

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESTUDO E APLICAÇÃO DOS CÓDIGOS ANISN E DOT 3.5 A PROBLEMAS DE
BLINDAGEM DE RADIAÇÕES NUCLEARES**

Arthur Cornélio Otto

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

Orientador: Dr. José Rubens Maiorino

/ f i . i v . o
| J | ROSO
\\ /

SÃO PAULO

1983

"O homem é capaz de contar to
das as estrelas do universo.
Porém, não é capaz de saber a
que veio."

RUHTRA

A Alecy, Goiacy, Andyara,
Admar e aos pequenos Wla
do, Pedro e Henrique.

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas energéticas e Nucleares pelo apoio material.

Ao Dr. José Rubens Maiorino, pelo incentivo e valiosa orientação demonstrada na execução deste trabalho.

Ao Sr. Roberto Garcia, pelas valiosas sugestões apresentadas para a execução deste trabalho.

Ao colega Gilson Mendonça, não só pela geração das secções de choque utilizadas neste trabalho, como também pelo incentivo e proveitosas discussões a respeito das "caixas negras".

A Andyara Lierocan Leite e Admar Cornélio Utto, pelo apoio técnico e incentivo nos momentos difíceis.

Ao Centro de Processamento de Dados do IPLN nas pessoas dos Srs. Antonio Soares de Gouvêa e Francisco Marcos Dias.

A Srta. Haydée dos Santos pelo trabalho de datilografia.

Aos colegas do antigo Centro de Engenharia Nuclear pelo apoio crítico e sugestões, em particular, aos colegas Carla Bster Isis, Welter, Lasso Martins Fraga e Sergio Salazar.

ESTUDO E APLICAÇÃO DOS CÓDIGOS ANISN E DOT. 3,5 A PROBLEMAS DE
BLINDAGEM DE RADIAÇÕES NUCLEARES,

ARTHUR CORNÉLIO OTTO

RESUMO

Este trabalho revisa a aplicação dos códigos nucleares de transporte S_n , ANISN e DOT 3.5, a problemas de blindagem de radiações; além disso, descreve e aplica uma vasta rede de códigos nucleares envolvidos em cálculos de blindagem de radiações nucleares. Os códigos ANISN e DOT 3.5 solucionam a equação de transporte multigrupo em geometria plana, cilíndrica e esférica, o primeiro em uma dimensão e o segundo em duas dimensões, através da aproximação S_n , tendo sido projetados para solucionar problemas de transporte acoplados de neutrons e ftons que é a situação normal em cálculos de blindagem de reatores nucleares. Neste trabalho o método numérico usado nestes códigos é revisto e as características básicas da aplicação destes a problemas de penetração profunda e em vários são discutidas. Problemas padrão são solucionados, através de uma vasta rede de códigos nucleares e em particular ilustra-se a capacidade do programa ISOFLUXO, acoplado ao DOT 3.5 de mapear contornos de regiões com fluxos escalares iguais, provando que este acoplamento pode ser eficientemente utilizado em análise de blindagem.

STUDY AND APPLICATION OF THE ANISN AND DOT 5.5 CODES TO PROBLEMS
IN NUCLEAR RADIATION SHIELDING.

ARTHUR CORNELIO OTTO

A B S T R A C T

This work reviews the application of the Sn transport codes ANISN and DOT 3.5 to problems in radiation shielding. In addition, a large array of codes involved in radiation shielding calculations is described and applied in this work. The ANISN and DOT 3.5 codes solve the multigroup transport equation in plane, cylindrical and spherical geometries, the first in one dimension and the second in two dimensions, by using the Sn approximation and were designed to solve coupled neutron-photon transport problems commonly found in reactor shielding calculations. In this work the numerical methods used in these codes are reviewed and their basic application to deep-penetration and void problems is discussed. Benchmark problems are solved by employing the array of codes previously mentioned. In particular, the ability of the ISOFLUXO program coupled to the DOT 3.5 code of mapping contours of regions with approximately the same scalar fluxes is illustrated, showing that they can be efficiently used in shielding analysis.

Í N D I C E

			PAGINA
CAPÍTULO	I	- INTRODUÇÃO	1
	1.1	- Blindagem de Radiações.	1
	1.2	- Técnicas de Calculo.	5
	1.3	- Objetivos e Divisão do Trabalho	11
CAPÍTULO	II	- O MÉTODO DL ORDENADAS DISCRETAS	13
	2.1	- Desenvolvimento do Método Sn	13
	2.2	- Derivação das Equações de Diferen ças Sn	18
	2.3	- Técnicas Iterativas.	38
	2.4	- Conjuntos de Quadratura	42
	2.5	- Evolução dos Códigos Nucleares Sn ..	47
CAPÍTULO	III	OS CÓDIGOS NUCLEARES Sn ANISN E DOT 3.5	51
	3.1	- Metodologia de Cálculo de Blindagem de Sistemas Nucleares.	51
	5.2	O Código Nuclear ANISN	55
	5.2.1	Aspectos gerais	55
	5.2.2	Capacidade do programa	55
	3.3	- O Código Nuclear DOT 3.5.	t>1
	5.5.1	Aspectos gerais61
	3.3.2	Capacidade do programa	b2
	3.3.3	Edição de dados de entrada e saí daõ7
CAPÍTULO	IV	PROBLEMAS RESOLVIDOS.70
	4.1	- Fluência de Neutrons e Raios Gama Secundários Transmitidos através de uma Placa de Polietileno Borado	72

4.2	-	Transmissão de raios gama em uma placa de ferro com 19 grupos de energia	82
4.5	-	"Streaming" de neutrons ao longo de um canal refrigerante de sódio	89
4.4	-	Transporte de neutrons em vazios (streaming).	99
4.5	-	Transporte de neutrons em duas regiões com fonte fixa	112
CAPÍTULO V	-	ESTUDOS PRELIMINARES 1); DIFERENTES OPÇÕES DE CÁLCULO , DISPONÍVEIS NO <i>MJLJLLA</i>	121
5.1	-	Definição das opções de cálculo	121.
5.2	-	O problema padrão escolhido para comparação	122
5.5	-	Comparações de opções	123
CAPÍTULO VI	-	CONCLUSÕES E SUGESTÕES	130
APÊNDICE A	-	CARTÕES DE CONTROLE PARA A OPERAÇÃO DOS CÓDIGOS ANI SN, DOT 3.5 e TWOTRAN II.	132
APÊNDICE ii	-	DADOS DE ENTRADA E SAÍDA, REFERENTES ÀS SOLUÇÕES COMPUTACIONAIS DOS PROBLEMAS APRESENTADOS NESTE TRABALHO	155
REFERÊNCIAS	-	BI Ő LI ŪCRĀFI CAS	197

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 BLINDAGEM DD RADIAÇÃO

A área de engenharia nuclear chamada blindagem de radiação é uma matéria que está intimamente relacionada a vários campos convencionais da ciência e tecnologia. Os processos fundamentais envolvidos na geração e atenuação de radiação claramente pertencem à física. A matemática aplicada contribuiu substancialmente na solução do difícil problema do transporte da radiação. A biologia tem sua importância óbvia no estabelecimento dos níveis de radiação máximos permissíveis.⁴ Os problemas introduzidos na construção e refrigeração da blindagem, como também a escolha dos materiais com propriedades desejadas, faz com que a metalurgia, a engenharia química e mecânica tenham também um papel preponderante nesta área. Finalmente, este ramo da tecnologia nuclear assume a responsabilidade global no projeto e cálculo de blindagem de reatores e fontes de radiação em geral.

Fundamentalmente, física de reatores e blindagem de reatores retêm uma base comum na medida em que ambos lidam com interações de neutrons com a matéria e sua difusão em meios materiais. Todavia, existem diferenças marcantes entre os cálculos inerentes a estas duas áreas da engenharia nuclear. Nos cálculos neutronicos, é necessário acompanhar os neutrons dentro do sistema por poucos livres caminhos médios, enquanto que, nos cálculos de blindagem de reatores, é necessário acompanhá-los por cerca de vinte livres caminhos médios ou mais. Outra diferença marcante é que os cálculos de blindagem de reatores são feitos'

.2.

em regime de estado estacionário, ao passo que os cálculos de física de reatores devem cobrir também condições de transientes do sistema, Em adição a estas diferenças, nos cálculos de blindagem é necessário considerar o transporte dos raios gama que são produzidos no processo de fissão e na interação dos neutrons com a matéria.

Esta área de cálculos é bastante peculiar pois normalmente as partículas mais incomuns são as mais importantes. Para exemplificar considere-se uma barreira com coeficiente de atenua-

-13

1 3 « "

ção de 10^{-13} ; neste caso, para cada 10^{13} partículas introduzidas nesta barreira, aproximadamente uma consegue escapar deste sistema. No que se refere a cálculos de blindagem de reatores os neutrons de fissão, que possuem energias de cerca de 2MeV em média e que pouco contribuem para a reatividade do sistema, são os mais importantes uma vez que estes neutrons são os mais penetrantes.

O objetivo básico dos cálculos de blindagem de radiação, é fornecer resultados que possam ser usados para projetar-se barreiras para proteção contra os efeitos danosos da radiação nuclear. Os problemas envolvidos nestes cálculos podem ser classificados em três fases distintas. A primeira fase envolve a definição da fonte em todos os detalhes possíveis, referentes a geometria, distribuições espacial, angular e energética das partículas emitidas por esta fonte; a segunda fase envolve o cálculo da intensidade e distribuição da radiação que penetra a blindagem ou, alternativamente, a atenuação conseguida por esta blindagem; a terceira fase consiste na determinação da intensidade e distribuição da radiação que deixa o sistema e viaja em direção ao receptor.

No início do desenvolvimento da tecnologia nuclear, os projetos de blindagem de reatores eram realizados de maneira em

pírica, pois as propriedades de atenuação da matéria para as duas fontes de radiação principais, neutrons e raios gama, eram ainda desconhecidos e haviam poucas informações a respeito das secções de choque dos materiais. No entanto, o advento da segunda grande guerra levou a um aprofundamento nos estudos sobre as propriedades de atenuação da radiação na matéria. Estes estudos evidenciaram que materiais densos eram bons atenuadores de raios gama e materiais hidrogenados eram bons atenuadores de neutrons. Além disto, estes estudos mostraram que o conceito baseado em atenuação exponencial em termos de secção de choque total, era muito grosseiro para o cálculo da atenuação da radiação na matéria.

No final da década de 40, foram iniciadas pesquisas visando o aproveitamento da energia nuclear na propulsão de aviões e submarinos. Estes estudos, devido a limitação de espaço e peso, contribuíram bastante para o desenvolvimento dos cálculos de blindagem.

Em 1947, E. P. Blizard¹ propôs um programa de medida de atenuação de neutrons e raios gama para vários tipos de concreto colocados em torno do reator X-10, instalado em Oak Ridge. Nestas experiências, a radiação passava através de uma abertura, que atravessava toda a blindagem do reator e placas com detectores foram colocadas no final desta abertura. Estas experiências evidenciaram a importância dos raios gama secundários, oriundos da interação dos neutrons com a matéria. Entretanto, a grande vazão de radiação em torno das amostras representava um obstáculo para a obtenção de medidas seguras. Para evitar este problema colocou-se um disco fino de urânio cobrindo o final da abertura da blindagem, providenciando desta forma uma fonte local de neutrons e raios gama de fissão, com espectros bem definidos. Adja

cente a esta fonte de fissão, colocou-se um tanque de água. Este aparato experimental, tornou-se conhecido como "Lid Shielding Tank Facility", através do qual obteve-se grande parte das medições da secção de choque de remoção²⁹ que foram extensivamente usadas para cálculos da atenuação de neutrons.

Em síntese, estes primeiros estudos e experimentos deram consistência a tecnologia de blindagem, tornando-a um campo específico da área de engenharia nuclear.

Apesar da variedade de radiações emitidas pelo processo de fissão²⁹, somente duas são consideradas numa análise de blindagem de reatores: os neutrons e raios gama, que são as únicas partículas que penetram profundamente na matéria. Num reator nuclear, os neutrons são produzidos pela fissão dos núcleos e os raios gama diretos são produzidos, principalmente, pelo fenómeno da fissão, decaimento radioativo, freamento de elétrons (Bremstrahlung), enquanto que os raios gama secundários, são produzidos pelas interações dos neutrons com a matéria.

Em suas trajetórias através da matéria, os neutrons interagem com os núcleos e os raios gama interagem com os elétrons. No que se refere aos cálculos de problemas de penetração profunda, os principais mecanismos de interação dos neutrons são: o espalhamento elástico, o espalhamento inelástico e a captura radiativa. Os mecanismos a serem considerados para raios gama são basicamente: o efeito fotoelétrico, produção de pares e efeito Compton²⁹. (]_vsls primeiras interações citadas os fotons de positam toda a sua energia no local da interação. No efeito Compton, somente parte da energia do foton é depositada localmente. Os dados nucleares destas interações (secções de choque) para vários tipos de materiais podem ser encontrados em arquivos, tais como o produzido pelo "Brokhaven National Laboratory" e conheci

do como Evaluated Nuclear Data File - ENDF/B

1.2 TÉCNICAS DE CÁLCULOS

As técnicas de cálculo em blindagem evoluíram com o avanço de máquinas de cálculo, ou computadores, e com o desenvolvimento de métodos numéricos mais eficientes, tendo sido uma constante o descartamento de métodos analíticos em favor de métodos numéricos.

O modelo matemático que descreve o comportamento da radiação (neutrons e ftons) é descrito pela equação de transporte de Boltzmann^{^ ^ ^}. Entretanto, a solução desta equação nem sempre é possível de ser encontrada, mesmo através de técnicas numéricas. Soluções exatas são possíveis somente para modelos altamente idealizados. No processo de transporte, a radiação sofre espalhamentos com degradação de energia, podendo ser absorvida e originar radiações secundárias. Assim, a equação de transporte deve descrever o campo de radiação dentro do sistema, em termos de posição, direção e energia. Desde que nem sempre é possível c/ou conveniente solucionar a equação de transporte em cálculos de blindagem, é prática comum decompor o campo de radiação em duas componentes: componente não espalhada do campo de radiação e componente espalhada. Normalmente, o cálculo da componente não espalhada é direto e envolve somente considerações geométricas. Assim, uma forma se solucionar o difícil problema de transporte de partículas é encontrar a solução para a componente não espalhada e corrigí-la através de fatores de crescimento (Build-up Factors). Em essência, este fator corrige a componente não espalhada, levando em consideração os espalhamentos múltiplos das partículas dentro do sistema. Valores calculados e tabulados destes fatores, para vários materiais e diferentes profundidades de penetração, são encontrados em diversas referências

r - . (22)

A técnica do núcleo pontual, que no jargão matemático é conhecido como método das funções de Green^{^ ^ ^}, foi um dos primeiros métodos utilizados em cálculos de problemas de penetração profunda, e é atualmente muito utilizado para cálculos de transporte de radiação gama. A técnica do núcleo pontual consiste em expressar o fluxo de partículas, num ponto r devido a uma fonte com distribuição arbitrária, como o somatório (integral) das contribuições individuais dos pontos que constituem a fonte, no ponto de interesse^(2). Neste método o campo de radiação é dividido em duas componentes, como já foi discutido anteriormente, onde a componente não espalhada é calculada levando em consideração somente fatores geométricos, e é corrigida através de fatores de crescimento (Build-up Factor). Esta técnica é muito utilizada nos cálculos de blindagem de cascos, para transporte de combustíveis irradiados e fontes seladas de radioisótopos. Entre os códigos nucleares que utilizam este método pode-se citar os programas computacionais: MYRA* , QAD* e ISOSHILD*.

A técnica do núcleo pontual para análise de penetração de ftons evoluiu de maneira diferente da técnica de núcleo pontual na análise de penetração de neutrons. No transporte de raios gama, o núcleo pontual é simples e os fatores de crescimento foram desenvolvidos primariamente por métodos numéricos (Momentos e Monte Carlo). Por outro lado, a maioria dos parâmetros usados nos núcleos de atenuação para neutrons tem sido quantidades empíricas obtidas por medidas experimentais. A técnica do núcleo pontual em combinação com os fatores de crescimento para a radiação gama proporciona um método simples e eficiente para o estudo do

* Todos os códigos implantados ou em fase de implantação no computador IBM-370/155 do CPD/IPEN serão denotados por um asterisco acima do nome do código.

transporte destas partículas em meios materiais.

Experiências realizadas no "Lid Shielding Tank Facility", demonstraram que a atenuação dos neutrons rápidos, através de materiais pesado e hidrogenados, poderiam ser descritos por um simples fator exponencial. Como resultado, desenvolveu-se o conceito de secção de choque de absorção equivalente para materiais pesados, na presença de hidrogênio. Este conceito conhecido como : secção de choque de remoção efetiva^{- ^ ^}, tornou-se bastante importante para cálculo de blindagem de reatores nucleares.

Outra técnica muito usada na descrição da atenuação de neutrons é uma combinação da técnica do núcleo pontual com a secção de choque de remoção com a teoria da difusão. Este é o método da remoção difusão ou, método de Spinney^{- ^ ^} e basicamente consiste na divisão dos grupos de energia dos neutrons em grupos de remoção e difusão. A formulação original de Spinney não obteve pleno sucesso devido ao número bastante limitado de grupos de remoção e difusão. Modificações e variações na formulação original foram desenvolvidas e usadas com êxito em diversos códigos nucleares, em cálculos de blindagem de reatores nucleares. Entre estes códigos pode-se citar os seguintes: RASH E, MAC SABINE, NRN* ; ATOW* , entre outros. Estes programas diferem essencialmente pelo número de grupos permitidos para difusão e remoção[^] , e pelo esquema de transferência dos grupos de remoção para os grupos de difusão.

Por um longo tempo, estas técnicas baseadas no núcleo pontual foram as principais ferramentas utilizadas nos cálculos de problemas de penetração profunda. Entretanto, o desenvolvimento de técnicas numéricas de solução da equação de transporte de Boltzmann, proporcionou instrumentos de cálculos mais eficientes para este tipo de problemas.

Teoricamente, o cálculo do transporte de partículas em sistemas físicos poderia ser efetuada inserindo-se na equação de Boltzmann um conjunto completo de secções de choque apropriadas que representassem as probabilidades das interações das partículas com o meio. Entretanto, na prática isto é inviável, devido a fatores tais como: meios heterogêneos e de difícil modelagem matemática, além da complexa dependência energética das sec

(17)

coes de choque. Soluções aproximadas da equação de transporte podem ser obtidas através de métodos numéricos aproximados, tais soluções têm alcançado pleno sucesso através de métodos de diferença e esquemas iterativos. As diversas técnicas de diferenças utilizadas na solução da equação de Boltzmann diferem principalmente na forma de representação da dependência angular dos termos envolvidos nesta equação.

Um dos primeiros métodos desenvolvidos com êxito na solução do problema de transporte de partículas através da equação de Boltzmann, foi o chamado método P_n, e apesar de atualmente, quase não ser usado em cálculo de blindagem de radiação, é significativo uma vez que engloba diversos conceitos usados em outros métodos. Em síntese, este método representa a dependência angular da densidade de partículas na equação de transporte por meio de uma expansão de harmônicos esféricos ou polinômios de Legendre, no caso de simetria azimutal, truncada no termo de ordem (N + 1), e apresenta bons resultados, quando aplicado a problemas simples de blindagem com geometria plana ou esférica. Entre os programas nucleares que utilizam esta formulação na solução de problemas de penetração profunda, cita-se o MPN-1¹, que soluciona a equação de transporte em geometria plana com multiregiões e ordem geral de anisotropia.

O método dos momentos, descrito por Spencer e Fano^{1,2},

foi a primeira técnica aplicada a solução da equação de transporte a obter êxito nas soluções de problemas de blindagem. Haja visto que, desde 1954, Goldstein e Wilkins já haviam publicado um extenso trabalho¹⁵⁷, com valores tabulados de fatores de crescimento (Build-up Factors) calculados com esta técnica. O método dos momentos pode ser visto como uma espécie de método de transformada integral, numericamente aproximada, na qual primeiro encontram-se as equações que determinam a transformada da densidade de partículas, no meio. A partir daí, aplica-se a transformada inversa, a fim de se recuperar a solução desejada¹⁵⁸. Essa

formulação, embora bastante limitada quanto à configuração fonte-blindagem, aplicável somente a meios infinitos e homogêneos, com fontes pontuais planas ou lineares torna-se muito utilizada no caso de cálculos dos parâmetros dos núcleos pontuais de fôtons e neutrons. O código nuclear RENUPAK, há muito aplicado em cálculos de parâmetros nucleares de fôtons, utiliza este desenvolvimento, solucionando a equação de Boltzmann em meio homogêneo e infinito, com fonte pontual de fissão, em geometria esférica.

Para cálculos de problemas de penetração profunda em geometria tridimensional ou geometria bidimensional com formas complexas, a principal e/ou única ferramenta de cálculo disponível¹⁵⁹

e a técnica de Monte Carlo¹⁶⁰. Embora possa ser considerado como uma maneira de solução da equação de Boltzmann, é mais propriamente uma modelagem matemática dos princípios envolvidos no processo de transporte. Desta forma, pode ser aplicado a problemas de transporte de radiação, sem referências à esta equação. Em síntese, este método soluciona problemas físicos através de técnicas de amostragens estatísticas¹⁶¹. A técnica de Monte Carlo possibilita uma maneira de repetidamente, aplicar-se dados de probabilidades de interações a partículas individuais selecio

.lü.

nadas randomicamente até um número suficiente de partículas serem observadas, para permitir conclusões referentes ao comportamento macroscópico de multicolisões de partículas, dentro de um sistema. A grande aplicabilidade deste método na solução de problemas de blindagem é devido a sua extrema versatilidade geométrica modelando os sistemas físicos com tantos detalhes quantos necessários. Em 1958, foi descrito o código computacional O5R, utilizando este formalismo, que representou um marco histórico no desenvolvimento da análise de blindagem. Mais recentemente, foi descrito o código nuclear MORSE*^{^^^} de vasto uso em cálculos de blindagem de reatores nucleares.

Dois métodos numéricos de diferenças, são de especial importância em análise de blindagem: o método de ordenadas discretas Sn e o método dos elementos finitos (FEM). O primeiro, de aplicação mais antiga em problemas de penetração profunda, representa uma excelente ferramenta nos cálculos de blindagem de grandes sistemas com formas geométricas definidas. O último de desenvolvimento mais recente, é potencialmente importante na excelente flexibilidade para tratar formas geométricas complexas. Uma breve revisão da aplicação do método Sn em problemas de blindagem é para: no segundo capítulo deste trabalho. O método dos elementos finitos (FEM), foi originalmente desenvolvido no campo de análises estruturais[^]. Somente a partir de 1971, tem sido aplicado à física de reatores. Os fundamentos matemáticos do FEM são estabelecidos com base no princípio variacional de Ritz - Galerkin^{^ 50})[^] £....., neste método uma região sob consideração é dividida num número de regiões finitas, denominadas elementos finitos. Estes elementos podem ser representados por pontos, linhas ou superfícies, de acordo com o número de dimensões do sistema. O comportamento espacial do campo de radiação em qualquer ponto de um elemento finito, é descrito em termos de pontos

discretos ou nodos destes elementos e a dependência angular e expandida através de funções ortogonais¹¹. Em princípio, a flexibilidade do método determinístico dos elementos finitos, é tão boa como a do método estocástico de Monte Carlo¹². A flexibilidade é conseguida através do uso de elementos poligonais curvos, característica que torna o FEM particularmente útil nos cálculos de blindagem de dutos e vazios, com formas geométricas complexas. Entre os códigos nucleares desenvolvidos com este método destaca-se o TRIDENT⁽²²⁾ e o FEMRZ* (geometria r-z)⁽²³⁾.

