + S \quad (4.15)$$

$$\Delta \phi' + \phi \cdot \rho + V = 0$$

$$(4.16)$$

Este sistema é muito mais simples de ser resolvido, já que U poderá ser obtido de (4.14) facilmente por método clássico. Uma vez obtido U leva-se em (4.15) o que permite calcular-se V facilmente. De posse de U e V estes serão levados em (4.16) que nos dará o valor do fluxo $\phi(r)$.

As condições de continuidade para fluxo e corrente são facilmente satisfeitas, impondo continuidade às funções U, V e ϕ como se pode ver em (4.16).

As condições de contorno de fluxo poderão ser facilmente convertidas em condições de contorno para as funções U e V, já que se pode colocá-las sob uma forma geral, formalmente semelhante a (4.16) (ver item 4.2.2).

4.2.2 - Condições de Contorno

Para se determinar a solução da equação (4.5), para cada grupo de neutrons, impõe-se as condições de contorno sob a forma:

$$\text{na fronteira interna:} \quad a_0 D\phi' + a_1 \phi + a_2 = 0 \quad (4.17)$$

$$\text{na fronteira externa:} \quad b_0 D\phi' + b_1 \phi + b_2 = 0 \quad (4.18) \textcircled{c}$$

Para cada caso particular deve-se dar os coeficientes a e b. Estas condições são facilmente transformadas em condições de contorno para U e V já que (4.17) e (4.18) são formalmente similares a (4.16).

4.2.2.1 - Fronteira Exterior

As condições acima serão satisfeitas se, na fronteira externa da blindagem, prevalecerem as igualdades:

$$U(R_e) = \frac{b_1}{b_0} \quad (4.19)$$

$$V(R_e) = \frac{b_2}{b_0} \quad (4.20)$$

, onde: R_e : dimensão externa da blindagem

Para cada caso particular fixa-se os valores de b_1 e b_2 . O valor de b_0 deverá ser sempre igual a 1 para se ter valores finitos de U e V (Eqs. 4.19 e 4.20).

Poderemos ter os casos:

a. corrente nula $J = \frac{\phi}{4} + \frac{D\phi'}{2} = 0$

o que corresponde a: $b_0 = 1$

$$b_1 = 0,5$$

$$b_2 = 0$$

b. Distância de extrapolação linear:

$$d = - \frac{\phi}{\phi'}$$

o que corresponde a: $b_0 = 1$

$$b_1 = D/d$$

$$b_2 = 0$$

4.2.2.2 - Fronteira Interior

Poderemos ter, sendo R_i a dimensão interna da blindagem, os casos:

a. Valor do fluxo fixado $\phi(R_i) = \phi_0$,

teremos: $a_0 = 0$

$$a_1 = -1$$

$$a_2 = \phi_0$$

b. Derivada do fluxo nula: $\phi'(R_i) = 0$,

teremos: $a_0 = 1$

$$a_1 = 0$$

$$a_2 = 0$$

c. Valor fixo da corrente: $D\phi'(R_i) = J_0$,

teremos: $a_0 = 1$

$$a_1 = 0$$

$$a_2 = J_0$$

Com os valores dos coeficientes a e b determina-se o valor das funções U e V na fronteira externa, o que permitirá calculá-las através de tôdas as camadas (de fora para dentro). Consegue-se assim determinar U(R_i) e V(R_i) valores na fronteira interna, que levados em (4.18) e (4.16) permitem obter:

$$\phi(R_i) = \frac{a_2 - a_0 V(R_i)}{a_0 U(R_i) - a_1} \quad (4.21)$$

Este valor será a condição inicial que permitirá a integração de (4.16), a qual nos dará o valor do fluxo

4.2.3 - Solução do sistema de equações diferenciais (4.14), (4.15), (4.16)

$$\text{Seja } t = Kr \text{ onde } K = \sqrt{\frac{\Sigma}{D}} > 0 \quad (4.22)$$

e adotemos a convenção:

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{igualmente para U e V}).$$

Desta forma (4.14) se transforma em:

$$\dot{U} = \frac{U^2}{kD} - \frac{PU}{t} - kD \quad (4.23)$$

, (4.15) em:

$$\dot{V} = V \left(\frac{U}{kD} - \frac{P}{t} \right) + \frac{S}{k} \quad (4.24)$$

e (4.16) em:

$$kD \dot{\phi} + U\phi + V = 0 \quad (4.25)$$

Pode-se transformar (4.23) (eq. de Ricatti) em uma equação de 2ª ordem fazendo-se:

$$U = -kD \frac{\dot{m}(t)}{m(t)} \quad m(t) \neq 0 \quad (4.26)$$

que levada em (4.23) nos dá:

$$\ddot{m} + \frac{P}{t} m - M = 0 \quad (4.27)$$

Cuja solução é conhecida para qualquer dimensão.

Como estamos interessados somente no quociente \dot{n}/n podemos escrever (desprezando os coeficientes a se determinar com as condições de contorno), e para o nosso caso de geometria plana ($P=0$):

$$m(t) = B e^t + e^{-t} \quad (4.28)$$

Consideremos a blindagem constituída de N regiões de raio exterior r_j ($j=1$ a N) e seja:

$$t_{j,1} = K_j \cdot r_{j-1}$$

$$t_{j,2} = K_j \cdot r_j$$

(ver figura 4.2)

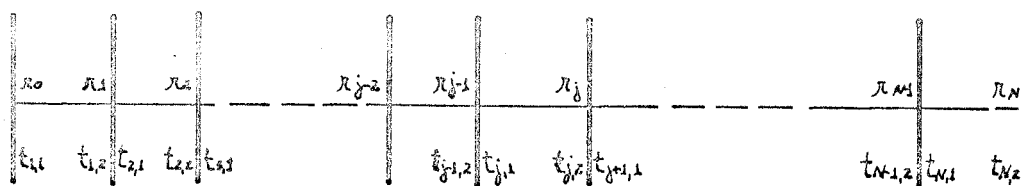


Fig. (4.2)

Seja UN a condição de contorno em r_N :

(4.29)

A equação (4.26) no ponto $t_{N,2}$ dará:

$$-\frac{U_N}{K_N D_N} = \frac{\dot{m}(t_{N,2})}{m(t_{N,2})} \quad (4.30)$$

que permitirá determinar o coeficiente B da equação (4.28).
Obtem-se:

$$B = \frac{-U_N + K_N D_N}{e^{2t_{N,2}} (U_N + K_N D_N)} \quad (4.31)$$

Uma vez determinado $n(t)$ e $U(t)$ na última região, através das equações (4.28) e (4.26), calcula-se $U(t_{N,1})$ na fronteira à esquerda da região N e desde que U tem que ser contínua:

$$U(t_{N-1,2}) = U(t_{N,1}) \quad (4.32)$$

Desta forma pode-se calcular os novos B que permitirão calcular-se $n(t)$ e $U(t)$ na (N-1)^{ésima} região. ©

Continuando-se o processo, calcula-se $n(t)$ para todas as camadas de blindagem.

Usando agora (4.26), as equações (4.24) e (4.23) transformam-se em:

$$\dot{V} = -V \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{P}{t} \right) + \frac{S}{K} \quad (4.33)$$

$$\dot{\phi} = \phi \frac{\dot{n}}{n} - \frac{V}{kD} \quad (4.34)$$

Sendo V_N valor de $V(t)$ na fronteira exterior:

$$V(t_{N,2}) = V_N \quad (4.35)$$

A solução da equação diferencial de 1ª ordem (4.33) será:

$$V(t) = \frac{1}{n} \left[V_N n(t_{N,2}) - \frac{1}{k_N} \int_t^{t_{N,2}} S(x) n(x) dx \right] \quad (4.36)$$

Da mesma forma é possível calcular $V(t)$ para tôdas as camadas de blindagem, já que deveremos ter:

$$V(t_{j,1}) = V(t_{j-1,2}) \quad (4.37) \quad \textcircled{c}$$

A solução de (4.34) será:

$$\phi(t) = n(t) \left[-\frac{1}{k_1 D_1} \int_{t_{1,1}}^t \frac{V(x)}{n(x)} dx + \frac{\phi_1}{n(t_{1,1})} \right] \quad (4.38)$$

onde $\phi_1 = \phi(t_{1,1})$ valor inicial para o fluxo.

O valor inicial para a segunda camada será:

$$\phi_2 = \phi(t_{2,1}) = \phi(t_{1,2}) \quad (4.39)$$

O que poderá ser feito para tôdas as camadas, já que se tem os valores de $V(x)$ e $n(x)$ já calculados nestas camadas.

As integrais que aparecem nas equações (4.36) e (4.38) serão tratadas numericamente. Como resultado pode-se chegar à mesma precisão de que com outro método (por exemplo diferenças finitas), utilizando um intervalo de integração maior e conseqüentemente um menor tempo de máquina.

Todo o raciocínio acima é válido se prevalecerem as hipóteses:

- a) $K > 0$ - satisfeita para todos os meios, exceto o vácuo, que exige tratamento especial.
- b) $t > 0$ - quando $P > 0$ - para geometrias esféricas e cilíndricas a origem r_0 da blindagem deverá ser positiva.
- c) $n(t) \neq 0$ - satisfeita em todos os casos, já que é fácil ver que $n(t)$ é a solução (a menos de um fator de proporcionalidade) da equação de difusão homogênea, satisfazendo a condição de contorno:

$b_1 D n'(r) + b_2 n(r) = 0$ em $r = R$. $n(t)$ nunca será nula se b_1/b_2 for positiva, o que é verdade para o limite externo da blindagem.

4.3 - Fontes para a Equação de Difusão

O acoplamento dos neutrons de remoção nas equações de difusão, através do termo de fonte, é um fator importante do modelo de remoção difusão, já que se deseja obter uma boa aproximação do espectro de neutrons a partir de uma descrição simples da realidade física.

A moderação de neutrons é levada em conta através de uma matriz de transferência adequada, que será usada indiferentemente para neutrons de remoção e difusão, mesmo apesar de que os respectivos espectros sejam diferentes. Este fato não afetará os resultados devido aos intervalos estreitos de energia, adotados para os grupos de energia.

Usaremos a notação abaixo, referente ao $i^{\text{ésimo}}$ grupo de energia:

$\phi_r^i(r)$: fluxo de remoção no ponto r da blindagem;

$C_r^i(r)$: densidade de colisões de remoção;

Σ_a^i : seção de choque macroscópica de absorção;

Σ_{ij} : seção de choque macroscópica total de transferência do $i^{\text{ésimo}}$ para $j^{\text{ésimo}}$ grupo. ©

Dos neutrons de remoção do $i^{\text{ésimo}}$ grupo, por unidade de volume e tempo, em um ponto r , teremos:

$\phi_r^i(r) \cdot \Sigma_a^i$ neutrons absorvidos

$\phi_r^i(r) \cdot \Sigma_{ii}$ neutrons entram no próprio grupo como neutrons de difusão.

$\phi_r^i(r) \cdot \Sigma_{ij}$ neutrons passam para o $j^{\text{ésimo}}$ grupo ($j > i$)

$C_r^i(r) = \phi_r^i(r) \cdot \Sigma_r^i$ neutrons são removidos do grupo i .

Para que prevaleça o balanço de neutrons deveríamos ter:

$$C_r^i(n) = \phi_r^i(n) \Sigma_a^i + \phi_r^i(n) \Sigma_{ii} + \phi_r^i(n) \Sigma_{ij} \quad (4.40)$$

Na verdade conclui-se que este balanço não prevalecerá devido principalmente, a dois fatos:

- a. as seções de choque de transferência são calculados a partir de seções de choque básicas que levam em conta (através de Σ_{ii}) os neutrons espalhados que não tiveram sua energia e direção significativamente alteradas;
- b. as seções de choque de remoção são obtidas normalmente numa base inteiramente empírica.

A fim de ser coerente com o modelo adotado calcula-se um novo conjunto de termos diagonais Σ_{ii}^* da matriz de transferência, impondo desta forma o balanço de neutrons:

$$\Sigma_r^i = \Sigma_a^i + \Sigma_{ii}^* + \Sigma_{i,i+1} + \Sigma_{i,i+2} + \dots \quad (4.41)$$

O que permite que se obtenha:

$$\Sigma_{ii}^* = \Sigma_r^i - (\Sigma_a^i + \Sigma_{i,i+1} + \Sigma_{i,i+2} + \dots) \quad (4.42)$$

Agora pode-se calcular o termo de fonte, para cada grupo de energia, necessário ao cálculo da equação de difusão, desde que se adote as hipóteses:

- a. No primeiro grupo há somente neutrons de remoção;
- b. Estes neutrons somente podem espalhar-se para o segundo grupo;

O termo fonte para o segundo grupo será pois:

$$S_2(r) = C_r^1(r) - \sum_a^1 \cdot \phi_r^1(r) + \phi_r^2(r) \sum_{22}^* \quad (4.43)$$

A solução da equação de difusão correspondente nos dá $\phi_d^2(r)$.
O fluxo total será dado por:

$$\phi_2(r) = \phi_d^2(r) + \phi_r^2(r) \quad (4.44)$$

Para os demais grupos tem-se:

$$S_3(r) = \phi_2(r) \sum_{2,3} + \phi_r^3(r) \sum_{33}^* \quad (4.45)$$

$$S_4(r) = \phi_2(r) \sum_{2,4} + \phi_3(r) \sum_{3,4} + \phi_r^4(r) \sum_{44}^* \quad (4.46)$$

⋮

$$S_7(r) = \phi_2(r) \sum_{2,7} + \phi_3(r) \sum_{3,7} + \dots + \phi_6(r) \sum_{6,7} + \phi_r^7(r) \sum_{77}^* \quad (4.47)$$

A partir do sétimo grupo não se tem mais o fluxo de remoção:

$$S_i(r) = \phi_2(r) \sum_{2,i} + \phi_3(r) \sum_{3,i} + \dots + \phi_{i-1}(r) \sum_{i-1,i} \quad (4.48)$$

$i \geq 8$

5 - Fluxo de Raios Gama

Calcula-se o fluxo de raios gama através das camadas da blindagem, para sete grupos de energia, adotando-se o método de integração de kerneis. Os resultados são corrigidos, para levar em conta espalhamentos, através do fator de acumulação ("build-up").

5.1 - Fator de Acumulação ("build-up")

As fórmulas para cálculo da atenuação de raios gama não prevêem o seu espalhamento, sendo necessário fazer-se correções. Desta forma define-se o fator de acumulação como o quociente do fluxo total (resposta de um detetor colocado no ponto considerado) para o fluxo de gamas sem colisão (valor fornecido pela fórmula teórica). Uma vez determinado este fator poder-se-á fazer as correções dos valores teóricos a que chegarmos com a utilização das fórmulas de integração de kerneis.

A principal vantagem da aplicação da correção sob esta forma é que o fator de acumulação varia pouco em relação a variações das distâncias de atenuação, energia dos raios gama e materiais do meio de penetração. Este fato permite que se possa fazer interpolações, para obter o valor do fator a partir de um certo número limitado de dados para alguns casos específicos.

O fator normalmente já é encontrado tabelado para diversos tipos de fontes simples monoenergéticas e para meios homogêneos de composição química simples.

Normalmente estes dados são tabelados em função do tipo da resposta do instrumento de medida. Se estes tipos são intimamente relacionados, como é o caso de fluência de energia, exposição e doses absorvidas, os fatores correspondentes terão valores bem próximos.

Os fatores utilizados no programa correspondem a fontes pontuais em meio infinito. Estes dados foram calculados inicialmente por Goldstein e Wilkins (13) e são valores com precisão da ordem de 5 a 10%.

Várias tentativas foram feitas para expressar estes dados sob uma forma analítica, o que permite que se tenha:

- a. condensação de dados numéricos;
- b. diminuição do trabalho de interpolação para valores intermediários;
- c. uma maneira de trabalhar analiticamente com os fatores em fórmulas matemáticas.

Entre as fórmulas mais usadas destaca-se:

1 - Fórmula Linear:

$$B(\mu r) = 1 + k(\mu r) \quad (5.1)$$

válida para distâncias limitadas (da ordem do caminho livre médio). O valor de k é obtido dos dados utilizando-se a fórmula:

$$k = B(1) - 1 \quad (5.2)$$

2 - Fórmula de Berger: ©

$$B(\mu r) = 1 + \alpha \mu r e^{b \mu r} \quad (5.3)$$

onde os parâmetros α e b são obtidos através de ajustes com os dados de Goldstein e Wilkins (14) até o comprimento de penetração de cerca de 10 caminhos livre médio.

3 - Fórmula de Capo: :

$$B(\mu r) = \sum_{i=0}^3 \beta_i (\mu r)^i \quad (5.4)$$

onde:

$$\beta_i = \sum_{\delta=0}^4 C_{i\delta} \left(\frac{1}{E}\right)^\delta \quad (5.5)$$

parâmetros obtidos igualmente com ajustes aos dados de Goldstein e Wilkins, porém no caso válido até a distância de 20 caminhos livre médio (15).

4 - Fórmula de Taylor (16):

$$B(\mu r) = A_1 \cdot e^{-\alpha_1 \mu r} + (1-A_1) \cdot e^{-\alpha_2 \mu r} \quad (5.6)$$

fórmula bastante usada, apesar de que para alguns casos, por exemplo para a água, a precisão dos valores obtidos não é comparável com a dos dados originais.

5.2 - Cálculo do Fluxo de Raios Gama

Considera-se uma fonte plana infinita de intensidade $S_a [\gamma/\text{cm}^2]$, à frente da qual se dispõe diversas camadas de blindagem de espessura b_i (ver fig. (5.1))

Seja um ponto M , colocado na camada i , distante X da fonte e no qual queremos calcular o fluxo de gamas.

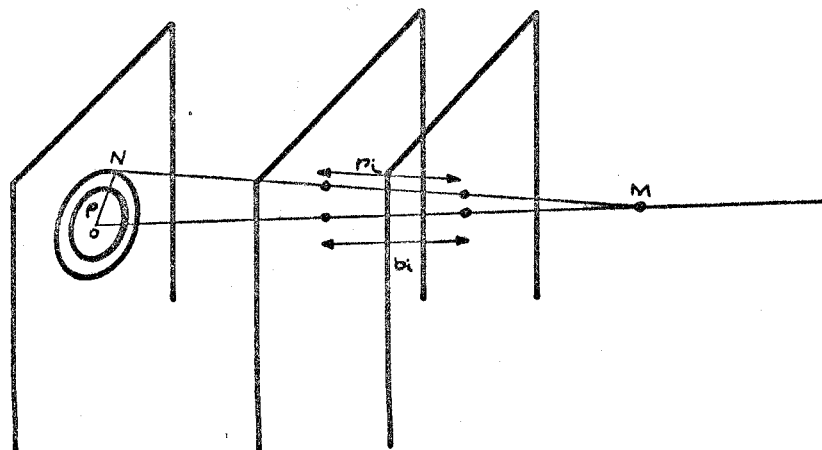


Fig. (5.1)

Seja uma coroa elementar de eixo MO, raio médio ρ e largura $d\rho$. O fluxo em M devido a esta coroa será:

$$d\Gamma(\alpha, E) = S_0(\alpha) \cdot 2\pi\rho d\rho \cdot \frac{B(\mu_R, E) e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad (5.7)$$

, onde: $\mu_R = \sum_{i=1}^N \mu_i \pi_i$ e: π_i (5.8)

μ_i = coeficiente da atenuação linear da camada i
 R = distância do ponto M à coroa considerada ($R = MN$)

$$R = \sum_{i=1}^N \pi_i \quad (5.9)$$

N = nº de camadas de blindagem

B = fator de acumulação

Tomando o fator de acumulação sob a forma de Taylor:

$$B(\mu_R, E) = A(E) e^{-\alpha_1 \mu R} + (1-A(E)) e^{-\alpha_2 \mu R} \quad (5.10)$$

e, levando na equação (5.7) obteremos, após integrar sobre toda a fonte plana infinita:

$$\Gamma(\alpha, E) = \frac{1}{2} S_0 \left\{ A(E) E_1 \left[(1+\alpha_1) \mu \right] + (1-A(E)) E_1 \left[(1+\alpha_2) \mu \right] \right\} \quad (5.11)$$

No nosso caso, quando o meio não é homogêneo μ_R tem a forma:

$$\mu_R = \sum_{i=1}^n \mu_i b_i \quad (5.12)$$

Para o cálculo do fluxo gama em um ponto qualquer da camada i, deveremos considerar:

- a. Os gamas devido a fontes de outras regiões
- b. Os gamas devido a fontes na região i

5.2.1 - Contribuição devido a fontes fora da camada onde se faz o Cálculo

Calculamos o fluxo de raios gama no ponto M da camada i, devido à fonte gama isotrópica volumétrica $S_v(x, E)$ distribuída na camada n de espessura b_n . Consideramos o ponto O como origem das coordenadas (ver fig. (5.2)). Substitui-se a fonte S_v , por fontes planas isotrópicas de intensidade: $S_a = S_v \cdot dx_n$

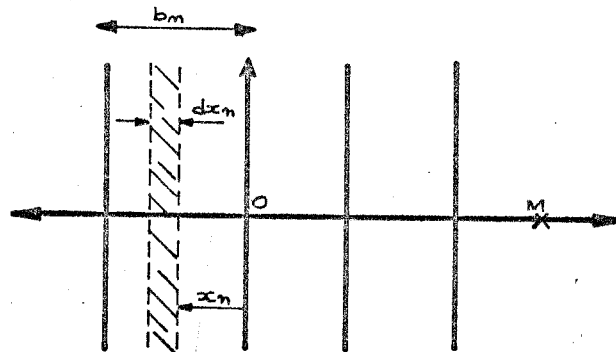


Fig. (5.2)

A contribuição ao fluxo em M, devido à fonte de espessura dx_n , será, utilizando a equação (5.11):

$$d\Gamma(M, E) = \frac{S_v(x_n, E) dx_n}{2} \left\{ A \cdot E_1 \left[(1 + \alpha_1) \mu x \right] + (1 - A) \cdot E_1 \left[(1 + \alpha_2) \mu x \right] \right\}$$

(5.13)

Integrado sobre toda a camada n:

$$d\Gamma(M, E) = \frac{1}{2} \int_0^{b_n} S_v(x_n, E) \left\{ A \cdot E_1 [(1 + \alpha_1) \mu x] + (1 - A) \cdot E_1 [(1 + \alpha_2) \mu x] \right\} dx_n \quad (5.14)$$

Como no nosso caso o meio não é homogêneo μx tomará a forma:

$$\sum_k \alpha_k \mu_k + \mu_m x_n \quad \begin{array}{l} k \neq n \\ k \neq i \end{array}$$

$$\begin{array}{l} n < i \rightarrow m < k < i \\ n > i \rightarrow i < k < n \end{array}$$

A equação (5.14) transforma-se em:

$$\Gamma(M, E) = \frac{1}{2} \int_0^{b_n} S_v(E, x_n) \left\{ A \cdot E_1 [\mu' x_n + a'] + (1 - A) \cdot E_1 [\mu'' x_n + a''] \right\} dx_n \quad (5.15)$$

, onde:

$$\begin{aligned} \mu'_n &= (1 + \alpha_1) \mu_n \\ \mu''_n &= (1 + \alpha_2) \mu_n \\ a' &= (1 + \alpha_1) a \\ a'' &= (1 + \alpha_2) a \end{aligned}$$

$$a = \sum_k \mu_k b_k$$

sendo: b_k - espessura da camada k (cm)

μ_k - coeficiente da atenuação linear da camada k (cm^{-1})

Para resolver a equação (5.15) teremos que utilizar integração numérica, porém encontraremos dificuldades já que: quando o integrando da função E_1 tender para zero (pontos muito próximo da camada n) a integral exponencial cresce para infinito.

Evita-se este fato decompondo-se a fonte em:

$$S_v(E, x_n) = S_v(E, 0) + \Delta S(E, x_n) \quad (5.16)$$

Calcula-se:

$$\Delta S(E, x_n) = S_v(E, x_n) - S_v(E, 0) \quad (5.17)$$

sabendo-se os valores de:

$$S_v(E, x_n) = \sum_a \phi_n(x_n) \nu(E) \quad (5.18) \odot$$

$$S_v(E, 0) = \sum_a \phi_n(0) \nu(E) \quad (5.19)$$

onde: \sum_a - seção de choque macroscópica da captura de neutrons
 $\phi_n(x)$ - fluxo de neutrons térmicos no ponto de abscissa x
 $\nu(E)$ - nº de fatores de energia E emitidos por captura.

Levando S_v desta forma em (5.15) obtém-se:

$$\Gamma(M, E) = \frac{1}{2} (F_1 + F_2 + I_1 + I_2) \quad (5.20)$$

onde:

$$F_1 = S_v(E, 0) \left\{ \frac{A}{\mu'_m} [E_2(a') - E_2(a' + \mu'_m b_m)] \right\} \quad (5.21)$$

$$I_1 = \int_0^{b_m} \Delta S_v(E, x_m) [A \cdot E_1(a' + \mu'_m x_m)] dx_m \quad (5.22)$$

F_2 e I_2 são obtidos substituindo em (5.21) e (5.22), A por $(1 - A)$ e μ'_m e a' por μ''_m e a'' , respectivamente.

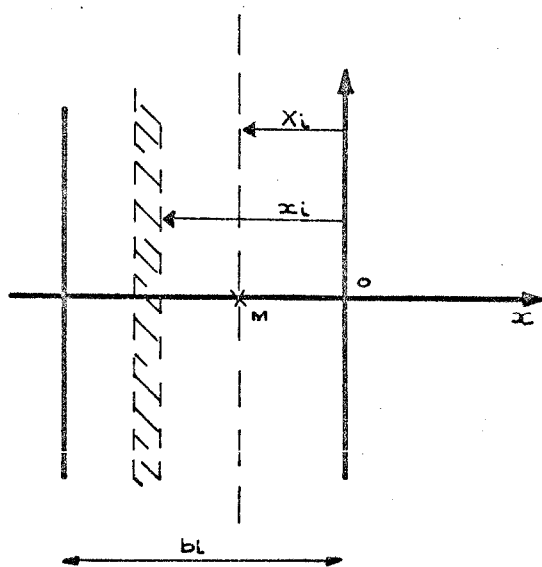
F_1 e F_2 geralmente representam a maior contribuição para o fluxo dos raios gama e são facilmente calculados.

I_1 e I_2 podem ser integrados numericamente muito mais facilmente e com muito mais precisão, já que os respectivos integrandos variam muito menos do que o da equação (5.15).

No caso de x próximo de zero I_1 e I_2 se anularão, já que S será nula, levantando-se desta forma o problema que surgia com o uso da equação (5.15).

5.2.2-Contribuição Devido a Fontes na Camada onde se faz o Cálculo

Calculemos o fluxo de raios gama no ponto M situado na região i, devido a fontes situadas nesta mesma região.



(Fig. 5.3)

Seja Xi a abcissa do ponto M e bi a espessura da camada i (ver fig. 5.3)

Para cada energia E teremos duas contribuições para o fluxo devidas às regiões à esquerda e à direita de M.

A soma das duas contribuições nos dará o fluxo total, (válidas a nomenclatura e observações feitas para a obtenção da eq.(5.20)):

$$\Gamma(M, E) = \frac{1}{2} \int_0^{x_i} S_v[E, (x_i - t)] \left\{ A \cdot E(\mu_i t) + (1-A) \cdot E_i(\mu_i t) \right\} dt + \frac{1}{2} \int_0^{b_i - x_i} S_v[E, (x_i + t)] \left\{ A \cdot E_i(\mu_i t) + (1-A) \cdot E(\mu_i t) \right\} dt \quad (5.23) \text{ ©}$$

Fazendo o mesmo artifício:

$$S_v(E, X_i + t) = S_v(E, X_i) + \Delta S(E, X_i + t) \quad (5.24)$$

$$S_v(E, X_i - t) = S_v(E, X_i) + \Delta S(E, X_i - t)$$

Substituindo-se, chegamos a :

$$\Gamma(M, E) = \frac{1}{2} (F_{11} + F_{12} + I_{11} + I_{12} + F_{21} + F_{22} + I_{21} + I_{22}) \quad (5.25)$$

onde:

$$F_{11} = \frac{S_v(E, X_i)}{\mu_i} A(E) \left\{ E_2[0] - E_2[\mu_i X] \right\} \quad (5.26)$$

$$F_{12} = \frac{S_v(E, X_i)}{\mu_i} A(E) \left\{ E_2[0] - E_2[\mu_i (b_i - X_i)] \right\} \quad (5.27)$$

$$I_{11} = \int_0^{X_i} A(E) \Delta S(X_i - t) E_1[\mu_i t] dt \quad (5.28)$$

$$I_{12} = \int_0^{b_i - X_i} A(E) \Delta S(X_i + t) E_1[\mu_i t] dt \quad (5.29) \quad \text{©}$$

Os demais termos são obtidos substituindo-se A por (1 - A) e μ_i por μ_i''

5.3 - Fontes de Raios Gama

As possíveis fontes de raios gama são classificadas como se segue, de acordo com as regiões de origem:

a. Núcleo do reator (região 1 e 2), na qual considera-se:

1. Raios Gama de fissão;
2. Raios Gama de Captura de Neutrons;
3. Raios Gama de Espalhamento Inelástico.

b. Blindagem, onde são considerados:

1. Raios Gama de Captura de Neutrons;
2. Raios Gama de Espalhamento Inelástico.

5.3.1 - Raios Gama na Região do Núcleo do Reator

A fonte de gamas S_v , emitidos com energia correspondente ao grupo K, em um ponto x qualquer do núcleo, será dada por:

$$S_v = S_0 f_k + \sum_{i=L}^{N_{\text{GN}}} \phi_i(x) p_{i,k} + \sum_{i=L}^N \phi_i(x) q_{i,k} \quad (5.30)$$

onde:

S_0 - densidade de fissões do material do núcleo

f_k - fração dos gamas emitidos por fissão e produto de fissão em equilíbrio, no intervalo K de energia

$\phi_i(x)$ - fluxo total de neutrons no ponto x do núcleo, correspondente ao grupo i.

L - índice inicial da somatória correspondente ao termo de captura de neutrons (normalmente $L = 1$)

O valor de $\phi_i(x)$, dentro do núcleo, é calculado supondo-se a dependência linear:

$$\phi_i(x) = \phi_i(0) \cdot (1 + Cx) \quad (5.31)$$

onde:

$\phi_i(0)$ - fluxo de neutrons na interface do núcleo com a blindagem.

C - inclinação média do fluxo térmico (componente principal na produção de raios gama).

O termo $P_{i,k}$ que corresponde à fonte, devido à captura de neutrons, é dado por:

$$P_{i,k} = \sum_{l=1}^{N_{el}} N_l \cdot \sigma_c^{l,i} C_{l,k} \quad (5.32)$$

onde: N_{el} - número de elementos da camada correspondente do núcleo
 - densidade nuclear do $l^{\text{ésimo}}$ elemento

Para cada um dos N_{el} elementos l da camada do núcleo temos:

- seção de choque microscópica de captura de neutrons no $i^{\text{ésimo}}$ grupo de energia
- Número de raios gama, emitidos na energia correspondente ao grupo K , devido à captura de neutrons.

Já o termo $q_{i,k}$, que corresponde à fonte devido a espalhamento inelástico, será dado por:

$$q_{i,k} = \sum_{j=0}^M \sum_{l=1}^{N_{el}} N_l \sigma_{i,j}^l Q_e(i,j,k) \quad (5.33)$$

onde:

M - índice de somatória que dá o grupo de mais baixa energia para onde é espalhado um neutron que sofreu uma colisão inelástica (normalmente $M = 7$)

Para o l^{ésimo} elemento da camada do núcleo temos:

$\sigma_{i,i+j}^l$ - seção de choque microscópica de espalhamento inelástico do i^{ésimo} para o (i+j)^{ésimo} grupo de energia mais baixa.

$Q_{i,i+j,k}$ número de raios gama emitidos no grupo k, resultado de espalhamento inelástico de um neutron do grupo i para grupo (i+j).

O programa permite que se considere somente os neutrons de baixa energia para capturas quando se fornece o índice L com valor adequado.

Quando a fonte, devido a espalhamento inelástico, é desprezível, não há necessidade de fornecer-se os dados correspondentes, uma vez dado a LO um valor maior do que o número de grupos de neutrons ($LO > NGN$).

Ainda, se não fôr necessário calcular fontes de raios gama basta dar o índice LO 0 .

5.3.2 - Raios Gama na Região da Blindagem

Na região da blindagem a fonte de raios gama deve-se principalmente a capturas e espalhamento inelástico de neutrons, sendo calculada no ponto r da blindagem, correspondente ao grupo k, por:

$$S_k(r) = \sum_{i=L}^{NGN} \phi_i(r) \cdot p_{i,k} + \sum_{i=L}^N \phi_i(r) \cdot q_{i,k} \quad (5.34)$$

onde:

NGN - número de grupos de neutrons.

N - um dos índices do grupo de neutrons ($N \leq \text{NGN}$), normalmente $N=7$.

6 - Biblioteca de Dados

Os dados básicos multigrupo necessários ao programa foram obtidos a partir da biblioteca do código MAC (17) e gravados em fita magnética.

A cada elemento foi dado um código (tabela (6.1)), que será utilizado cada vez que se necessitar referenciar o constituinte de uma das camadas.

Tabela (6.1)

CÓDIGO DOS ELEMENTOS CONSTITUINTES DA BIBLIOTECA
DE DADOS

ELEMENTO	CÓDIGO	ELEMENTO	CÓDIGO	ELEMENTO	CÓDIGO	ELEMENTO	CÓDIGO
H -	1	V	22	PD	43	HF	64
HE-	2	CR	23	AG	44	TA	65
LI-	3	MN	24	CD	45	W	66
BE-	4	FE	25	IN	46	RE	67
B-	5	CO	26	SN	47	OS	68
C -	6	NI	27	SB	48	IR	69
N -	7	CU	28	TE	49	PT	70
O -	8	ZN	29	I	50	AU	71
F	9	GA	30	XE	51	HG	72
NA	10	GE	31	CS	52	TL	73
MG	11	SE	32	BA	53	PB	74
AL	12	BR	33	LA	54	BI	75
SI	13	KR	34	CE	55	TH	76
P	14	RB	35	PR	56	U	77
S	15	SR	36	ND	57	U235	78
CL	16	Y	37	SM	58	U238	79
A	17	ZR	38	LU	59	TU39	80
K	18	NB	39	GD	60	PU40	81
CA	19	MO	40	TB	61	PU41	82
SC	20	RU	41	DY	62	MI6	83
TI	21	RH	42	HO	63	LI7	84

A cada conjunto de dados corresponde um código (tabela (6.2)), que é referenciado quando se deseja obter certo conjunto específico (por exemplo: seções de choque microscópica multigrupo de absorção).

Tabela (6.2)

CÓDIGO DE CONJUNTOS DE DADOS MULTIGRUPPO
ARMAZENADOS NA BIBLIOTECA DE DADOS

CÓDIGO	CONJUNTO DE DADOS	
	NOME FORTRAN	DESCRIÇÃO
1	SIGI	Seção de choque microscópica de espalhamento de neutrons
2	DCFI	Matriz de espalhamento inelástico
3	GMAC	Coefficiente de atenuação linear para raios gama
4	PF	Energia emitida por captura de neutrons
5	CRS	Seção de choque microscópica de remoção de neutrons
6	SIGS	Seção de choque microscópica de espalhamento elástico de neutrons
7	SIGA	Seção de choque microscópica de absorção de neutrons

Toda vez que o programa é utilizado o arquivo dos dados básicos em fita é descarregado em disco magnético. Os conjuntos de dados específicos, para os elementos de cada camada, são pesquisados e descarregados na memória principal do computador.

Realizou-se um programa separado para tratar os dados básicos. Este programa fornece seções de choque macroscópica de cada camada de blindagem, a partir de dados microscópicos e da densidade nuclear dos constituintes da camada. Este programa tem como saída, em cartões, todas as seções de choque macroscópicas que servirão de entrada ao programa principal.

6.1 - Dados Necessários ao Cálculo do Fluxo de Neutrons

Para o cálculo do fluxo de remoção necessita-se dos seguintes dados:

- a. $F(k)$ - fração de neutrons de fissão emitidos por grupo de fissão.
- b. \sum_r^k - seção de choque de remoção macroscópica para cada camada de blindagem e grupo de energia de fissão.

Já o cálculo do fluxo de difusão exige que se tenha, para cada grupo i de difusão e em cada camada:

- a. \sum_a^i - seção de choque macroscópica de absorção.
- b. \sum_{ij} - seção de choque macroscópica total de transferência do i ésimo para o j ésimo grupo de neutrons.
($j \geq i$)
- c. \sum_t^i - seção de choque macroscópica total.

6.2 - Dados Necessários ao Cálculo do Fluxo de Raios Gama

⑥

Para se calcular o fluxo de gamas necessita-se dos seguintes dados, para cada camada do núcleo e da blindagem e para cada grupo de energia k :

f_k - espectro de gamas de fissão prontos e de equilíbrio.

μ_k - coeficiente de atenuação linear.

C_k - número de gamas por captura de neutrons.

\sum_c^i - seção de choque macroscópica de captura de neutrons.

\sum_{ij}^{in} - seção de choque macroscópica de espalhamento inelástico do i ésimo para o j ésimo grupo de energia.

$Q(i,j,k)$ - número de gases excitados, devido a espalhamento inelástico do grupo i para o grupo j .

A, α_1, α_2 - coeficiente do fator de acumulação dado sob a forma de Taylor.

7 - Desenvolvimento do Trabalho Realizado

Propõe-se a seguir diversas etapas que visam completar o trabalho realizado. Muitas delas são de fácil execução, algumas porém acarretam maiores dificuldades, podendo servir mesmo a trabalhos de tese.

As tarefas mais problemáticas são as que necessitam comprovação experimental, pois exigem fontes de radiação de alta intensidade, e com dispositivos de acesso especiais, não disponíveis no nosso meio.

7.1 - Tarefas a realizar

Este trabalho poderá ser considerado completo quando forem realizadas as seguintes tarefas:

- a. Utilização de uma biblioteca completa de seções de choque mais coerente com o método utilizado;
- b. Utilização de subprograma para cálculo de funções de resposta do tipo:

$$R(x) = \sum_{i=i_1}^{i_2} \phi_i(x) f_i \quad (7.1)$$

$$1 \leq i_1 \leq i_2 \leq NCM$$

©

para obtenção de taxas de dose, taxas de reação, fluxos rápido e epitérmico, determinação do aquecimento da blindagem devido à radiação.

A outra utilidade seria o cálculo da taxa de reação para detetores de "threshold", para obtenção de informações na região rápida do espectro de neutrons;

- c. Otimização do programa quanto ao tempo de processamento e memória de computador utilizada;
- d. Verificação experimental dos resultados fornecidos pelo código, para diversos materiais de blindagem, principalmente a grandes distâncias do núcleo do reator;

e. Verificação experimental dos dados utilizados ;
principalmente seção de choque de remoção.

8 - Manual do Usuário

Apresenta-se a seguir instruções necessárias para o interessado utilizar o código realizado, de forma a entrar com os dados de maneira adequada e obter os resultados desejados.

8.1 - Configuração do Computador

O código foi realizado na linguagem de programação FORTRAN básico. Utilizou-se principalmente o sistema /360-módulo 40 do Centro de Computação da UFMG, sendo que no início foi utilizado o sistema 1130 da Escola de Engenharia da mesma Universidade. Sem adotar qualquer técnica de compartilhamento de memória, o programa no seu estado atual ocupa um total de 110K bytes (palavra de 4 bytes).

8.2 - Escolha dos Intervalos de Integração por Camadas

O usuário deverá estabelecer (através da variável NIC) o número de intervalos de integração para cada camada da blindagem. Cada um destes intervalos deverá ficar dentro de uma faixa variável para cada material. Este fato deve ser observado principalmente para os casos onde o fluxo varie acentuadamente (regiões mais absorvedoras, interfaces entre diversas camadas).

Na tabela (8.1) apresenta-se as faixas para materiais mais usuais.

Tabela (8.1)

Intervalos de Integração para Camadas de
Blindagem

MATERIAL	INTERVALO (cm)
Água	0,70 - 1,00 *
Água-pesada	0,70 - 1,50 **
Berílio	0,50 - 1,00 **
Grafite	1,00 - 2,00 **
Alumínio	1,50 - 2,00 **
Concreto	1,50 - 2,50 **
Ferro	0,50 - 1,00 *
Chumbo	1,50 - 3,00 **

* comprovado pelo código

** referência (18)

Para cada ponto da blindagem, correspondente a um intervalo, o programa imprime o valor do fluxo de neutrons e gamas.

Note-se que quanto menor o valor do intervalo de integração maior será o tempo de máquina necessário para se obter os valores de fluxo. Deve-se, pois, fazer um compromisso entre a precisão desejada e o tempo de máquina consumido.

Com as limitações do programa, para o número máximo de 6 intervalos por camada, pode-se subdividir as placas de blindagem em tantas placas adjacentes quantas forem necessárias para se enquadrar o intervalo de integração ao limite dado pela tabela (8.1).

Isto também se aplica a placas de espessura muito grande, já que devido a problemas de "under" e "overflow", na memória do computador, deve-se subdividi-las em algumas placas adjacentes. Por exemplo no caso da água a espessura, devido a este fato, não deverá ultrapassar 60 cm. (18).

8.3 - Variáveis de Entrada

Os dados de entrada necessários à utilização do programa são descritos na tabela (8.2) a seguir. A sequência em que os conjuntos de dados deverão ser fornecidos pode ser observada através da subrotina DAETE (ver apêndice).

8.4 - Saída do Programa

O programa realizado, em seu estágio atual, emite o valor dos fluxos de neutrons e raios gama, para cada intervalo de camada, através de tódas as placas de blindagem, em pontos específicos através da variável NIC (que define o número de intervalos para cada ca mada).

O fluxo de raios gama é fornecido também nos diversos pontos das duas camadas do núcleo.

TABELA (8.2)
DADOS DE TERADA

CONTINENTE DE DADOS	COLUMNA	PORTANO	TIPO DE DADOS	TIPO DE DADOS	DESCRIPÇÃO	REFERENCIA	UNIDADE
1	1-5	15	-	NC	no de camadas de blindagens (no de camada total = NC+2)	-	-
1	6-10	15	-	NGN	no de grupos de neutrons de difusao	-	-
1	11-15	15	-	NGT	no de grupos de espectro de fissao	-	-
1	21-25	15	-	TNC	Se=0, não há cálculo de fluxo de reaçao inicialmente > NGN	-	-
1	26-30	15	P	NGM	Índice que define a geometria de blindagem, no caso = 0 (zero)	-	-
1	31-35	15	-	N	limite máximo da contribuicao de espalhamento inelástico $N \leq NGM$; $N = 7$ (normalmente)	-	-
1	36-40	15	-	IO	Se $\geq NGM$ não há fonte de gama devido a espalhamento inelástico ≤ 0 não há fonte gama	-	-
1	41-45	15	-	NGOB	no de tipos de camadas de blindagem (constituídas do mesmo material)	-	-
1	46-50	15	-	NGOT	no de tipos de camadas total (blindagem + material)	-	-

TABELA (8.2)

DADOS DE TERCEIRA

Continuação...

CONTÍDIDO DE DADOS	COTAGEM	PERÍODO	NOTAS		DESCRICÃO	REPERTECULA ESTADÍSTICA	UNIDADE
			PROBABILIDADES	ESPERANÇAS			
7	30-60	215.5	a_1, b_1	A_1, B_1	condições de contorno da equação de difusão	4.17	
7	01-75/(1-15)	215.5	a_2, b_2	A_2, B_2	condições de contorno da equação de difusão	4.17	
8	1-75	215.5		EN	limites de energia dos grupos de neutrons de difusão	4.18	
9	1-75	215.5		EP	limites de energia dos grupos do espectro de fissão		GV
10	1-80	216.7	$\sum_{i=1}^6 \lambda_i$	SGIN	seção de choque macroscópica de espalhamento inelástico do grupo I ao grupo J: $I \leq 6, J \leq I+6$	4.41	cm ⁻¹
11	1-80	216.7	Σ_A	SGA	seção de choque macroscópica de absorção	4.41	cm ⁻¹
12	1-80	216.7	D	D	coeficiente de difusão	4.5	cm
13	1-80	216.7	$\Sigma_{s,i}$	SGIN	seção de choque macroscópica coerente de espalhamento no próprio grupo	4.42	cm ⁻¹
14	1-80	216.7		SGT	seção de choque total	4.22	cm ⁻¹
15	1-80	216.7	P	P	térmo de fonte de gamas coerentes proveniente à captura de neutrons	5.32	
16	1-80	216.7	Q	Q	térmo de fonte de gamas coerentes proveniente ao espalhamento inelástico de neutrons	5.33	
17	1-80	216.7	μ	XMI	coeficiente de atenuação linear em neutrons	5.8	cm ⁻¹
18	1-80	216.7	Σ_r	SGRIN	seção de choque de retroseção em neutrons	4.41	cm ⁻¹

9- Conclusões Finais - Resultados Obtidos

Uma vez realizado o programa seria necessário testá-lo, de preferência experimentalmente, para um caso real. Procurar-se-ia determinar a resposta de um detetor colocado em qualquer ponto da blindagem, para compará-la com o valor fornecido pelo código.