1.3 OBJETIVOS E DIVISÃO DO TRABALHO

A área de Blindagem e Transporte de Radiação, recentemente criada na Divisão de Física de Reatores (RTF)/IPEN, tem como meta básica adquirir capacidade técnica para cálculos de blindagem de radiação, neutrons e gamas, em problemas típicos de blindagem de reatores nucleares e fontes de radiação em geral. Entre os instrumentos de trabalho pertinentes a solução de tais problemas, implantou-se no computador IBM-370/155 do CPD/IPEN uma série de códigos e biblioteca de dados nucleares tais como (24), AMPX, DOT3.5, ANISN, TWOTRAN-II, MORSE-CG, SPACETRAN FEMRZ, VITAMIN-4C, MYRA, entre outros citados anteriormente.

Basicamente, duas grandes categorias de códigos estão envolvidas no cálculo da blindagem de um sistema nuclear: códigos geradores de seção de choque e códigos de transporte de radiação. O objetivo deste trabalho é o de se adquirir experiência na aplicação destes códigos na solução de problemas de penetração profunda, com particular ênfase em códigos nucleares de transporte de radiação que utilizam o método de ordenadas discretas Sn. Desta forma, dois códigos com estas características, que tem sido os códigos mais utilizados em cálculos de blindagem de reatores

res nucleares foram escolhidos: ANISN e UOT 3.5.

No capítulo dois, de maneira a entender-se a capacidade e limitação da aplicação de códigos Sn a problemas de penetração profunda, uma revisão do método de ordenadas discretas é feita. Esta revisão, inclui a derivação das equações de ordenadas discretas Sn, discussões de técnicas iterativas utilizadas em cálculos Sn, entre outros tópicos. No capítulo três, descreve-se a rede de códigos nucleares, utilizados pelo grupo de blindagem da RTF/IPEN, na solução de problemas de blindagem, discute-se também, as características básicas dos códigos ANISN e DOT 3.5, na aplicação a problemas de penetração profunda.

No capítulo quatro, resultados de problemas padrão, solucionados através dos códigos: ANISN, DOT 3.5, TWOTRAN-II e FEMRZ, são apresentados e comparados. No capítulo cinco, discute-se algumas opções de cálculos do código DOT 3.5, aplicadas às soluções de problemas de penetração profunda.

Conclusões, sugestões e discussões, são apresentadas no capítulo seis, sendo que, o Apêndice A, contém os cartões de controle necessários para se executar os códigos DOT 3.5 e ANISN no IBM-370/155 do CPD/IPEN. No Apêndice B, são apresentados alguns dados de entrada e saída, referentes às soluções computacionais, dos problemas padrão resolvidos neste trabalho.

CAPÍTULO II

MÉTODO DE ORDENADAS DISCRETAS SN

2.1 DESENVOLVIMENTO DO MÉTODO Sn

O método de ordenadas discretas Sn é uma técnica essencialmente numérica de solução da equação de transporte linear de Boltzmann. A maior parte dos códigos nucleares que utilizam esta técnica permite a inclusão de espalhamento anisotrópico de ordem geral, tornando-os extremamente úteis em cálculos de atenuação de raios gama e neutrons.

A base do método de ordenadas discretas Sn é o cálculo da equação de transporte linear de Boltzmann em um conjunto discreto da componente direcional (μ) das partículas e a integração numérica da integral de colisões usando fórmulas de quadraturas, cujas abscissas incluem estes valores discretos. A variável espacial (r) é discretizada através de esquemas de diferenças finitas e a variável (E) é manipulada através do tratamento de multigrupo. Em síntese, todas as variáveis independentes da equação de transporte linear no estado estacionário são discretizadas.

O uso de ordenadas discretas na teoria de transporte foi primeiro sugerido por G. C. Wick em 1943^{1,2}, mas o desenvolvimento detalhado da técnica foi formulado por S. Chandrasekhar nos anos seguintes. A técnica foi originalmente desenvolvida no campo da astrofísica, nos cálculos de transferência de radiação luminosa em atmosferas estelares. A hipótese fundamental do método é a aproximação do termo integral da equação de transporte linear por uma fórmula de quadratura Gaussiana. Para exemplificar, seja a equação de transporte monoenergética em geometria plana

com espalhamento isotrópico

$$u_{II}(x,y) + \sigma_s \phi(x, \mathbf{V}_I) = \int a_s \phi(x,y') dy' \quad (2.1)$$

onde, σ_j representa a secção de choque macroscópica total e a_s é a secção de choque macroscópica de espalhamento. Se a integral da equação (2.1), é aproximada por uma fórmula de quadratura Gaussiana obtém-se:

$$\int_{-x}^A \phi(x,y') dy' = \frac{1}{NOA} \sum_{m'=1}^{NOA} \phi(x, y_{m'}) w_{m'} \quad (2.2)$$

onde NOA é o número total de pontos de quadratura e y^{\wedge} , e $w_{m'}$, são as abscissas e pesos de quadratura. Se a equação (2.2) é introduzida em (2.1), obtém-se:

$$\sigma_s \phi(x, \mathbf{V}_I) = \sum_{m=1}^{NOA} \frac{1}{NOA} \phi(x, y_m) w_m + \sigma_a \phi(x, \mathbf{V}_I) \quad (2.3)$$

$m = 1, 2, \dots, NOA.$

As equações (2.3) representam um conjunto de NOA equações diferenciais acopladas para os fluxos angulares discretos $\phi(x, y_m)$ que foram efetivamente reduzidos a funções de uma variável. Estas equações podem ser solucionadas analiticamente ou numericamente. Apesar do espalhamento anisotrópico poder ser facilmente incluído nesta técnica todas as tentativas para estender este método para outras geometrias (esférica, cilíndrica) foram infrutíferas⁽¹⁷⁾

O primeiro método Sn, S^{\wedge} , foi desenvolvido tendo como base o método de Serber-Wilson⁽¹⁷⁾, que foi muito utilizado no final da década de 40, na solução de problemas de transporte de neutrons monoenergéticos em geometria esférica. O método de Ser

ber-Wilson é um procedimento híbrido envolvendo uma equação de balanço para os neutrons e uma equação de ordenadas discretas em $y = -1$. Este método era fácil de ser utilizado e dava resultados seguros em problemas com multi-regiões. Entretanto, todas as tentativas para extendê-lo a geometria plana e cilíndrica não obtiveram sucesso.

Carlson, em 1952, num esforço para evitar as dificuldades encontradas no método de Serber-Wilson e desenvolver uma técnica inteiramente numérica, formulou o método S_n . Neste método, a equação de balanço dos neutrons era dividida em duas equações de balanço, uma para cada intervalo de y e $(-1,0)$ e $(0,1)$. Na derivação da equação de balanço o fluxo angular $\phi(x,u)$ era aproximado por dois segmentos de reta conectando $\phi(x,y)$ em $-1,0,1$. A manipulação destas aproximações resultava em três equações acopladas para o fluxo em $y = -1,0$ e 1 , que podiam ser solucionadas analiticamente ou numericamente. Dividindo a equação de balanço dos neutrons em n equações de balanço e aproximando o fluxo $\phi(x,y)$ por n segmentos de retas conectadas, tornou-se o caso de mais baixa ordem de um método S_n geral S_n .

Com o método S_n , definiu-se o coeficiente de curvatura angular κ , tendo uma simples interpretação física para tratar a transferência angular (direção para direção), de partículas em geometrias curvas. Também, encontrou-se que não existia um único melhor conjunto de intervalos ou pesos para a quadratura angular; isto é, havia completa liberdade de escolha na subdivisão do intervalo de y . Este método foi utilizado por muitos anos.

Alguns anos depois descobriu-se que as equações S_n em geometria plana, podiam ser transformadas em um conjunto de $n+1$ equações de ordenadas discretas, através de combinações lineares. Observou-se então que o método falhava em preservar a reciproca

dade óptica. Esta dificuldade, mais a inabilidade para se estender a técnica geral Sn a geometrias com maiores dimensões desencorajava posteriores desenvolvimentos. Todas as formas deste método eram limitadas a espalhamento isotrópico. Os esforços desenvolvidos para sanar estas dificuldades, deram origem a uma segunda versão do método Sn.

O segundo método Sn, de outra forma conhecido como método (12)

de ordenadas Sn¹, foi então desenvolvido. As equações de diferenças foram estabelecidas como um balanço macroscópico de partículas, numa maneira semelhante ao método de derivação da equação de transporte. Encontrou-se que o tratamento dado à transferência angular de partículas usado na primeira versão, estabelecido através de princípios levemente diferentes, podia ser retido no método de ordenadas discretas Sn. As condições irrevogáveis sobre os conjuntos de abscissas u_m e pesos w_m tornaram-se, $\sum w_m = 1$ e $\sum u_m w_m = 0$

e observou-se que, para se obter bons resultados no limite da teoria da difusão, era necessário impor a condição adicional

$$\frac{V_m}{m} = \frac{2}{m} - \frac{1}{m}$$

Para preservar a reciprocidade óptica, foi estabelecido, que, para cada índice m , deveria haver um índice k , de modo que $a_{k,m} = w_m$ e $u_k = u_m$

Após 1959, a atenção se voltou largamente para outras fases do problema de se solucionar numericamente a equação de transporte, para o qual o trabalho sobre as equações de ordenadas discretas era somente uma parte menor. O primeiro código nuclear de ordenadas discretas o DSN¹, surgiu em 1959. Gradativamente, novos códigos nucleares foram aparecendo, utilizando esta técnica

ca, cada vez mais adaptados as integrações numéricas necessárias e mais eficientes nos processos iterativos necessários para se encontrar a solução final. O primeiro código bidimensional de ordenadas discretas S_n , o TDC¹³, escrito por C. E. Lee e B. G. Carlson, surgiu. Em 1960, iniciou-se o trabalho sobre octantes orientados de quadratura angular.

(39)

Um tipo de distorção, depois chamado efeito raio, foi descrito em 1965. O efeito raio é uma consequência da forma das equações discretas em duas ou mais dimensões espaciais. Nesta forma, o resultado da discretização angular \bar{u} , permite o fluxo de partículas somente em direções selecionadas f_i . Assim, de uma fonte isolada em um dado sistema, os neutrons só podem alcançar um número limitado de células espaciais. Portanto, não se pode esperar que o fluxo de partículas seja suave, a menos que a fonte de partículas seja razoavelmente bem distribuída. Este problema deu início a uma examinação mais íntima da formulação numérica em problemas de transporte multidimensional. Desenvolveram-se muitas maneiras de se mitigar o efeito raio, mas não saná-lo por completo.

Nos parágrafos seguintes será feita uma revisão da formulação das equações de diferenças com espalhamento anisotrópico, em geometria esférica unidimensional, diretamente da equação analítica de transporte linear no estado estacionário. Esta revisão, apesar de simples, engloba todas as características essenciais do desenvolvimento das equações discretas em duas dimensões, evitando muito da complexidade. Além do que, os resultados obtidos podem ser aplicados a outras configurações unidimensionais (plana e cilíndrica), através de pequenas modificações. Esta revisão baseia-se no desenvolvimento apresentado por Mynat, no capítulo três do manual "Weapons Radiation Shielding Handbook" (47)

2.2 DERIVAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE ORDENADAS DISCRETAS

Na figura (2.1), ilustra-se os sistemas de coordenadas geométricas e orientação dos sistemas de coordenadas angulares em geometria plana, cilíndrica e esférica, como usados na maior parte dos códigos nucleares de ordenadas discretas. Para as direções discretas as componentes de n , nos eixos $u, n, e \varphi$, são os cossenos direcionais $u, n, e \varphi$, respectivamente. A direção discreta \vec{u} , pode ser vista como um ponto sobre a superfície de uma esfera unitária com a qual é associada uma área superficial, ou peso de quadratura u , a soma destes pesos sendo normalizada pela unidade, de tal forma que as áreas angulares são medidas em unidades de 4π . Em geometria esférica unidimensional os pesos u podem ser interpretados como um conjunto de intervalos, que têm a metade dos comprimentos dos intervalos de u (Δu).

A equação de transporte com simetria esférica no estado estacionário pode ser escrita da seguinte maneira:

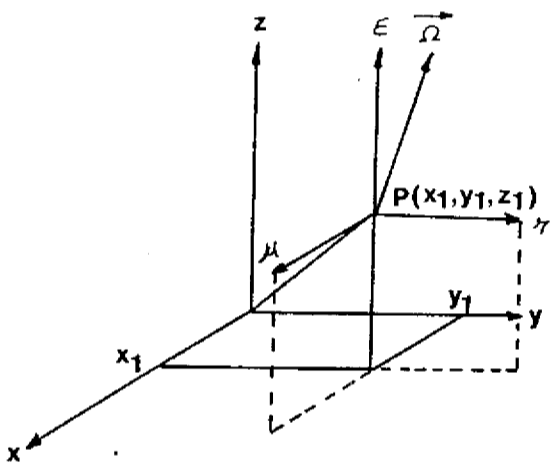
$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \langle f \rangle(r, y, E)) + \frac{1}{2} (1 - y^2) \frac{\partial}{\partial y} \langle j \rangle(r, y, E) + a_r(r, E) \langle \nu \rangle(r, y, E) =$$

$$\int_{-1}^1 \int_0^\infty a_s(r, E' \rightarrow E, y) * (r, E', y) dE' dy' + s(r, y, E) \quad (2.4)$$

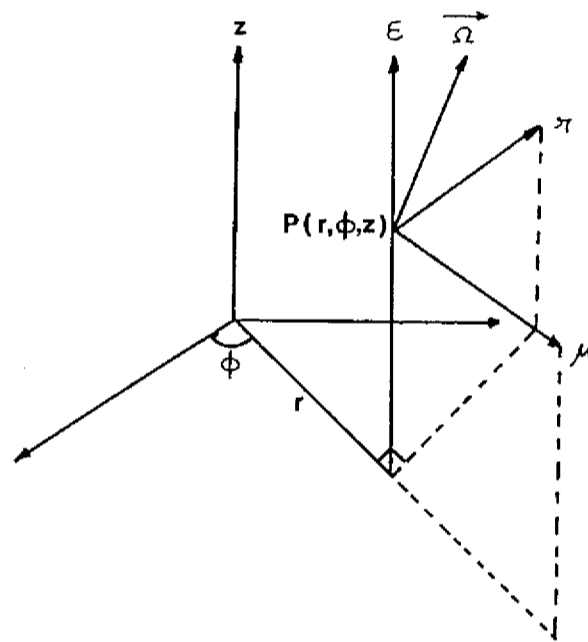
onde, $\langle t \rangle(r, y, E)$ é fluxo angular de partículas, $a^{\wedge}(r, E)$ é a secção de choque macroscópica total, $a_s(r, E' \rightarrow E, \cos \theta)$ é a secção de choque macroscópica diferencial de espalhamento, $\cos \theta$ é o cosseno do ângulo de espalhamento e $s(r, y, E)$ é a fonte de partículas.

A equação (2.4) é chamada forma conservativa da equação de transporte, porque a integração desta em qualquer volume do espaço de fase, resulta na relação clássica: fuga + absorção = produção.

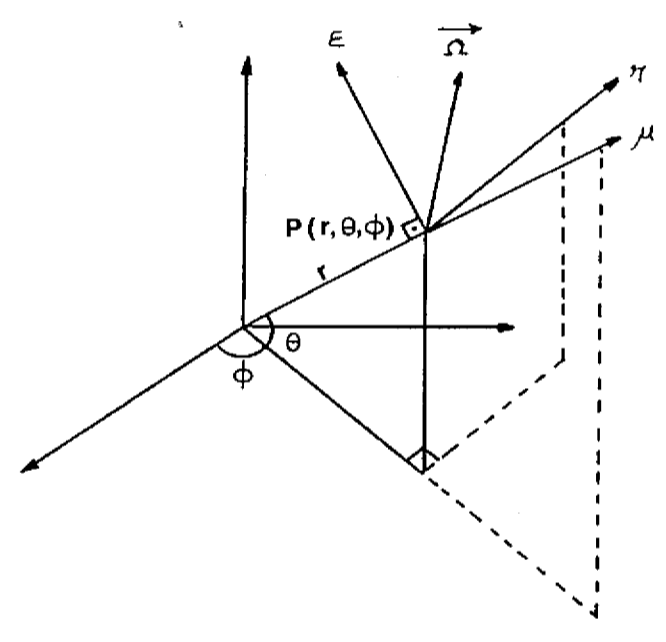
Figura 2.1 Sistemas de coordenadas para as geometrias retangular, cilíndrica e esférica



RETANGULAR



CILÍNDRICA



ESFÉRICA

.20.

Em geometria esférica unidimensional, a célula diferencial do espaço de fase é dada por:

$$\text{Célula diferencial} = dVdydE = 4\pi r^2 dr dE dy. \quad (2.5j)$$

A célula de diferenças finitas é obtida, integrando-se a equação (2.5) sobre qualquer particular intervalo finito de raio, energia e ângulo, sendo dada por:

$$\text{Célula de diferenças} = \Delta V \Delta y \Delta E = \frac{4\pi}{3} (r_{i+1}^3 - r_i^3) (E_{g+1} - E_g) \Delta y. \quad (2.0j)$$

A equação de ordenadas discreta de diferenças finitas é obtida aplicando o seguinte operador à equação de transporte de maneira consistente com as técnicas clássicas de obtenção de equações de diferenças:

$$\text{Operador integral} = \int_{r_i}^{r_{i+1}} \int_{y_m}^{y_{m+1}} \int_{E_g}^{E_{g+1}} 4\pi r^2 dr dy dE. \quad (2.7)$$

A convenção adotada aqui é a seguinte: subscritos I, M, G, referem-se a quantidades definidas para a célula como um todo, ou tendo sido ponderada ou integrada sobre a célula; i e i+1, m e m+1, g e g+1; referem-se a quantidades calculadas nos limites do i-ésimo intervalo espacial, m-ésimo intervalo angular e g-ésimo grupo de energia, respectivamente.

O operador integral dado pela expressão (2.7) simplesmente integra cada termo da equação de transporte sobre a célula de diferenças finitas. Aplicando o operador integral sobre o primeiro termo da equação (2.4), obtém-se

$$T = 4\pi \int_{A_r} \int_{A_y} \int_{r_1}^{r_2} \int_{y_1}^{y_2} J_4 n r^3 dr db dy \quad (2.8)$$

onde os símbolos representando os limites de integrações, nesta equação, são simplificações dos intervalos de integração da equação (2.7). Rearranjando a equação (2.8), obtém-se:

$$T_1 = 4\pi \int_{A_r} \int_{A_y} J_3 r \int_{y_1}^{y_2} \langle \dots \rangle (r, E, y) dr dy \quad (2.9)$$

identificando a integral do fluxo sobre o grupo de energia G como o fluxo angular de multigrupo, i. é,

$$\phi_i(r, y) = \int_{AE} J^* \langle \dots \rangle (r, y, E) dE \quad (2.10)$$

e usando a definição de derivadas parciais para calcular a integral espacial na equação (2.9), obtém-se

$$\int_{A_r} \frac{f}{3r} r^4 \langle \dots \rangle (r, y) dr = r_{in} \phi_i(y) = \phi_i, G \quad (2.U)$$

onde

$$\phi_{i+1, G}(y) = \int G(r, y) \phi_i, G(y) = \int G(r, y) \phi_i, G(y)$$

E desta forma substituindo a equação (2.11) em (2.9), resulta na seguinte expressão para o primeiro termo;

$$T = 4\pi \int_{A_y} \int_{A_M} \phi_i, G(y) dy \quad (2.12)$$

A integral angular pode ser aproximada pelo teorema do valor médio', o qual pode ser expresso por

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = f(\xi) (x_2 - x_1) \quad x_1 < \xi < x_2$$

e desta forma, tem-se

$$l_x = 4n \int_{A_{i-1}}^{A_i} \cos \theta \, dA \approx \cos \theta_{i+1} \int_{A_{i-1}}^{A_i} dA \approx \cos \theta_{i+1} (A_i - A_{i-1}) \quad (2.13)$$

onde $\cos \theta_{i+1}$ é o valor médio do cosseno direcional sobre o incremento direcional ΔA_i . Identificando as áreas superficiais do incremento espacial por $A_i = 4\pi r_i^2$, pode-se escrever:

$$l_x \approx \cos \theta_{i+1} (A_i - A_{i-1}) \approx \cos \theta_{i+1} 4\pi r_i (r_i - r_{i-1}) \quad (2.14)$$

Aplicando-se o operador integral, expressão (2.7) ao segundo termo da equação (2.4),

$$T_2 = 4n \int_{A_{i-1}}^{A_i} \cos \theta \, dA \approx \cos \theta_{i+1} \int_{A_{i-1}}^{A_i} dA \approx \cos \theta_{i+1} (A_i - A_{i-1}) \quad (2.13)$$

e da mesma forma definindo o fluxo angular de multigrupo, tem-se

$$T_2 = 4n \int_{A_{i-1}}^{A_i} \cos \theta \, dA \approx \cos \theta_{i+1} (A_i - A_{i-1}) \quad (2.16)$$

.23.

Usando novamente a definição de derivadas parciais, como na equação (2.9), para calcular a integral angular, obtém-se :

$$T_2 = \frac{4n \dot{r}''}{Ar} \int_{r_1}^{r_2} (1 - P^2) \cdot \rho(r) r dr - \int_{r_1}^{r_2} (1 - u) t_r(r) r dr \quad (2.17)$$

e sendo a integral restante, sobre a variável espacial calculada usando a aproximação do teorema do valor médio, ou seja

$$T_2 = 4n \quad (2.18)$$

Definindo o coeficiente de curvatura, a , como

$$m = \frac{4n \cdot A_{r_1} (1 - v_a)}{\quad} \quad (2.19)$$

A equação (2.18), reduz à forma

$$\Delta_{m+1} \cdot I_{G,m+1} = m \cdot I_{G,m} \quad (2.20)$$

que é uma equação de diferenças de dois pontos no índice angular, com média nas outras variáveis. A equação (2.20) representa a redistribuição angular de partículas devido a variação do sistema de coordenadas angulares com a posição. Conservação de partículas requer que redistribuição angular não crie ou destrua partículas. Isto é evidente desde que o somatório da equação (2.20) sobre o número total de incrementos angulares Δu , de $M=1$ até NOA produz

$$4n r_j A r_j (1 - v_{NOA+1}) \cdot I_{G,NOA+1} = (1 - u_j) \cdot I_{G,1} J \quad (2.21)$$

desde que $\hat{p}_{MOA+1} = u^2 = 1$.

A equação (2.19) que define os coeficientes de curvatura angular pode ser transformada numa relação de recorrência, envolvendo os coeficientes $a_{i,m}$ primeiro subtraí-se $a_{i,m}$ de $a_{i+1,m}$, onde estes coeficientes são obtidos através da equação (2.19), obtendo

$$a_{i,m+1} - a_{i,m} = 4\pi r_i^{-1} A r_i \left(\frac{2}{m+1} - u \right)_{nr}^2 \quad (2.2)$$

Assumindo que \hat{r} na equação (2.22) é a média aritmética, isto é, que

$$r_i = \frac{r_{i+1} + r_i}{2}, \quad (2.20)$$

pode-se obter

$$r_{i+1}^2 - r_i^2 = \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{2(r_i + r_{i+1})} \quad (2.24)$$

Seguindo argumentos semelhantes, pode-se expressar a diferença $(u_{i+1}^2 - u_i^2)$, como

$$u_{i+1}^2 - u_i^2 = V_i^2 - V_{i+1}^2, \quad (2.25)$$

e desta forma inserindo as equações (2.24), (2.25), na equação (2.22) produz-se a seguinte relação de recorrências:

$$a_{i,m+1} - a_{i,m} = \frac{V_i^2 - V_{i+1}^2}{2(r_i + r_{i+1})} \quad (2.2\ddot{u})$$

A forma final da relação de recorrência é obtida introduzindo-se as áreas da célula A_i e A_{i+1} , resultando na seguinte relação:

$$\langle I, m, l \rangle \cdot \langle I, m \rangle \sim Y_{M, A, M}^{(A, i+1, A, i)} \quad (2.27)$$

com $\langle X_j \rangle_{j \in S_{j \in A+1}} \cdot \langle t \rangle = \ddot{U}$. A equação (2.27) é a forma dos coeficientes de curvatura encontrada na literatura, sendo a única aproximação feita na derivação precedente, a definição de valores médios.