O processo de medida para o caso permitiria obter resultados com uma precisão da ordem de 20 a 30% (20). Esta incerteza deve-se principalmente a erros sistemáticos:

- a) no valor da potência do reator
- b) na posição do detetor
- c) na incerteza da composição da blindagem
- d) nos fatores de calibração do detetor

Este fato não seria grande problema já que os códigos de remoção difusão desenvolvidos até o presente não conseguem alcançar precisão menor que 200%, para a determinação de fluxos absolutos (20), e a blindagem perfeitamente determinada.

A tendência ainda é obter-se resultados piores quanto maior espessura da blindagem. Estes erros devem-se principalmente:

- a) à simplicidade de método que pretende, através de um formalismo simplificado, resolver um problema físico complexo.
- b) imprecisão nos valores das seções de choque utilizadas.
- c) geometria da blindagem.
- d) efeito da falta de homogeneidade da blindagem, que é constituída de placas diferentes.

Tentou-se fazer a comprovação experimental do método utilizado no reator TRIGA IPR-R1. Concluiu-se a impraticabilidade da experiência devida a:

- a) geometria do núcleo, com impossibilidade de qualquer tipo de correção dos resultados, devido às pequenas dimensões do reator.
- b) níveis de radiação muito baixos, aquém dos limites práticos de medida, em ponto qualquer de uma possível blindagem,

Devido aos fatos citados, a comprovação do método somente pôde ser feita através de comprovação com valores obtidos em bibliografia. Procurou-se comparar os resultados obtidos com valores fornecidos por um código semelhante ao realizado, no caso o código MACRAD (19). O código realiza os cálculos para um reator moderado a água e com blindagem constituída de placas de aço (ver fig. 9.1). Na verdade a comparação não pôde ser perfeita devido aos seguintes problemas:

- a) diversidade da biblioteca de seções de choques utilizada.
- b) imprecisão inerente do método, desde que se utilizou processos matemáticos diferentes.
- c) memória disponível de computador, o que não permitiu que se realizasse a comparação para tôdas as camadas de blindagem.

O limite no intervalo de integração obriga que se faça cálculos em muitos pontos intermediários e subdivida as camadas. Isto fez com que somente fôsse possível o cálculo nas primeiras camadas da blindagem. Como para cada cálculo temos que entrar com as condições de contorno, com o corte realizado ficou impossível aplicar as condições de contorno possíveis para a última camada ou seja:

- a- distância de extrapolação
- b- corrente de neutrons que entram nula.

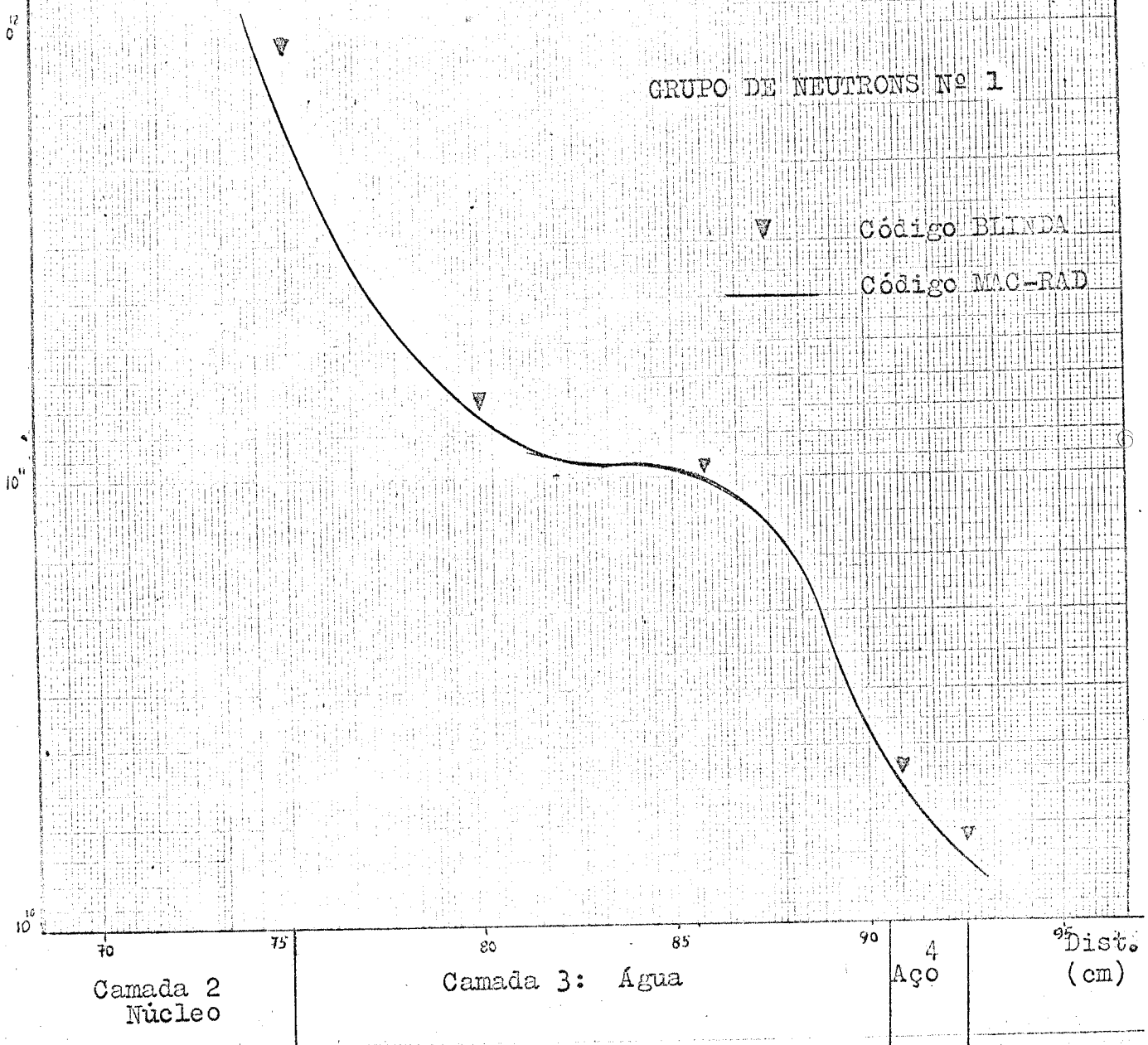
Tivemos que adotar um processo iterativo, procurando determinar a distância de extrapolação naquêle ponto da blindagem. Uma vez determinada esta distância, pode-se comparar os resultados obtidos nos diversos pontos da blindagem. Devido à dificuldade do processo, somente foi possível a determinação para alguns grupos de energia. Apresentamos na figura (9.1) os resultados do código MACRAD e os valores obtidos pelo código BLINDA. A comparação foi possível apenas para neutrons.

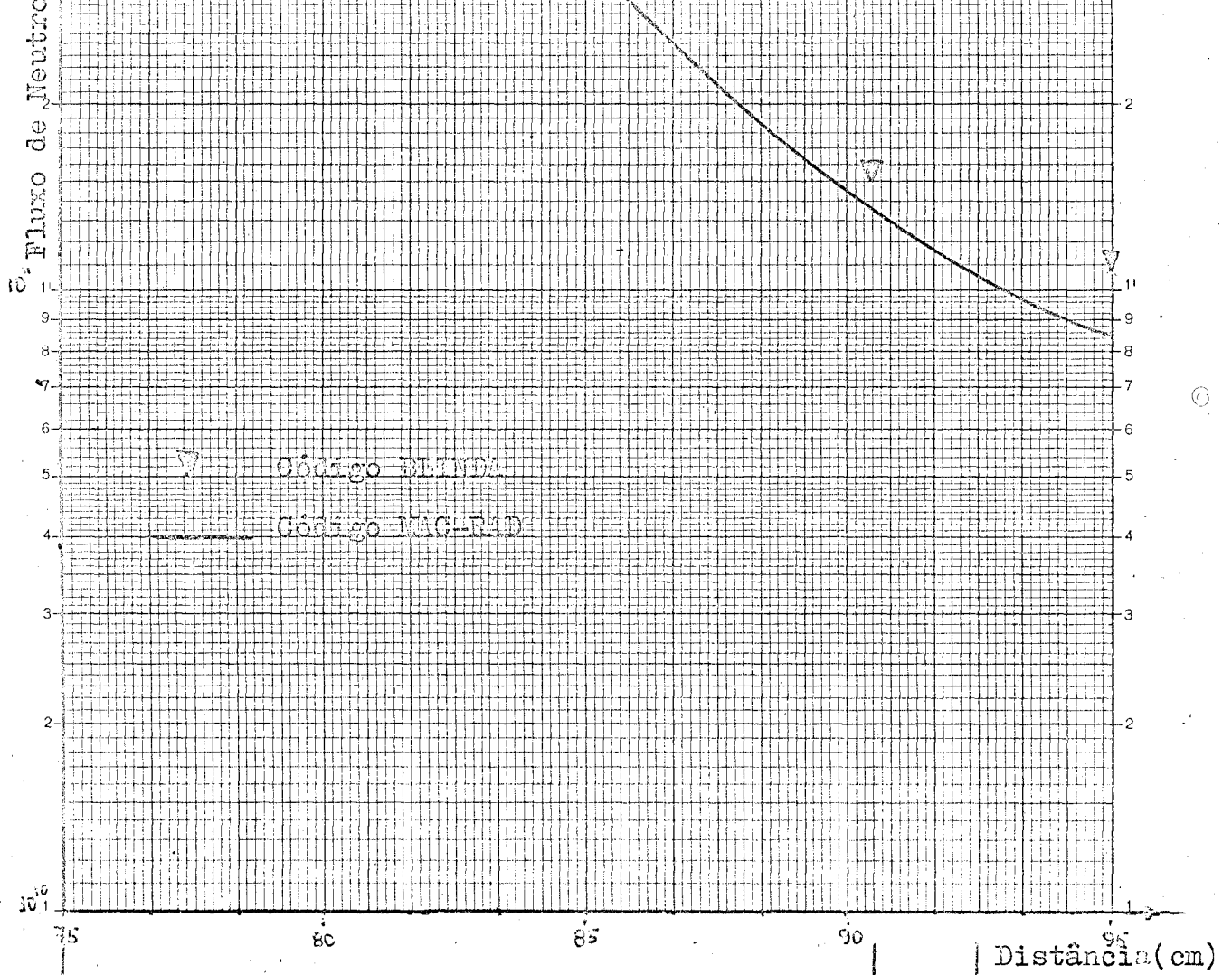
No Apêndice apresentamos os resultados finais para todos os grupos de neutrons e raios gama.

Constituintes das camadas de blindagem

Camada	Elemento	% em Têso	Camada	Elemento	% em Têso
1-Núcleo	H	0,0185	3-Água	H	0,1117
	C	0,2908		O	0,8883
	O	0,3913			
	Al	0,2466			
	CF	0,0014			
	Fe	0,0059			
	Ni	0,0006			
	U235	0,0090			
U238	0,0359				
2-Núcleo	H	0,0575	4-Aço	C	0,0018
	Al	0,7822		SI	0,0023
	U235	0,0320		P	0,0002
	U238	0,1282		S	0,0002
		Mn		0,0052	
		Fe		0,9903	

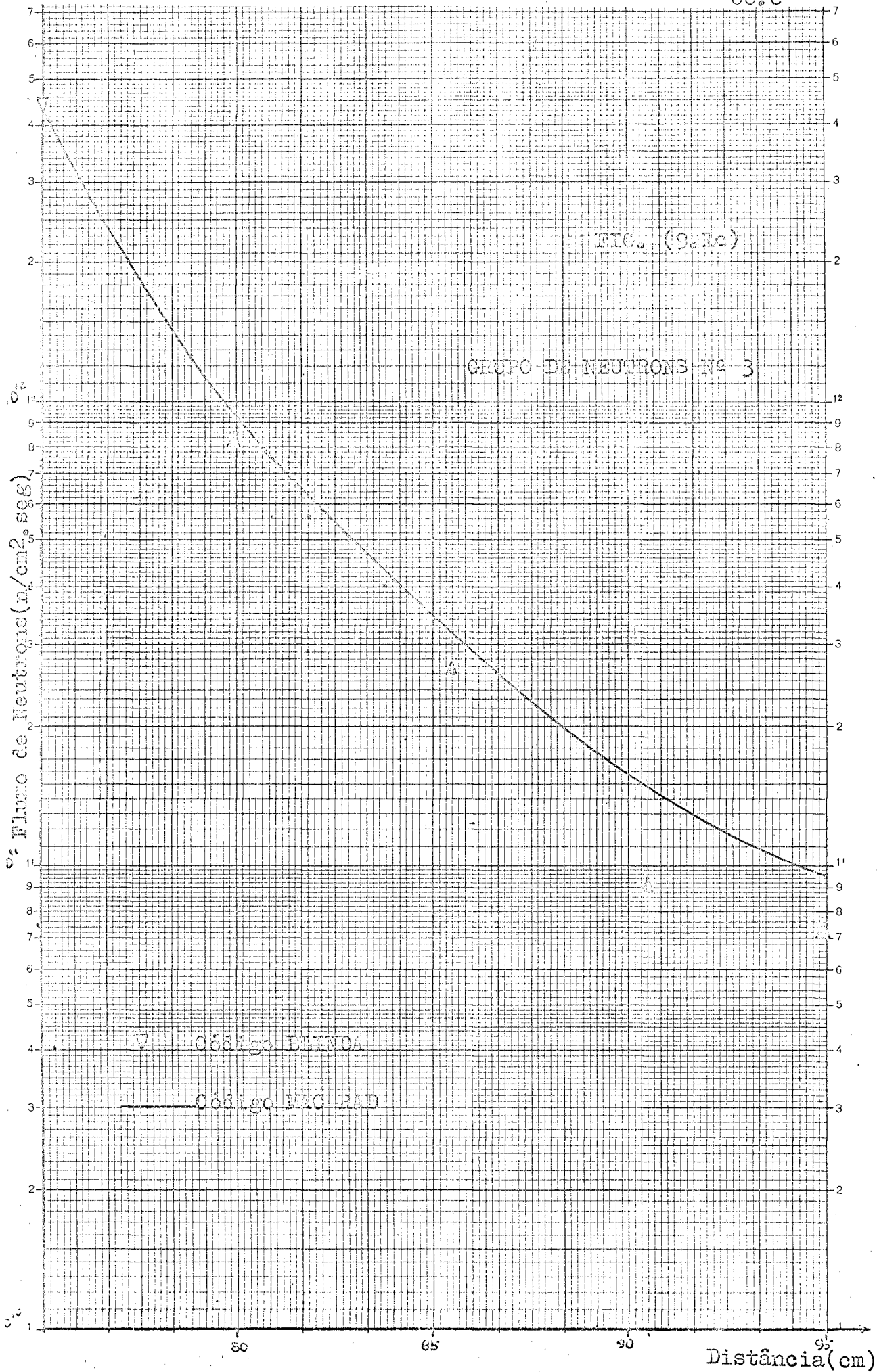
FIG. (9.1a)





Camada 3: Água Leve

Cam. 4
Aço



10. Referências Bibliográficas

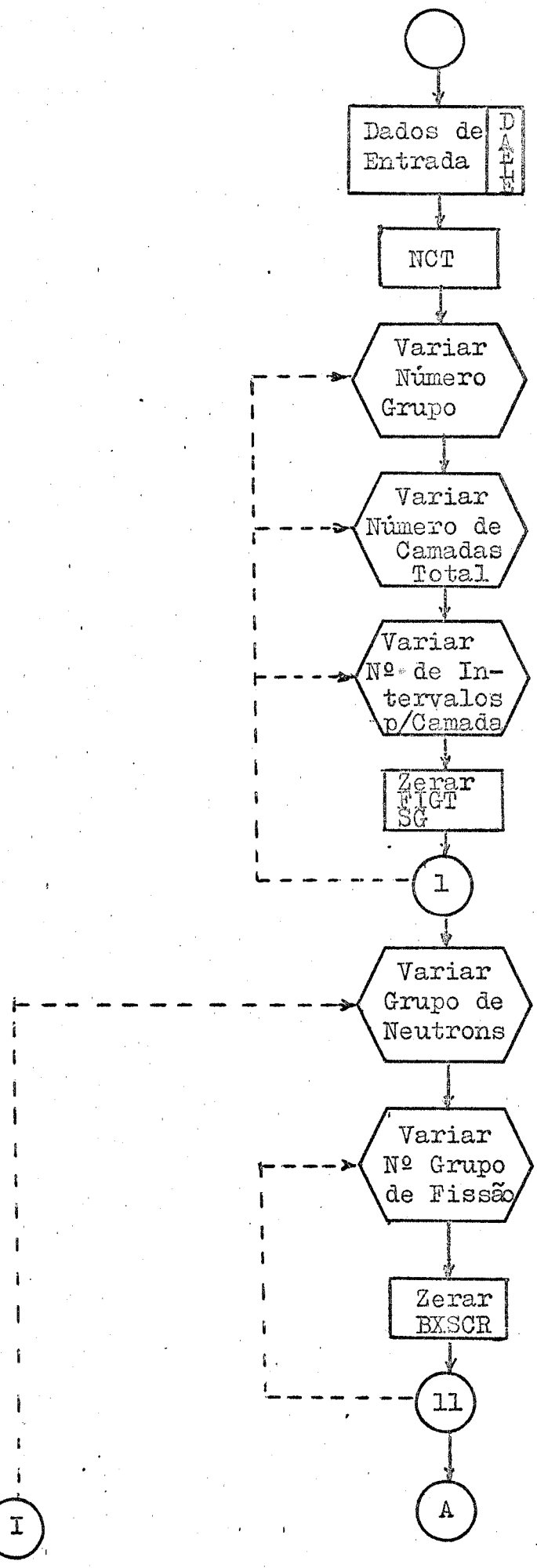
1. A. M. Ribeiro, Projeto da Blindagem de um Reator, Nota Interna do Instituto de Pesquisas Radioativas, 1969, 15 pg. (Nota GT-90)
2. R. D. Albert, T. A. Welton, A Simplified Theory of Neutron Attenuation and Its Applications to Reactor Shield Design, Westinghouse Electric Corporation, Atomic Power Division, (USAEC Rep. WAPD-15)
3. E. P. Blizard, Nuclear Engineering Handbook, New York, McGRAW-HILL, 1958, pg. 7-89
4. J. W. Haffner, Personal Communication (1959)
5. D. C. Anderson, Nuclear Science Engineering, 8, 260-269(1960)
6. K. T. Spinney, Neutron Attenuation in Concrete, 1957 (AERE T/R 2507)
7. A. F. Avery, D. E. Bendall, J. Butler, K. T. Spinney, Methods of Calculations for Use in the Design of Shields for Power Reactors, 1960 (AERE-R 3216)
8. D. E. Bendall, A Mercury Programme for Neutron Shielding Calculations, RASHD, 1962 (AEEW-M 261)
9. E. G. Peterson, A Bulk Shielding Code, MAC, 1962 (HW-73381)
10. H. Feshback, V. F. Weisskopf, A Schematic Theory of Nuclear Cross Sections Physiks Review, 1949, Vol. 76, Nº 11, pg. 1550 - 1560
11. L. Hjarne, A user's Manual for the NRN Shield Design Method, 1964 (AE-145)
12. A. M. Ribeiro, A Integral Exponencial, Nota Interna do Instituto de Pesquisas Radioativas, 1969, (Nota GT-93)
13. H. Goldstein, J. E. Wilkins Jr., NYO - 3075 (1954)
14. A. B. Chilton, Two parameter formula for point-source Buildup factors. Nucleonics, New York, 23(8):119 - 22, Aug. 1965
15. M. A. Capo, Polynomial approximation of gamma ray buildup factors for a point isotropic source, Curcinnati, General Electric, Aircraft Nuclear Propulsion Dept., 1959 (APEX - 510)