Desde que o somatório sobre NOA incrementos de ângulos sólidos $\langle A_y \rangle$, faz com que o lado esquerdo da equação (2.27) se anule, por consistência o lado direito da equação deve também se anular, ou

$$\sum_{M=1}^{NOA} u_x \langle A_y \rangle = 0, \quad (2.28)$$

que representa uma adicional restrição sobre o conjunto de direções discretas. Entretanto, a equação (2.28) é satisfeita por qualquer conjunto de quadratura simétrico no intervalo de definição de y e conjuntos assimétricos são indesejáveis, porque resultados computacionais não são invariantes sobre inversões geométricas e conjuntos simétricos também garantem que se, a, $\neq 0$ então $a_{r, \dots} = U$. Coeficientes de curvatura angular semelhantes

aos termos a podem ser derivados da mesma maneira em geometria bidimensional curva, permitindo efetivamente a conservação de partículas, na redistribuição angular, em sistemas bidimensionais curvos.

Quando aplica-se o operador integral, expressão (2.7), ao termo integral de espalhamento da equação de transporte (2.4), o resultado é

$$\int_{A_r}^f \int_{A_E}^f \int_{A_y}^f \mathbf{j} \cdot \mathbf{y}^s (r, E' \rightarrow E, y_0) \langle j \rangle (r, E', u') \, dy' dE' 4\pi r^2 dr dE dy \quad (2.29)$$

A secção de choque de espalhamento diferencial pode ser aproximada por uma expansão polinomial de Legendre no cosseno do ângulo de espalhamento, truncada no termo (N+1), isto é,

$$a(r, E' - \mathbf{y} \cdot \mathbf{E}, y_0) = \sum_{n=0}^N a_n(r, E', E, y_0) P_n(y_0), \quad (2.3\ddot{U})$$

onde os a^n são os coeficientes da expansão de Legendre. O polinômio de Legendre $P_n(\cos \theta)$ pode ser expresso em termos dos cossenos direcionais inicial e final, através do teorema da adição dos polinômios de Legendre $P_n(\hat{u} \cdot \hat{u}')$.

Para adaptar a equação (2.29) a cálculos de multigrupo torna-se necessário transformar as integrais sobre a energia (E') e ângulo (u') em soma de integrais. Simbolicamente isto é denotado por

$$\int_0^{\infty} f(E') dE' = \sum_{G'=1}^{NOG} \int_{AE} f(E') dE', \quad (2.31)$$

$$\int_I f(S') dy' = \sum_{* \dots}^{NOA} \int f(y') du' \quad (2.32)$$

onde NOG representa o número de grupos de energia e NOA representa o número de incrementos angulares.

Utilizando o teorema da adição dos polinômios de Legendre e aproximando as integrais da energia (E') e ângulos incidentes (\mathbf{y}') pelas equações (2.31) e (2.32), respectivamente, e calculando todos os termos restantes da equação (2.29) pelo teorema do valor médio, obtém-se a seguinte expressão para o termo integral

de espalhamento:

$$T_S = \frac{V_T A p \gg}{2} \sum_{G'=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{M'=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{G'+C}^{l, G', M', n} P_n(p_{\mu}) A p_{\mu} \dots \quad (2.33)$$

onde $a_{G'+C}^{l, G', M', n}$ é o enésimo coeficiente ou momento de Legendre da secção de choque de espalhamento macroscópica de multigrupo (coeficiente de transferencia de multigrupo), definida por

$$a_{G'+C}^{l, G', M', n} = \frac{\int \dots \int P_n(p') dE' dy' r^2 dr dE}{\dots} \quad (2.34)$$

e $j_{I, G'}$ é o enésimo coeficiente de Legendre da dependência angular do fluxo, calculado por

$$j_{I, G'} = \dots \quad (2.35)$$

A aplicação do operador integral, expressão (2.7) ao termo de remoção da equação de transporte produz

$$T_r = \dots \quad (2.36)$$

Na construção do termo de remoção das equações de diferenças é desejável evitar a separabilidade do fluxo angular, em sua dependência angular e energética. Entretanto, é desejável que a secção de choque total de multigrupo seja independente do ângulo, de maneira que a secção de choque total de multigrupo seja independente do ângulo, a integral em energia da equação (2.36) é escrita como:

$$T_3 = \int_{AE_0} J^* V(r, E) \phi(r, E, y) dE = \phi(r) \langle j \rangle(r, y) - R, \quad (2.37)$$

onde R é um fator de correção a ser determinado, e $\phi(r)$ a secção de choque total macroscópica ponderada pelo fluxo do grupo G definida por:

$$\phi(r) = \frac{\int_{AE_0} T^+ (r, E) \phi(r, E) dE}{\int_{AE_p} f^* (r, E) dE} \quad (2.38)$$

Uma expressão explícita para o fator de correção R é obtida rearranjando-se a equação (2.37), de maneira que

$$R = \int_{AE_0} \phi(r) \langle j \rangle(r, y) - \int_{AE_p} f^* (r, E, y) dE. \quad (2.39)$$

Expandindo o fluxo em polinômios de Legendre, isto é,

$$\phi(r, E, y) = \sum_{n=0}^N j^n(r, E) P_n(y), \quad (2.40)$$

e substituindo a equação (2.40) em (2.39) obtém-se

$$R = \int_{\vec{r}} \sum_{n=0}^N v_l^{2n} + \frac{1}{j_0^n} (t) P_n(y) - \int_{AE} a^r(r, E) \int_{n=0}^H l \int_{l=1}^l j^n(r, E) P_n(u) dE, \quad (2.41)$$

que pode ser escrita como

$$\sum_{n=0}^N \frac{2n+1}{2} G^{(r)} \sim \int_{AE} j^n(r) P_n(p), \quad (2.42)$$

onde

$$J'G^{(r)} = \int_{AE} J^n(r, E) dE \quad (2.43)$$

e os momentos das secções de choque definidos por

$$J_{AE}^{(n)} = \int_{AE} \sigma^n(r, E) j^n(r, E) dE \quad (2.44)$$

Substituindo a equação (2.42) na equação (2.37), produz-se a forma final da integral da energia,

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=0}^{\infty} J_n(r) P_n(y) &= \sum_{n=0}^N \frac{2n+1}{I} a_n(r) \\
 a_n(r) &= \int_{-1}^1 P_n(y) \dots
 \end{aligned}
 \tag{2.45}$$

Calculando os termos restantes da integral T3, equação (2.36), e usando a aproximação do teorema do valor médio e o resultado da equação (2.45) para a integral em energia, o termo de remoção é escrito como

$$\begin{aligned}
 \dots &= \sum_{n=0}^N \frac{2n+1}{T} \dots \\
 \dots &
 \end{aligned}
 \tag{2.46}$$

onde a serie da equação (2.46) é semelhante na forma do termo integral de espalhamento para dentro, (eq. 2.33), podendo ser incluída nesta equação, modificando-se \dots da seguinte forma

$$\dots = \dots + (2n+1) \dots
 \tag{2.47}$$

onde

$$\dots \quad \text{se } G=G'$$

$$\dots$$

Assim o termo de remoção pode ser escrito como

$$T_3 = \int \int \int V_I \cdot M \cdot C, I, M \quad (2.48)$$

Aplicando- o operador integral, expressão (2.7), ao termo de fonte da equação de transporte, obtém-se:

$$T_4 = \int \int \int S(r, u, h) 4\pi r^2 dr dy db \quad (2.49)$$

Usando a aproximação do valor médio para calcular as integrais espacial e angular e a definição das constantes de grupo para a integral em energia, obtém-se:

$$T_4 = \int V_I \cdot M \cdot I, G, M \quad (2.50)$$

para uma fonte fixa geral.

A aplicação do operador integral, expressão (2.7), à equação de transporte, equação (2.4), foi feita em cinco termos separados. A equação de ordenadas discretas é construída substituindo-se estes termos na equação de transporte e dividindo por Δp_x ,

$$(T_1 + T_2 + T_3 = T_4 + T_5) / \Delta p_x$$

de outra forma

$$M^{(i,l)} \cdot i+1.G.M = \int \int \int V_I \cdot n, G, M \cdot \int \int \int V_I \cdot n, G, M \cdot i.G.M$$

$$\frac{V_I}{V} \cdot n \cdot r \sim \int \int \int \frac{NOG}{V} \cdot n, I(mod)$$

$$V_1.G \cdot l.G.H \cdot \int \int \int \frac{NOG}{V} \cdot n, I(mod) \cdot V.G$$

$$\sum_{M'=1}^{NOA} \int V_I \cdot M' \cdot I, G', M' \cdot \int \int \int \frac{NOG}{V} \cdot n, I(mod) \cdot V.G \quad (2.52)$$

A equação (2.52) é a forma geral final para a equação de ordenadas discretas em geometria unidimensional esférica. As equações para as geometrias plana e cilíndrica unidimensional, podem ser derivadas de maneira análoga. Detalhes dos erros introduzidos na truncagem dos polinômios de Legendre no termo $(N+1)$, na equação (7)

acima, são discutidos por Bell et al. num exaustivo trabalho sobre métodos de tratamento do espalhamento anisotrópico, utilizado por códigos Sn.

Apesar da equação (2.52) fornecer uma boa representação microscópica do comportamento das partículas nas células do espaço de fase, esta sozinha não é suficiente para determinar-se os fluxos. Para cada célula de diferenças do espaço de fase, pode-se assumir que dois dos fluxos de interface são conhecidos, através de condições de contorno e condições iniciais, ou através de cálculos das células adjacentes. Todas as quantidades do termo de fonte são conhecidas, desde que o espalhamento integral é computado com fluxos de cálculos anteriores para os outros grupos, ou através de iterações internas para o grupo de energia que está sendo calculado. Isto deixa três incógnitas: o fluxo centrado (ou ponderado em todas as variáveis) e dois dos fluxos de interface. Assim para solucionar este problema necessita-se de mais relações de diferenças, que relacionem os fluxos centrados com os fluxos de interface. Várias relações tem sido tentadas e implementadas, mas a técnica de diferenças de "Diamond" é o método mais vastamente utilizado com este propósito.

A técnica de diferenças de Diamond inclui duas relações para a variável espacial,

$$I_{i,G,M} = A \cdot I_{i+1,G,M} + (1 - A) \cdot I_{i,G,M} \quad (2.53)$$

$$u_M > 0$$

$$I_{i,G,M} = (1 - A) I_{i+1,G,M} + A I_{i,G,M} \quad (2.54)$$

e uma simples relação para a variável angular,

$$I_{i,G,M} - B I_{i,G,M+1} = (1 - B) h_{i,G,M} \quad (2.55)$$

onde A e B são constantes que podem tomar qualquer valor no intervalo $(1/2, 1)$. Quando $A=B=1/2$, as equações (2.53), (2.54) e (2.55), são conhecidas como as equações de diferenças de Diamond linear e podem ser reescritas como:

$$I_{i+1,G,M} - 2 I_{i,G,M} + I_{i,G,M} = 0 \quad (2.56)$$

$u_{i,G,M} > 0$

$$I_{i,G,M} - 2 I_{i,G,M} + I_{i+1,G,M} = 0 \quad (2.57)$$

$v_{i,G,M} < 0$

$$I_{i,G,M+1} - 2 I_{i,G,M} + I_{i,G,M} = 0 \quad (2.58)$$

Essas equações formam a base para a maior parte das soluções computacionais. Para uma "varrida" espacial típica quando $u_{i,G,M} > 0$, as equações (2.52), (2.56) e (2.58), são combinadas para dar a seguinte expressão para o fluxo centrado:

$$u_{i+1} = \frac{1}{2} (u_{i-1} + u_{i+1}^{(G,M)} + \Delta I_{i,m+1} + \Delta I_{i,m}^{(G,M)} + \Delta I_{i,G,M} + \Delta I_{i,G,M}^{(v)}) + \Delta I_{i,m+1} + \Delta I_{i,m}^{(v)}$$

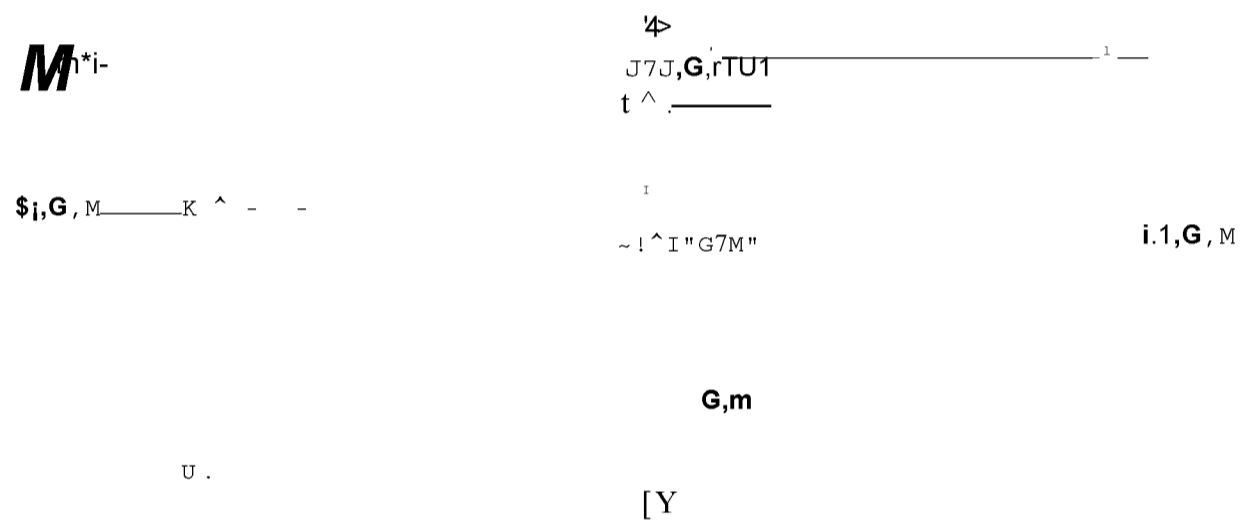
(2.59)

onde o termo de fonte S'_i inclui as fontes fixas e as fontes de espalhamento para dentro do grupo, que são assumidas conhecidas de cálculos anteriores. Para uma "varrida" típica de malha espacial ($p^{\wedge} > 0$), a equação (2.59) é usada para se solucionar o fluxo centrado $\langle j_{i,b,m} \rangle$ e então os fluxos de interface são calculados através das equações (2.56) e (2.58), respectivamente. O próximo fluxo centrado $\langle j_{i+1,b,m} \rangle$ é então calculado usando novamente a equação (2.59). Este processo de cálculos continua até as soluções para os fluxos angulares de um determinado grupo de energia serem obtidos em toda malha espacial-angular.

Na figura (2.2), ilustra-se o esquema "Diamond". É interessante ressaltar que o nome "Diamond" tem origem na forma da figura, que é formada pela junção dos extremos da célula com o ponto central e assemelha-se com o arranjo do diamante.

A maior dificuldade com as equações de diferenças "Diamond", é a tendência de se obter fluxos negativos, ou nulos, na presença de um alto gradiente de fluxo $\langle j_{i,b,m} \rangle$. Na equação (2.56), é evidente que se o fluxo decresce por um fator de dois ou mais na direção da "varrida", isto é, se $\langle j_{i,b,m} \rangle < - \langle j_{i-1,b,m} \rangle$, o novo fluxo de interface $\langle j_{i,b,m} \rangle$ será negativo ou nulo. Este fenômeno é conhecido por "quebra de diferenças Diamond". Se essas quebras de diferenças persistem no processo de uma "varrida" da malha espacial, os fluxos restantes a serem calculados deverão exibir um comportamento oscilatório. Se esta situação acontecer

Figura 2.2 - Esquema de diferenças "Diamond" para a malha r, y .



tece no sistema todo, então a malha espacial-angular deve ser refinada aumentando assim, necessariamente, o tempo computado. Obviamente, é possível eliminar-se este comportamento oscilatório com um profundo refinamento da malha espacial-angular. Entretanto, usualmente tal refinamento é impraticável, de maneira que processos alternativos devem ser usados.

Grande parte dos códigos nucleares de ordenadas discretas, possuem procedimento de "fix-up" de fluxos negativos. Neste procedimento, quando ocorre "quebra de diferenças Diamond" o fluxo negativo que ocorrer e recomputado, através de esquemas de diferenças alternativos que produzem fluxos positivos, mesmo na presença de fluxos com altos valores de gradientes decrescente. Existem vários de tais esquemas propostos para este problema, entretanto os mais usados são: o esquema de diferenças "step" e o esquema de diferenças "Diamond ponderado".

Estes dois esquemas sempre produzem fluxos positivos, no caso das fontes dentro das células, serem positivas. O esquema de diferenças "step" é obtido fazendo-se $A=B=1$, nas equações (2.53), (2.54) e (2.55), ou seja,

$$*i+1,G,M - *I,G,M \quad (2.60)$$

$$\bullet i.G.M = *_{I \text{ or } M} \quad (2.61)$$

$$*I,G,m+1 - *I,G,M \quad (2.62)$$

(37)

O esquema de diferenças Diamond ponderado*¹, e obtido tomando medias ponderadas sobre as funções lineares de Diamond, que envolve os fluxos de uma célula de diferenças. Este esquema pode ser escrito da seguinte forma:

$$\bullet i.G.M = \left(\frac{r}{A+I} \right) * i,l,G,M + \left(\frac{r}{I} \right) * r / ^I ^i.G.M \quad (2.63)$$

$M_x > 0$

$$\bullet i.G.M = \left(\frac{r}{\Delta x} I \right)^{<i>i</i>} i, G, M + \left(\frac{r}{\Delta x} I \right)^{>i+1</i>} * i+1, G.M \bullet \quad (2.64)$$

M

$$\bullet i.G.M = \left(\frac{r}{\Delta x} I \right)^{I, G, m, l} + \left(\frac{r}{\Delta x} I \right)^{I, G, m} \quad (2.63)$$

onde \bar{r} é o peso do intervalo I , calculado⁽⁴¹⁾ de maneira tal que os fluxos computados neste particular intervalo I , sejam sempre positivos. E se $r = \Delta x j/2$ esta técnica de diferenças torna-se o esquema de diferenças Diamond linear, e se $r = \Delta x j$, obtém-se o esquema "step"..

Estes esquemas de diferenças podem ser introduzidos na equação (2.52), para obter-se equações de diferenças explícitas para o fluxo centrado, semelhantes a equação (2.59). Estas equações podem ser solucionadas, numa sequência computacional semelhante a descrita para o esquema de diferenças Diamond. Estas duas técnicas de diferenças descritas são menos seguras^{''} que o esquema Diamond linear para a mesma malha. Entretanto, têm a vantagem de sempre produzirem resultados de fluxos positivos, na presença de fontes positivas, e são usados para correção dos fluxos negativos que ocasionalmente possam ocorrer, numa sequência típica de cálculos dos fluxos numa malha espacial-angular. No código nuclear DOT 3.5, a correção pode ser feita pelo esquema "step" ou pelo esquema Diamond ponderado. A escolha de um destes métodos fica a critério dos usuários.

Para uma dada fonte, $\hat{\hat{}}$, que assume-se conhecida de cálculos anteriores, o arranjo completo do fluxo, para uma dada malha espacial-angular, pode ser determinado por uma das sequências computacionais descritas anteriormente. A sequência de cáj.

culos sobre o índice I , inicia-se com as condições de contorno na superfície externa do problema e prosseguem para dentro ($y^{\wedge} < 0$) do sistema, em cada ponto espacial são calculados todos os fluxos angulares discretos, para os $y^{\wedge} < 0$, na ordem de decrescentes magnitudes de y^{\wedge} . Alcançada a superfície interna do sistema, inicia-se uma sequência de cálculos semelhantes para as direções discretas positivas, em relação aos grupos de energia, os cálculos são ordenados numa sequência que se inicia no grupo de maior energia e finaliza no grupo de menor energia.

Os problemas associados com esta sequência de cálculo, as técnicas iterativas, as condições de contorno e a escolha do conjunto de quadratura, são importantes mas podem ser consideradas separadamente. As equações de ordenadas discretas, podem ser derivadas em uma maneira comum para várias geometrias e podem ser aplicadas à maior parte dos problemas de penetração de neutrons e ftons. As equações básicas de diferenças, aproximam-se as equações analítica de transporte quando as dimensões das células de diferenças finitas aproximam-se de comprimentos diferenciais, negligenciando-se as equações adicionais, tais como as equações de diferença "Diamond".

2.3 TÉCNICAS ITERATIVAS

Na derivação das equações de diferenças (2.59), para o fluxo angular, assumiu-se que a fonte $S_j; \mu_j^{\wedge}$ incluía a fonte e fixa e as fontes de espalhamento para dentro dos grupos, calculadas usando fluxos previamente computados. Na maior parte dos problemas de blindagem de neutrons, e todos os de raios gama, pode-se assumir que todas as partículas que sofrem colisões degradam em energia. Assim, iniciando-se com a solução dos fluxos dos grupos de mais altas energias, a fonte de espalhamento para bai.

co, para um particular grupo de energia, que pode ser escrita usando a equação (2.33) como:

$$V_{T, Au, \dots} \quad G-1 \quad N \quad j$$

$$2 \quad G'=1 \quad n=0 \quad " \quad b +b \quad i,b \quad (2.66)$$

é completamente determinada uma vez que os fluxos dos grupos superiores foram determinados anteriormente, e portanto pode ser tratada como uma fonte fixa para o próprio grupo G. Entretanto, o auto-espalhamento (para dentro do próprio grupo),

$$V_{T, AH, \dots} \quad N$$

$$G \rightarrow G \quad - \quad \frac{1}{\dots} \quad M \quad G \rightarrow G \quad J1.G \quad (2.67)$$

envolve fluxos do próprio grupo G, que não são conhecidos. O método mais direto para se solucionar este problema e utilizar esquemas iterativos.

A equação de diferenças (2.52) para qualquer grupo de energia, pode ser escrita simbolicamente na seguinte forma:

$$*G \quad - \quad T_G \quad (G \quad \circ G \quad *G) \quad (2.68)$$

onde Φ é o vetor fluxo total, T é o operador de transporte para o grupo G, S_0 é o vetor fonte fixa para o grupo G e S é operador espalhamento para dentro do próprio grupo. Apesar de soluções através de matrizes terem sido obtidos para alguns problemas simples, a maior parte dos códigos nucleares Sn utilizam uma técnica de solução iterativa (38). Uma iteração gaussiana ordinária, ou iteração de potência $\Phi^{n+1} = T(S_0 + a_0 \Phi^n)$, que é o método mais simples para se solucionar problemas iterativos, pode ser representado pela equação:

$$\Phi^{n+1} = T_0 (S_0 + a_0 \Phi^n) \quad (2.69)$$

Assim a enésima iteração do vetor fluxo é utilizada para determinar a taxa de espalhamento para dentro do próprio grupo no cálculo da iteração. (n + 1).

Experiências no uso do método de ordenadas discretas, particularmente no cálculo de problemas de penetração profunda, têm demonstrado que a taxa de convergência das iterações de potência primariamente dependem de dois fatores: o tamanho da região sem fonte e a razão de dominância dos grupos individuais de energia, como definida abaixo. Em geral o fluxo converge em poucas iterações dentro das regiões com fonte ou nas proximidades mas, dependendo da razão de dominância, pode requerer várias centenas de iterações para convergir em um ponto a muitos livres caminhos médios da fonte. A razão de dominância pode ser expresso como a razão entre o número de partículas, que colidem na enésima iteração e o número de partículas que colidem na (n+1) iteração e pode ser aproximada' ^^por:

$$\lambda_1 \cong \frac{\sigma_G^S}{\sigma_G^T} \quad (2.70)$$

Quando esta relação aproxima-se da unidade a taxa de convergência decresce rapidamente. Mynat em um exaustivo estudo' dis_ cute a necessidade de se utilizar técnicas para se acelerar a convergência destas iterações de potência; propondo dois esquemas distintos que efetivamente aceleram a convergência destas iterações: escalonamento independente do espaço (regular scaling) e escalonamento dependente do espaço (space point dependent). No primeiro esquema, após um número determinado de iterações de potência ter sido completado, um fator de aceleração independente do espaço é aplicado aos fluxos escalar e angular, calculados nesta determinada iteração. O procedimento do segundo esquema de aceleração é semelhante ao esquema anterior mas, neste caso

o fator de aceleração varia para cada ponto do sistema.