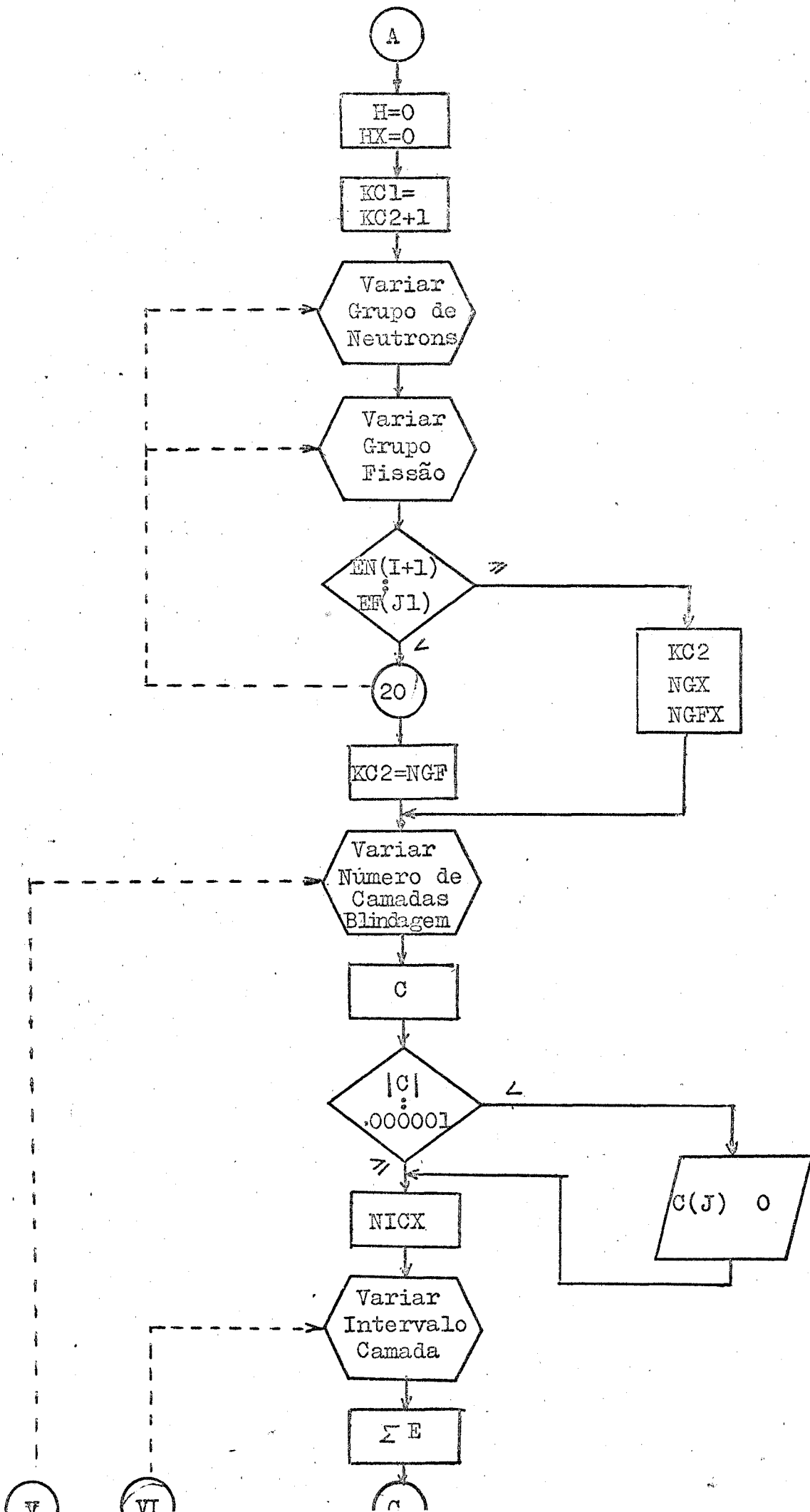
16. J. J. Taylor, WAPD RM - 217 (1954)
17. Greenborg, J., Two cross section libraries for use with MAC shielding code, Richland, Wash., General Electric, Hanford Atomic Products Operation, 1964 (HW - 73381 suppl. 1)
18. C. Ponti, H. Preusch, H. Schubart, Sabine, A one Dimensional Bulk Shielding Program, Ispra Establishment, EURATOM, 1967 (EUR 3636e)
19. C. Ponti, H. Preusch, U. Canali, H. Ilsemann, Mac-Rad a Reactor Shielding Code, Ispra Establishment, EURATOM, 1964 (EUR 2152e)
20. J. Butler, A. F. Avery, Removal Diffusion Theory, in Engineering Compendium On Radiation Shielding, Vol. I, Springer Verlag New York Inc., 1968, pg. 273