O critério de convergência destas iterações internas é também afetado pelo tipo de problema, os códigos mais antigos de ordenadas discretas que eram usados primariamente na análise de conjuntos críticos consideravam a iteração interna convergida quando:

$$j_{s,n} - j_{s,n-1} < EPS, \quad (2.71)$$

$$\int_V a^s \cdot n \, dV$$

onde a integral é tomada sobre o volume inteiro e EPS é um dado de entrada. Entretanto, esse critério é normalmente suficiente apenas para sistemas críticos, onde o fluxo não varia muito em magnitude. Este não é o caso dos problemas de penetração profunda, onde a desigualdade (2.71) é dominada pelo fluxo perto da fonte que tem maiores magnitudes e converge muito rapidamente. O critério de convergência normalmente usado em problemas de penetração profunda é baseado no erro pontual, ou seja,

$$\text{MAX}_j |j_{s,n} - j_{s,n-1}| < EPS. \quad (2.72)$$

Uma vez a convergência ter sido obtida para o primeiro grupo, o cálculo prossegue para o segundo grupo. O ciclo de cálculos que obtém soluções convergidas para todos os grupos, iniciando com o grupo de mais alta energia e finalizando com o grupo de mais baixa energia, é por definição uma iteração externa. Neste ciclo de iterações, as fontes de colisões e fontes de fissão são computadas. O espalhamento para baixo pode ser computado para todos os grupos de mais baixa energia tão logo termine uma iteração interna, mas o espalhamento para cima e a fonte de fis_

são não podem ser computadas até uma iteração externa ter terminado. Se não existe espalhamento para cima ou fonte de fissão uma iteração externa conclui o cálculo. Se entretanto, fontes de fissão ou espalhamento para cima estão presentes, a fonte total deve ser recomputada após uma iteração externa, e o processo de iterações externas continua até as fontes estabilizarem. A fonte de espalhamento para cima é uma fonte implícita, análoga à fonte de espalhamento para dentro do grupo e processos iterativos semelhantes ao descrito podem ser usados para assegurar soluções convergidas.

2.4 CONJUNTOS DE QUADRATURA

A segurança com que as soluções numéricas obtidas pelo método de ordenadas discretas representam as soluções reais da equação analítica de transporte depende intrinsecamente dos conjuntos de quadratura utilizados para discretizar a variável direccional \vec{u} . No método original de Wick e Chandrasekhar, o conjunto de quadratura afetava principalmente a fonte integral de espalhamento, equação (2.2), e neste caso, as formulas de quadratura de Gauss-Legendre¹ foram utilizadas e as direções discretas correspondiam aos zeros dos polinómios de Legendre. No primeiro método S_n a técnica de segmentos de reta conectados implicava em direções discretas, entretanto, elas não eram simétricas em relação a $u = 0$. Apesar de seguras em aplicações a meios homogêneos, estas direções discretas não davam resultados consistentes quando placas de composição variadas eram invertidas geométrica-

(59)

mente. No método de ordenadas discretas S_n , os conjuntos de quadratura representam um papel duplo nos cálculos. Na solução dos termos integrais, equação (2.52), agem como um conjunto clássico de quadratura e nos termos de curvatura angular, equação

(2.27), as direções discretas definem os valores médios dos \cos senos diretores e os pesos associados definem os segmentos de ângulos sólidos.

Carlson e Lee' desenvolveram esquemas de cálculos de pontos de quadratura baseados em completa simetria física e no arranjo destes de uma maneira triangular sobre latitudes de um octante de uma esfera unitária. Muito esforço tem sido feito para se encontrar um conjunto de direções discretas ótimo dentro das muitas possibilidades do arranjo triangular, preservando simetrias. Um tal conjunto ainda não foi obtido. Carlson e e Lathrop' " ^ ^ em um excelente trabalho descrevem vários tipos de conjuntos de quadraturas, para cálculos bidimensionais e unidi[^] dimensionais. A discussão que será feita nos parágrafos seguintes, visa apresentar o material base, dos conjuntos de quadraturas ccm pletamente simétricos.

Sistemas de coordenadas para as geometrias plana, cilin drica e esférica, são mostradas na figura (2.1). Em cada caso a variável direcional \vec{u} é definida com respeito a um sistema de coordenadas ortogonais (u, n, ζ) , que é localmente alinhado com respeito aos vetores unitários referentes as coordenadas geomé tricas. As possíveis orientações do vetor direcional \vec{u} definem uma esfera unitária no espaço (u, n, ζ) . Simetrias completa re quer que os pontos (u, n, ζ) de coordenada sejam invariantes so bre rotações de 90° em torno de qualquer eixo u, n ou ζ . Assim cada coordenada deve ser simétrica com respeito a origem e o con junto de pontos sobre cada eixo deve ser o mesmo' ^ ^ . Desta for ma, a descrição de um octante permite descrever o arranjo intei[^] ro de pontos sobre a esfera unitária.

Um conjunto de quadratura nesse contexto consiste de um conjunto de pares (P, \vec{u}) de pesos e direções, cujo numero de

pares dependem da precisão desejada e $m = 1, 2 \dots n$. Alguns critérios definem os conjuntos de quadratura.

i) A ordem de n é par, $n = 2, 4, 6 \dots$

ii) Os pesos são normalmente positivos com a normalização:

$$\sum_{m=1}^n P_m = 1 \quad (2.73)$$

iii) As componentes y_m, ϕ e n do vetor \hat{O}_m satisfazem,

$$y_m^2 + \phi_m^2 + n_m^2 = 1 \quad (2.74)$$

iv) Conjuntos básicos são definidos sobre a octante principal, onde este octante é tomado como a região da esfera unitária em que todas as componentes de Q_m são positivas.

Em geometrias unidimensionais esférica e plana, a variável angular tem somente uma componente y , e, neste caso, $P = \int_{-1}^1 y^m J_0(x) dx$ base- está dentro do intervalo $(0,1)$, as direções discretas são escolhidas dentro deste intervalo e a extensão ao intervalo todo $(-1,1)$ é obtida trocando os sinais dos u_m . As seguintes condições são impostas sobre u_m e w_m no intervalo $(-1,1)$;

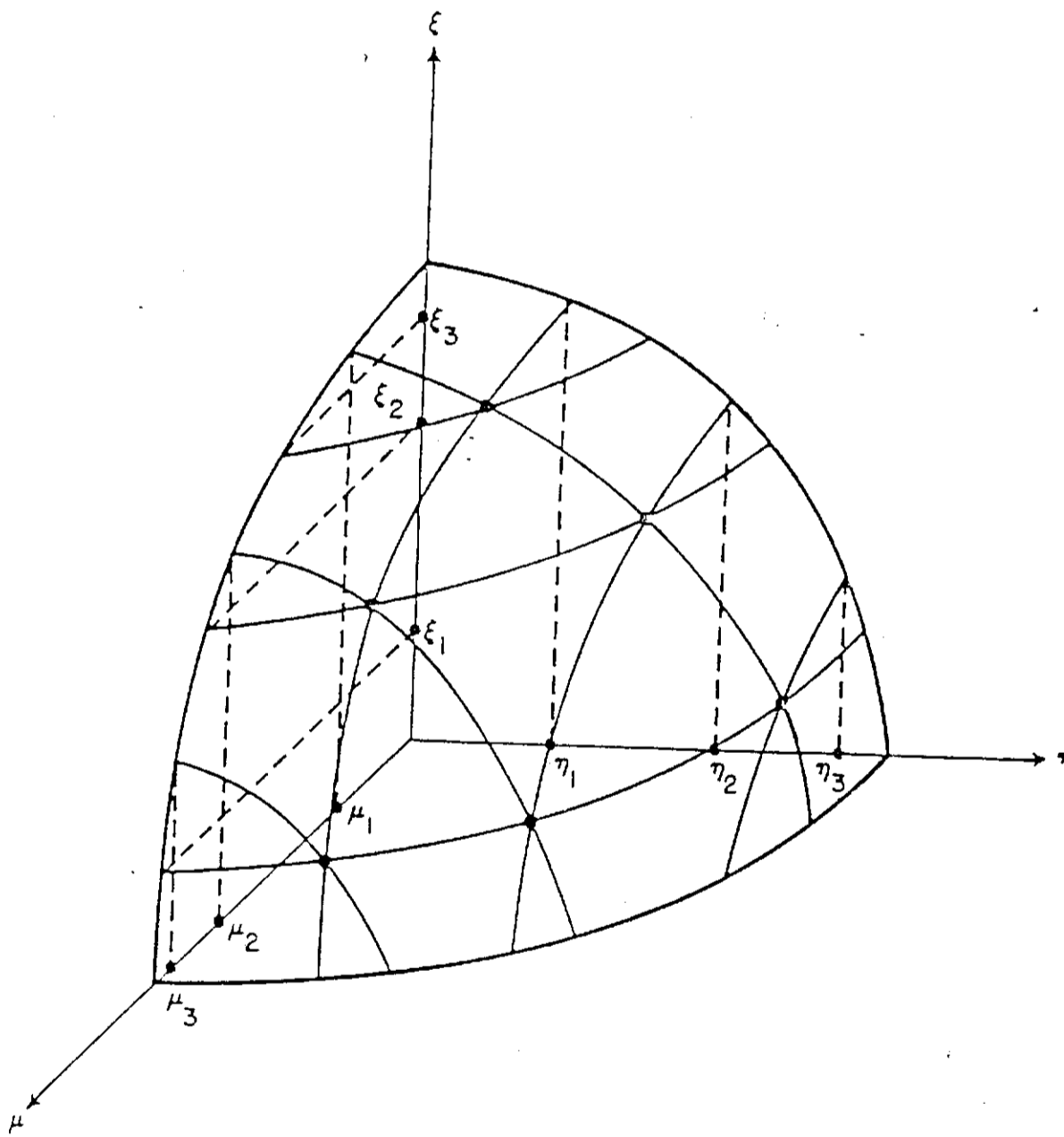
$$\sum_{m=1}^n u_m = 0 \quad (2.75)$$

$$\sum_{m=1}^n y_m^2 = 1/3 \quad (2.76)$$

$$\sum_{m=1}^n u_m = 1 \quad (2.77)$$

a expressão (2.75) é conhecida como condição do fluxo e a expressão (2.76), condição da teoria da difusão.

Figura 2.3 - Arranjo de pontos completamente simétricos, $n = 6$.



No caso de geometria bidimensional, os pontos de quadratura sobre o principal octante são assumidos arranjados em um padrão triangular sobre $n/2$ níveis ou latitudes diferentes. J_m $n/2 - i + 1$ pontos de quadratura sobre cada nível ou latitude i e $i = 1, 2 \dots n/2$. Para um determinado n pode-se mostrar que o número de pontos de quadratura sobre qualquer octante, é dado por $M(n) = n(n+2)/8$. Na figura (2.2), ilustra-se o arranjo de pontos simétricos para $n=6$, sobre um octante da esfera unitária. A extensão dos pontos de quadratura para os outros octantes da esfera unitária é feita através de trocas de sinais apropriados. As seguintes condições são impostas sobre o conjunto de quadratura completo:

$$\int_m u_m^i v_m^j / w_m^k = \int_m u_m^i v_m^j / w_m^k = 0, \quad (2.78)$$

$$\int_m u_m^i v_m^j = 0$$

$$\int_m u_m^i v_m^j = \int_m u_m^i v_m^j = 1/3, \quad (2.79)$$

onde \int_m é a soma dos pontos de peso P_m para um determinado nível i .

Exceto em geometrias plana e esférica unidimensional duas variáveis angulares, independentes são necessárias para representar a variável direcional Q , e o arranjo de pontos sobre latitudes ou níveis permite que a integração destes pontos bidimensionais de quadratura seja feita tão simplesmente quanto a integração de pontos de quadratura unidimensionais. Desta maneira a maior parte dos conjuntos de quadratura padronizados disponíveis são baseados neste arranjo de pontos latitudinais.

2.5 EVOLUÇÃO DOS CÓDIGOS NUCLEARES Sn

C-7)

Os primeiros códigos Sn, foram originalmente desenvolvidos para cálculos neutrônicos de reatores nucleares e os resultados dos cálculos de blindagem usando estes códigos foram Bastante desapontadores, devido as estruturas de grupos permitidas e as expansões das secções de choque de espalhamento usadas nestes códigos Sn. Entretanto, a partir de 1965, com o desenvolvimento dos códigos nucleares ANI SM e DTF-IV¹², que incorporaram técnicas permitindo a inclusão de espalhamento anisotrópico de ordem geral, o método de ordenadas discretas tornou-se bastante útil para um grande numero de problemas unidimensionais de penetração profunda de raios gama e neutrons. Na figura 2.4¹³, ilustra-se a "genealogia" dos códigos Sn, desde a sua origem em Los Alamos. Entretanto, deve-se ressaltar que essa figura é razoavelmente completa mas não exaustiva e envolve somente códigos Sn originados em instituições de pesquisa norte-americanas.

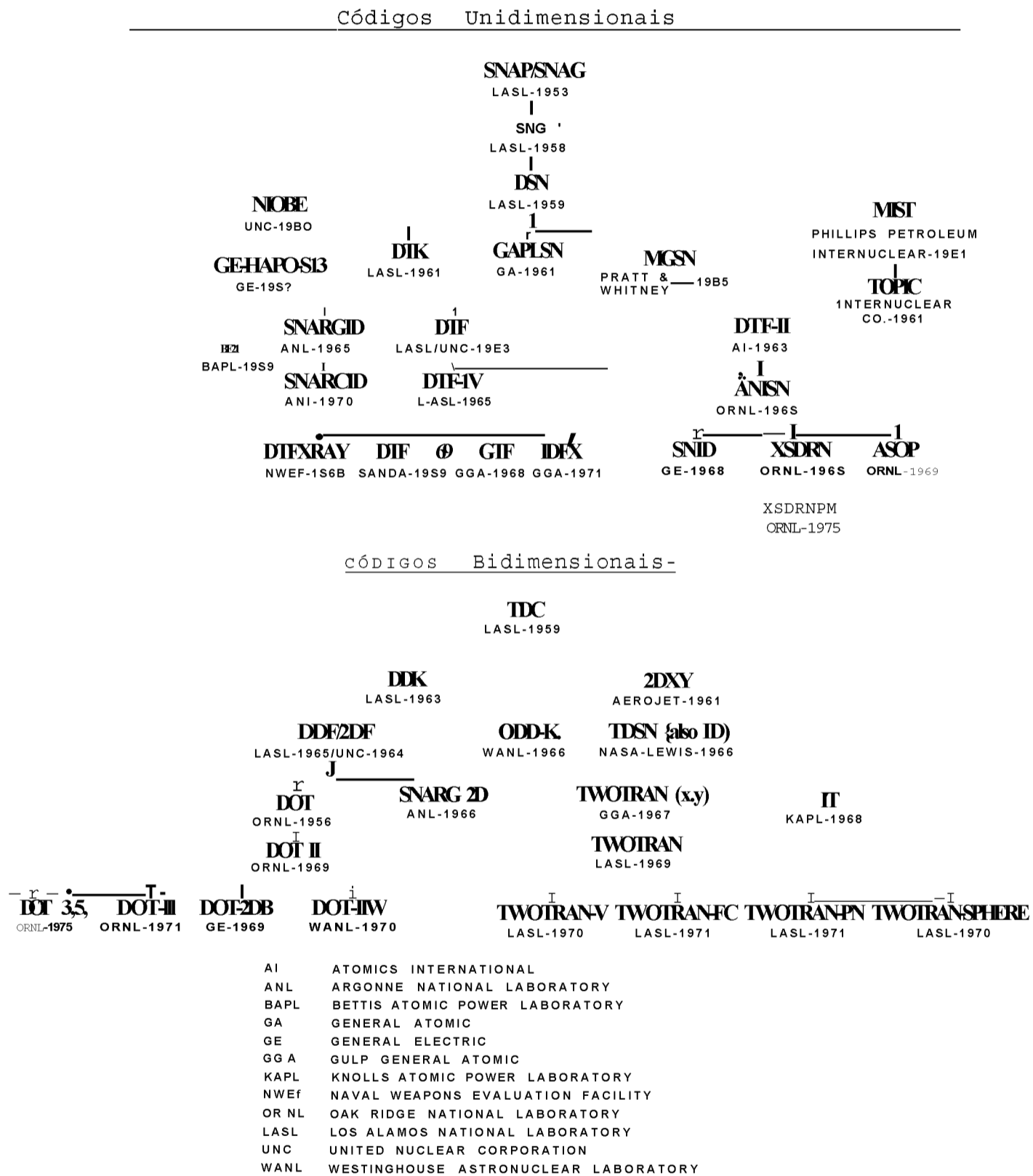
O código ANISN foi primariamente desenvolvido para cálculos de problemas de penetração profunda. Baseado nele, foram projetados programas auxiliares para cálculos de blindagem, tais como: XSDRN¹⁴ \ ASOP¹⁵, entre outros. O XSDRN é um programa que calcula espectros espacialmente dependentes para uso na formação de secções de choque de multigrupo. O ASOP é um programa projetado para realizar otimização de cálculos de blindagem. Estes programas computacionais, em particular o ANISN em suas

f531

rias versões¹⁶, são vastamente utilizados em cálculos de blindagem em um grande número de instituições de pesquisas nucleares.

A partir de 1966, com o desenvolvimento dos códigos nucleares DOT¹⁷ e TWOTRAN¹⁸, o método de ordenadas discretas Sn tornou-se um potente instrumento para cálculos de problemas

Figura 2.4 - Evolução dos códigos nucleares Sn e instituições de origem.



bidimensionais de penetração profunda. O programa DOT, versão bidimensional do ANISN, foi desenvolvido essencialmente para cálculos de blindagem e há um longo tempo, em suas várias versões^(53/), é usado com bastante êxito nesta particular área da engenharia nuclear.

Atualmente, uma vasta variedade de códigos nucleares Sn são disponíveis⁽⁵³⁾ para cálculos de problemas em regime estacionário ou dependentes do tempo, em uma ou duas dimensões. Códigos tridimensionais Sn, restritos a geometria retangular (x,y,z], tais como o THRETRAN⁽⁵⁴⁾ e o ENSEMBLE⁽⁵⁵⁾ têm sido descritos. Entretanto, o uso de tais códigos têm sido bastante limitado, devido ao grande número de malhas espaciais necessárias para se descrever um sistema tridimensional real.

O método de ordenadas discretas Sn, como implementado nos códigos nucleares atuais, proporciona uma aproximação bastante segura da equação de transporte dependente da energia com espalhamento anisotrópico. Deste modo, estes programas são bastante apropriadas para cálculos de blindagem, e para qualquer espécie de problemas, (ex. cálculo de células unitárias) que necessitem de uma aproximação mais segura através da equação de transporte. Entretanto, mesmo tendo uma grande versatilidade de aplicação, os códigos Sn ainda apresentam alguns problemas tais como:

- i) pouca flexibilidade para descrever sistemas com formas mais irregulares;
- ii) a convergência do processo iterativo em geral, não é uniforme e bem definida;
- iii) distorções dos fluxos são frequentemente observados em duas dimensões devido a propagação dos neutrons ou ftons em direções discretas (efeito raio) ;

iv) nenhuma formula básica existe para um particular problema, no que se refere a escolha das direções discretas, malha espacial, estrutura de multigrupo e limite de expansão polinomial.

Mesmo apesar das limitações acima o método de ordenadas discretas S_n é considerado uma técnica confiável de solução da equação de transporte pois, em uma vasta variedade de problemas testes, os resultados numéricos obtidos pelo método tem estado de acordo com soluções exatas (quando disponíveis), com outros tipos de soluções numéricas e considerando as incertezas das seções de choque, com medidas experimentais obtidas em laboratórios (48),

CAPITULO III

Os CÓDIGOS NUCLEARES ANISN E DOT 5.5

3.1 METODOLOGIA DE CALCULO DE BLINDAGEM DE SISTEMAS NUCLEARES

O objetivo deste capítulo é apresentar uma revisão da aplicação dos códigos Sn ANISN e DOT 3.5 a problemas de blindagem de radiações nucleares. Entretanto, de maneira a ilustrar a aplicação destes códigos a esta classe de problemas, torna-se necessário descrever a rede de códigos nucleares utilizada na solução de problemas de transporte de radiação pelo grupo de blindagem da Divisão de Física de Reatores (RTF)/IPEN.

Na figura 3.1, ilustra-se, através de um diagrama lógico a rede acoplada de códigos utilizada na solução de problemas de transporte de radiação. Em síntese esta consiste na obtenção de secções de choque microscópicas para neutrons e gamas a partir do ENDF/B-IV (Evaluated Nuclear Data File), que é uma biblioteca avaliada e organizada pelo "National Nuclear Data Center" do Brookhaven National Laboratory, e o processamento destes dados pelo sistema AMPX, que é um sistema modular para processar e produzir secções de choque acopladas para neutrons e gamas em multigrupo. Dentre os vários módulos do AMPX, para a geração das secções de choque microscópicas para neutrons, numa estrutura de grupos finos (usualmente da ordem de 100 grupos), bem como as matrizes das secções de choque de transferência de grupo para grupo com transferência angular (usualmente P-3), usa-se o módulo XLACS, o qual pondera as secções de choque microscópicas levando em consideração somente o espectro de energia, o qual pode ser fornecido como dado de entrada ou usar-se uma das suas op

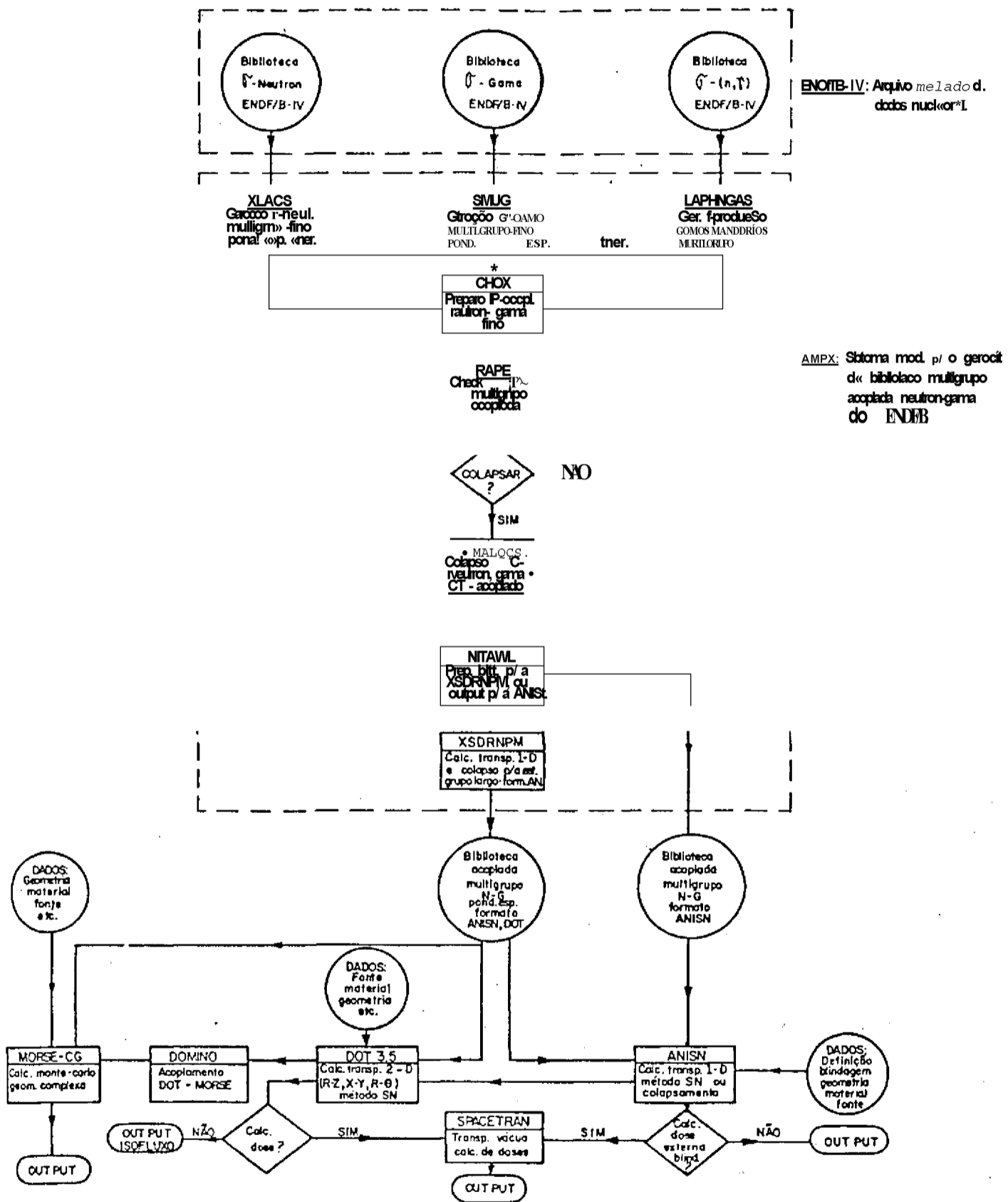
(44)

(27)

ções (Maxwelliana + $1/E$ + espectro de fissão). Para gamas, usa-se o módulo SMUG, o qual fornece as seções de choque, numa estrutura de grupos finos, para efeito fotoeletrico, espalhamento Compton e produção de pares, ponderadas pelo espectro de energia (normalmente usa-se o espectro "flat"), bem como as matrizes transferência de grupo para grupo, a partir de uma expansão do núcleo de espalhamento de Klein Nishina em polinômios de Legendre. Para o acoplamento neutrons-gama, usa-se o módulo Laphngas, o qual gera as matrizes das seções de choque de produção de raios gamas secundários em G grupos de gamas devido às reações de captura, ou espalhamento inelástico de neutrons, num grupo N, além de fornecer a dependência angular. Estas seções de choques são então fornecidas ao módulo CHOX, o qual cria uma estrutura acoplada de (N + G) grupos com dependência angular. Estas seções de choque são então testadas com respeito a coerência pelo módulo RADE e finalmente esta estrutura de grupos pode ser colapsada em energia, usando-se o módulo MALOCS.

Toda a geração de constantes de multigrupo descrita acima leva em consideração somente a ponderação em energia. Para a ponderação espacial usa-se o módulo XSDRNPM, o qual soluciona a equação de transporte em multigrupo, com espalhamento anisotrópico, em geometria unidimensional plana, cilíndrica ou esférica através da aproximação Sn. Salienta-se que os resultados do XSDRNPM serão usados para a ponderação espacial e energética das constantes de multigrupo, ou no colapsamento da estrutura (N+G) em uma estrutura menor e desta forma a geometria e a tabela de mistura a serem usadas neste módulo do AMPX, devem modelar o mais próximo possível o sistema de blindagens, para o qual o cálculo do transporte será efetuado. Finalmente com o colapsamento das constantes de multigrupo, pode-se criar um arquivo contendo o conjunto acoplado neutron-gama de seções de choque de multi^

FIGURA 3.1 REDE DE CÓDIGOS PARA CÁLCULO DE BLINDAGEM



grupo, que será então usado pelo código de transporte.

Com o conhecimento das constantes de multigrupo, deve-se modelar o sistema de blindagens e a fonte de radiação e usar-se um código de transporte que calcule os fluxos de neutrons e gamas. Salienta-se que na medida em que a equação que descreve o transporte de neutrons é idêntica a de gamas, este calculo e realizado de maneira acoplada. No caso de geometrias simples, ou em modelagens idealizadas, usa-se o código ANISN, o qual soluciona a equação de transporte de multigrupo em geometria unidimensional plana, cilíndrica ou esférica através da aproximação Sn. O ANISN será descrito com mais detalhes nas secções seguintes. No caso de geometrias mais complexas, usa-se o DOT 3.5, o qual possui opções de cálculos semelhantes ao ANISN, mas possibilita o cálculo em geometria bidimensional retangular (x-y), cilíndrica (r-z) ou polar (r- θ) e portanto permite uma modelagem mais realística do sistema de blindagens. Finalmente no caso de geometrias complexas tais como as encontradas no vaso de contenção de reatores,

usa-se o MORSE-CG[^], o qual e um código que usa o método de Monte-Carlo para simular o transporte de neutrons e gamas em geometrias complexas, as quais são simuladas através de uma subrotina que combina várias geometrias regulares. Salienta-se que no cálculo do ambiente de radiação no vaso de contenção de reatores nucleares normalmente usa-se o DOT 3.5 para o cálculo no vaso de pressão, e os resultados deste são acoplados, por meio do DOMINO^v, ao MORSE, o qual então descreve a distribuição de radiação no ambiente externo do vaso de pressão (gerador de vapor, tubulação, etc).

Uma vez conhecidas as distribuições de fluxos as doses podem então ser mapeadas ou alimentar-se o SPACETRAN com as distribuições angulares emergentes, calculadas através dos códigos

ANISN ou DOT 3.5 , para calcular-se as doses em ambientes externos ao sistema de blindagens.

3.2 O CÓDIGO NUCLEAR ANISN

3.2.1 Aspectos Gerais

O ANISN é um programa computacional escrito na linguagem de programação FORTRAN-IV. Este código soluciona a equação de transporte de multigrupo unidimensional em geometria plana, cilíndrica ou esférica. As fontes de partículas podem ser fixas fontes de fissão ou uma combinação subcrítica destas duas fontes. Cálculos de pesquisa de criticalidade podem ser feitos para vários parâmetros. Secções de choque podem ser ponderadas utilizando-se os fluxos de partículas dependentes do espaço e da energia, gerados na solução da equação de transporte.

O código foi projetado para solucionar problemas de penetração profunda de neutrons e ftons, nos quais a distribuição angular de partículas deve ser calculada com detalhes. Desta forma, oANISN inclui técnicas para manipular, espalhamento anisotrópico de ordem arbitrária, critério de convergência pontual e esquemas de diferenças alternativos que, efetivamente removem as oscilações na distribuição de fluxo, algumas vezes encontradas nas soluções de ordenadas discretas. Estas características, aliadas ao uso de uma técnica de programação com dimensionamento flexível no armazenamento de dados, permite a execução de pequenos médios e grandes problemas de penetração profunda com bastante êxito.

3.2.2 Capacidade do Programa

No capítulo anterior, a aproximação S_n para o caso

unidimensional de geometria esférica foi revisada; esta revisão incluiu discussões preliminares sobre a aplicação do método Sn a problemas de penetração profunda. Em uma tese anterior¹, em contra-se uma boa revisão dos códigos ANISN e DOT, com aplicação destes programas a problemas gerais de transporte. Desta maneira, a descrição do programa ANISN que é feita nos grafos seguintes, visa apresentar as características básicas do programa na sua aplicação a situações de blindagem.

i) Tipos de Soluções - O programa resolve problemas homogêneos ou não homogêneos, solucionando a equação de transporte em sua forma regular ou adjunta¹, através da aproximação Sn,

ii) Opções de Fontes - Problemas de penetração profunda normalmente envolvem apenas sistemas com fontes fixas. O programa aceita como dado de entrada fontes distribuídas (partículas-cm³-seg, especificadas por intervalos espaciais e grupo de energia. Em adição a estas fontes, o usuário pode especificar fontes angularmente dependentes nos contornos internos do sistema. Estas fontes, algumas vezes, referidas como fontes de camadas esféricas (partículas - cm² - steroradiano⁻¹ - seg⁻¹), podem ser introduzidas para cada intervalo espacial e grupo de energia. Estes dois tipos de fontes fixas, podem ser normalizadas por um fator de normalização determinado pelo usuário.

iii) Intervalos Espaciais - No sistema geométrico, considerado, a distância a origem do sistema é medido por r_j (cm), j= 1 a IM+1. Desta maneira, o sistema é dividido em IM intervalos espaciais a critério do usuário. Estudos¹ tem demonstrado que os comprimentos dos intervalos espaciais devem ser em média da ordem de um livre caminho médio efetivo do grupo de energia mais alto do sistema.

vi) Direções Discretas - A princípio, o programa aceita quaisquer coeficientes de quadratura que satisfaçam certas condições de balanço¹⁴. Experiência no uso do código tem demonstrado que as quadraturas de Gauss-Legendre (P_n^*) são bastante apropriadas para problemas de penetração profunda em geometria plana e esférica. Mas, em sistemas com espessuras finas e fontes esféricas as quadraturas duplo Gauss-Legendre (DP_n), são preferíveis. Em geometria cilíndrica, os coeficientes de quadratura de Legendre-Tschebyshev ($P_n]T_n$) e as Projeções Invariantes de Lee⁽¹⁴⁾ são as mais utilizadas. O número de direções discretas usadas nos cálculos depende da resolução angular desejada.

v) Condições de Contorno - As condições de contorno disponíveis no ANISN são bastante gerais. O código permite especificação de condições de contorno na superfície direita ou esquerda do sistema. As c.c. possíveis são:

a) Vácuo - O valor do fluxo angular $\phi(r, E, \Omega)$ sobre o contorno especificado é zero para todas as direções entrantes no contorno. Esta c.c. é muito utilizada em cálculos de blindagem.

b) Reflexão - O valor angular de $\phi(r, E, \Omega)$ sobre o contorno para as direções e tomado igual, em detalhes, ao valor do fluxo angular saindo na direção correspondente a reflexão angular. Para o contorno direito tem-se:

$$\phi_{\text{entrante}}(-\Omega) = \phi_{\text{saindo}}(\Omega) \quad (3.1)$$

c) "White" - Os valores dos fluxos angulares no contorno são todos tomados iguais a um mesmo valor. Este valor é a média dos fluxos saindo de maneira tal que a vazão líquida através do contorno é zero. Em particular para o contorno direito, este valor é dado por:

$$\phi_{\text{entrante}} = \frac{\sum_m w_m \gamma_m \langle \vec{a}_m \cdot \vec{y}_{\text{irr}} \rangle}{\sum_m w_m \gamma_m} \quad (3.2)$$

onde a soma \hat{e} tomada sobre todas as direções saindo. Esta condição \hat{e} projetada para geometria cilíndrica onde \hat{e} aplicada no contorno radial externo.

d) Albedo - 0 Albedo para cada grupo especifica a fração do fluxo angular que, deixando o contorno especificado reter na isotropicamente ao sistema. Esta condição de contorno \hat{e} extremamente útil na análise de dutos que penetram a blindagem de reatores nucleares.

e) Periódica - Os valores dos fluxos angulares entrantes em um contorno especificado são tomados iguais, em detalhes aos valores dos fluxos angulares saindo no contorno oposto. Esta condição \hat{e} aplicada em cálculos celulares.

vi) Secções de Choque - 0 programa permite dados de entrada de secções de choque macroscópica ou microscópica, com espalhamento anisotrópico de ordem arbitrária. Transferência de partículas de um determinado grupo de energia \hat{e} permitida para qualquer outro grupo de energia. Uma serie de secções de choque para um determinado elemento ou mistura de elementos define uma região ou zona material do sistema. Os dados de secção de choque podem entrar no programa, através de cartões ou fitas magnéticas.

vii) Iterações e Critérios de Convergência - Existem três níveis de iterações no programa ANISN : iterações internas para o cálculo da fonte de espalhamento para dentro do grupo, itera

ções externas para o cálculo da fonte de fissão e fonte de espalhamento para cima (up-scatter) e, finalmente as iterações necessárias para os cálculos de pesquisa de criticalidade. Problemas de penetração profunda necessitam somente de iterações internas. Neste nível de iterações o ANISN utiliza o esquema de iteração de potência, eq. (2.69), cuja convergência é acelerada por fatores de aceleração espacialmente dependentes λ^m . E o código possui dois critérios de convergência opcionais disponíveis para estas iterações internas: o critério de convergência integral, eq. (2.71), e o critério pontual, eq. (2.72). O segundo critério, apesar de gastar mais tempo computacional, deve ser utilizado λ^m em cálculos de blindagem.

viii) Modos de Cálculo dos Fluxos - Dado uma fonte de partículas, não negativa, um número suficiente de intervalos espaciais e direções discretas, fluxos positivos sempre serão obtidos na maior parte dos problemas práticos. As equações de diferenças "Diamond linear", equações (2.56), (2.57) e (2.58) são as mais seguras λ^8) para problemas adequadamente discretizados. Entretanto, a economia na estocagem de dados e tempo computacional, as vezes requer o processamento de problemas definidos mais grosseiramente e, neste caso, as equações de "Diamond linear" podem produzir fluxos negativos nas zonas cujas magnitudes das secções de choque são grandes. Desta maneira, a versão ANISN^{^^} instalada no IBM 370/155 do CPD/IPEN inclui três esquemas de diferenças opcionais:

a) Misto - Neste modo, o esquema de diferenças "STEF" equações (2.60), (2.61) e (2.62), que sempre produz resultados de fluxos positivos, é utilizado quando a extrapolação Diamond linear produz fluxos negativos.

b) "Diamond linear" - Neste modo, somente as equações "Diamond linear" são utilizadas nos cálculos dos fluxos angulares.

c) "Step" - Neste modo, somente as equações "step" são utilizadas nos cálculos dos fluxos angulares.

Em problemas de penetração profunda, o uso do modo misto é recomendado.

ix) Atividades - Podem ser computadas por zonas ou intervalos espaciais. Esta opção proporciona uma rápida e econômica maneira de se obter quantidades tais como: taxas de reações, taxas de doses ou outras respostas de taxas desejadas.

x) Ponderação de Secção de Choque - As secções de choque macroscópicas ou microscópicas podem ser colapsadas em grupos de energia mais largos, usando os fluxos integrados em regiões como função ponderação, da seguinte maneira:

$$i_{R}^{G} = \frac{\int_{R} i_{R}^{g} dV}{\int_{R} dV} \quad (3.3)$$

onde i_{R}^{g} é a integral do fluxo do grupo g sobre a região R, ou seja

$$i_{R}^{g} = \int_{R} \langle \sigma_j^g(r_j) \rangle \times V_j \quad (3.4)$$

onde g e G especificam os grupos finos e largos de energia, respectivamente. Estas secções de choque assim reduzidas, podem ser usadas em um posterior cálculo unidimensional com economia de

tempo computacional ou podem ser utilizadas em cálculos bidimensionais.

xi) Tempo de Cálculo - O tempo computacional de um determinado problema depende do número de intervalos espaciais, direções discretas, grupos de energia, critério de convergência e obviamente da capacidade do computador disponível. Em geral, o tempo de cálculo varia de alguns segundos a vários minutos. No caso da capacidade de estocagem dos dados ser insuficiente, sequências de cálculos são possíveis através da opção de "Restart".

xii) Edição de Dados de Saída - O programa ANISN tem capacidade para editar, praticamente, todas as quantidades calculadas e/ou dados de entrada para um particular problema. E para todos os problemas solucionados o programa edita tabelas tendo o balanço completo de partículas por zonas e para o sistema inteiro.

3.3 O CÓDIGO NUCLEAR DOT 3.5

3.3.1 Aspectos Gerais

O código nuclear DOT soluciona a equação de transporte nas geometrias (x,y) , $(r-z)$ e $(r-QJ)$, com espalhamento anisotrópico de ordem arbitrária através da aproximação S_n . As fontes de partículas podem ser fixas, fontes de fissão ou uma combinação subcrítica destas duas fontes. Cálculos de pesquisa de criticidade podem ser feitos para vários parâmetros (dimensões crítica, concentração de nuclídeos etc.). Basicamente o programa DOT é uma versão bidimensional do código ANISN.

O código DOT foi projetado para solucionar problemas de transporte acoplados de neutrons e ftons que é a situação nor

mal em cálculos de blindagem de reatores nucleares. As características especiais que tornam o código DOT bem adaptado a problemas de blindagem incluem critério de convergência pontual, esquemas de diferenças alternativos, condição de contorno de albedo, a capacidade para editar fluxos angulares de contorno { (externo ou interno) para serem usados como fontes de partículas em grandes problemas que são solucionados através de vários cálculos superpostos e opção para cálculo de fonte analítica de primeira colisão que mitiga o efeito raio r^2 , encontrado em certos problemas. Estas características aliadas a técnicas de programação com dimensionamento flexível no armazenamento de dados, permite a execução de grandes problemas de blindagem com bastante êxito.

Em cálculo de blindagem de reatores nucleares, o DOT é utilizado para descrever o transporte de radiação em certas partes especiais da blindagem, que não podem ser simulados por códigos unidimensionais ou para refinar cálculos unidimensionais quando necessário-, um acoplamento com o código de multigrupo MORSE, que utiliza o método de Monte-Carlo para simular o transporte de neutrons e ftons em geometria com forma complexa pode ser feito. Dessa maneira problemas em geometria tridimensional com formas complexas podem ser solucionados combinando um cálculo DOT com um cálculo MORSE.

3.3.2 Capacidade do Programa DOT 3.5

No computador IBM 370/155 do CPD/IPEN encontram-se implantados três versões do código DOT. A versão DOT-II⁴⁷ -* escrita em 1969, a versão DOT-III⁵¹ de 1971 e a versão DOT 3.S⁵² mais atualizada escrita em 1975. Estas três versões basicamente, solucionam os mesmos tipos de problemas, porém a versão DOT 3.5 possui uma melhor flexibilidade na especificação dos problemas

e é a versão mais utilizada. Desta forma, algumas das características do código nuclear DOT que são descritas nos parágrafos seguintes, são disponíveis somente na versão DOT 3.5.

i) Tipos de Solução - O programa resolve problemas homogêneos ou não homogêneos solucionando a equação de transporte em sua forma regular ou adjunta, através da aproximação S_n . Opcionalmente, utiliza a teoria da difusão para encontrar soluções para determinados grupos de energia.

ii) Opções de Fontes - O usuário do programa pode especificar uma fonte isotrópica de partículas distribuída no volume todo do sistema ou fontes superficiais sobre quaisquer contornos do sistema (base, topo, direito e esquerdo). Uma fonte superficial é obtida através da especificação de um fluxo de partículas dependente do ângulo e energia, entrando em um determinado contorno, em adição a estas fontes externas, uma fonte analítica de primeira colisão, devido a uma fonte pontual sobre o eixo de um problema (r,z) pode ser gerada internamente pelo programa e usada num cálculo posterior.

iii) Células Espaciais - No sistema geométrico considerado, a distância a origem do sistema na direção do eixo radial é medida por T_j ou X_j (cm), $I = 1$ a $I_M + 1$; assim como, a distância a origem do sistema na direção do eixo axial é medida em termos de y_j a 0_j , $J = 1$ ou $J_M + 1$. Desta forma o sistema é discretizado em $I_M \times J_M$ células espaciais a critério do usuário, em um anterior trabalho de revisão do código DOT-II apresentado no IPEN, são descritos alguns critérios a serem considerados na discretização das variáveis espaciais na solução de um determinado problema.

iv) Conjuntos de Quadratura - O programa aceita quaisquer conjuntos de quadratura que satisfaçam certas condições de balanço (51) ^ g_r'.i. os conjuntos de quadratura padronizados mais utilizados em cálculos de blindagem são os conjuntos de quadratura completamente simétricos* ou conjuntos de quadraturas as

simétricos*** que exibem certas direções preferenciais. No manual' do código ÜOT 3.5, é descrita uma pequena subrotina DOQDP que pode gerar conjuntos de quadratura padronizados completamente simétricos ou assimétricos.

v) Condições de Contorno - As opções de condições de contorno do programa são bastante gerais. Esta c.c. devem ser especificadas nas quatro superfícies externas do sistema e as opções disponíveis são as seguintes:

a) Superfície Esquerda:

1. Vácuo
2. Reflexão
3. Periódica
4. Fonte Superficial

b) Superfície Direita, Topo e Base:

1. Vácuo
2. Reflexão
3. Periódica
4. "White"
5. Albeó
6. Fonte Superficial.

A condição de contorno periódica é normalmente usada no topo e base dos problemas (r-9), assegurando que fluxos iguais sejam obtidos nos dois contornos. A condição de contorno de re

flexão é usada no lado esquerdo dos problemas (r-z) e (r-0) ou lado direito nos cálculos de células cilíndricas¹³⁸, a condição de contorno "white" é algumas vezes usada para estas duas últimas aplicações. O albedo especificado por grupo de energia é bastante útil na análise de blindagem de sistemas nucleares.

vi) Secções de Choque - Conjunto de dados de secções de choque podem entrar no programa através de cartões e/ou fitas magnéticas.

vii) Iterações Internas e Critérios de Convergência - O programa dispõe de três esquemas iterativos opcionais para obter soluções para os fluxos nas iterações internas:

a) Iteração de potência, acelerada por fatores de aceleração espacialmente independentes (regular scaling)¹³⁹;

b) Superrelaxação sucessiva (over-relaxation)¹⁴⁰;

c) Iteração de potência, acelerada por fatores de aceleração espacialmente dependentes (space point dependent)¹⁴¹.

No programa existem dois critérios opcionais para a convergência das iterações internas, necessários para o cálculo da fonte de espalhamento para dentro do próprio grupo. No primeiro critério o seguinte teste integral é feito:

$$\frac{1}{V} \int \left| \langle j \rangle(r) - \langle j \rangle^e(r) \right| dr < EPS \quad (3.5)$$

onde, $\langle j \rangle(r)$, é o fluxo escalar no ponto r calculado na enésima iteração, a integração é tomada sobre o volume todo do sistema e

EPS é um dado de entrada. O segundo critério baseia-se no máximo erro pontual do fluxo escalar, e o seguinte teste de convergência é feito entre duas iterações internas sucessivas:

$$\max_r \frac{P(r) - P_{i-1}(r)}{P(r)} \leq G_0 \quad (3.6)$$

onde, G_0 é um dado de entrada. Estes dois tipos de testes podem ser aplicados no sistema inteiro ou em determinadas zonas escolhidas pelo usuário.

A iteração de potência normalizada por fatores de aceleração espacialmente dependentes comprovadamente proporciona uma convergência mais rápida das iterações internas e juntamente com o critério de convergência pontual deve ser aplicada a cálculos de problemas de penetração profunda.

viii) Modos de Cálculo do Fluxo - O programa DOT 3.5 adota cinco esquemas de diferenças opcionais para o cálculo dos fluxos angulares discretos. O programa inclui os modos disponíveis no código ANISN: "Diamond linear"; "step" e misto (linear + step), E além destes os seguintes modos podem ser especificados:

a) "Diamond ponderado", equações (2.63), (2.64) e (2.65), neste modo somente as equações "Diamond ponderadas", que sempre produzem fluxos positivos, são utilizadas nos cálculos dos fluxos angulares discretos;

b) Misto (linear + ponderado), neste modo, o esquema de diferenças "Diamond ponderado" é utilizado quando a extrapolação "Diamond linear" produz resultado de fluxo negativo.

Em problemas de blindagem, estes dois esquemas são

os mais utilizados^ .

ix) Tempo computacional - O tempo de cálculo de um determinado problema depende diretamente do número de células espaciais-direcionais, grupos de energia e obviamente do computador disponível. Em geral o tempo de cálculo dos problemas de penetração profunda, pode variar de alguns minutos a horas.