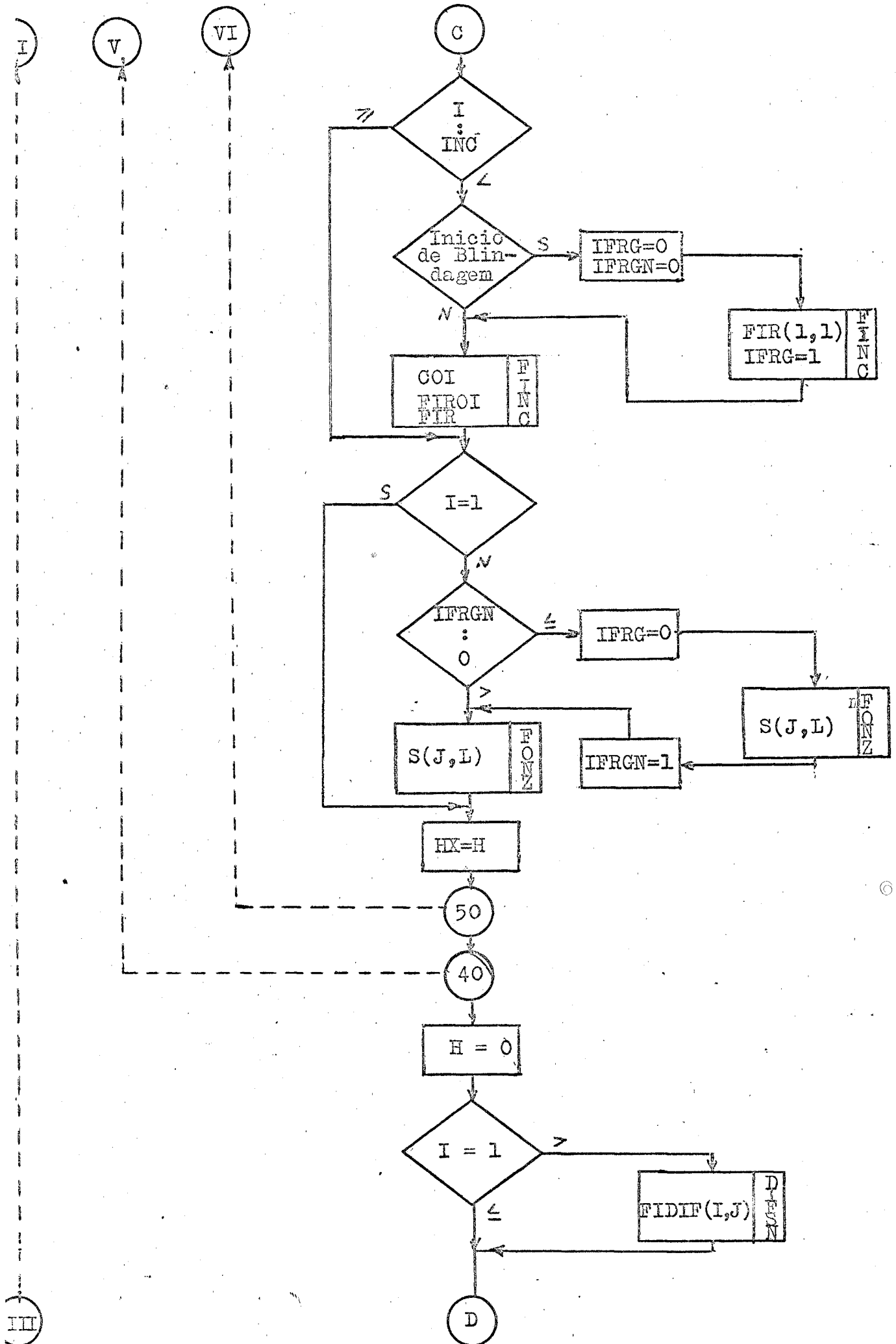
APÊNDICE A

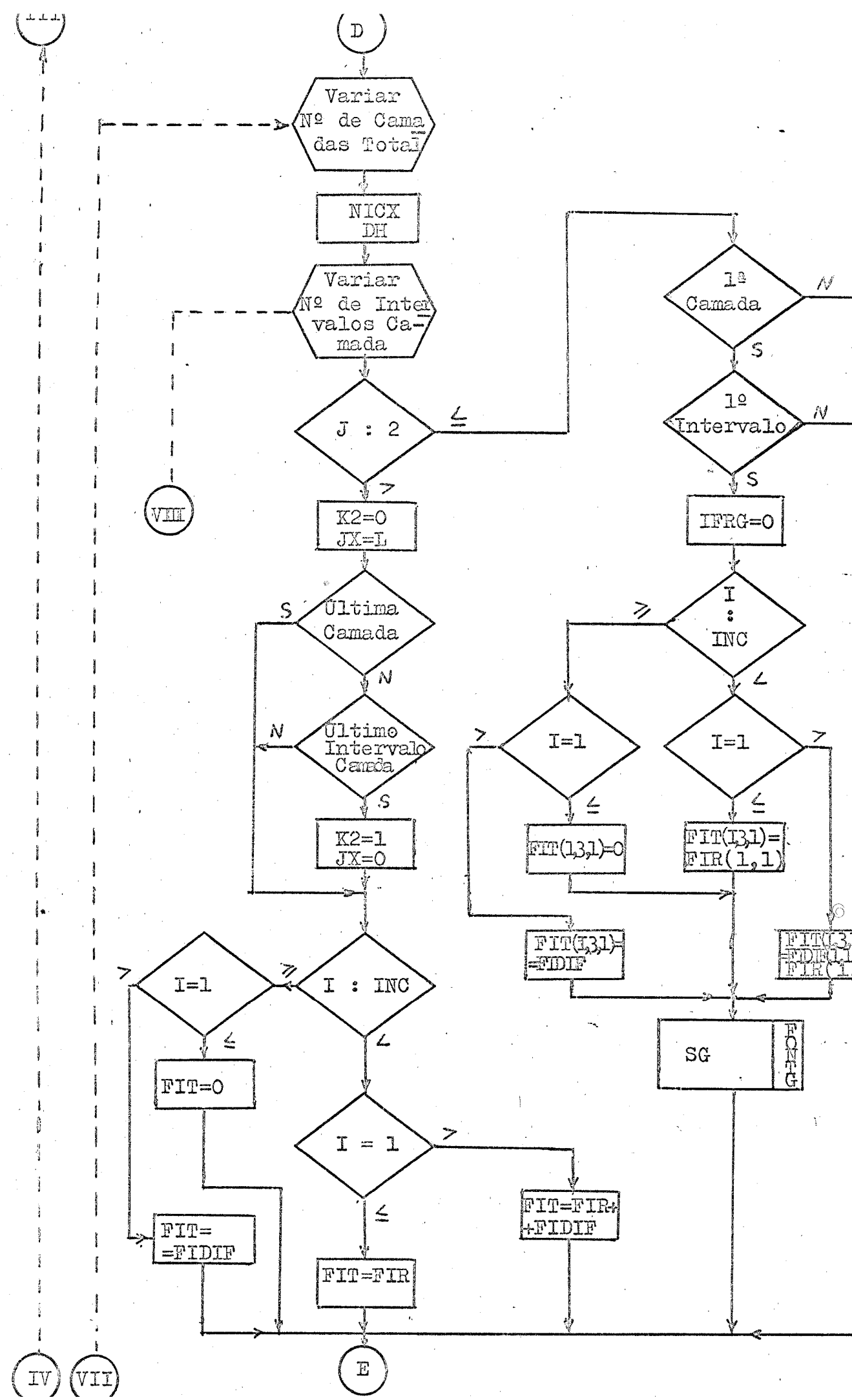
FLUXOGRAMA

Programa Principal





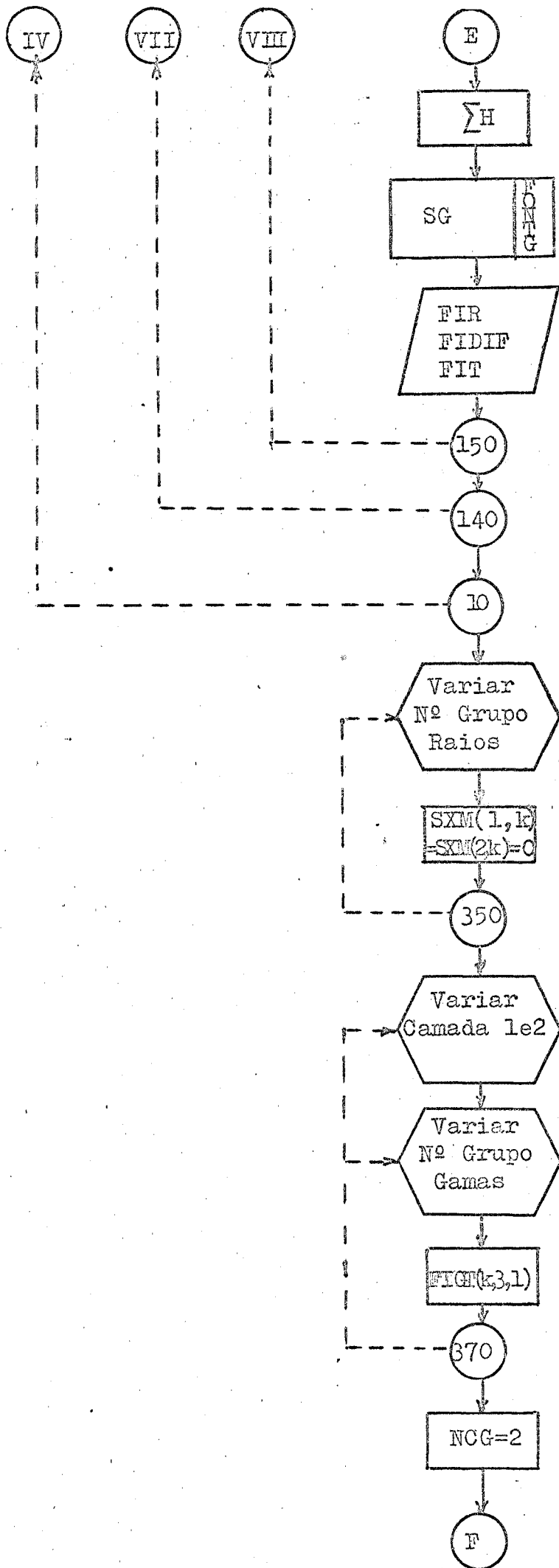


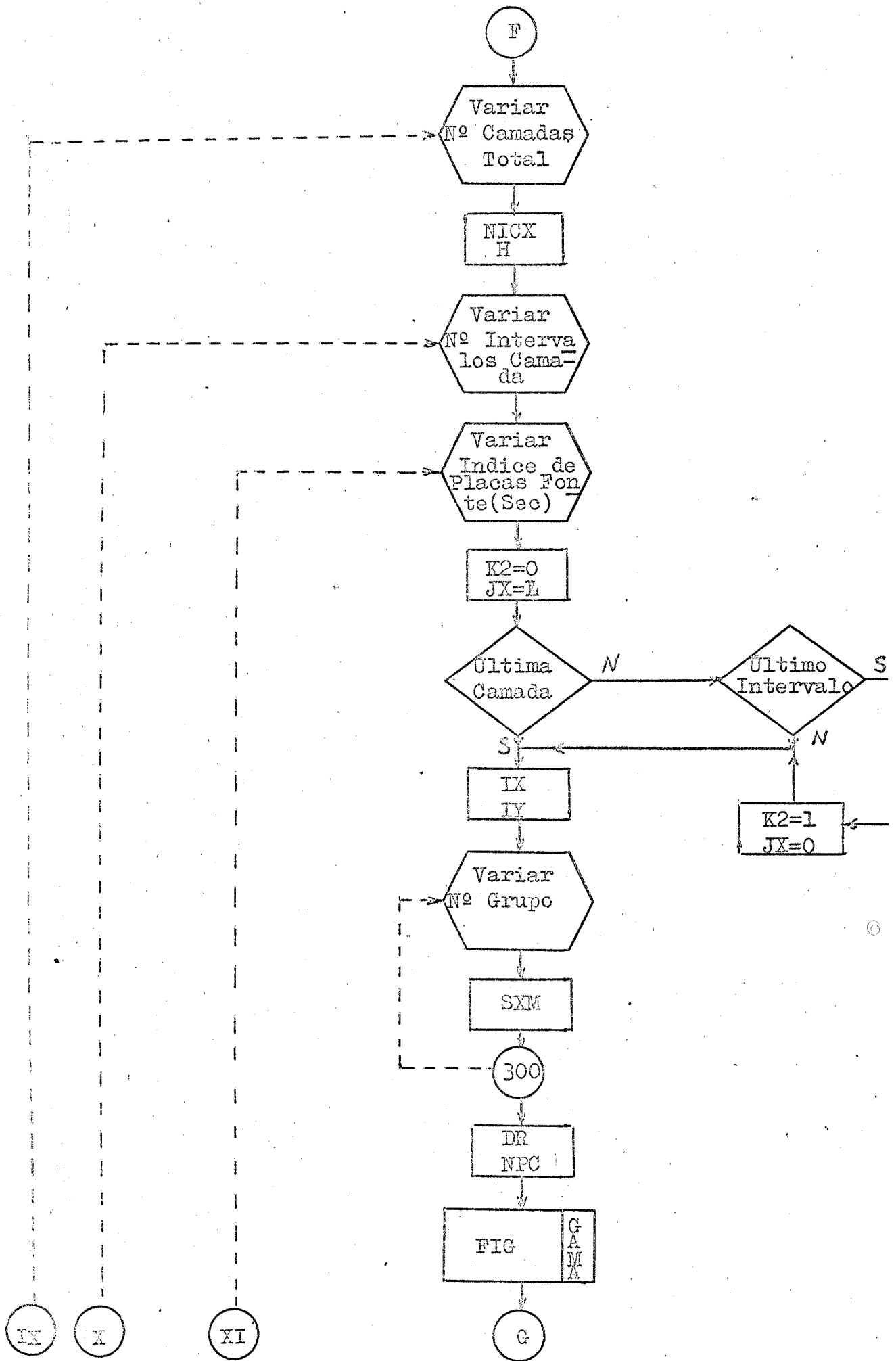


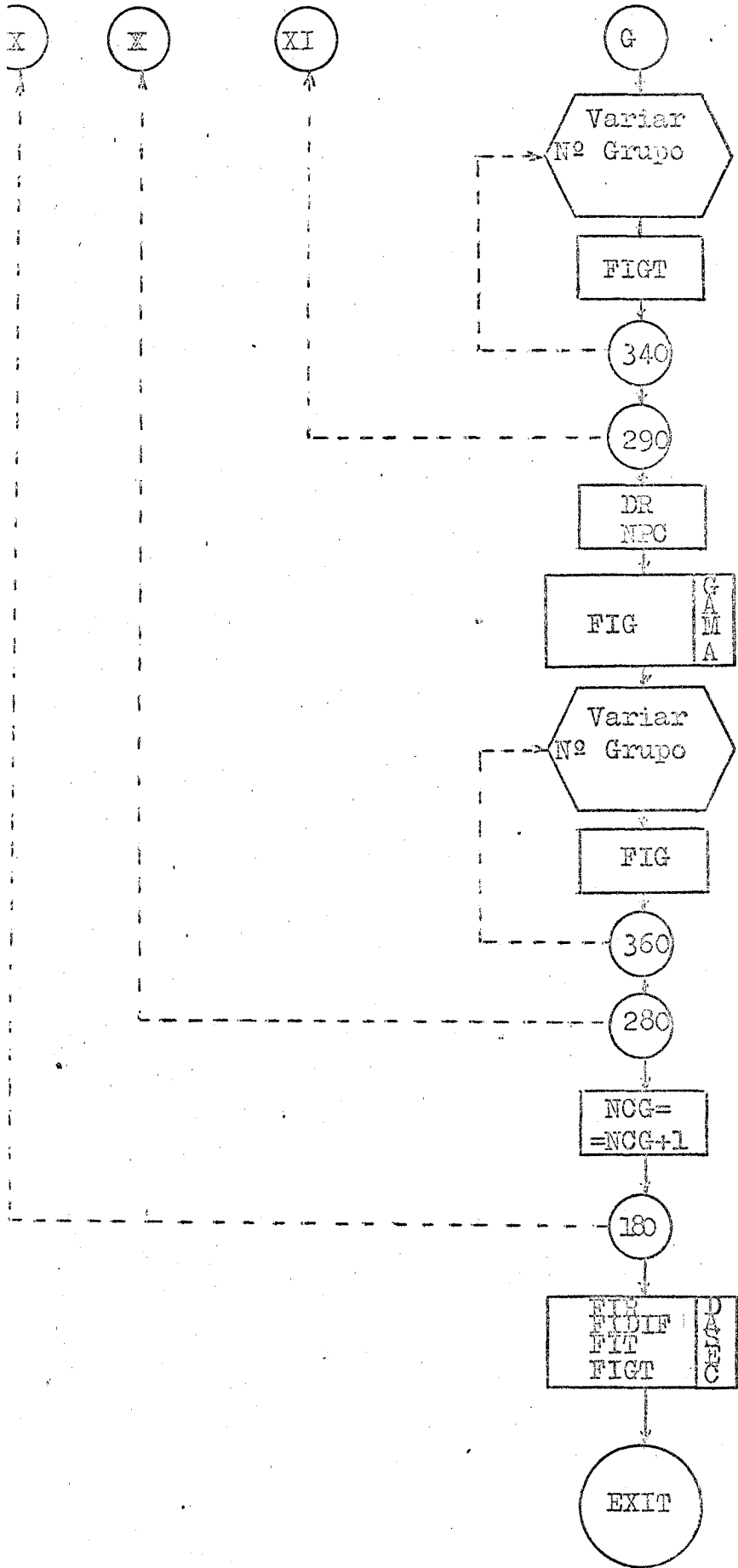
VIII

IV VII

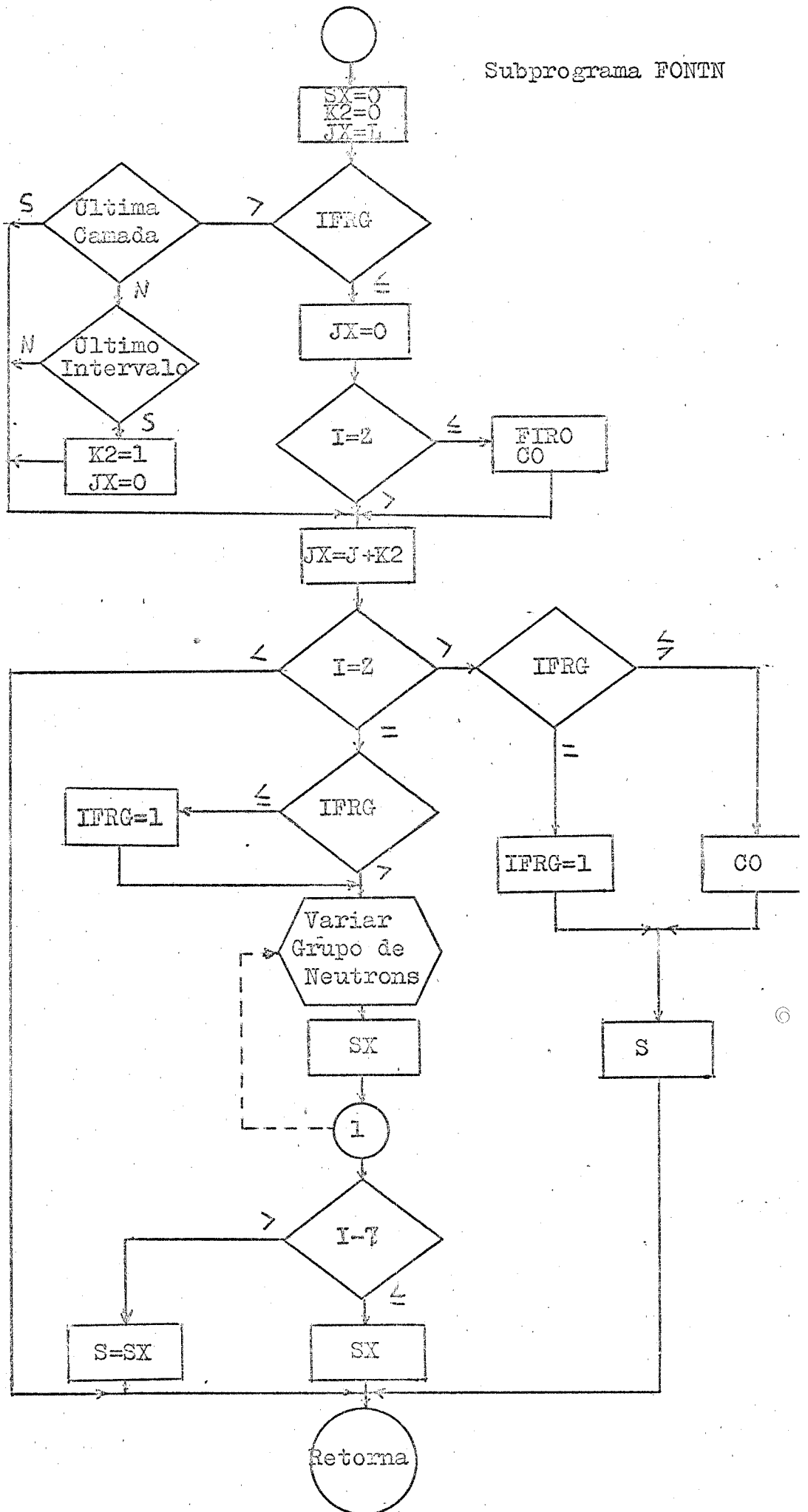
E



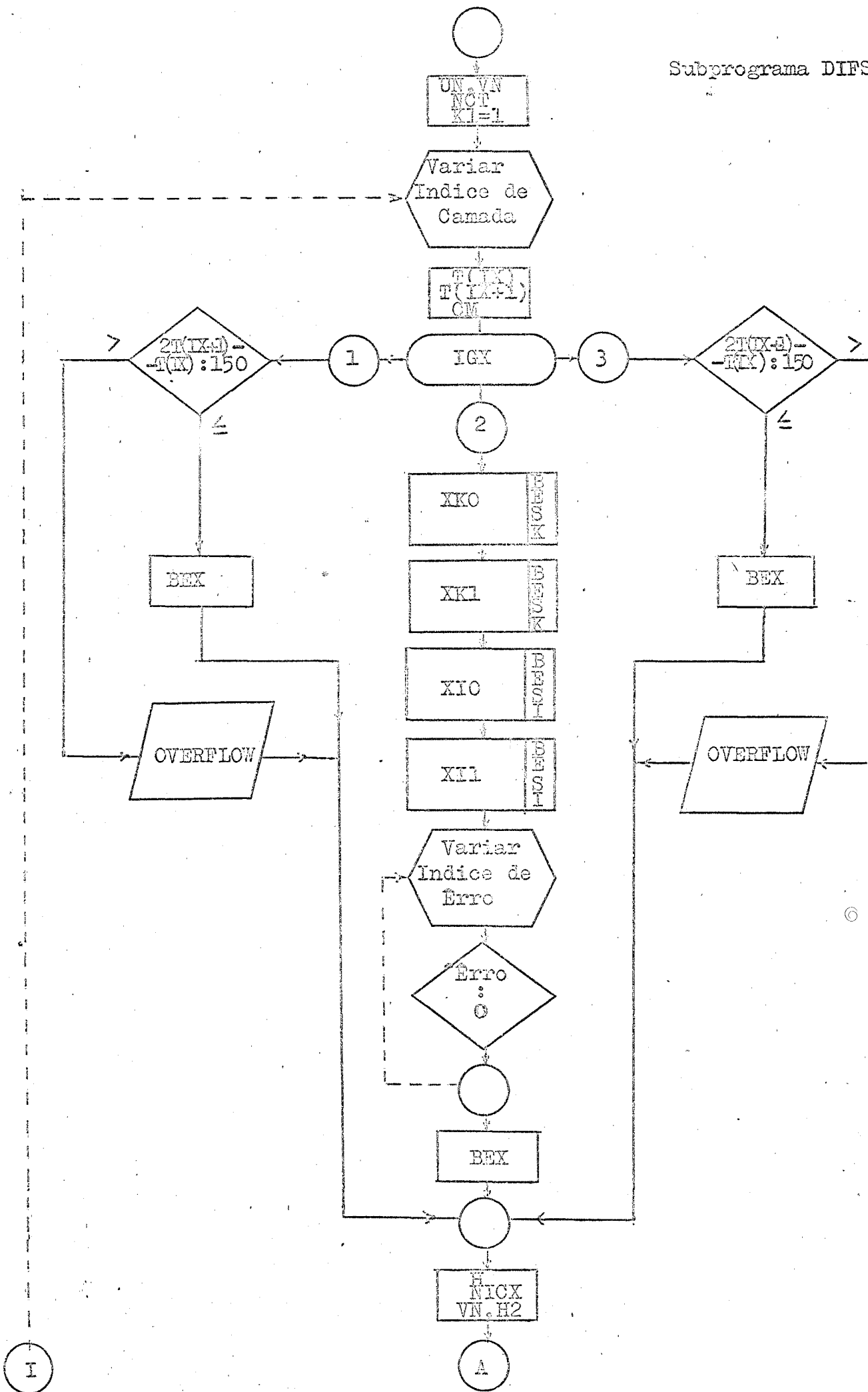


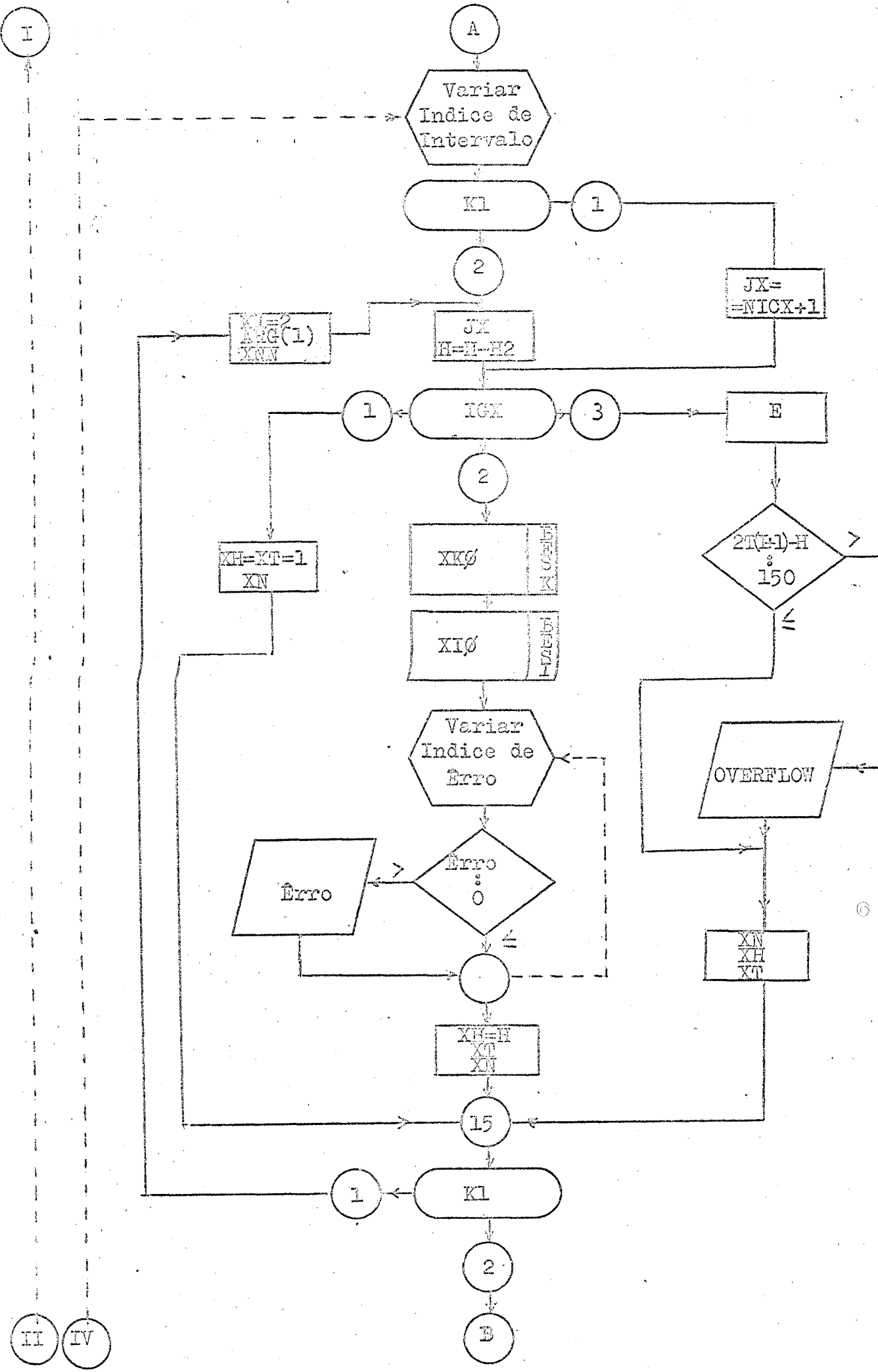


Subprograma FONTN



Subprograma DIFS





II

IV

E

ARGUMENT
NVI=10
XXIX=0

NVI
: 8

≤

NVI
NVI
NVI

XXIX
O
U
D
E
R

XXIX
O
U
D
E
R

XXI=XXI
+XXIX

≤

Erro:0

>

Erro
: 0

>

Erro
Integra-
ção

Erro
Integra-
ção

V(M, JX)

27

XNN=XNN
VN=V(M, L)

T(IX)
: 87

>

OVERFLOW

E

1

IGX

3

UN

2

UN

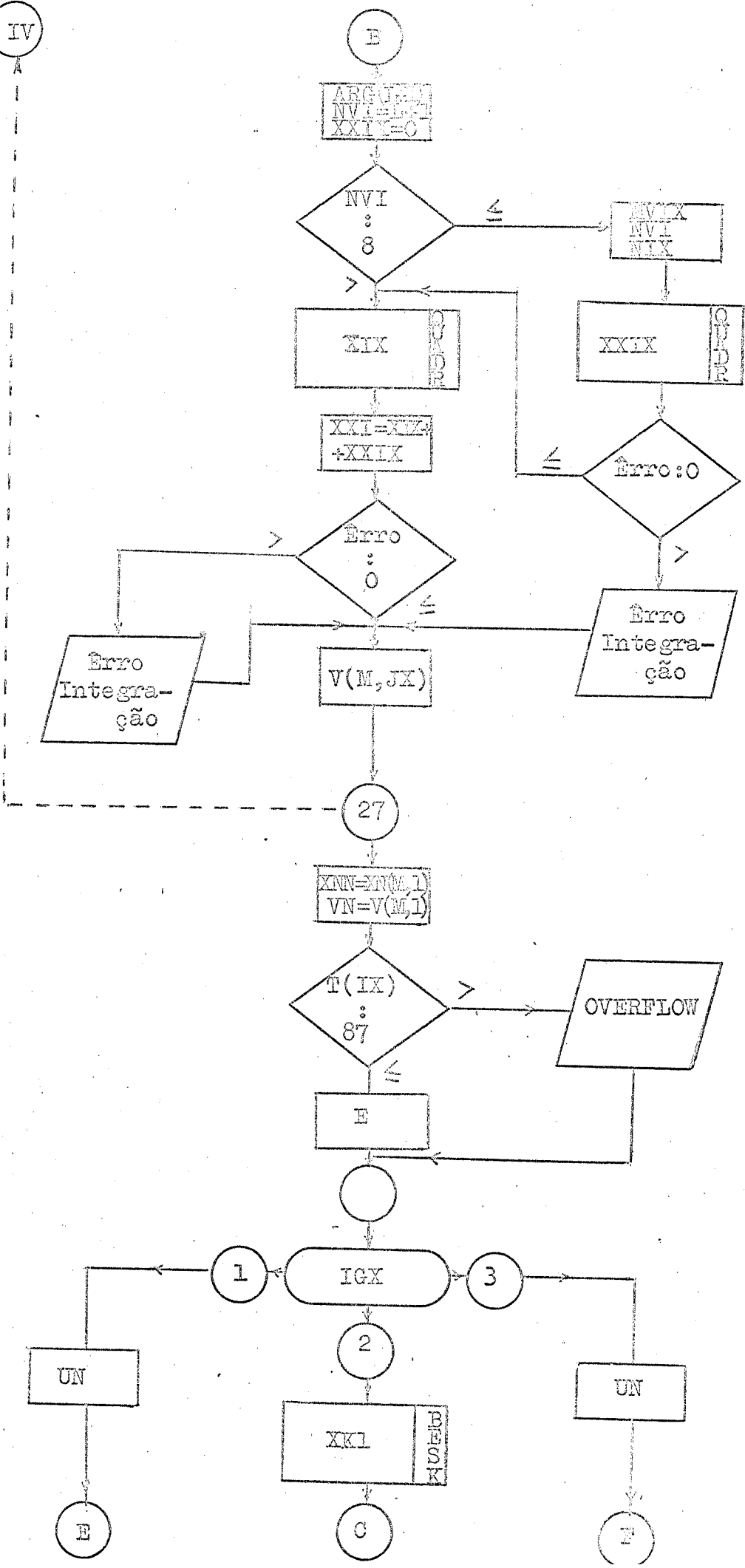
XXI
B
E
S
K

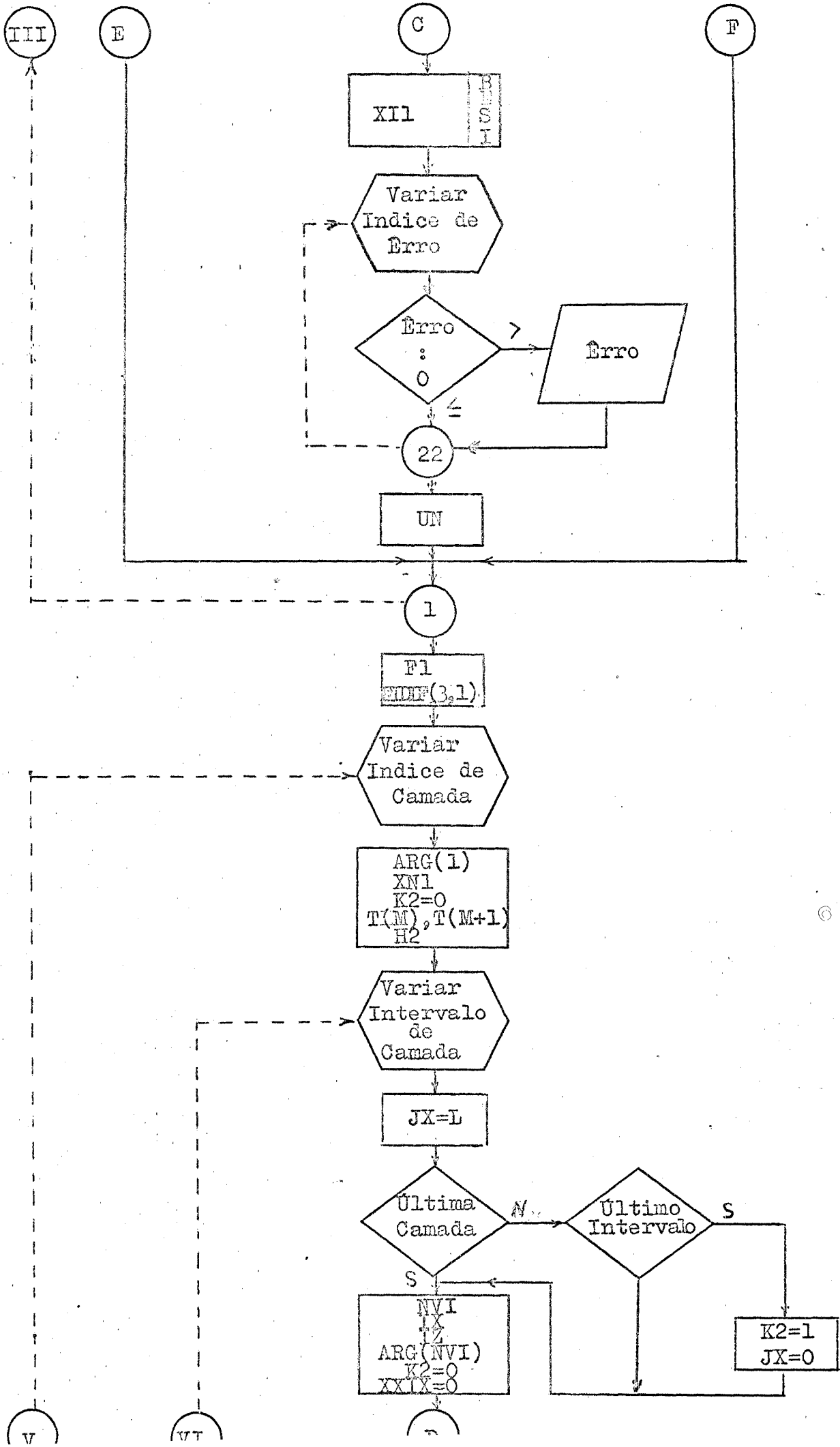
III

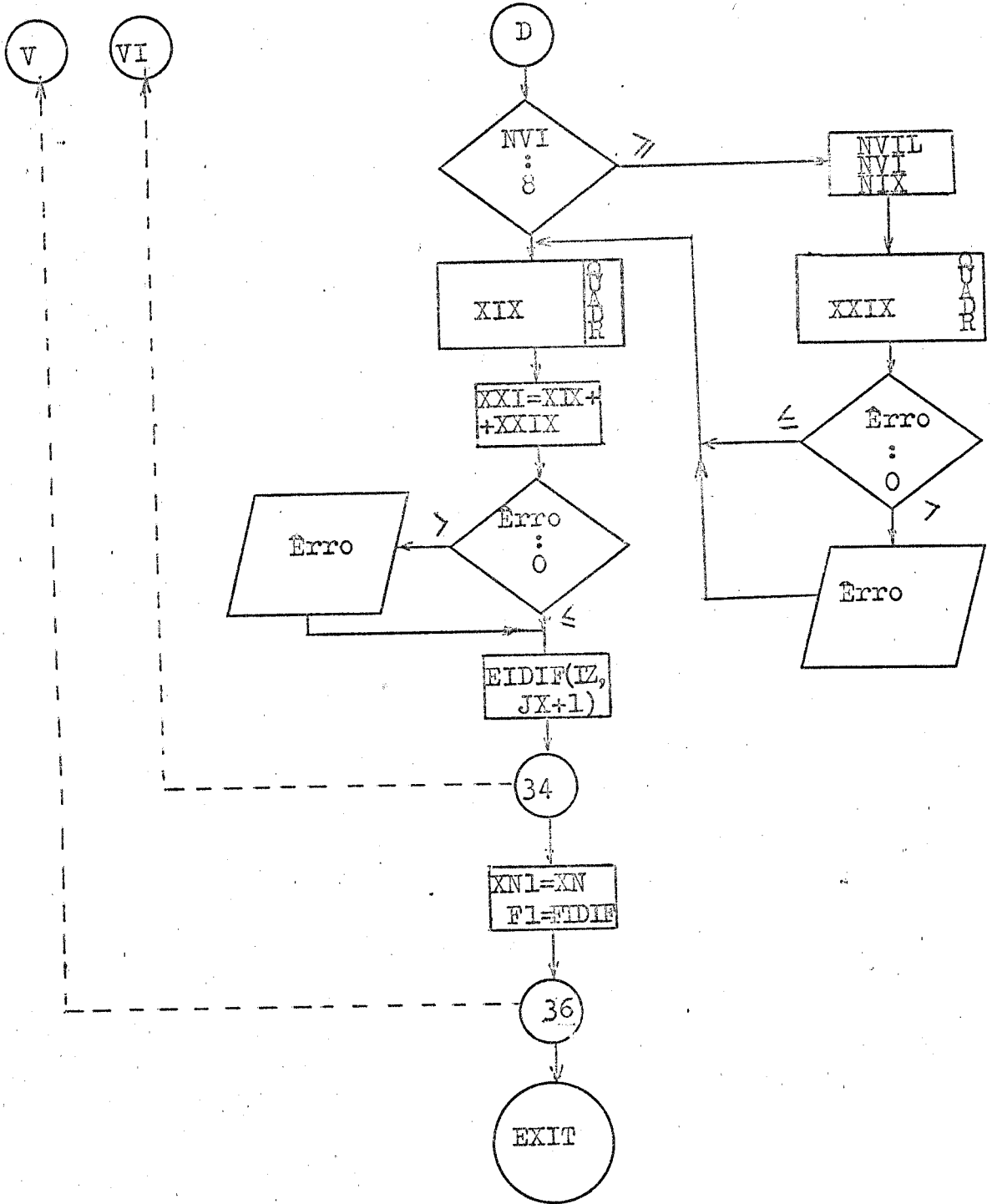
E

C

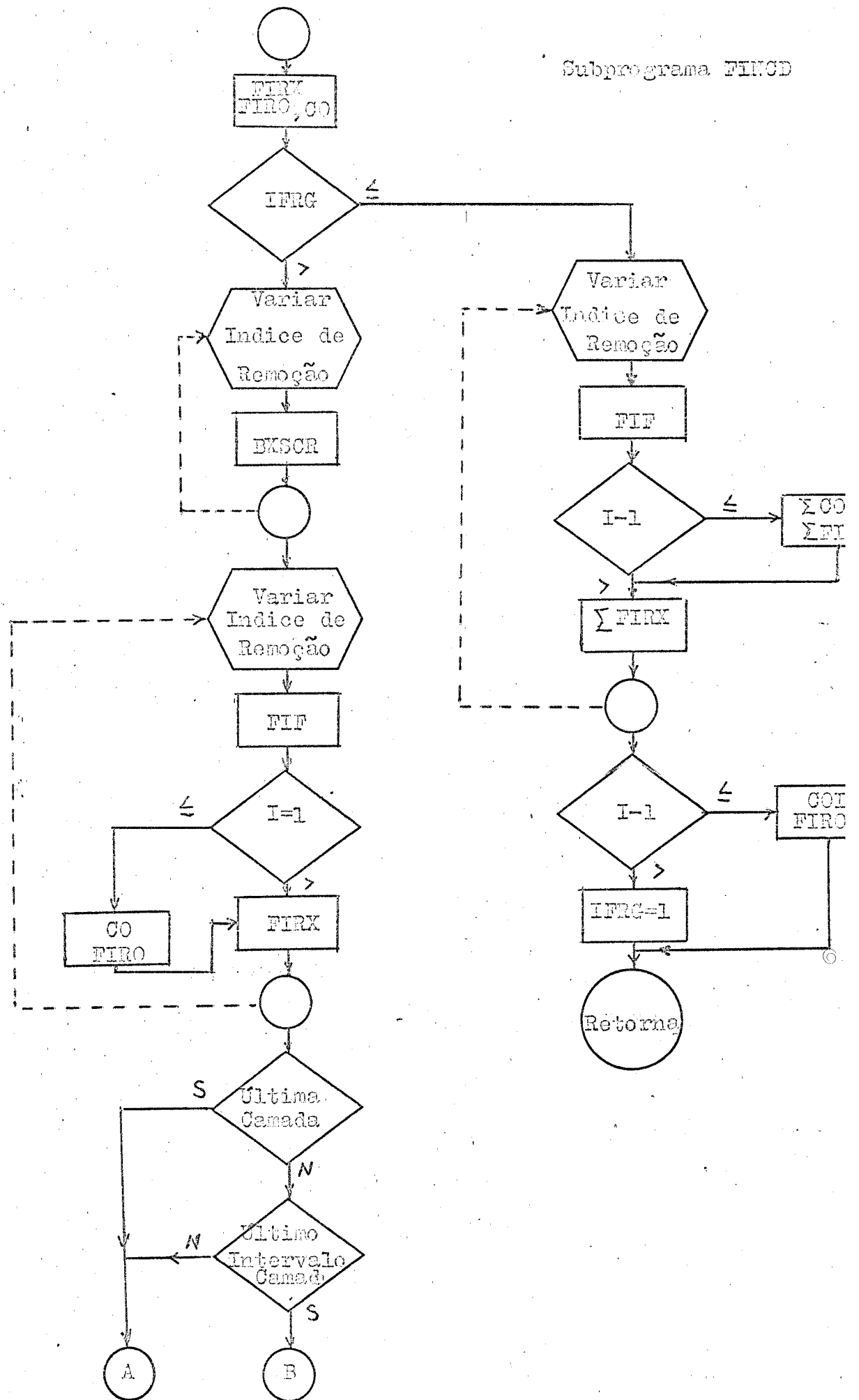
F

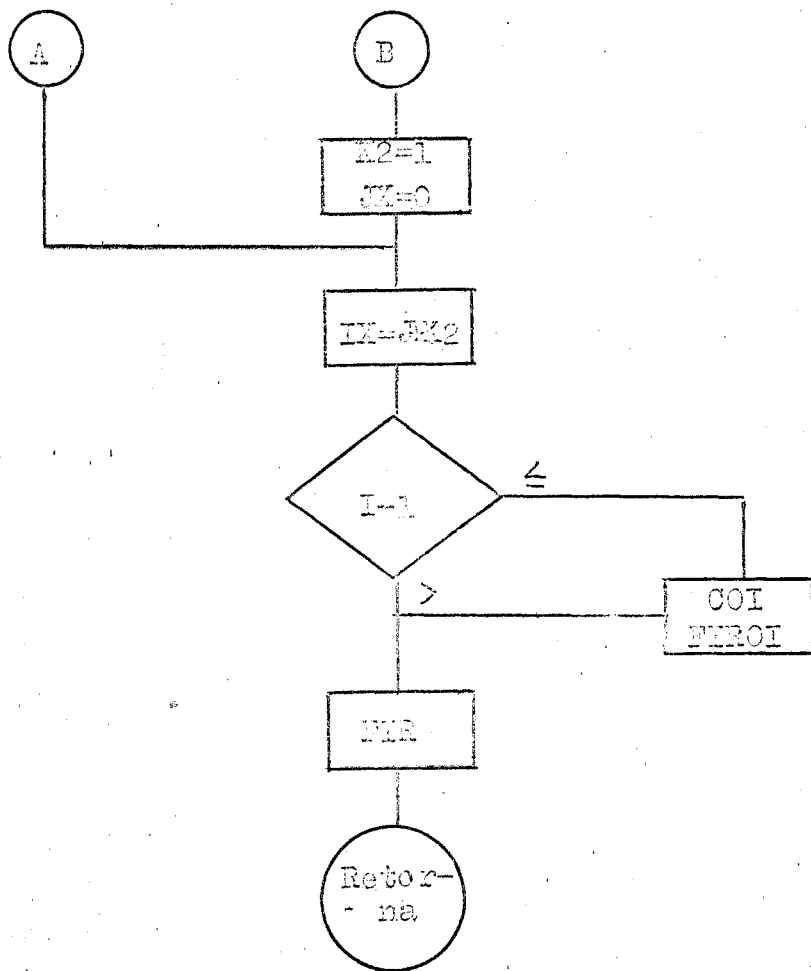






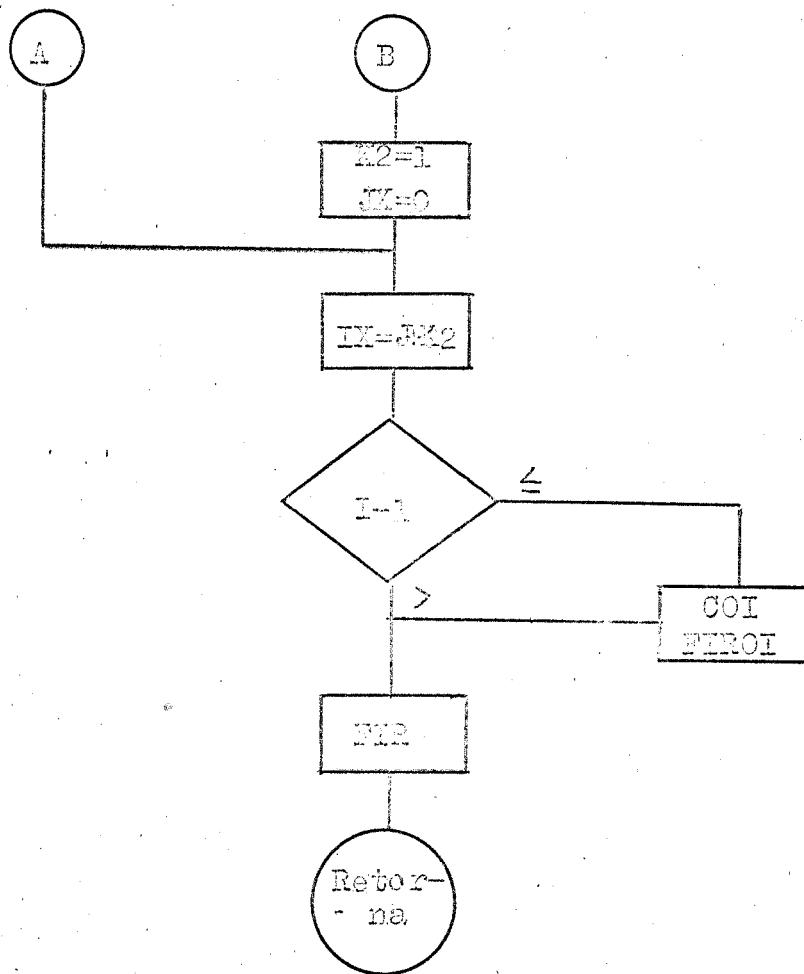
Subprograma FIMCD





APÉNDICE B

LISTAGENS



C FLUXO GAMA/NEUTRON BLINDAGEM - METODO REMOCAO - DIFUSAO

COMMON T,J,L

COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),NGG,NG,NIC(7),IGM,AQ(31),RO(31),A
1),PI(31),A2(31),B2(31),C(31),F(31),GAMMA, CO,NGF,SPN,XNT,EN(3
2F(12),INC,A(7,7),IPRG,ITC(7),NTCT,NTCB,LI,F(7)COMMON FIG(7),SD,DS(7),ALFA, XMI, X, FIDTF(7,7),FIR(7,7),SG(7,
1,S(7,7),FIT(31,7,7),H,HX,KC1,KC2,CNC, BXSCR(1-1), (7), SXH(7,7),F
27,7,7),SGT(31,7),FIP01(7,7),COT(7,7)COMMON XMI(7,7),D(31,7),S,SEM(12,7),R(9),SGA(31,7),SGITC(31,7)
1H(7,7,7),P(31,7,7),Q(31,7,7),SGEPR(31,31,7)

CALL DALLE

NCT=NC+2

DO 1 K=1,NGG

DO 1 J=1,NCT

NITCX=NIC(J)

SXH(J,K)=0.

DO 1 L=1,NITCX

FIGT(K,J,L)=0.

SG(J,L,K)=0.

1 CONTINUE

KC2=0

NGX=1

NGFX=1

CNC=.5*SD*XNT

C VARIACAO DO GRUPO DE NEUTRONS

DO 10 I=L,NGN

DO 11 K=1,NGF

11 BXSCR(K)=0.

H=0.

HX=0.

C AJUSTE ENTRE GRUPOS NEUTRON FISSAO

IF(I-INC)12,13,13

12 KC1=KC2+1

IF(KC1-NGF)15,14,14

14 INC=0.

15 DO 20 J1=NGFX,NGF

IF(EN(I+1)-EF(J1))20,30,30

20 CONTINUE

KC2=NGF

GO TO 13

30 KC2=J1-1

NGFX=J1

C VARIACAO DO NUMERO DE CAMADAS

13 DO 40 J=1,NC

LU=ITC(J+2)-NTCT+NTCB

C(J)=SQRT(SGT(I,LU)/D(T,LU))

IF(ABS(C(J))-1.E-6)700,710,710

700 WRITE(3,720)J,SGT(I,LU),P(I,LU)

720 FORMAT(30X,'C(',I2,') IQUAL A ZERO',10X,2F15.7)

710 NITCX=NIC(J+2)

C VARIACAO DOS INTERVALOS DE CAMADA

DO 50 L=1,NITCX

P=H+(P(J+3)-P(J+2))/NITCX

IF(J-1)81,81,82

```

81 IF(L-1)83,83,82
83 IFRG=0
   IFRGN=C
   IF(I-INC)86,86,87
84 CALL FINCD
82 IF(I-INC)84,90,90
84 CALL FINCD
90 IF(I-1)100,100,112
C CALCULO DAS FONTES DE NEUTRONS
112 IF(I-300)110,111,110
111 IFRG=0
   CALL FONTN
   IFRGN=I
110 CALL FONTN
100 HX=H
50 CONTINUE
40 CONTINUE
   H=0.
   IF(I-1)120,120,130
C CALCULO DO FLUXO DE NEUTRONS POR GRUPO
130 CALL DIESN
C CALCULO DO FLUXO TOTAL POR GRUPO
120 DO 140 J=1,NCT
   N1CX=N1C(J)
   DH=(D(J+1)-R(J))/N1CX
   DO 150 L=1,N1CX
   IF(J-2)250,250,240
240 K2=0
   JX=L
   IF(J-NCT)151,152,152
151 IF(L-N1CX)152,153,153
153 K2=1
   JX=0
252 IX=J+K2
   IZ=IX-2
   IF(I-INC)190,200,200
190 IF(J-1)160,160,210
160 FIT(I,IX,JX+1)=FIR(IZ,JX+1)
   GO TO 170
210 FIT(I,IX,JX+1)=FIDIF(IX,JX+1)+FIR(IZ,JX+1)
   GO TO 170
200 IF(J-1)220,230,230
220 FIT(I,IX,JX+1)=0.0
   GO TO 170
230 FIT(I,IX,JX+1)=FIDIF(IX,JX+1)
   GO TO 170
C CALCULO DA FONTE DE RAIOS GAMA
250 IF(J-1)270,270,170
270 IF(L-1)260,260,170
260 IFRG=0
   IF(I-INC)191,201,201
191 IF(I-1)161,161,211
161 FIT(I,3,1)=FIR(I,1)
   GO TO 171

```



```

211 FIT(I,3,1)=FIDIF(3,1)+TF(I,1)
   GO TO 171
201 IF(I-1)221,221,231
221 FIT(I,3,1)=0.0
   GO TO 171
231 FIT(I,3,1)=FIDIF(3,1)
171 CALL FONTC
170 H=H+DH
   CALL FONTC
150 CONTINUE
140 CONTINUE
10 CONTINUE
C CALCULO DE FLUXO DE GAMA
NGG=0
NG1=0
DO 180 J=1,NCT
  LU=1TC(J)
  NICK=NIC(J)
  H=(R(J+1)-R(J))/NICK
  DO 280 L=1,NICK
    IF(NG1)371,371,372
372 DO 290 M=1,NGG
371 K2=0
    JX=L
    IF(J-NCT)310,320,330
310 IF(L-NICK)320,330,330
330 K2=1
    JX=0
320 JX=M+K2
    IY=J+K2
    IF(NG1)321,321,322
322 DO 300 K=1,NGG
300 SXM(M,K)=SXM(M,K)+H*XFI(Y,LU)
    DR=R(M+1)-R(M)
    NPC=NIC(M)+1
    CALL GAMA(IX,DP,NPC,C,1,1)
    DO 340 K=1,NGG
    FIGT(K,IY,JX+1)=FIGT(K,IY,JX+1)+FIG(K)
340 CONTINUE
290 CONTINUE
321 DR=R(J+1)-R(J)
    NPC=NIC(J)+1
    CALL GAMA(IY,DR,NPC,L,1,1)
    DO 360 K=1,NGG
    FIGT(K,IY,JX+1)=FIGT(K,IY,JX+1)+FIG(K)
    WRITE(3,77777) J,L,JX,IY,K,FIG(K),FIGT(K,IY,JX+1)
77777 FORMAT(5I5,2E15.7)
360 CONTINUE
280 CONTINUE
    NGG=NGG+1
    NG1=1
180 CONTINUE
    CALL DASEC
    CALL EXIT

```

SUBROUTINE DIFSM

DIMENSION PEX(4), ITC(4), M(7,7), XM(7,7), C(4), T(4), YPM(7,7)

COMMON I, J, I

COMMON ALFA1(7,7), ALFA2(7,7), DICO, INC, NTC(7), IS, NC(3), BD(31), AI(31), R1(31), A2(31), R2(31), P(10), C(10), S(10), XN1, PN(32), ITC(10), INC, A(7,7), IFN, IT(7), NCT, ITC(1), A(7,7)

COMMON FIG(7), SG, DC(7), ALFA, ZNTA, S, T(7,7), T1(7,7), S0(7,7,7), S(7,7), FIF(31,7,7), P, IX, XK1, XK2, XN, XSC(10), C(7), SXN(7,7), FIOT(7,7,7), SGI(31,7), FIOT1(7,7), C(11)(7,7)

COMMON XN1(7,7), D(31,7), D1(10,7), R(9), CA(31,7), S111(31,7), S01X(7,7,7), P(31,7,7), O(31,7,7), S0110(31,31,7)

UN=R1(I)/BD(I)

VN=R2(I)/BD(I)

IGX=IGX+1

NCT=NCT+2

DO 1 J=3, NCT

K1 = 1

IX=NC-J+3

LU=ITC(IX+2)-NTCT+NTCR

M=IX

T(IX)=C(IX)+C(IX+2)

T(IX+1)=C(IX)*P(IX+2)

CM=-UN/(C(IX)*D(I,LU))

GO TO(2,3,4), IGX

C CALCULO DOS COEFICIENTES B

2 BEX(IGX)=(CM+1.)/(3.-CM)

GO TO 5

3 CALL BESK(T(IX+1), 0, XK0, IER(1))

CALL BESKIT(T(IX+1), 1, XK1, IER(2))

CALL BESJ(T(IX+1), 0, XI0, IER(3))

CALL BESY(T(IX+1), 1, XI1, IER(4))

DO 6 IBS=1, 4

IF(IER(IBS)) 6, 6, 7

7 WRITE(3,1) IAS, IER(IBS), R(IX+1)

8 FORMAT(10X, 1EPFORMAL FUNCAO DE BESSEL, 2I5, 10X, 1CAMADA C/T=1, F10.

6 CONTINUE

BEX(IGX)=(XI1+CM*XK0)/(XI1-CM*XI0)

GO TO 5

4 BEX(IGX)=(T(IX+1)*(CM+1.)+1.)/(T(IX+1)*(1.-CM)-1.)*EXP(.5*(T(IX+1)-1.*T(IX+1)))

C CALCULO DA MATRIZ N POR CAMADA

5 H=1(IX+1)

NTCX=NIC(IX+2)

V(M, NTCX+1)=VM

H2=(T(IX+1)-T(IX))/NTCX

DO 27 L=1, NTCX

GO TO(11,10), K1

11 JX=NTCX+1

GO TO 28

10 JX=NTCX-L+1

H = H-H2

28 GO TO(12,13,14), IGX

12 XH=1.

XT=1.

```

      XM(M, JX) = (EXP(TGX) * EXP(2. * (T(IX) - T(IX+1))) * XI * X) * (-.5 * H)
      XMO(M, JX) = EXP(-.5 * H)
      GO TO 15
13  CALL BESK(M, 1, XKD, IFF(1))
      CALL BESI(M, 1, XI, IFF(2))
      GO TO 16 IFS=1, 2
      IFF(IFF(IFS)) 1, 2, 3, 17
17  WRITE(3, 1) IFS, IFF(IFS), H
18  FORMAT(2X, 'LEPO NA FUNCAO DE BESSEL, 2IN, 1X, IFF(1) DE VALOR C/H=7
      *1 F10.5)
16  CONTINUE
      XH=H
      XT=T(IX)
      XM(M, JX) = EXP(TGX) * XI * H + XKD
      GO TO 15
14  F=EXP(-2. * T(IX+1) * H)
      XM(M, JX) = ((T(IX+1) * (CH+T.) + F.) / (T(IX+1) * (1-CH) - F.) * EXP(-1)) / H
      XH=H * H
      XT=T(IX+1) * *P
C  CALCULO DA MATRIZ V POR CAMADA
15  GO TO(20, 31), K1
20  K1=2
      K3=1
      K4=1
      IF(J-3) 98, 98, 99
98  K3=NICX+1
      K4=0
99  ARG(1) = (S(IX+K4, K3) * XH * XM(M, NICX+1)) * (XMO(M, NICX+1) * 1.E-45)
      XNM=XN(M, NICX+1)
      XMO=XMO(M, NICX+1)
      GO TO 10
31  ARG(L+1) = (S(IX, JX) * XH * XM(M, JX)) * (XMO(M, JX) * 1.E-45)
      NVI=L+1
      XXIX=0.
      IF(NVI-3) 50, 51, 51
51  NVIX=NVI-1/2
      NVI=NVI-NVIX+1
      NIX = NVI
      CALL QUADR(ARG, NVIX, NIX, 02, XXIX, IERR)
      IF(IERR) 50, 50, 35
50  CALL QUADR(ARG, NVI, 1, 02, XIX, IERR)
      XXI=XIX+XXIX
      IF(IERR) 33, 33, 35
35  WRITE(3, 41) IERR, J, L
41  FORMAT(30X, 'LEPO NA INTEGRACAO', 3I5)
33  AUX=-1. / (C(IX) * XH) * (XXI / (XM(M, JX)) * (1.E-45 / XMO(M, JX)))
      V(M, JX) = (XI / XH) * VM * (XNM / XH(M, JX)) * (XMO / XMO(M, JX)) + AUX
27  CONTINUE
      VM=V(M, 1)
C  CALCULO DE U POR CAMADA
      GO TO(19, 27, 21), IGX
19  UM=-C(IX) * D(1, 1) * (EXP(TGX) * EXP(2. * (T(IX) - T(IX+1))) - 1.) / (EXP(TGX) *
      * EXP(2. * (T(IX) - T(IX+1))) + 1.)
      GO TO 1
21  WRITE(3, 21) IGX, 1, K1, IFF(1)
      CALL BESI(1, IGX, 1, 2, 1, IFF(2))
      GO TO 22 IFS=1, 2
      IFF(IFF(IFS)) 22, 22, 24
24  WRITE(3, 25) IFS, IFF(IFS)
25  FORMAT(4X, 'LEPO NA FUNCAO DE BESI', 3I5)