3.3.3 Edição de Dados de Saída do Programa

Uma vez alcançada a convergência requerida para o fluxo de partículas, numerosos resultados e conjuntos de dados de saída são obtidos. As impressões dos dados de saída do programa DOT 3.5, são facilitadas e orientadas em direção a solução de grandes problemas de transporte de neutrons e/ou fotons em projetos de reatores nucleares e blindagem. Em particular, conjuntos de dados de saída de fluxos escalares permitem que um determinado problema seja recuperado para adicional convergência; enquanto conjuntos de dados de saída de fluxos angulares de contorno permitem que grandes problemas sejam calculados em varias seções superpostas.

Em adição a capacidade para editar as quantidades descritas acima o DOT 3.5, opcionalmente, pode editar vários conjuntos de dados de saída (atividades, fontes fixas, etc), úteis em projetos de blindagem. Para todos os problemas, o programa edita tabelas de balanço de partículas para cada zona ou sistema inteiro, onde os seguintes itens são impressos em colunas separadas:

a) "FIXED-SO" - Fonte distribuida de partículas ou a fonte de contorno para cada grupo de energia;

- b) "FISSION-SO" - Fonte de fissão para cada grupo de energia;
- c) "IN-INSCATTER" - A taxa de espalhamento de partículas para dentro de um determinado grupo de energia;
- d) "SELF-SCATTER" - O auto-espalhamento de partículas para o próprio grupo de energia;
- e) "OUT-SCATTER" - A taxa de espalhamento de partículas para fora do grupo;
- f) "ABSORPTIONS" - A taxa de absorções de partículas de um determinado grupo de energia;
- g) "BALANCE" - A fonte total de partículas dividida pela taxa de perdas (fuga + absorção);
- h) "HZ-LEAKAGE" - A fuga no contorno à direita menos a fuga no contorno à esquerda da zona ou sistema;
- i) "LFT-LEAKAGE" - A fuga de partículas no contorno esquerdo de uma zona ou do sistema;
- j) "RT-LEAKAGE" - A fuga no contorno direito de uma zona ou sistema;
- k) "VT-LEAKAGE" - A fuga no topo menos a fuga na base de uma zona ou sistema;
- l) "TOP-LEAKAGE" - A fuga de partículas no topo de

uma zona ou do sistema;

m) "BOT-LEAKAGE" - A fuga de partículas na base de
uma zona ou do sistema;

n) "NET-LEAKAGE" - A fuga líquida de partículas em
uma determinada zona ou sistema inteiro;

o) "TOTAL FLUX" - O produto do fluxo escalar pelo volume de uma célula espacial, somado sobre todas as células de
uma particular zona ou sistema inteiro.

CAPÍTULO IV

PROBLEMAS RESOLVIDOS

Com o objetivo de adquirir experiência e demonstrar a versatilidade e eficácia, na aplicação dos códigos Sn ANISN, DOT 3.5 e TWOTRAN-II as soluções de problemas de penetração profunda uma série de problemas amostra, selecionados na literatura especializada foram resolvidos através destes códigos. O primeiro destes problemas foi especialmente escolhido de maneira a se ilustrar e comprovar a eficácia, da rede de códigos nucleares (Fig. 3.1) , atualmente utilizada pelo grupo de blindagem da RTF/IPEN, nos cálculos de blindagem de radiações nucleares. O terceiro excepcionalmente inclui solução obtida com o código de elementos finitos FEHRZ.

Os resultados obtidos, para estes problemas, são comparados com as soluções publicados para os mesmos. Salienta-se que soluções exatas para problemas amostras razoavelmente complexos são praticamente impossíveis de serem obtidas, desta maneira todos os problemas escolhidos foram calculados por outros autores usando os mesmos códigos, ou semelhantes, aos usados neste trabalho, com exceção do problema dois, para o qual se dispunha de resultados "exatos", obtidos através do método F⁴. Portanto, as comparações entre os resultados obtidos neste trabalho e os publicados, tem o caráter de demonstrar que existe capacidade no IPEN, de se calcular o transporte de raios gama e neutrons, para a aplicação em blindagem, e não devem ser encarados como um teste destes códigos reproduzirem resultados "exatos". Finalmente, salienta-se que não se procurou calcular problemas padrões cujos

.71.

resultados tivessem sido obtidos de medidas experimentais, que seria o ideal, sendo que esta comparação é assunto que está sendo estudado em uma "tese de doutorado" de um integrante do grupo de blindagem e transporte de radiação da RTF/IPEN.

4.1 PROBLEMA 1

Título - Fluência de neutrons e raios gama secundários transmitidos através de uma placa de polietileno borado.

Descrição* - O objetivo deste problema é calcular a distribuição de neutrons e raios gama secundários transmitidos através de uma placa de polietileno borado, devido a incidência no contorno esquerdo, de um feixe monodirecional de neutrons de intensidade unitária, conforme ilustrado na figura 4.1.1. A distribuição energética do feixe de neutrons incidente, corresponde ao espectro de fissão do U-235 e é apresentado na tabela 4.1.1. Este problema foi publicado pelo Comitê de Problemas Padrão de Blindagem^{^ ^} e os resultados são publicados para duas espessuras da placa de polietileno borado : 2,54 e 15,24cm. Este problema é bastante interessante, pois utiliza praticamente toda a rede de códigos para cálculos de blindagem, descrita no capítulo três.

Resultados - Os cálculos do transporte de neutrons- gama acoplados, foram realizados por dois esquemas: i) ANISN e ii) DOT 3.5-SPACETRAN. Para os cálculos realizados com o ANISN, nas duas espessuras da placa, utilizou-se um conjunto de quadratura S^2 . • A placa de 2,54 cm, foi discretizada através de 12 intervalos espaciais iguais, a outra de 15,24 cm, foi dividida em 62 intervalos iguais. Para a solução DOT 3.5 - SPACETRAN, simulou-se a geometria do problema como um cilindro de 50 cm de raio, e

com uma altura de 2,54 cm e outra de 15,24 cm, conforme ilustrado na figura 4.1.2. Utilizou-se um conjunto de quadratura assimétrico, $S_{1,0,0}$, o cilindro de 15,24 de altura foi discretizado espacialmente com 32 intervalos espaciais na direção axial z e 25 intervalos na direção radial r ; o outro com 2,54 cm de altura, foi dividido com 12 intervalos axiais e 25 intervalos radiais.

As secções de choque acopladas neutrons-gamas para o ^{12}C , e foram geradas por Gilson Mendonça*** utilizando o sistema AMPX a partir de dados nucleares do ENDF-B/IV. As secções de choque de multigrupo para os neutrons foram geradas inicialmente numa estrutura de 104 grupos finos em uma aproximação P^1 , pelo modulo XLACS, sendo utilizado o espectro padrão (espectro de fissão + $1/E$ + Maxwelliana) na ponderação energética destas secções de choque. As secções de choque de multigrupo foram geradas pelo modulo SMUG em sua estrutura padrão de 18 grupos e aproximação P_3 , o espectro "flat" foi utilizado na ponderação energética destas secções de choque. O modulo LAPHNGAS gerou as matrizes das secções de choque produção de raios gama secundário, para esta estrutura de 104 grupos de neutrons e 18 grupos de ftons. Estas secções de choque em 104 grupos de neutrons e 18 grupos de gama aproximação P_3 , foram acopladas pelo modulo CHOX. Finalmente, esta estrutura de 104 grupos de neutrons e 18 grupos de gama acoplado foi colapsada pelo ANISN, utilizando o espectro de fissão do U-235 como função ponderação, para uma estrutura final de 22 grupos de neutrons e 18 grupos de gama, aproximação P_j .

Os detetores mostrados nas figuras 4.4.1 e 4.4.2, foram colocados em quatro posições diferentes. Estas posições foram escolhidas de maneira a interceptarem, cada uma delas, uma direção discreta da quadratura S^1 , utilizada no cálculo ANISN. Em todas estas posições calculou-se o fluxo integrado em energia, uti

lizando-se os dois esquemas de cálculos descritos anteriormente.

Para o cálculo com o ANISN, os fluxos angulares emergentes no contorno direito, foram multiplicados pelos respectivos \cos^2 e \cos^4 cossenos, divididos por $4TTR$ ($R = 10$ cm) e tomados como soluções. Na solução DOT 3.5 - SPACETRAN, os fluxos angulares emergentes no topo do sistema e $r = 0$ (vide figura 4.1.2), obtidos no cálculo DOT 3.5, alimentaram o SPACETRAN, o qual calcula o fluxo, por qualquer grandeza proporcional no vácuo, devido a fuga de radiação da superfície de cilindros a diferentes posições do detector.

Na tabela 4.1.2 apresenta-se os resultados obtidos e publicados para o "fluxo total"* de neutrons na placa de 15,24 cm. Nota-se uma boa consistência entre os resultados publicados e obtidos. A tabela 4.1.3 sumariza os resultados para os fluxos angulares integrados, para as diferentes posições do detector, gerados com os dois esquemas de soluções. Analisando-se esta tabela pode-se perceber que os resultados DOT-SPACETRAN (publicados e obtidos) são relativamente mais baixos que os resultados ANISN (publicados e obtidos) para ambas as espessuras da placa. Este efeito se acentua na placa de 15,24 cm, e em particular para a emergência de fôtons. Isto ocorre devido ao cálculo DOT 3.5 ser bidimensional e permitir fuga no contorno lateral do sistema.

Continuando a análise desta tabela, nota-se que os desvios dos resultados entre os dois esquemas de solução (publicados e obtidos) encontram-se nas posições do detector com ângulos

* Obs. : O fluxo total de neutrons é definido da seguinte maneira:

$$\Phi_0 = \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 f_0(\mu) d\mu dV/AE_0 .$$

mais oblíquos (3 e 4). Isto ocorre devido a um esquema de interpolação de ângulos utilizado pelo código SPACETRAN. Em outras palavras, desde que nenhum ângulo do conjunto de quadratura assimétrica S^{QQ} , utilizado no cálculo DOT 3.5, intercepta as posições angulares 3 e 4 do detetor, desta maneira, nestas posições o SPACETRAN utiliza os fluxos angulares emergentes no topo do cilindro, relativos aos ângulos discretos mais próximos das posições angulares destes detetores (3 e 4).

Na tabela 4.1.4, apresenta-se os desvios dos resultados encontrados para esquemas de cálculos semelhantes, publicados e obtidos. Percebe-se uma incerteza média de 3% com os desvios maiores sendo relativos ao esquema DOT 3.5 - SPACETRAN. Isto ocorre devido ao programa SPACETRAN, implantado no CPD/IPEN, ser escrito em simples precisão.

Sumario dos resultados - Dos resultados obtidos verifica-se que estes estão em excelente concordância com os publicados pelo Comitê de Problemas Padrão de Blindagem dentro de uma incerteza média de 3%. Tal incerteza deve-se às razões já discutidas, como também a diferente arquivo de dados nucleares e códigos nucleares utilizados na geração das seções de choque das soluções publicadas e obtidas. As seções de choque para os resultados publicados, foram obtidos usando-se o ENDF/B-II, o código SUPERTOG (para neutrons), MUG (para gamas) e POP0P4 (acoplamento neutron-gama).

Os resultados deste problema demonstram que, praticamente toda a rede de códigos de cálculos de blindagem descrita no capítulo três foi bem sucedida.

Figura 4.1.1- Configuração do problema padrão

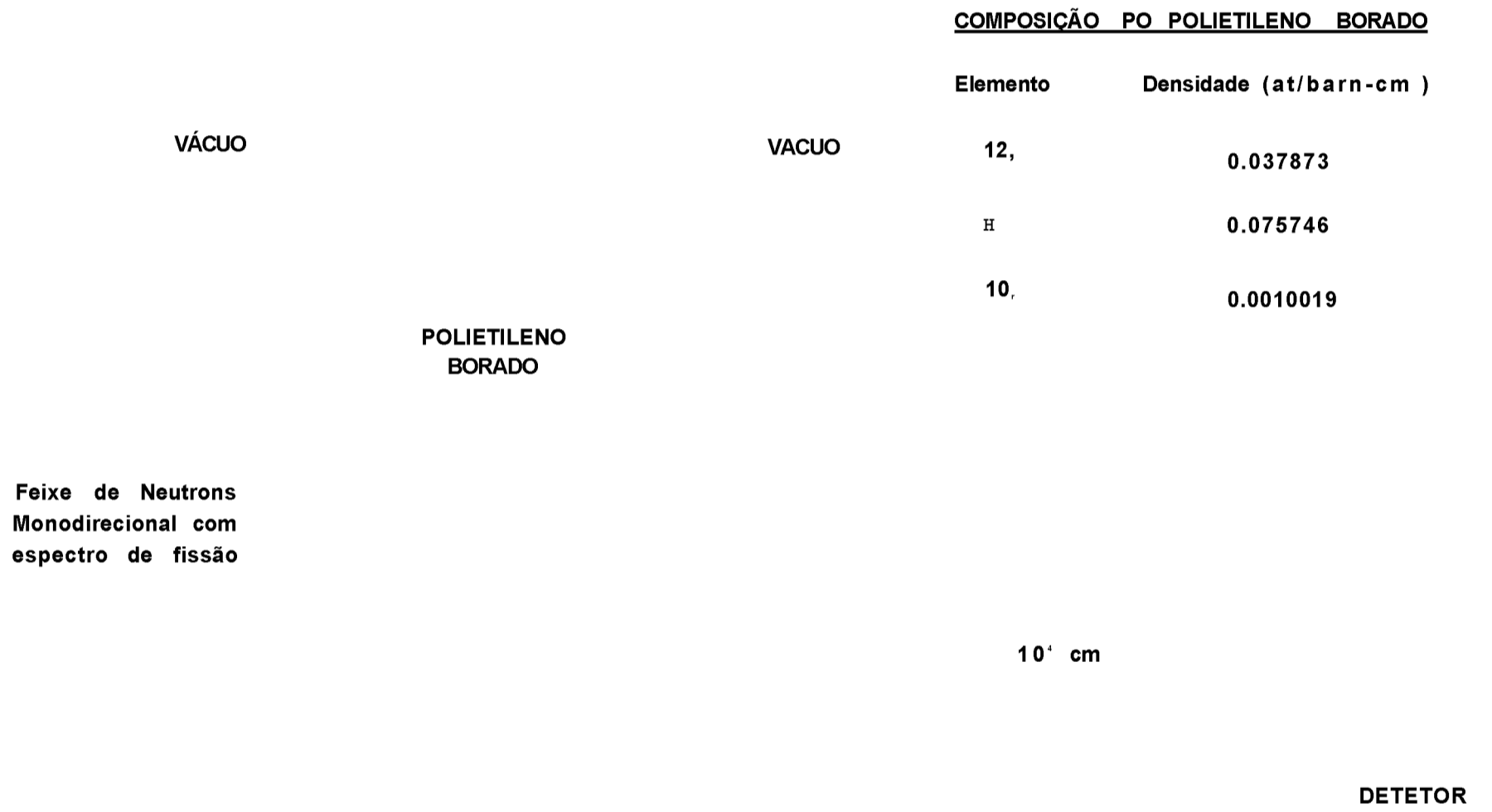


Figura 4.1.2- Geometria para o cálculo DOT 3.5 - SPACETRAN do problema 1

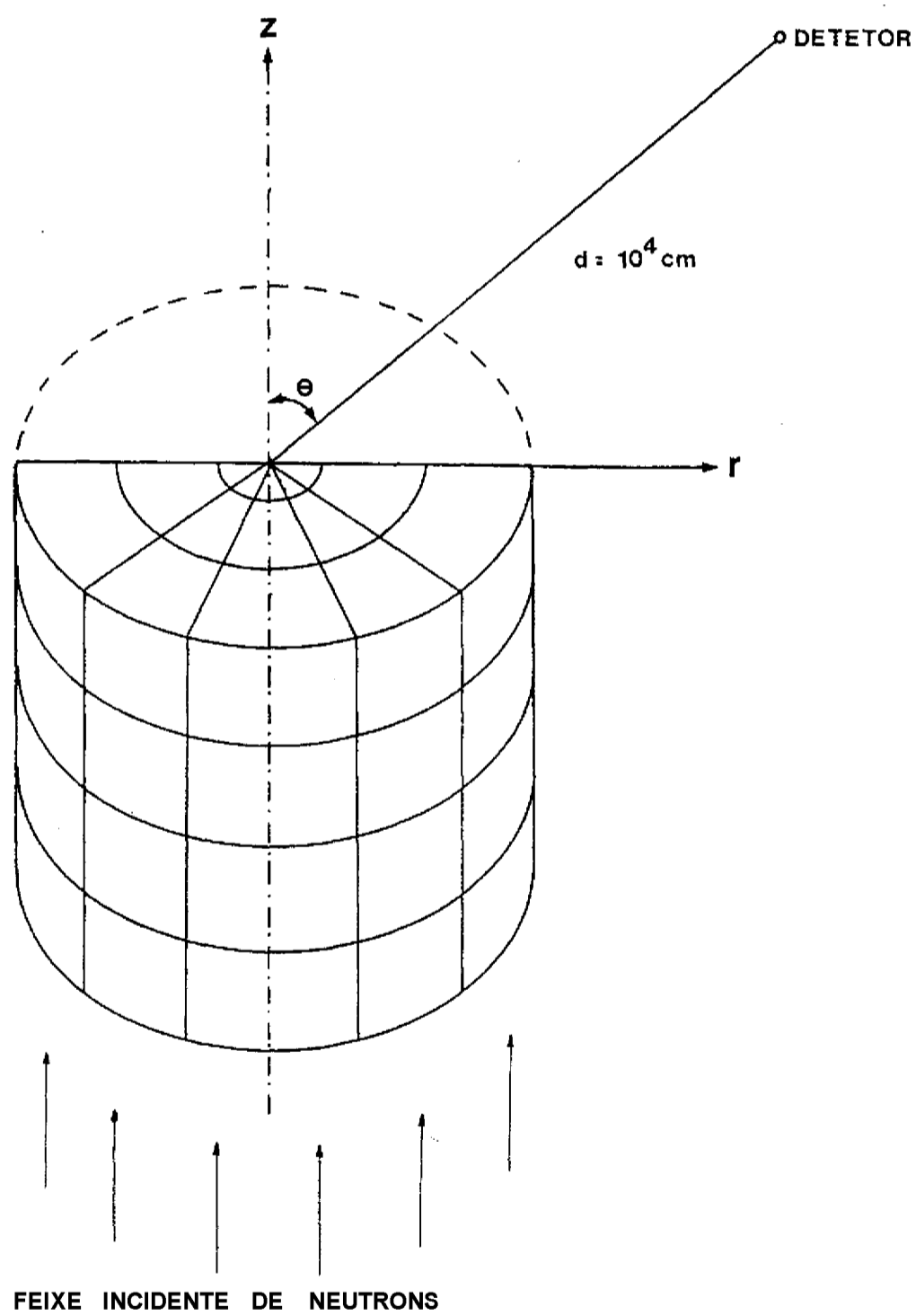


Tabela 4.1.1 - Limites superiores dos grupos de energia e espectro de fissão dos neutrons incidentes.

GRUPOS	ENERGIA (eV)	ESPECTRO
1	1,50 E+07	1,566 E-04
2	1,22 E+07	8,979 E-04
3	1,00 E+07*	3,496 E-03
4	8,18 E+06	1,397 E-02
5	6,36 E+06	3,473 E-02
6	4,96 E+06	3,522 E-02
7	4,06 E+06	1,078 E-01
8	3,01 E+06	8,941 E-02
9	2,46 E+06	2,530 E-02
10	2,35 E+06	1,209 E-01
11	1,83 E+06	2,199 E-01
12	1,11 E+06	1,994 E-01
13	5,50 E+05	1,360 E-01
14	1,1,1 E+05	1,557 E-02
15	3,35 E+03	
16	5,83 E+02	
17	1,01 E+02	
18	2,90 E+01	
19	1,07 E+01	
20	3,06 E+00	
21	1,12 E+00	
22	4,14 E-01	

* Obs. : 1,00 E+07, significa 1×10^7

Tabela 4.1.2 - Fluxo total de neutrons da placa de 15.24 cm.

GRUPO	RESULTADOS PUBLICADOS (n.cm/eV)		RESULTADOS OBTIDOS (n.cm/eV)	
	ANISN .	DOT	M I SN	DOT
1	4,82 E-10	4 81 E-10	4 71 E-10	4,74 E-10
2	3,42 E-9	3 42 E-9	3 57 E-9	3,40 E-9
3	1,55 E-8	1 55 E-8	1 50 E-8	1,51 E-8
4	5,88 E-8	5 86 E-8	5 87 E-8	5,93 E-8
5	1,79 E-7	1 80 E-7	1 80 E-7	1,80 E-7
6	2,84 E-7	2 84 E-7	3 00 E-7	3,01 E-7
7	6,44 E-7	6 44 E-7	6 37 E-7	6,38 E-7
8	1,07 E-6	1 07 E-6	1 04 E-6	1,04 E-6
9	1,41 E-6	1 41 E-6	1 36 E-6	1,36 E-6
10	1,55 E-6	1 55 E-6	1 58 E-6	1,58 E-6
11	2,14 E-6	2 13 E-6	2 11 E-6	2,10 E-6
12	2,94 E-6	2 93 E-6	2 94 E-6	2,91 E-6
13	4,73 E-6	4 68 E-6	4,71 E-6	4,64 E-6
14	1,93 E-5	1 91 E-5	1,92 E-5	1,88 E-5
15	3,03 E-4	2 98 E-4	3,05 E-4	2,96 E-4
16	1,60 E-3	1 57 E-3	1,61 E-3	1,56 E-3
17	6,86 E-3	6 74 E-3	6,97 E-3	6,75 E-3
18	1,91 E-2	1 87 E-2	1,93 E-2	1,86 E-2
19	4,61 E-2	4 75 E-2	4,74 E-2	4,60 E-2
20	1,09 E-1	1 07 E-1	1,09 E-1	1,06 E-1
21	1,97 E-1	1 93 E-1	2,01 E-1	1,94 E-1
22	2,03 E-1	1 99 E-1	2,28 E-1	2,20 E-1

detetor		1		2		3		4	
Tubo (uT)		Q-9TT5'6-T		"DT8T5T"		0,73210		81,7?	
Ângulo (°)		9,7?		26,3»		42,9?			
Tipo de radiação		Neutron Gama)		Neutron Gama		Neutron Gama		Neutron Gama	
-Publicados	ANISN	1,62E-9	7,15E-11	1,37E-9	7,13E-11	9,54E-10	7,13E-11	8,59E-11	4,22E-11;
	DOT	1,62E-9	6,99E-11	1,33E-9	7,15E-11	8,67E-10	7,33E-11	7,44E-11	4,51E-11\
Obtidos	ANISN	1,57E-9	6,84E-11	1,33E-9	6,82E-11	9,41E-10	6,80E-11	8,51E-11	4,13E-11 '
	DOT	1,59E-9	6,99E-11	1,31E-9	7,32E-11	9,03E-10	7,51E-11	7,74E-11	4,73E-11 /
Publicados	ANISN	3,57E-10	8,80E-10	2,74E-10	8,31E-10	1,86E-10	7,06E-10	1,20E-11	9,29E-11 V
	DOT	3,54E-10	8,49E-10	2,88E-10	7,94E-10	1,37E-10	6,41E-10	0,97E-11	6,93E-11 '.
Obtidos	ANISN	3,59E-10	8,80E-10	2,74E-10	8,28E-10	1,62E-10	7,08E-10	1,13E-11	9,52E-11
	DOT	3,63E-10	8,48E-10	2,62E-10	8,09E-10	1,48E-10	6,82E-10	1,08E-11	7,45E-11

* O fluxo angular é definido por $\Phi = \frac{L}{4\pi r^2}$

Tabela 4.1.4 - Comparação entre os fluxos angulares integrados publicados e obtidos.