```

```

22 CONTINUE
UN=-C(IX)*D(1,LU)*(RFX(LU)*X11-YX1)/(C(IX)(LX)*X10+XK0)
GO TO 1
21 UN=-C(IX)*D(1,LU)*(C(X11)*T(LX)-1)-*(T(LX)+1)/(RFX(LX)+
1)*T(LX)
1 CONTINUE
F1=(A2(I)-A0(I)*VN)/(A0(I)*UN-A1(I))
FIDIF(3,1)=F1
DO 36 J=3,NCT
C CALCULO DO FLUXO DE NEUTRONS
IX=J-2
LU=ITC(J)-NICT+ITC
ARG(1)=V(IX,1)*L.F-Z
XN1=XN(IX,1)
XN10=XN0(IX,1)
K2=0
IZ=J
M=IX
NICX = NIC(J)
T(M)=C(M)*R(J)
T(M+1)=C(M)*R(J+1)
H2=(T(M+1)-T(M))/NICX
DO 34 L=1,NICX
JX=L
JY=L
IF(J-NCT)49,38,38
49 IF(L-NICX)39,39,39
39 K2=1
JY=0
38 NVI=L+1
IZ=J+K2
ARG(NVI)=(1.E-70*V(IX,JX+1)/XN(IX,JX+1))/XN0(IX,JX+1)
K2=0
XXIX=0.
IF(NVI-0)52,53,53
53 NVIL=NVI-1/2
NVI=NVI-NVIX+1
NIX=NVI
CALL QUADR(ARG,NVIX,NIX,H2,XXIX,IFERR)
IF(IFERR)52,52,42
52 CALL QUADR(ARG,NVI,1,H2,XXIX,IFERR)
XXI=XIX+XXIX
IF(IFERR)37,37,42
42 WRITE(3,43)IFERR,J,L
43 FORMAT(40X,'FEPO NA INTEGRACAO',3F5)
57 AUX=F1*(XN(M,JX+1)/XN1)*(XN0(M,JX+1)/XN10)
FIDIF(IZ,JY+1)=(-XXI/(C(M)*D(1,LU))*XN(M,JX+1))*(1.E70*XN0(M,
1)) +AUX
34 CONTINUE
XN1=XN(IZ-2,JY+1)
XN10=XN(IZ-2,JY+1)
36 F1=FIDIF(IZ,1)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE DALLE
DIMENSION AUX(10)
COMMON I,J,I
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),NGG,NG,NTC(7),LDC,LD(31),PC(31),A1(
1),A1(31),A2(31),B2(31),CNC1,H(1),H,NGN,      LG,NGF,SGL,XNI,EN(32)
2F(10),TNC,A(7,7),TENG,ITC(7),NTCT,NTCB,LL(7)
COMMON FIL(7),SQ,DS(7),ALFA,K,KM,K,L,I,T,      LL(7),FII(7,7),SG(7,7),
1,S(7,7),FIT(A1,7,7),H,FX,KC1,KC2,CNE,KYGB,LLP),C(7),SK(7,7),HI(
27,7,7),SGT(31,7),FIRI(7,7),FDI(7,7)
COMMON XNI(7,7),D(31,7),SGI(1,7),      (9),SGI(31,7),SGIIC(31,7),
1N(7,7,7),F(31,7,7),O(31,7,7),SGIIC(31,31,7)
READ(2,100)NG,NGN,NGF,NGC,INC,ITC,LD,LD,ITC,NTCT,LL
WRITE(3,110)NG,NGN,NGF,NGC,INC,ITC,LD,LD,ITC,NTCT,LL
I1=NG+2
READ(2,100)(NTC(I),I=1,I1)
WRITE(3,130)(NTC(I),I=1,I1)
READ(2,100)(ITC(I),I=1,I1)
WRITE(3,120)(ITC(I),I=1,I1)
DO 10 K=1,NGG
READ(2,140)(A(K,I),I=1,I1)
WRITE(3,150)(A(K,I),I=1,I1)
READ(2,140)(ALFA1(K,I),I=1,I1)
WRITE(3,150)(ALFA1(K,I),I=1,I1)
READ(2,140)(ALFA2(K,I),I=1,I1)
WRITE(3,150)(ALFA2(K,I),I=1,I1)
10 CONTINUE
I1=NG+4
READ(2,180)CNC1,SNO,XNI,(H(I),I=1,I1)
WRITE(3,190)CNC1,SNO,XNI,(R(1),I=1,I1)
READ(2,140)(F(I),I=1,NGF)
WRITE(3,210)(F(I),I=1,NGF)
READ(2,140)(G(I),I=1,NGG)
WRITE(3,210)(G(I),I=1,NGG)
READ(2,181)(AO(I),BO(I),A1(I),R1(I),A2(I),R2(I),I=1,NGN)
WRITE(3,220)(AO(I),BO(I),A1(I),R1(I),A2(I),R2(I),I=1,NGN)
I1=NGN+1
I2=NGF+1
READ(2,180)(EN(I),I=1,I1)
WRITE(3,250)(EN(I),I=1,I1)
READ(2,180)(EF(I),I=1,I2)
WRITE(3,250)(EF(I),I=1,I2)
DO 410 J=1,NTCB
DO 410 I=1,6
READ(2,500)(SGIN(I,J,I1),I1=1,7)
WRITE(3,500)(SGIN(I,J,I1),I1=1,7)
410 CONTINUE
DO 420 J=1,NTCB
READ(2,500)(SGA(I,J),I=1,NGN)
420 WRITE(3,500)(SGA(I,J),I=1,NGN)
DO 430 J=1,NTCB
READ(2,500)(D(I,J),I=1,NGN)
430 WRITE(3,500)(D(I,J),I=1,NGN)
DO 441 J=1,NTCB
READ(2,500)(SGIIC(I,J),I=1,NGN)

```

```
431 WRITE(3,500)(S(I,J),I=1,NGN)
   DO 432 J=1,NTOT
   READ(2,500)(SOT(I,J),I=1,NGN)
432 WRITE(3,500)(SOT(I,J),I=1,NGN)
   DO 440 J=1,NTOT
   DO 440 I=1,NGN
   READ(2,500)(P(I,J,K),K=1,NGO)
440 WRITE(3,500)(P(I,J,K),K=1,NGO)
   DO 450 J=1,NTOT
   DO 450 I=1,NGN
   IF (I0-360) 441,441,451
441 IF (I-1) 450,450,452
452 READ(2,500)(Q(I,J,K),K=1,NGO)
   WRITE(3,500)(Q(I,J,K),K=1,NGO)
450 CONTINUE
451 DO 460 J=1,NTOT
   READ(2,500)(XMI(K,J),K=1,NGO)
460 WRITE(3,500)(XMI(K,J),K=1,NGO)
   DO 470 J=1,NTOT
   READ(2,500)(AUX(I),I=1,NGN)
   DO 471 I=1,NGN
   I2=NGN-I+1
471 SGRPH(I,J)=AUX(I2)
470 WRITE(3,500)(SGRPH(I,J),I=1,NGN)
   DO 480 J=1,NTOT
   I2=NGN-1
   DO 480 I=1,I2
   I1=I+1
   READ(2,500)(SGRHB(I,IL,J),IL=I1,NGN)
480 WRITE(3,500)(SGRHB(I,IL,J),IL=I1,NGN)
500 FORMAT(5F16.7)
100 FORMAT(16I5)
110 FORMAT(20X,16I5)
130 FORMAT(20X,16I9)
140 FORMAT(10X,5E10.2,10X)
150 FORMAT(10X,11F10.5)
180 FORMAT(5E15.5,5X)
191 FORMAT(5E15.5,/,5I5.5)
190 FORMAT(5X,7E15.5)
210 FORMAT(10X,11F10.5)
230 FORMAT(10X,6E15.5)
250 FORMAT(5X,7E15.5)
RETURN
END
```

SUBROUTINE FONTE

CALCULO DA FONTE DE NEUTRONS-EO, DIFUSAO

COMMON I,J,L

```
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),NSR,ALFANIC(7),T0,AC(31),AD(31),A1(7,7),
B1(31),A2(31),R2(31),CNC1,F(1,1),S(1,1),LO,NGF,SDQ,XMI,EN(32),
ZF(1,1),INC,A(7,7),IFPR,ITF(7),MFC1,SEDA,1,1(7)
```

```
COMMON FIG(7),SO,DS(7),ALFA,XALF,AL,CTDIA(7,7),FIR(7,7),SG(7,7),
1,S(7,7),FIT(31,7,7),H,IX,KC1,KC2,CNC,PRXSC(1,1),G(7),SXN(7,7),FIG
27,7,7),SGT(31,7),FIRQI(7,7),COI(7,7)
```

```
COMMON XMI(7,7),D(31,7),SGHEM(1,7),R(9),SGA(31,7),SGTIC(31,7),S
1X(7,7,7),P(31,7,7),O(31,7,7),SGEMB(1,31,7)
```

SX=0.

I1=I-1

NTCX=NTC(J+2)

K2=0

JX=L

IF(IFRG)12,12,11

11 IF(J-NC)8,9,9

8 IF(L-NTCX)9,10,10

10 K2=1

JX=0

GO TO 9

12 JX=0

IF(I-2)13,13,9

13 FIRQ=FIRQI(I,1)

CO=COI(1,1)

9 IX=J+K2

LU=ITC(IX+2)-NTCT+NTCE

IF(I-2)17,2,3

2 IF(IFRG)14,14,15

14 IFRG=1

GO TO 16

15 CO=COI(IX,JX+1)

FIRQ=FIRQI(IX,JX+1)

16 S(IX,JX+1)=CO-SGA(1,LU)*FIRQ+SGTIC(2,LU)*FIR(IX,JX+1)

RETURN

3 DO 31 I1=1,11

SX=SX+FIT(I1,IX+2,JX+1)*SGEMB(I1,I,LU)

31 CONTINUE

IF(IFRG)17,17,18

17 IFRG=1

18 IF(I-12)19,19,6

19 I2=I-1

I1=I-6

IF(I1)22,22,23

22 I1=1

23 DO 1 IN=I1,I2

IF(IN-6)24,24,21

24 SX=SX+FIT(IN,IX+2,JX+1)*SGIW(I1,LU,I-10,I)

1 CONTINUE

21 IF(I-10)15,6,6

6 S(IX,JX+1)=SX

RETURN

5 S(IX,JX+1)=SX+FIR(IX,IX+1)+SGTIC(I,LU)

```
431 WRITE(3,500)(S(I,J),I=1,NGN)
    DO 432 J=1,NTCB
      READ(2,500)(SO(I,J),I=1,NGN)
432 WRITE(3,500)(SO(I,J),I=1,NGN)
    DO 440 J=1,NTCT
      DO 440 I=1,NGN
        READ(2,500)(P(I,J,K),K=1,NGG)
440 WRITE(2,500)(P(I,J,K),K=1,NGG)
    DO 450 J=1,NTCT
      DO 450 I=1,NGN
        I1=(L0-NGN)+441,441,451
441 IF (I-1).450,451,452
452 READ(2,500)(Q(I,J,K),K=1,NGG)
      WRITE(3,500)(Q(I,J,K),K=1,NGG)
450 CONTINUE
451 DO 460 J=1,NTCT
      READ(2,500)(XMI(K,J),K=1,NGG)
460 WRITE(3,500)(XMI(K,J),K=1,NGG)
    DO 470 J=1,NTCT
      READ(2,500)(AUX(I),I=1,NGG)
      DO 471 I=1,NGG
        I2=NGG-I+1
471 SGRFM(I,J)=AUX(I2)
470 WRITE(3,500)(SGRFM(I,J),I=1,NGG)
    DO 480 J=1,NTCB
      I2=NGN-1
      DO 480 I=1,I2
        I1=I+1
        READ(2,500)(SCFHM(I,IL,J),IL=I1,NGN)
480 WRITE(3,500)(SCFHM(I,IL,J),IL=I1,NGN)
500 FORMAT(5F16.7)
100 FORMAT(15I5)
110 FORMAT(20X,16I5)
130 FORMAT(20X,15I5)
140 FORMAT(10X,6E10.2,10X)
150 FORMAT(10X,11F10.5)
120 FORMAT(5E15.5,5X)
181 FORMAT(5E15.5,/,F15.5)
190 FORMAT(5X,7E15.5)
210 FORMAT(10X,11F10.5)
230 FORMAT(10X,6E15.5)
250 FORMAT(5X,7E15.5)
      RETURN
    END
```



```

SUBROUTINE DASEC
COMMON I,J,L
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),NGG,NC,NIC(7),TON,AD(31),BO(31),A1(
1),B1(31),A2(31),B2(31),CNC1,F(19),N,NGN,LD,NGP,SNP,XNI,EN(32)
2F(19),INC,AL(7,7),IFRG,ITC(7),NICT,UECA,LI,G(7)
COMMON FPG(7),SC,PS(7),ALPHA,X,YMIX,X4,LOTE(7,7),FI(7,7),SG(7,7,
1,S(7,7),FIT(31,7,7),H,HX,KE1,KC2,CNC,BOXSCR(19),C(7),SXR(7,7),FIG
27,7,7),SGT(31,7),FINDI(7,7),GDI(7,7)
COMMON XNI(7,7),D(31,7),SGBEN(18,7),R(9),SO(31,7),SUTIC(31,7),S
1M(7,7,7),P(31,7,7),Q(31,7,7),SGHR(31,31,7)
WRITE(3,200)
200 FORMAT(60X,'CODIGO BLINDA',////,20X,'FLUXO DE NEUTRONS',//)
NCT=NC+2
DO 1 J=1,NGN
WRITE(3,100)1
100 FORMAT(30X,'GRUPO DE NEUTRONS ',I2)
DO 1 J=3,NCT
NICY=NIC(J)
NICX=NICY+1
IF(J-NCT)2,3,3
2 WRITE(3,10)R(J),(FIT(I,J,L),L=1,NICY),FIT(I,J+1,L)
GO TO 1
3 WRITE(3,10)P(J),(FIT(I,J,L),L=1,NICY)
1 CONTINUE
WRITE(3,400)
400 FORMAT(////,20X,'FLUXO DE RAIOS GAMA',//)
DO 4 K=1,NGG
WRITE(3,300)K
300 FORMAT(30X,'GRUPO DE GAMAS ',I1)
DO 4 J=1,NCT
NICY=NIC(J)
NICX=NICY+1
IF(J-NCT)5,6,6
5 WRITE(3,10)R(J),(FIGT(K,J,L),L=1,NICY),FIGT(K,J+1,L)
GO TO 4
6 WRITE(3,10)R(J),(FIGT(K,J,L),L=1,NICX)
4 CONTINUE
10 FORMAT(5X,F4.1,(9(E11.4,2X)))
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE GAMA(KM,T,NPC,NPEC,KN,KB)
COMMON I,J,L
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),SGG,M,ALFA1(7,7),BP(31),A1(
1),B1(31),A2(31),B2(31),CND1,F(18),XMI,XMI,FN(32),
2F(18),INC,A(7,7),IPDC,T,ITD,NTCT,ALFA1(7,7)
COMMON FIG(7),SG,DS(7,7),ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),SG(7,7),
1,S(7,7),FIT(21,7,7),K1,K2,K3,KC1,KC2,KC3,SG(18),C(7),XMI(7,7),FIT(
27,7,7),SGT(31,7),FIDAT(7,7),PI(7,7)
COMMON XMI(7,7),D(31,7),SGL(12,7),SGR(11,7),ITC(31,7),S
1M(7,7,7),PI(7,7,7),D(31,7,7),SGR(7,7,7)
LU=ITC(KM)
DO 1 K=1,LU
GO TO (2,31,KB)
C FLUXO FORA DA FONTE
C CALCULO DA FONTE
2 SG=SG(KM,1,K)
DO 4 KC=2,NPC
IF(KM-NC-7)10,12,12
10 IF(KC-NPC)12,13,13
13 DS(KC)=SG(KM+1,1,K)-SG
GO TO 4
12 DS(KC)=SG(K-1,KC,K)-SG
4 CONTINUE
DS(1)=0
C CALCULO DO FLUXO
AX=A(K,KN)
ALFAX=ALFA1(K,KN)
XMI=XMI(K,LU)
CALL FNIN(SAX(KM,K),T,NPC,KN,F1,XI1)
AX=L.-AX
ALFAX=ALFA2(K,KN)
CALL FNIN(SAX(KM,K),T,NPC,KN,F2,XI2)
FIG(K)=.5*(F1+F2+XI1+XI2)
GO TO 1
C FLUXO DENTRO DA FONTE
C CALCULO DA FONTE A DIREITA
3 NPDC=NPC-NPEC-1
NXE = KN +NPEC
SG=SG(KM,NXE,K)
IF(NPDC)7,7,7
5 DO 5 KCX=1,NPDC
KCZ=NPC-KCX+1
KCY=KCZ-1+KN
5 DS(KCZ)=SG(KM,KCY,K)-SG
C CALCULO DA FONTE A ESQUERDA
7 NCE=NPEC+1
DO 6 KCX=1,NCE
KCY=KN+NCE-KCX
KCZ=KCY
DS(KCZ)=SG(KM,KCY,K)-SG
C CALCULO DO FLUXO
SH = 0
ALFAX=ALFA1(K,KN)
AX=A(K,KN)

```

```

X11Y=X11*(R,1)
MPDD=MPDD+1
X122=0.
F21=0.
X111=0.
-11=0.
IF(MPDD-1)21,21,21
21 CALL FND(S,T,MPDD,X11,X111)
21 CALL FND(S,T,MPD,K1,F12,X112)
ALFAX=ALFAZ(K,Y)
AX=1.-AX
IF(MPDD-1)22,22,23
22 CALL FND(S,T,MPDD,X11,21,X111)
22 CALL FND(S,T,MPD,K1,F22,X122)
FIG(K)=.5*(X11+F12+X21+F22+X111+X112+X221+X222)
1 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE QUAD(Z,N,NT,H,S,IERR)
DIMENSION Z(1)
IERR=0
IF(N) 11,11,12
11 IERR = 2
GO TO 7
12 IF(N-2)8,9,9
9 NX=N-1
GO TO (1,2,3,4,5,6),NX
1 S=.5*H*(Z(NI)+Z(NI+1))
GO TO 7
2 S=H*(Z(NI)+4.*Z(NI+1)+Z(NI+2))/3.
GO TO 7
3 S=3.*H*(Z(NI)+3.*Z(NI+1)+3.*Z(NI+2)+Z(NI+3))/8.
GO TO 7
4 S=4.*H*(7.*Z(NI)+32.*Z(NI+1)+12.*Z(NI+2)+32.*Z(NI+3)+7.*Z(NI+4))/90.
GO TO 7
5 S=5.*H*(19.*Z(NI)+75.*Z(NI+1)+50.*Z(NI+2)+50.*Z(NI+3)+75.*Z(NI+4)+19.*Z(NI+5))/288.
GO TO 7
6 S=6.*H*(41.*Z(NI)+216.*Z(NI+1)+27.*Z(NI+2)+272.*Z(NI+3)+27.*Z(NI+4)+216.*Z(NI+5)+41.*Z(NI+6))/216.
GO TO 7
7 WRITE(3,10)
10 FORMAT(10X,'%. DE FND HAS MEMORY OF FIG(DISTY)')
IERR = 1
7 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE FNIN(SM,T,NPC,M1,F1,XT)
DIMENSION ARG(7)
COMMON I,J,L
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),MGE,MO=10000,FA,A(7,7),PD(31),A1(31
1),B1(31),A2(31),B2(31),CNC1=5(18),CNC2=5(18),XNI,FM(32),F
2F(19),INC,A(7,7),IDC=1(7),NTOT=100(7)
COMMON F16(7),S1(7),ALFA3,XMIX,ALFA4(7,7),F17(7,7),S11(7,7,7)
1,S(7,7),F11(7,7,7),XK1,XK2,FA,AS(19),C(7),S11(7,7),C101(
27,7,7),S11(7,7),F1201(7,7),C11(7)
COMMON XM1(7,7),D(31,7),SC12(18,7,18),SLA(31,7),S11C(7,7),S11
1N(7,7,7),C(31,7,7),D(31,7,7),S11C(31,7)
XM1L=(1.+ALFA3)*XMIX
SM1=(1.+ALFA4)*S11
A1=EXPT1(SM1,2)
ARGX=SM1+XM1L*AT
D1=EXPT1(ARGX,2)
F1=S1*AX*(FA-EB)/XM1L
H=Y/(NPC-1)
XKC=H
NP=NPC/7
NCP=NPC-7*NP
AS=M1
DO 1 MC=1,NPC
ARGX=SM1+XM1L*XKC
XKC=XKC+H
ARG1=EXPT1(ARGX,1)
ARG(MC)=DS(NS)*AX*ARG1
NS=NS+1
1 CONTINUE
LW = 7
L1=1
S1=0.
IF(NP)3,3,4
4 DO 2 NCX=1,NP
CALL QUADR(ARG,LW,L1,H,SX,IFRR)
IFR = IFRR+1
GO TO (11,9,9),IFR
11 S1=S1+SX
L1 = L1+6
2 CONTINUE
3 IF(NPR-1)7,7,5
5 CALL QUADR(ARG,NPR,L1,H,S2,IFRR)
IFR = IFRR+1
GO TO (8,9,9),IFR
8 XI=S1+S2
GO TO 6
9 WRITE(3,10)I,IFR
10 FORMAT(10X,'CALCULO FLUXO GAMA NAO POSSIVEL NA CAMADA EXPRESSURA=',
15I9.5,'ERR0',15/)
GO TO 6
7 XI=S1
6 RETURN
END
    
```

```

SUBROUTINE FDNIG
CALCULO DA FONTE AXIOS GAMA
COMMON 1,J,L
COMMON ALFA1(7,7),ALFA2(7,7),NGG,NG,NTC(7),LBM,AQ(31),BD(31),A1
1) ,B1(31),A2(31),B2(31),CNC1,P(10),A,NGN, LU,NGF,SMO,XNI,EN(32
2F(19),INC,A(7,7),IFRG,ITC(7),NTCT,NTCB,L1,G(7)
COMMON FIG(7),SD,DS(7),ALFA, XMI, X, FI, FIF(7,7),FIR(7,7),SG(7,7
1,S(7,7),FIT(31,7,7),J,HX,KO1,KO2,INC,AXSON(10),C(7),SXM(7,7),FI
27,7,7),SGT(31,7),FIPD1(7,7),CO1(7,7)
COMMON XMI(7,7),O(31,7),SGPRX(10,7),R(9),SGA(31,7),SCITC(31,7),
IN(7,7,7),P(31,7,7),O(31,7,7),SGPFR(31,31,7)
NCT=NC+2
IF(L0)1,1,2
2 K2=0
JX=L
NICK=NIC(J)
IF(J-NCT)151,152,152
151 IF(L-NICK)152,153,153
153 K2=1
JX=0
152 IX=J+K2
LU=ITC(IX)
IF(I-L1)1,3,3
3 DO 80K=1,NGG
IF(J-2)10,10,20
10 IF(IFRG) 110,110,120
110 IX=1
LU=ITC(1)
JX=0
IFRG=1
120 FIRN=FIT(I,3,1)*(1.C+CNC1*ABS(R(3)-R(1)-0))
IF(I-L1)1,40,50
40 SG(IX,JX+1,K)=SG(IX,JX+1,K)+FIRN*P(I,LU,K)+SMO*G(K)
GO TO 60
50 SG(IX,JX+1,K)=SG(IX,JX+1,K)+FIRN*P(I,LU,K)
60 IF(L0-NGN)90,90,80
90 IF(I-N)70,70,80
70 IF(I-1)80,80,71
71 SG(IX,JX+1,K)=SG(IX,JX+1,K)+FIRN*O(I,LU,K)
GO TO 80
80 SG(IX,JX+1,K)=SG(IX,JX+1,K)+FIT(I,IX-2,JX+1)*P(I,LU,K)
IF(I-N)100,100,80
100 IF(I-1)80,80,101
101 SG(IX,JX+1,K)=SG(IX,JX+1,K)+FIT(I,IX-2,JX+1)*O(I,LU,K)
80 CONTINUE
1 RETURN
END
    
```

```

FUNCTION EXPIT(X,NEXP)
FUNCAO PARA CALCULO DE INTEGRAIS EXPONENCIAIS
DIMENSION AI(5),BI(5)
DATA AI,BI / 0.26777373,9.6347609,19.059112,2.5733287,1.0,3.95849
19,21.029653,25.632954,9.5733223,1.0 /
A = AI(1)
B = BI(1)
MM = 1
EPINT = 0.
DO 1 L=1,NEXP
IF(L-1)2,2,3
2 IF(ABS(X)-.1E-5)5,6,22
6 IF(NEXP-1) 31,30,32
32 EXPIT=1./(NEXP-1)
GO TO 33
22 IF(ABS(X)-1.)8,5,5
30 WRITE(3,0) NEXP
9 FORMAT(20X,'ARGUMENTO DA INTEGRAL EXPONENCIAL IGUAL A ZERO',15/)
GO TO 1
5 DO 7 M=2,5
A = A + AI(M)*X**(M-1)
7 B = B + BI(M)*X**(M-1)
EPINT = EXP(-X)*A/(X*B)
GO TO 11
8 DO 12 M=1,100
MM = MM*M
IF(M-1)20,20,21
20 MX=2
GO TO 23
21 MX=M-1
23 EPINT = (-1.)**(MX) * X**M / (M*MM) + EPINT
IF(M-1)13,13,15
15 IF(ABS(EPITX)-ABS(EPINT)-10.**(-6)) 14,13,13
13 EPITX = EPINT
12 CONTINUE
WRITE(3,16)
16 FORMAT(10X,'INTEGRAL EXPONENCIAL SEM A PRECISAO DESEJADA')
14 EPINT = EPINT-.577215-ALOG(X)
11 IF(NEXP-1) 17,17,1
3 EPINT = (EXP(-X)-X*EPINT)/(L-1)
1 CONTINUE
17 EXPIT = EPINT
33 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE FINCO
COMMON I,J,L
COMMON ALFAI(7,7),ALC(7,7),ALG,ALH,ALJ(7,7),ALM,ALN(31),AO(31),AI(31),
1)BI(31),A2(31),AP(31),CNC1,F(18),ALPHA,ALB,ALC,ALD,XMI,PD(32),E
2F(19),INC,A(7,7),IFR,ITC(7),ITC1,ICR,LI,G(7)
COMMON FIC(7),SF,DS(7),ALPHA,XMI,X,Y,FIDIF(7,7),FID(7,7),SG(7,7,7)
1,S(7,7),FIT(7,7,7),H,HX,KC1,KC2,CNC,BXSCR(18),C(7),SXM(7,7),FILT(
27,7,7),SGT(31,7),FIRDI(7,7),COI(7,7)
COMMON XMI(7,7),D(31,7),SOREM(18,7),R(9),SGA(31,7),SGIIC(31,7),SCL
IN(7,7,7),P(31,7,7),Q(31,7,7),SGCHR(31,31,7)
FIRX=0.
FIRD=0.
CO=0.
LU=ITC(J+2)
IF(IFR)48,40,30
DO 50 K=KC1,KC2
FIT=CNC*F(K)*(SOREM(K,2)+R(CNC1))/(SOREM(K,2)**2)
IF(I-1)5,5,6
5 CO=CO+FIF*SGREM(K,2)
FIRD=FIRD+FIF
6 FIRX=FIRX+FIF
10 CONTINUE
FIR(1,1)=FIRX
IF(I-1)51,51,52
51 COI(1,1)=CO
FIRDI(1,1)=FIRD
52 IFRG=1
RETURN
10 DO 1 K=KC1,KC2
BXSCR(K)=PXSCR(K)+(H-HX)*SGREM(K,LU)
CONTINUE
DO 2 K=KC1,KC2
E2=EXPIT(BXSCR(K),2)
E3=EXPIT(PXSCR(K),3)
FIF=CNC*F(K)*(SOREM(K,2)*E2+CNC1*E3)/(SOREM(K,2)**2)
IF(I-1)3,3,4
CO=CO+FIF*SGREM(K,2)
FIRD=FIRD+FIF
FIRX=FIRX+FIF
CONTINUE
NICX=NIC(J+2)
K2=0
JX=L
IF(J-NC)10,11,11
0 IF(L-NICX)11,12,12
2 K2=1
JX=0
1 JX=J+K2
IF(I-1)7,7,8
7 COI(JX,JX+1)=CO
FIRDI(JX,JX+1)=FIRD
8 FIR(JX,JX+1)=FIRX
RETURN
END