DESVIOS (%)				
Detetor	1	2	3	4
Cosseno (γ)	0,98561	0,89632	0,73218	0,1447
Espessura de 2,54 cm				
NEUTRONS				
ANISN	-3,08*	-2,91	-1,36	-0,93
DOT	-1,85**	-1,50	+3,98	-4,03
FOTONS				
ANISN	-4,33	-4,34	-4,62	-2,13
DOT	0,0	+2,37	+2,39	+4,87
Espessura de 15,24 cm				
NEUTRONS				
ANISN	+0,56	0,0	-1,61	0,0
DOT	+2,54	+1,52	+8,02	+10,0
FOTONS				
ANISN	-0,67	-0,36	+0,14	+2,47
DOT	-0,11	+1,88	+6,39	+7,50

*...Ob.s. Este número significa que o fluxo angular, integrado obtido com o calculo ANISN é 3,081 menor que o resultado ANISN publicado.

** O mesmo significado anterior em relação as soluções com o código DOT.

4.2 PROBLEMA 2

Título - Transmissão de raios gama em uma placa de ferro com 19 grupos de energia.

Descrição - Este problema consiste no cálculo do albedo e taxa de transmissão para fôtons no intervalo de energia de 50KeV a 1MeV, no seguinte sistema: uma placa de ferro com 10 cm de espessura com um feixe isotrópico de fôtons incidindo no seu contorno esquerdo. Na figura 4.2.1, ilustra-se a geometria e as condições de contorno do sistema. Este problema foi solucionado por R.D.M. Garcia e C.E. Siewert²⁸, utilizando o método F^{\wedge} e por Renken, usando o código de ordenadas discretas Sn, DTF-69⁵.

Resultados - Na solução deste problema utilizou-se o código de transporte ANISN. Neste cálculo, a fonte de partículas cujo espectro é mostrado no Apêndice B, foi simulado por uma fonte esférica (shell source), com emissão isotrópica. A espessura de 10 cm foi dividida em 100 intervalos espaciais, com iguais comprimentos e na discretização angular utilizou-se a aproximação S_j^{\wedge} , cujos coeficientes de quadratura são mostrados no Apêndice B. As constantes de multigrupo para os 19 grupos de energia, mostradas na tabela 4.2.1, foram geradas por Renken e são baseadas no efeito fotoelétrico e nas componentes P_0 da seção de choque diferencial de Klein-Nishina⁶ para fôtons.

Garcia e Siewert utilizaram uma aproximação F2Q do método e o cálculo DTF-69 foi feito com uma discretização espacial e direcional semelhante à utilizada no cálculo ANISN, Na tabela 4.2.2, lista-se os resultados obtidos e publicados, para o albedo e taxa de transmissão por grupo de energia. Nestes resultados o albedo de um determinado grupo de energia é definido por:

$$\text{albedo} = \frac{1}{2} \int_0^1 j^*_{y < f} (L, -y) dy, \quad y > 0 \quad (4.2.1)$$

onde $j^*_{y < f} (L, -y)$, é a distribuição do fluxo angular emergente no contorno esquerdo do sistema. A taxa de transmissão é definida por:

$$\text{Taxa de Transmissão} = \frac{1}{2} \int_0^1 j^*_{y < j} (R, y) dy, \quad y > 0 \quad (4.2.2)$$

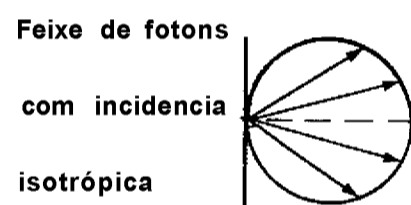
onde $j^*_{y < j} (R, y)$, é a distribuição angular emergente no contorno direito do sistema.

A tabela 4.2.3, sumariza os desvios percentuais para os valores do albedo e taxa de transmissão obtidos com o ANISN em comparação com os publicados DTF-69. Verifica-se que os resultados obtidos estão em concordância com os publicados dentro de uma incerteza média de 0.51. Na figura 4.2.2, pode-se observar o comportamento dos fluxos angulares (grupos 2 e 19) emergentes no contorno esquerdo para o cálculo ANISN e , onde se observa um comportamento semelhante das distribuições angulares.

Sumário dos resultados - Os resultados obtidos mostram-se consistentes com os resultados publicados, com uma incerteza média de 0.5%, que é atribuída aos coeficientes de quadratura levemente diferentes, utilizados nos cálculos ANISN e DTF-69.

Figura 4.2.1- Geometria para o problema 2

VACUO



$r=10 \text{ cm}$

Densidade atômica do ferro:

$N = 8.466 \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$

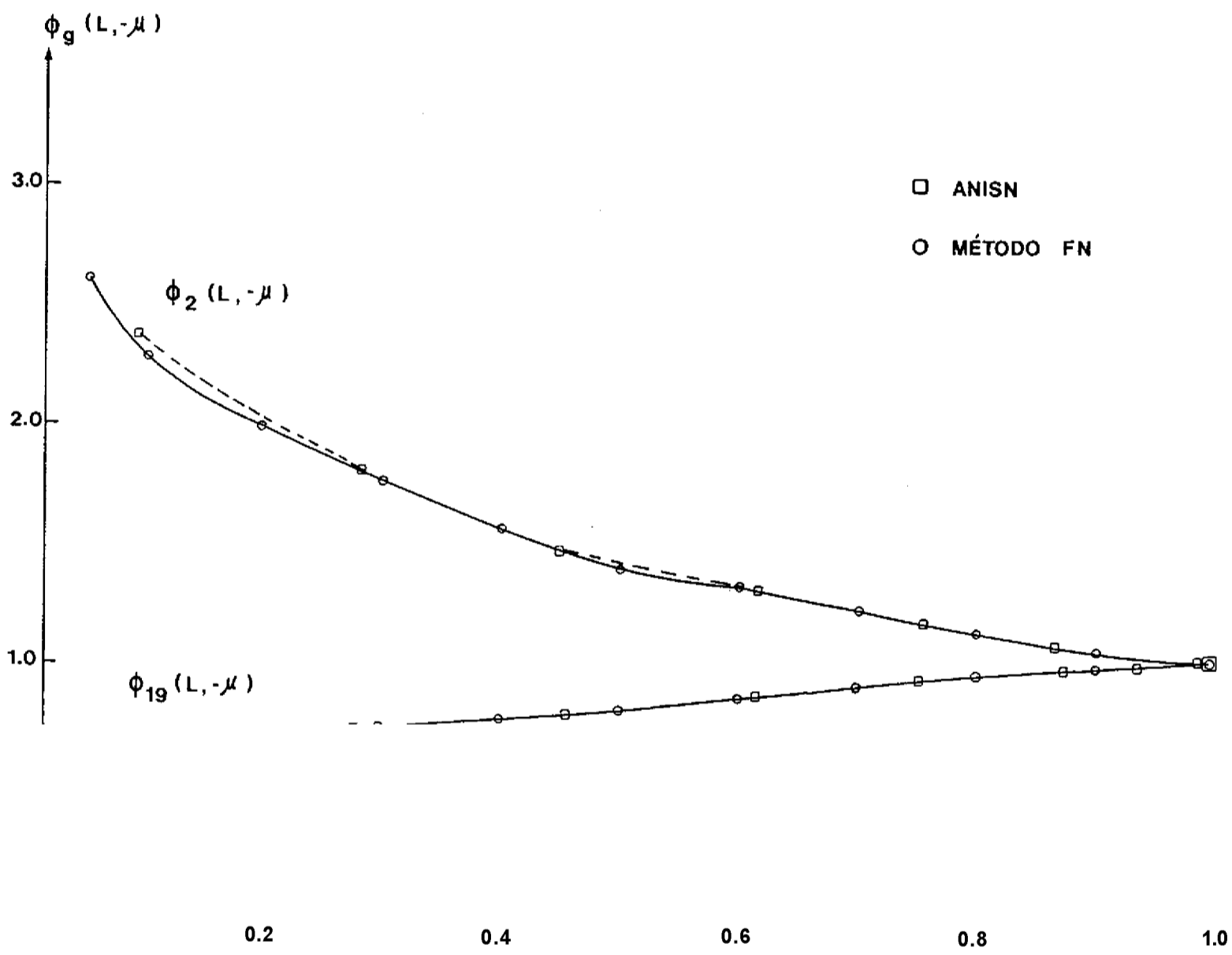
Tabela 4.2.2 - Albedo e fator de transmissão por grupo de energia.

Grupo	ALBEDO			FATOR DE TRANSMISSÃO		
	Publicados		Obtidos	Publicados		Obtidos
	*20	DTF-69	ANI SN	*20	DTF-69	ANISN
1	1.30E-2	1.30E-2	1.31E-Z	2.41E-3	2.41E-3	2.40E-3
2	2.64E-2	2.64E-2	2.67E-2	3.91E-4	3.91E-4	3.90E-4
3	2.00E-2	2.00E-2	2.00E-2	2.94E-4	2.94E-4	2.89E-4
4	2.04E-2	2.04E-2	2.05E-2	3.00E-4	3.00E-4	2.98E-4
5	2.12E-2	2.12E-2	2.13E-2	3.13E-4	3.13E-4	3.11E-4
6	2.26E-2	2.26E-2	2.27E-2	3.35E-4	3.35E-4	3.34E-4
7	1.63E-2	1.63E-2	1.64E-2	2.42E-4	2.42E-4	2.41E-4
8	1.80E-2	1.80E-2	1.81E-2	2.66E-4	2.65E-4	2.64E-4
9	2.06E-2	2.06E-2	2.06E-2	2.99E-4	2.98E-4	2.97E-4
10	2.47E-2	2.47E-2	2.48E-2	3.48E-4	3.48E-4	3.46E-4
11	3.17E-2	3.17E-2	3.18E-Z	4.25E-4	4.25E-4	4.23E-4
12	4.41E-2	4.41E-2	4.42E-2	5.50E-4	5.49E-4	5.47E-4
13	1.587E-2	1.87E-2	1.86E-2	3.19E-4	3.19E-4	3.17E-4
14	1.70E-2	1.70E-2	1.69E-Z	2.86E-4	2.85E-4	2.84E-4
15	1.22E-2	1.22E-2	1.21E-2	1.99E-4	1.99E-4	1.97E-4
16	3.53E-2	3.53E-2	3.52E-2	5.99E-5	5.98E-4	5.95E-5
17	9.00E-4	9.00E-4	8.96E-4	1.49E-5	1.48E-5	1.47E-5
18	6.20E-5	6.20E-5	6.16E-5	1.03E-5	1.02E-5	1.02E-5
19	9.10E-6	9.11E-6	9.04E-6	1.50E-7	1.50E-7	1.48E-7

Tabela 4.2.3 - Comparação entre os resultados obtidos ANISN e os publicados DTF-69.

DESVIO %		
GRUPO	ALBEDO	FATOR • DE TRANSMISSÃO
1	+ 0 ,76	-0 ,41
2	+ 1 ,13	-0 ,25
3	0 ,0	-0 ,17
4	+ 0 ,49	-0 ,66
5	+ 0 ,47	-0 ,64
6	+ 0 ,44	-0 ,29
7	+ 0 ,61	-0 ,41
8	+ 0 ,55	-0 ,37
9	0 ,0	-0 ,33
10	+ 0 ,40	-0 ,57
11	+ 0 ,31	-0 ,47
12	+ 0 ,22	-0 ,36
13	-0 ,53	-0 ,63
14	-0 ,58	-0 ,35
15	-0 ,81	-1,0
16	-0 ,28	-0 ,50
17	-0 ,44	-0 ,68
18	-0 ,64	0 ,0
19	-0 ,76	-1 ,33

Figura 4.2.2- Distribuição dos fluxos angulares normalizados dos Grupos de Energia 2 e 19 emergentes no contorno esquerdo da placa de ferro



4.3 PROBLEMA 3

Título - "Streaming" de neutrons ,ao longo de um canal refrigerante de sódio.

Descrição - Este problema tem como objetivo o calculo de blindagem para reatores rápidos. Na figura 4.3.1, ilustra-se a geometria para o canal refrigerante de sódio. O canal tem um diâmetro interno de 80 cm, seguido por uma parede com uma espessura de 3 cm de ferro e 20 cm de isolante térmico e é envolvido por concreto ordinário. No topo do canal incide isotropicamente, um feixe de neutrons com uma distribuição energética correspondente ao espectro de um reator regenerador rápido, filtrado por uma espessura de 2,5m de sódio, tal espectro é mostrado na tabela 4.3.1. Este problema foi proposto e solucionado por E.Amin utilizando código nuclear DOT II.

Resultados - Na solução deste problema utilizou-se o código DOT 3.5. O sistema foi discretizado com 19 intervalos espaciais na direção r e 16 intervalos na direção axial z. Para obter-se uma descrição mais detalhada do "streaming" de neutrons ao longo das zonas de sódio e do isolante térmico, um conjunto de quadratura assimétrico, tendo um total de 80 ângulos, foi utilizado nos cálculos. O feixe de neutrons incidentes foi simulado por uma fonte de contorno colocada no topo do sistema.

As secções de choque de multigrupo para as diversas zonas

(45)

do sistema, foram geradas por Gilson Mendonça utilizando o código XLACS a partir de dados nucleares do ENDFB/B-IV, numa estrutura de 104 grupos de energia e aproximação . Esta estrutura de grupos finos, foi colapsada para uma estrutura final de 25 grupos de energia, aproximação P,, através do modulo XLACS. E fi

nalmente, esta estrutura de secções de choque* em 25 grupos, a aproximação P^{\wedge} , foi espacialmente ponderada através de um cálculo ANISN utilizando o espectro rápido, mostrado na tabela 4.3.1. Como função ponderação.

Na tabela 4.3.2, apresenta-se os resultados para a fuga total de neutrons no contorno direito do sistema, obtidos pelo presente trabalho e compara-se com aqueles publicados. Percebe-se uma incerteza média de 15% entre as duas soluções.

Na figura 4.3.2, pode-se observar a distribuição do fluxo escalar, para o grupo 25, ao longo da base do sistema. A distribuição para o fluxo do grupo 2 é mostrada na figura 4.3.3. O resultado destas distribuições é o esperado, podendo perceber-se que os fluxos escalares são mais atenuados na blindagem radiológica (concreto).

De maneira a observar-se o padrão geral da distribuição dos fluxos, linhas de contorno de regiões com fluxos escalares de mesma magnitude, oito grupos, são mostrados na figura 4.3.4. Este mapeamento foi feito através de um programa escrito por Mitsuo Yamaguchi, ISOFLUXO o qual foi acoplado ao DOT 3.5, tal programa diagramiza os fluxos escalares de mesma magnitude, sobre um mapa bidimensional das diversas zonas do sistema, e desta forma, proporciona uma maneira rápida e econômica de se obter o padrão de atenuação do sistema. Assim, este acoplamento DOT 3.5- ISOFLUXO, pode ser bastante útil em análise de sistemas nucleares em geral.

* As secções de choque utilizadas na solução deste problema encontram-se disponíveis na área de blindagem RTF/IPEN.

Sumário dos resultados - Para se comparar com relativa segurança duas soluções independentes para o mesmo problema, é necessário que se conheça todas as fases de cálculos das duas soluções independentes. Neste problema, a fase de geração de dados nucleares para as diversas zonas do sistema é crucial para a obtenção de bons resultados. Devido a isso, nesta presente solução, partindo da definição do arquivo de dados nucleares utilizado, no caso o ENDF/B-IV, todos os cálculos subsequentes, necessários para se produzir a estrutura final das seções de choque em 25 grupos, aproximação P^j , foram definidos. Na solução referencial, publicada na Newsletter n° 17 pag. 107, setembro-1974, a única referência que há sobre a obtenção dos dados nucleares e a seguinte: "A specially designed cross section of 25 energy groups in P^j approximation was used, being condensed from 104 groups by combined one and twodimensional weighting spectra". Desta maneira, a partir do princípio, é extremamente difícil comparar-se os resultados destas duas soluções independentes.

No transporte dos neutrons dentro do sistema, as duas soluções foram obtidas através de códigos semelhantes, a discretização espacial, e o conjunto de quadratura, utilizado nas duas soluções independentes, foram os mesmos. Desta forma, a incerteza em média de 15% entre as duas soluções, provavelmente, reside no fato de terem sido usadas diferentes seções de choque nos dois cálculos. A geração das seções de choque utilizadas no presente trabalho, teoricamente foi correto, como comprovado na solução do primeiro problema padrão apresentado. Entretanto, a ponderação espacial das seções de choque feita com o ANISN, foi unidimensional. Na solução publicada, aparentemente, fez-se uma ponderação bidimensional sobre os dados nucleares. Obviamente, esta ponderação pode ser mais eficiente que, no primeiro caso. Mas a dúvida persiste, qual é a solução correta? Obviamente, apenas

resultados experimentais poderá responder a esta dúvida.

Tabela 4.3.1 - Grupos de energia e distribuição energética da fonte de neutrons.

GRUPO DE ENERGIA	LIMITE SUPERIOR DE ENERGIA (eV)	ESPECTRO DA FONTE
1	15,00E-6	1.311E-6
2	6,70E+6	6,553E-6
3	4,07E+6	8,474E-6
4	2,73E+6	2,293E-6
5	2,46E+6	1,541E-5
6	1,HE+6	6,685E-3
7	4,51E+5	9,080E-4
8	1,HE+5	1,635E-3
9	4,09E+4	1,538E-3
10	1,93E+4	9.250E-4
11	9,12E+3	2,040E-4
12	4,31E+3	1,778E-3
13	2,61E+3	2,308E-3
14	1,59E+3	1.231E-2
15	9,61E+2	1,867E-2
16	5,83E+2	6.812E-2
17	2,15E+2	8,468E-2
18	1,01E+2	7,321E-2
19	6,14E+1	1.568E-1
20	2,90E+1	1,951E-1
21	8,32E-0	8,980E-2
22	5,04E-Ü	6,279E-2
23	3,06L-Ü	4,303E-2
24	1,25L-Ü	4.270E-2
25	4,14E-1	1.031E-1

Figura 4.3.1 - Geometria do canal refrigerante de sódio

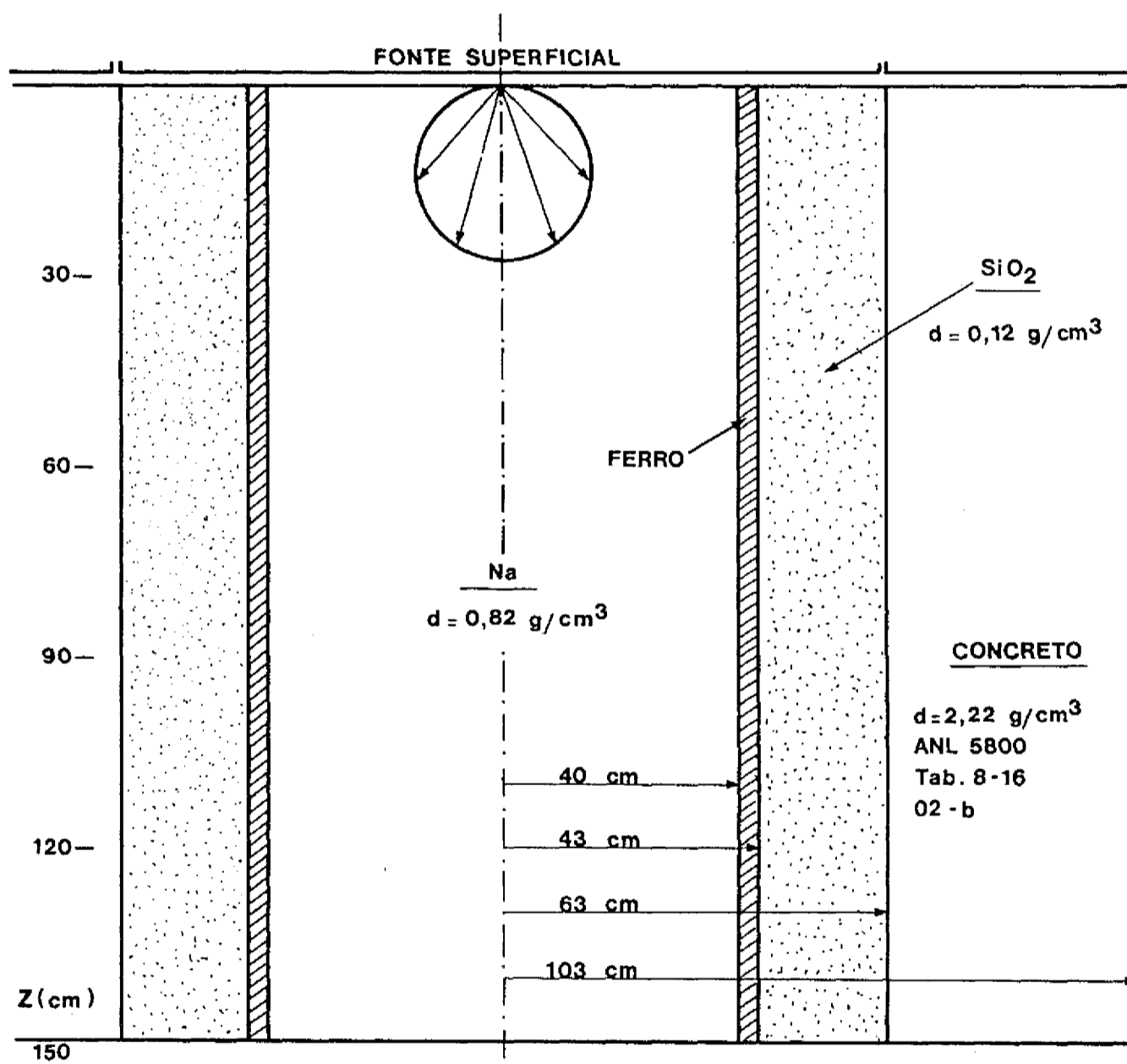


Tabela 4.3.2 - Fuga total de neutrons no contorno direito do canal réfrigérante.

FUGA TOTAL NO CONTORNO DIREITO DO SISTEMA			
GRUPO	RESULTADOS , PUBLICADOS	RESULTADOS OBTIDOS	: DESVIOS
1	7.23E-04	7,56E-04	+4,5
2	4,72E-03	4,53E-03	-1,32
3	6,39E-03	5,51E-03	-12,6
4	2,15E-03	1,83E-03	-13,9
5	1,48E-02	1.19E-02	-19,5
6	3,10E-02	2,47E-02	-20,3
7	3.05E-01	2,65E-01	-13,1
8	• 5.65E-01	4,56E-01	-19,2
9	5,70E-01	4,56E-01	-20,0
1ff	5,08E-01	4,03E-01	-20,0
11	3,39E-01	2,77E-01	-18,2
12	4,51E-01	2,79E-01	-35,9
13	7.19E-01	4,90E-01	-27,9
14	2,76E+00	2,21E+00	-19,9
15	4,76E+00	3,88E+00	-18,0
16	1,99E+01	1,63E+01	-17,6
17	2,60E+01	2.14E+01	-17,0
18	2,40E+01	1,99E+01	-17,0
19	5,24E+01	4,34E+01	-17,1
20	1.02E+02	8,56E+01	-16,0
21	4.39E+01	3.73E+01	-15,0
22	. 4,11E+01	3,50E+01	-14,0
23	6.31E+01	5,50E+01	-12,0
24	5,69E+02	5,00E+02	-12,0
25	3.52E+02	4,26E+02	+21,0
TOTAL	7. <np + n?		