```

APÊNDICE C

RESULTADOS FINAIS

FLUXO DE NEUTRONS

75.0	0.9887E 12	0.7377E 12	0.5985E 12	0.4977E 12	0.4199E 12	0.3575E 12	0.3066E 12
80.2	0.3064E 12	0.2636E 12	0.2277E 12	0.1965E 12	0.1699E 12	0.1495E 12	0.1323E 12
85.4	0.1333E 12	0.1172E 12	0.1042E 12	0.9216E 11	0.8166E 11	0.7245E 11	0.6436E 11
90.5	0.6436E 11	0.5745E 11	0.5133E 11	0.4591E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 1							
75.0	0.5307E 13	0.3531E 13	0.2674E 13	0.2095E 13	0.1675E 13	0.1352E 13	0.1093E 13
80.2	0.1093E 13	0.9092E 12	0.7643E 12	0.6436E 12	0.5423E 12	0.4583E 12	0.3889E 12
85.4	0.3989E 12	0.3291E 12	0.2821E 12	0.2414E 12	0.2070E 12	0.1774E 12	0.1519E 12
90.5	0.1519E 12	0.1354E 12	0.1210E 12	0.1077E 12			
GRUPO DE NEUTRONS 2							
75.0	0.4230E 13	0.2741E 13	0.2071E 13	0.1612E 13	0.1222E 13	0.1023E 13	0.8446E 12
80.2	0.8466E 12	0.6815E 12	0.5651E 12	0.4686E 12	0.3909E 12	0.3260E 12	0.2791E 12
85.4	0.2731E 12	0.2250E 12	0.1909E 12	0.1606E 12	0.1357E 12	0.1142E 12	0.9601E 11
90.5	0.9601E 11	0.8783E 11	0.8084E 11	0.7412E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 3							
75.0	0.5317E 13	0.2944E 13	0.2046E 13	0.1479E 13	0.1122E 13	0.9055E 12	0.7921E 12
80.2	0.5821E 12	0.5199E 12	0.4226E 12	0.3408E 12	0.2797E 12	0.2280E 12	0.1980E 12
85.4	0.1980E 12	0.1496E 12	0.1259E 12	0.1050E 12	0.8742E 11	0.7416E 11	0.6254E 11
90.5	0.6254E 11	0.5873E 11	0.5578E 11	0.5246E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 4							
75.0	0.4204E 12	0.4081E 12	0.4799E 12	0.4526E 12	0.4139E 12	0.3606E 12	0.3110E 12
80.2	0.3110E 12	0.2379E 12	0.2089E 12	0.1758E 12	0.1492E 12	0.1252E 12	0.1055E 12
85.4	0.1055E 12	0.8059E 11	0.7110E 11	0.6054E 11	0.5239E 11	0.4533E 11	0.4000E 11
90.5	0.4000E 11	0.3848E 11	0.3756E 11	0.3612E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 5							
75.0	0.3549E 12	0.3703E 12	0.4671E 12	0.4614E 12	0.4351E 12	0.3889E 12	0.3413E 12
80.2	0.3413E 12	0.2609E 12	0.2345E 12	0.1999E 12	0.1715E 12	0.1499E 12	0.1227E 12
85.4	0.1227E 12	0.9323E 11	0.8272E 11	0.7049E 11	0.6083E 11	0.5207E 11	0.4504E 11
90.5	0.4504E 11	0.4458E 11	0.4425E 11	0.4377E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 6							
75.0	0.1436E 12	0.1921E 12	0.2687E 12	0.2754E 12	0.2617E 12	0.2352E 12	0.2195E 12
80.2	0.2052E 12	0.1406E 12	0.1374E 12	0.1116E 12	0.1021E 12	0.8675E 11	0.7349E 11
85.4	0.7344E 11	0.5926E 11	0.4822E 11	0.4173E 11	0.3639E 11	0.3160E 11	0.2925E 11
90.5	0.2825E 11	0.2706E 11	0.2722E 11	0.2722E 11			
GRUPO DE NEUTRONS 7							

GRUPO DE NEUTRONS 16											
75.0	0.8159E 12	0.4141E 12	0.2689E 12	0.1395E 12	0.1269E 12	0.9745E 11	0.6760E 11				
80.2	0.6780E 11	0.4300E 11	0.3061E 11	0.2731E 11	0.2247E 11	0.2124E 11	0.1666E 11				
85.4	0.1666E 11	0.1109E 11	0.8998E 10	0.8025E 10	0.6208E 10	0.4524E 10	0.1972E 10				
90.5	0.1972E 10	0.1539E 10	0.1206E 10	0.9518E 09							
GRUPO DE NEUTRONS 17											
75.0	0.1632E 13	0.9411E 12	0.5916E 12	0.4004E 12	0.2743E 12	0.2031E 12	0.1440E 12				
80.2	0.1460E 12	0.9265E 11	0.6542E 11	0.5598E 11	0.4740E 11	0.4230E 11	0.3453E 11				
85.4	0.3458E 11	0.2204E 11	0.1874E 11	0.1608E 11	0.1265E 11	0.8842E 10	0.4433E 10				
90.5	0.4433E 10	0.4194E 10	0.3971E 10	0.3763E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 18											
75.0	0.1399E 13	0.7290E 12	0.5063E 12	0.3552E 12	0.2484E 12	0.1832E 12	0.1307E 12				
80.2	0.1307E 12	0.7314E 11	0.5695E 11	0.4866E 11	0.4094E 11	0.3692E 11	0.2983E 11				
85.4	0.2985E 11	0.1897E 11	0.1592E 11	0.1367E 11	0.1067E 11	0.7468E 10	0.3637E 10				
90.5	0.3637E 10	0.3368E 10	0.3121E 10	0.2897E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 19											
75.0	0.1399E 13	0.7359E 12	0.5159E 12	0.3661E 12	0.2559E 12	0.1913E 12	0.1363E 12				
80.2	0.1363E 12	0.7536E 11	0.5912E 11	0.4932E 11	0.4137E 11	0.3717E 11	0.3073E 11				
85.4	0.3073E 11	0.1999E 11	0.1533E 11	0.1355E 11	0.1054E 11	0.7352E 10	0.3547E 10				
90.5	0.3567E 10	0.3288E 10	0.3035E 10	0.2816E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 20											
75.0	0.1865E 13	0.9956E 12	0.7162E 12	0.5094E 12	0.3607E 12	0.2666E 12	0.1913E 12				
80.2	0.1913E 12	0.1049E 12	0.8112E 11	0.6731E 11	0.5640E 11	0.4965E 11	0.4048E 11				
85.4	0.4048E 11	0.2527E 11	0.2130E 11	0.1792E 11	0.1305E 11	0.9591E 10	0.4851E 10				
90.5	0.4851E 10	0.4618E 10	0.4398E 10	0.4192E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 21											
75.0	0.9325E 12	0.5017E 12	0.3470E 12	0.2561E 12	0.1793E 12	0.1304E 12	0.9711E 11				
80.2	0.9711E 11	0.5340E 11	0.3950E 11	0.3375E 11	0.2757E 11	0.2546E 11	0.2052E 11				
85.4	0.2000E 11	0.1273E 11	0.1020E 11	0.9820E 10	0.6729E 10	0.4768E 10	0.2121E 10				
90.5	0.2121E 10	0.1741E 10	0.1435E 10	0.1188E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 22											
75.0	0.1865E 13	0.1011E 13	0.7383E 12	0.5369E 12	0.3943E 12	0.2972E 12	0.2062E 12				
80.2	0.2062E 12	0.1116E 12	0.8502E 11	0.6953E 11	0.5774E 11	0.5055E 11	0.4101E 11				
85.4	0.4101E 11	0.2533E 11	0.2114E 11	0.1763E 11	0.1363E 11	0.9328E 10	0.4699E 10				
90.5	0.4699E 10	0.4447E 10	0.4211E 10	0.3991E 10							
GRUPO DE NEUTRONS 23											
75.0	0.2797E 13	0.1561E 13	0.1171E 13	0.8466E 12	0.6167E 12	0.4543E 12	0.3279E 12				
80.2	0.3278E 12	0.1846E 12	0.1390E 12	0.1093E 12	0.8069E 11	0.7591E 11	0.6192E 11				
85.4	0.5152E 11	0.3813E 11	0.3216E 11	0.2621E 11	0.2019E 11	0.1366E 11	0.7230E 10				
90.5	0.7230E 10	0.6971E 10	0.6723E 10	0.6486E 10							

GRUPO DE NEUTRONS 24									
75.0	0.9325E 12	0.5242E 12	0.3746E 12	0.2958E 12	0.2040E 12	0.1609E 12	0.1123E 12		
80.2	0.1123E 12	0.6123E 11	0.4659E 11	0.3695E 11	0.2945E 11	0.2643E 11	0.2046E 11		
85.4	0.2046E 11	0.1286E 11	0.1019E 11	0.8654E 10	0.6504E 10	0.4552E 10	0.2075E 10		
90.5	0.2005E 10	0.1639E 10	0.1297E 10	0.1051E 09					
GRUPO DE NEUTRONS 25									
75.0	0.9325E 12	0.4361E 12	0.2789E 12	0.2160E 12	0.1521E 12	0.1252E 12	0.8400E 11		
80.2	0.8400E 11	0.4712E 11	0.3273E 11	0.2779E 11	0.2176E 11	0.2046E 11	0.1515E 11		
85.4	0.1515E 11	0.9345E 10	0.7422E 10	0.6468E 10	0.4764E 10	0.3473E 10	0.1375E 10		
90.5	0.1375E 10	0.9721E 09	0.6904E 09	0.4948E 09					
GRUPO DE NEUTRONS 26									
75.0	0.9325E 12	0.5959E 12	0.4497E 12	0.3456E 12	0.2523E 12	0.1991E 12	0.1409E 12		
80.2	0.1409E 12	0.7529E 11	0.5467E 11	0.4463E 11	0.3586E 11	0.3199E 11	0.2498E 11		
85.4	0.2498E 11	0.1534E 11	0.1215E 11	0.1019E 11	0.7693E 10	0.5352E 10	0.2440E 10		
90.5	0.2449E 10	0.2065E 10	0.1747E 10	0.1484E 10					
GRUPO DE NEUTRONS 27									
75.0	0.1662E 11	0.3724E 12	0.3383E 12	0.2795E 12	0.2041E 12	0.1677E 12	0.1156E 12		
80.2	0.1156E 12	0.6264E 11	0.4393E 11	0.3659E 11	0.2896E 11	0.2674E 11	0.2022E 11		
85.4	0.2022E 11	0.1265E 11	0.9648E 10	0.8246E 10	0.6131E 10	0.4357E 10	0.1956E 10		
90.5	0.1854E 10	0.1461E 10	0.1141E 10	0.9024E 09					
GRUPO DE NEUTRONS 28									
75.0	0.2977E 12	0.4094E 12	0.3251E 12	0.2757E 12	0.1994E 12	0.1707E 12	0.1142E 12		
80.2	0.1142E 12	0.5320E 11	0.4270E 11	0.3625E 11	0.2825E 11	0.2705E 11	0.1975E 11		
85.4	0.1975E 11	0.1266E 11	0.9283E 10	0.8079E 10	0.5911E 10	0.4370E 10	0.1713E 10		
90.5	0.1713E 10	0.1325E 10	0.1029E 10	0.8044E 09					
GRUPO DE NEUTRONS 29									
75.0	0.1713E 13	0.5893E 12	0.3271E 12	0.2776E 12	0.1949E 12	0.1701E 12	0.1117E 12		
80.2	0.1117E 12	0.6535E 11	0.4150E 11	0.3645E 11	0.2756E 11	0.2611E 11	0.1919E 11		
85.4	0.1919E 11	0.1299E 11	0.8936E 10	0.8035E 10	0.5705E 10	0.4472E 10	0.1522E 10		
90.5	0.1522E 10	0.1159E 10	0.8868E 09	0.6335E 09					
GRUPO DE NEUTRONS 30									
75.0	0.5918E 13	0.1068E 13	0.4749E 12	0.3542E 12	0.2414E 12	0.2339E 12	0.1302E 12		
80.2	0.1392E 12	0.8531E 11	0.5123E 11	0.4622E 11	0.3407E 11	0.3678E 11	0.2364E 11		
85.4	0.2364E 11	0.1679E 11	0.1091E 11	0.1006E 11	0.6963E 10	0.5763E 10	0.1676E 10		
90.5	0.1978E 10	0.1687E 10	0.1484E 10	0.1359E 10					
GRUPO DE NEUTRONS 31									
75.0	0.2466E 14	0.2406E 14	0.2355E 14	0.2295E 14	0.2235E 14	0.2170E 14	0.2106E 14		
80.2	0.2106E 14	0.2037E 14	0.1973E 14	0.1909E 14	0.1848E 14	0.1788E 14	0.1730E 14		
85.4	0.1730E 14	0.1674E 14	0.1620E 14	0.1568E 14	0.1518E 14	0.1469E 14	0.1422E 14		
90.5	0.1422E 14	0.1172E 14	0.9698E 13	0.8064E 13					

FLUXO DE RAÍOS GAMA

GRUPO DE GAMAS 1		GRUPO DE GAMAS 2		GRUPO DE GAMAS 3		GRUPO DE GAMAS 4	
0.0	0.0	0.1953E 14	0.1949E 15	0.1946E 15	0.2551E 14	0.1816E 15	0.4804E 14
60.0	0.2551E 14	0.3476E 15	0.2997E 15	0.2936E 15	0.1816E 15	0.6477E 13	0.5502E 13
75.0	0.1816E 15	0.5159E 14	0.1790E 14	0.1053E 14	0.6477E 13	0.1550E 13	0.5078E 13
90.2	0.4804E 14	0.4932E 13	0.3387E 13	-0.4974E 12	0.1550E 13	0.1126E 13	0.2257E 13
95.4	0.5078E 13	0.6314E 12	0.4307E 12	0.3155E 12	0.2397E 12	0.1854E 12	0.2257E 13
90.5	0.2257E 13	0.5104E 13	0.4835E 13	0.4679E 13	0.2416E 13		
GRUPO DE GAMAS 2		GRUPO DE GAMAS 3		GRUPO DE GAMAS 4			
0.0	0.0	0.1542E 15	0.1536E 15	0.1530E 15	0.4453E 14		
60.0	0.4453E 14	0.2894E 15	0.2536E 15	0.2434E 15	0.1679E 15		
75.0	0.1679E 15	0.5485E 14	0.2424E 14	0.1517E 14	0.9890E 13	0.8002E 13	0.3748E 14
90.2	0.3748E 14	0.6847E 13	0.4418E 13	0.5360E 13	0.3136E 13	-0.6920E 12	0.2107E 13
95.4	0.2107E 13	0.1985E 13	0.1500E 13	0.1265E 13	0.1111E 13	0.9982E 12	0.7073E 13
90.5	0.7073E 13	0.1548E 14	0.1464E 14	0.1413E 14	0.7257E 13		
GRUPO DE GAMAS 3		GRUPO DE GAMAS 4					
0.0	0.0	0.9167E 14	0.8696E 14	0.8835E 14	0.3692E 15		
60.0	0.3692E 15	0.6005E 15	0.5722E 15	0.5304E 15	0.6521E 15		
75.0	0.6005E 15	0.2267E 15	0.1345E 15	0.1020E 15	0.6457E 14	0.5128E 14	0.1573E 15
90.2	0.1573E 15	0.3156E 14	0.2396E 14	0.1862E 14	0.1439E 14	0.1361E 14	0.7797E 14
95.4	0.7797E 14	0.8464E 14	0.8028E 14	0.7653E 14	0.7332E 14	0.6400E 14	0.8834E 14
90.5	0.8834E 14	0.8144E 14	0.6534E 14	0.5947E 14	0.4305E 14		
GRUPO DE GAMAS 4							
0.0	0.0	0.4750E 14	0.4685E 14	0.4625E 14	0.1977E 14		
60.0	0.1977E 14	0.8703E 14	0.7649E 14	0.7217E 14	0.5567E 14		
75.0	0.5567E 14	0.1874E 14	0.9554E 13	0.7156E 13	0.5146E 13	0.4091E 13	0.6294E 13
90.2	0.6294E 13	0.3127E 13	0.2405E 13	0.2057E 13	0.1842E 13	0.1688E 13	0.8276E 12
95.4	0.8276E 12	0.1947E 13	0.9653E 12	0.1152E 13	0.1176E 13	0.1020E 13	0.7110E 13
90.5	0.7110E 13	0.1697E 14	0.1606E 14	0.1552E 14	0.8055E 13		

GRUPO DE GAMAS 5

0.0	0.0	0.8952E 13	0.8390E 13	0.2632E 13	
60.0	0.2932E 13	0.9560E 13	0.1060E 14	0.3406E 13	
75.0	0.8406E 13	0.1145E 14	0.1344E 13	0.1029E 13	0.8523E 12
90.2	0.1069E 13	0.1387E 13	0.4740E 12	0.4321E 12	0.1069E 13
85.4	0.1699E 12	0.5406E 12	0.3095E 12	0.2258E 12	0.4329E 12
90.5	0.1098E 14	0.3513E 12	0.2393E 14	0.1226E 14	0.2596E 12
		0.2463E 14			

GRUPO DE GAMAS 6

0.0	0.0	0.9964E 13	0.9112E 13	0.2980E 13	
60.0	0.2980E 13	0.9523E 13	0.1082E 14	0.8378E 13	
75.0	0.8378E 13	0.1172E 14	0.1442E 13	0.1140E 13	0.9545E 12
90.2	0.6611E 12	0.1970E 13	0.5585E 12	0.5158E 12	0.6611E 12
85.4	0.6562E 11	0.6250E 12	0.3608E 12	0.3418E 12	0.4861E 12
90.5	0.2053E 14	0.3867E 12	0.4537E 14	0.2313E 14	0.3244E 12
		0.4668E 14			

GRUPO DE GAMAS 7

0.0	0.0	0.4567E 13	0.4512E 13	0.2251E 13	
60.0	0.2251E 13	0.4538E 13	0.8023E 13	0.6513E 13	
75.0	0.6313E 13	0.8486E 13	0.7495E 12	0.6363E 12	0.5054E 12
90.2	0.4596E 12	0.1226E 13	0.2602E 12	0.2360E 12	0.4596E 12
85.4	0.4471E 11	0.2075E 12	0.1579E 12	0.1496E 12	0.2192E 12
90.5	0.7781E 13	0.1709E 12	0.1049E 14	0.5560E 13	0.1457E 12
		0.1087E 14			

Cópias adicionais podem ser solicitadas ao:

Requests for additional copies should be addressed to:

Demandes pour les rapports à:

INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS
DIVISÃO DE COORDENAÇÃO CIENTÍFICA
Serviço de Publicações
Caixa Postal, 1941
Belo Horizonte-MG
BRASIL

©

CÓDIGO BLINDA: ATENUAÇÃO DE NEUTRONS
ATRAVÉS DE CAMADAS DE BLINDAGEM DE
REACTORES PELO MÉTODO MULTIGRUPO DE
REMOÇÃO DIFUSÃO.

Antônio Mendes Ribeiro

Trabalho apresentado como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciências e Técnicas Nucleares pela UFMG

Orientador

Prof. José Mendonça de Lima

Belo Horizonte, outubro de 1971.