Figura 4.3.2 - Fluxo escalar (Grupo 25) ao longo da base do canal refrigerante

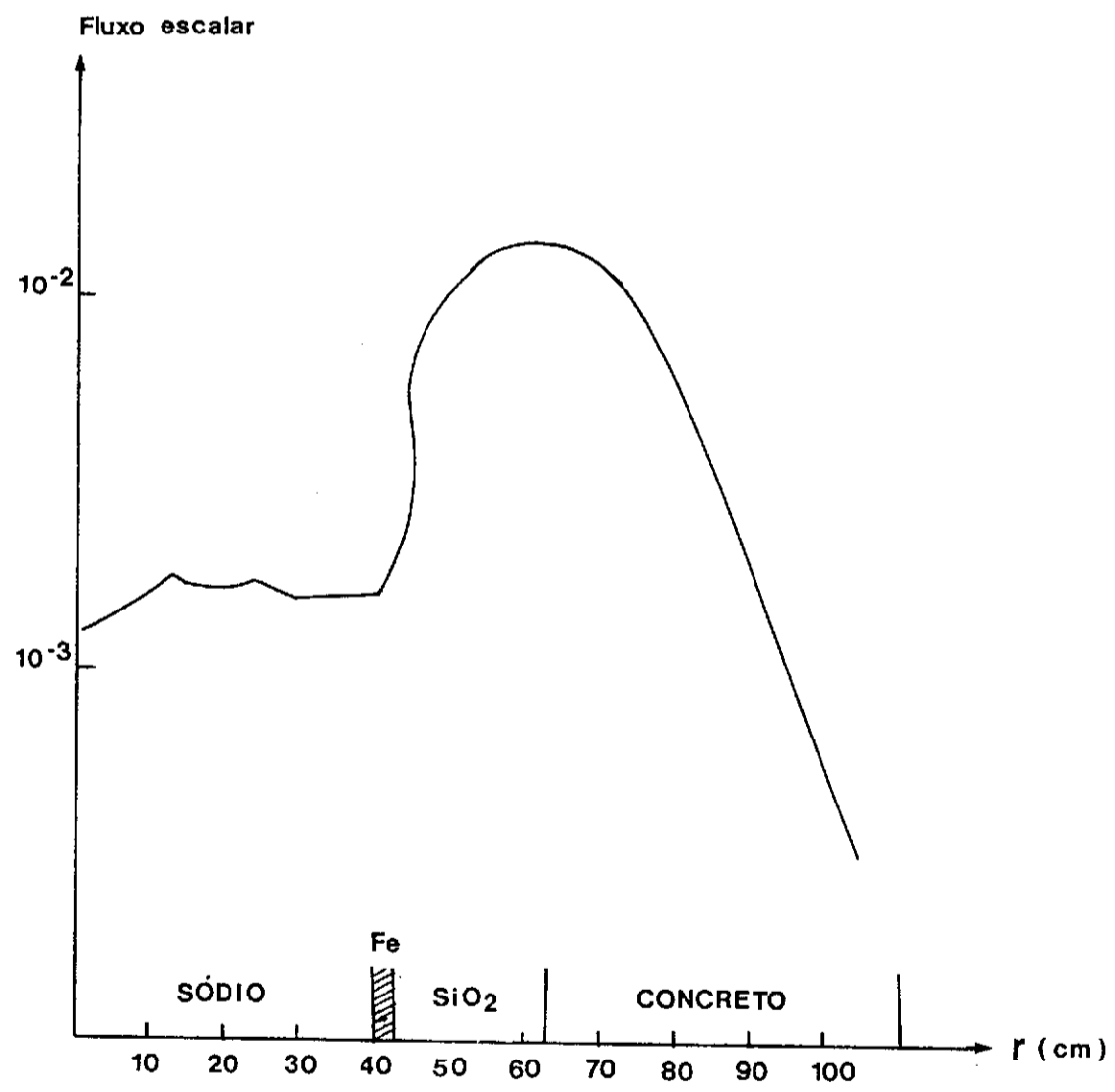


Figura 4.3.3- Fluxo escalar (grupo 2) ao longo da base do canal de sodio.

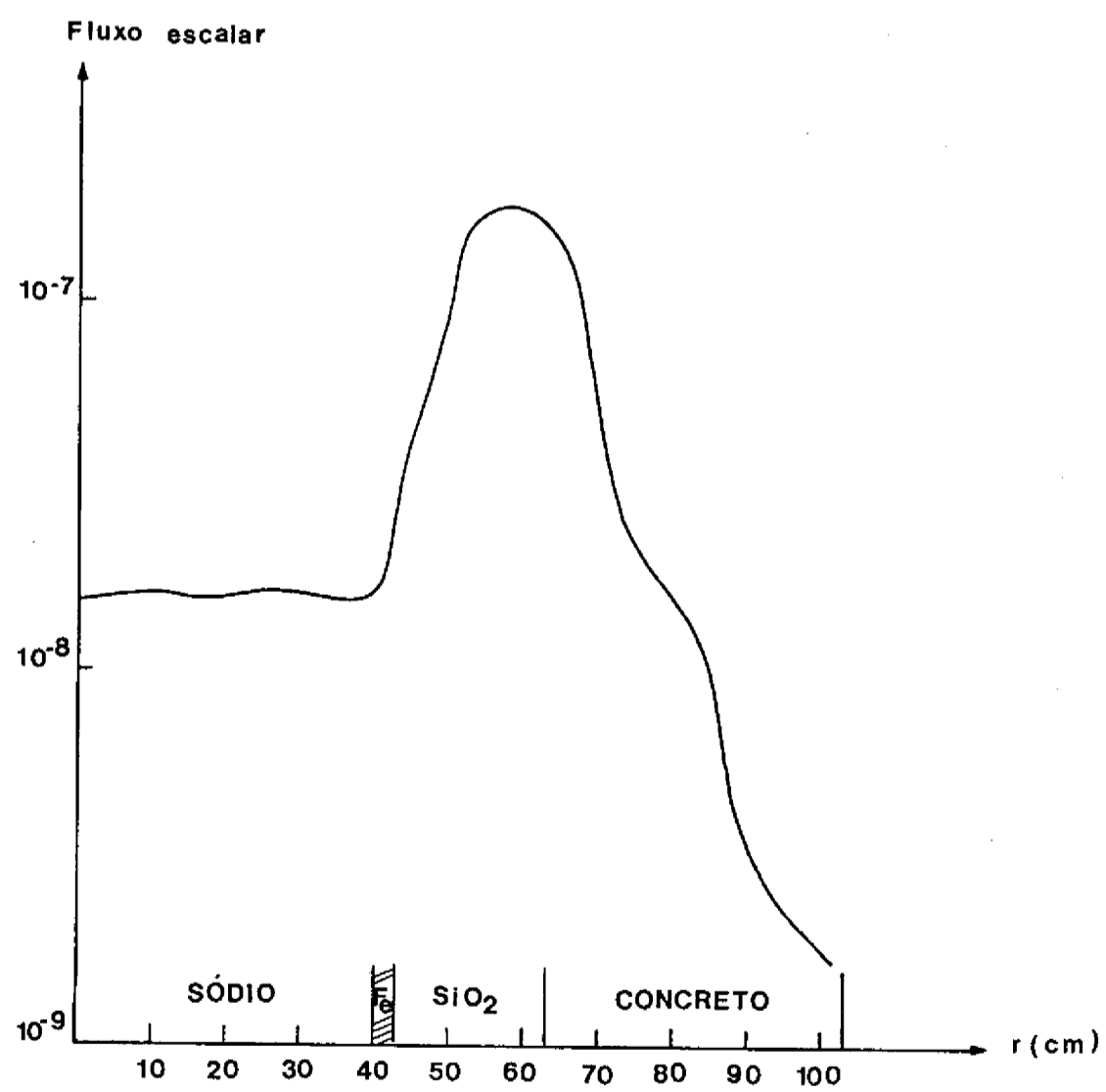
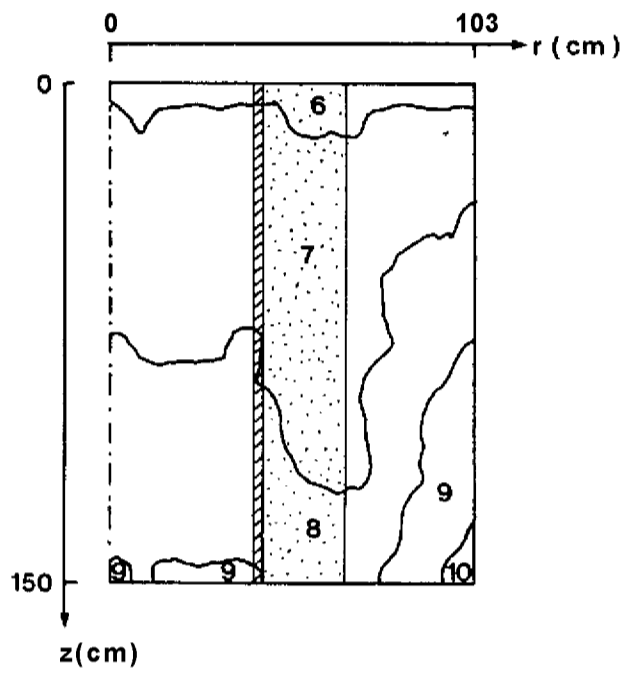
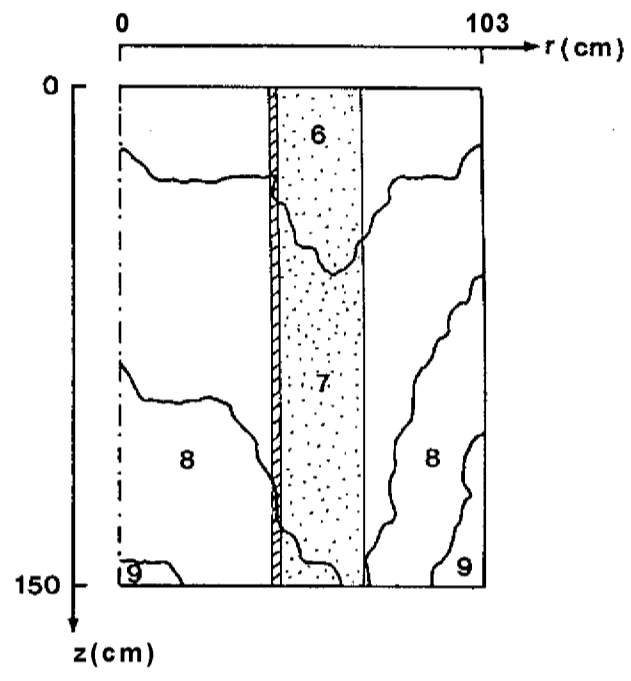


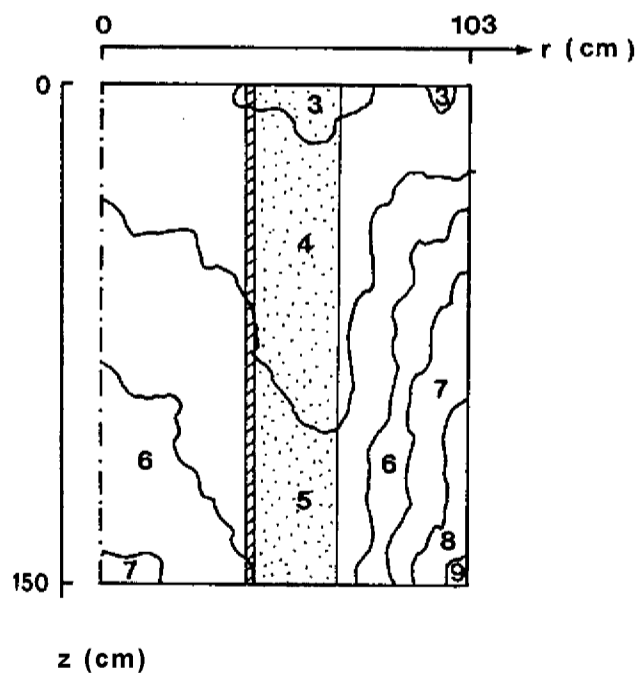
Figura 4.3.4- Linhas de isofluxo do sistema para os grupos de energia: 1;4;7;10;13;17; 21 e 25



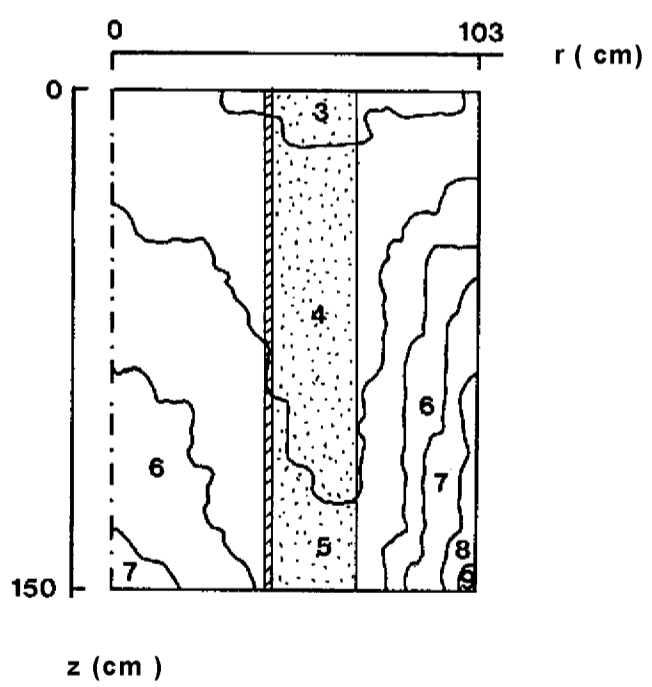
GRUPO 1



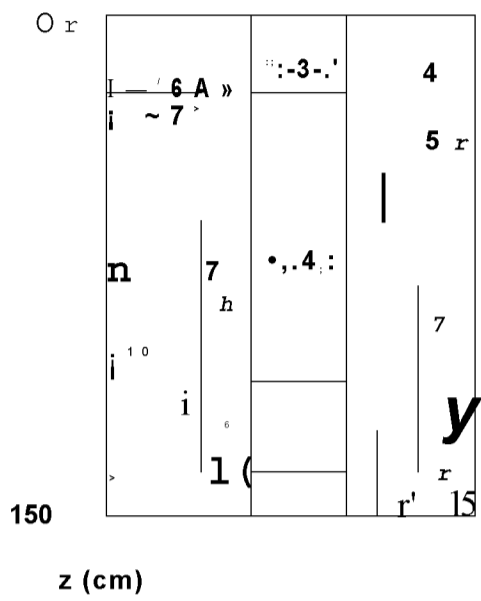
GRUPO 4



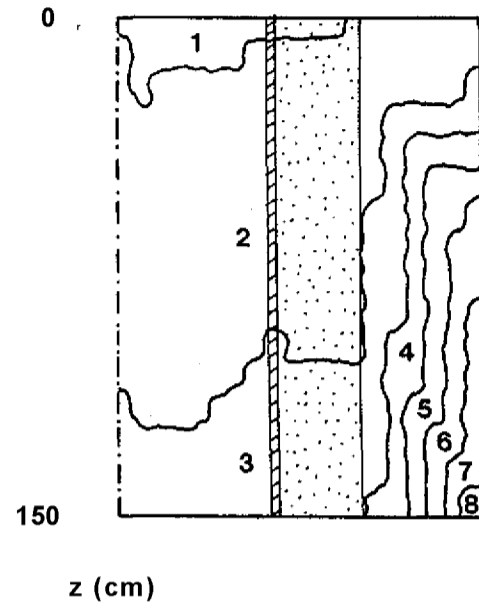
GRUPO 7



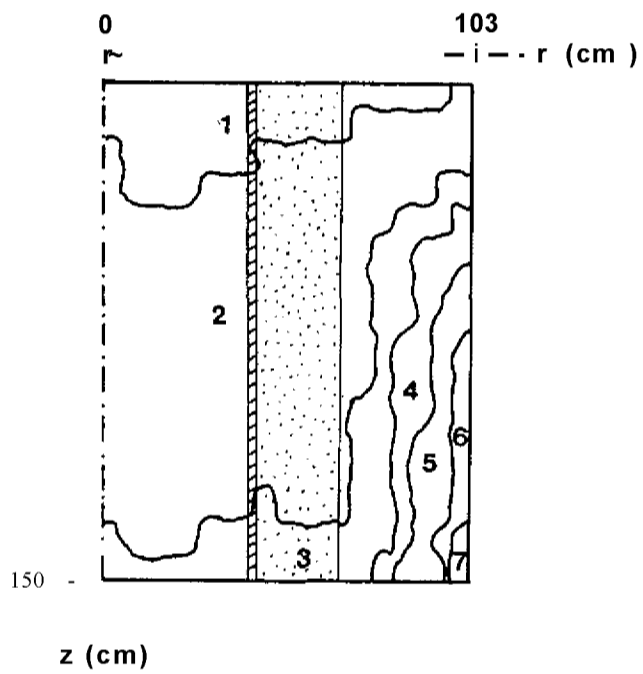
GRUPO 10



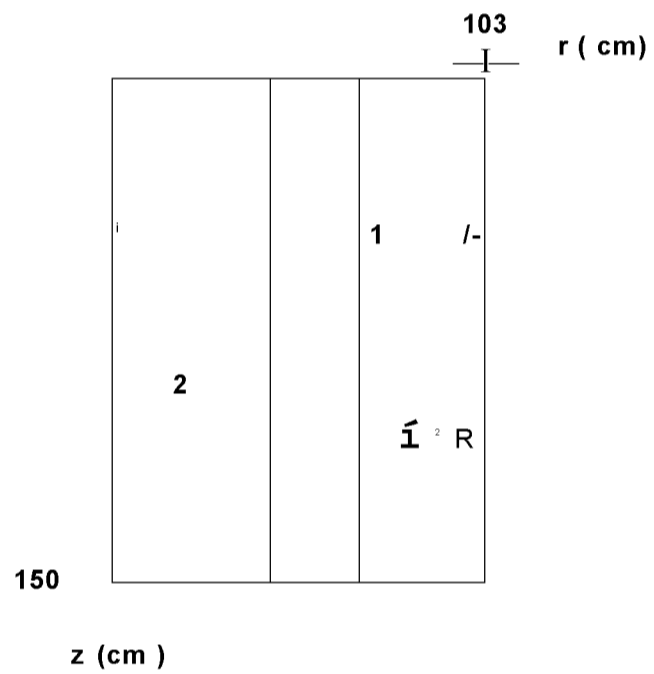
GRUPO 13



GRUPO 17



GRUPO 21



GRUPO 25

^ CONVENÇÃO DO ISOFLUXO ^

Região	Fluxo (n/cm .s)
1	5.0 E - 2 a 5.0 E - 1
2	5.0 E - 3 a 5.0 E - 2
3	5.0 E - 4 a 5.0 E - 3
4	5.0 E - 5 a 5.0 E - 4
5	5.0 E - 6 a 5.0 E - 5
6	5.0 E - 7 a 5.0 E - 6
7	5.0 E - 8 a 5.0 E - 7
8	5.0 E - 9 a 5.0 E - 8
9	5.0 E - 10 a 5.0 E - 9
10	0 a 5.0 E - 10

4.4 PROBLEMA 4

Título - Transporte de neutrons em vazios (streaming).

Descrição - Na figura 4.4.1, ilustra-se a configuração do sistema de blindagem, a região vazia em forma de L (dog-legged), proporciona uma via de "streaming" de neutrons entre paredes de ferro grosseiramente perpendicular[^]- à direção original de transporte dos neutrons. Este problema foi proposto e analisado por T. Asaoka^{f 4 1}, que realizou os cálculos usando os códigos TWOTRAN-II, uma versão modificada do código DOT-III^{(5 1} e o FEMRZ^{r²⁶ i} em um modelo de tres grupos de energia e sob hipótese de espalhamento linearmente anisotrópico. As componentes P_0 e P^1 das secções de choque são sumarizadas nas tabelas 4.4.1 e 4.4.2, respectivamente. Estes cálculos foram realizados com 30 direções (Sg) e as discretizações espaciais são resumidos na tabela 4.4.3. A malha grossa para os cálculos TWOTRAN-II e DOT-III foi definida com 6 intervalos espaciais na direção radial e 10 intervalos espaciais na direção axial.

Resultados - Na solução deste problema utilizou-se os códigos FEMRZ, TWOTRAN-II e DOT-3.5 cujos cálculos foram realizados com 30 direções discretas, convergencia requerida de 10 e as discretizações espaciais para os três casos são sumarizadas na tabela 4.4.3. A malha grossa do cálculo TWOTRAN-II foi definida com 6 intervalos espaciais na direção radial e 10 intervalos na direção axial.

A tabela 4.4.3 sumariza os resultados publicados e os obtidos. Comparando-se o tempo de execução para cada solução, observa-se o que o tempo computacional obtido no computador IBM 370/155 do CPD/IPEN é bastante superior ao tempo de execução sobre o computador FACON 230/75, para a solução correspondente. Es

ta diferença é devido a uma maior capacidade de armazenamento e manipulação de dados do FACOM 230/75. Entretanto, nos dois computadores o menor tempo de execução corresponde a solução DOT e o maior corresponde a solução FEMRZ.

Na tabela 4.4.4, compara-se as fugas de neutrons no sistema, resultando dos cálculos TWOTRAN-II, DOT 3.5 e FEMRZ com os resultados dos cálculos semelhantes. Para os resultados obtidos com a solução TWOTRAN-II, verifica-se que estes estão em concordância com os publicados, com uma incerteza média de 2%. Para a solução FEMRZ, observa-se uma certa discrepância no resultado para a fuga no topo do grupo 2, com resultados consistentes para os outros grupos de energias, com uma incerteza média de 1,5%. Para o cálculo DOT 3.5, observa-se, uma certa disparidade para os resultados obtidos, em particular para a fuga de neutrons dos grupos 1 e 2, no topo do sistema.

Na figura 4.4.2, pode-se observar as distribuições do fluxo escalar para o grupo 2, ao longo da linha $z = 103,73$, obtidas com os cálculos DOT 3.5, TWOTRAN-II e FEMRZ. Desde que a posição é muito distante, em termos de livre caminho médio, da região com fonte, os resultados oscilam e diferem de cálculo para cálculo, do mesmo modo que as fugas de neutrons no topo, mostradas na tabela 4.4.3.

De maneira a observar-se o padrão geral da distribuição dos fluxos, mapeamentos dos fluxos escalares do grupo 1 e 2 são mostrados nas figuras 4.4.4 e 4.4.5, respectivamente. Estes resultados são os obtidos do cálculo DOT 3.5, onde o mapeamento dos fluxos é feito pelo programa ISOFLUXO, acoplado ao DOT 3.5 implantado no CPD/IPEN.

Sumário dos resultados - Os resultados obtidos com o cálculo TWOTRAN-II apresentaram-se bastante consistentes com os re

. 111.

sultados publicados, com uma incerteza média de 2%, que é atribuída a precisão simples utilizada no código TWOTRAN-II implantado no CPD/IPEN. Os resultados da solução FEMRZ também mostraram ser consistentes com os resultados publicados, com pequenos desvios, a não ser para o valor obtido para a fuga no topo do grupo 2. Entretanto, neste caso, pode-se observar (tabela 4.4.3), que o valor obtido está mais próximo dos cálculos DOT e TWOTRAN-II. Os resultados obtidos com o cálculo realizado com o código DOT3.5 apresentaram uma certa discrepância com os resultados publicados, DOT-III modificado, em particular entre os valores da fuga para os grupos 1 e 2, à direita do sistema. Em princípio, esta discrepância é atribuída a algum erro de dados de entrada não detectado. Entretanto, é necessário ressaltar, como a discussão abaixo sugere, que o comportamento dos fluxos escalares grupo 1 e 2 obtidos com o código DOT 3.5, diferem com maior intensidade das distribuições dos fluxos escalares dos grupos 1 e 2 obtidas com o TWOTRAN-II nas regiões vazias do sistema.

Na figura 4.4.6, pode-se observar a distribuição do fluxo escalar do grupo 1 ao longo da linha $z = 37,5^*$, obtidas com os cálculos TWOTRAN-II e DOT 3.5. Na figura 4.4.7, apresenta-se a distribuição do grupo 2. A análise destas figuras indica que as distribuições geradas pelos dois cálculos são bastante semelhantes, a não ser nas regiões vazias do sistema onde o fluxo escalar (DOT 3.5) é mais atenuado. Além destes comportamentos semelhantes apresentados, os mapeamentos dos fluxos escalares dos grupos 1 e 2, coincidem com os publicados e estão de acordo com a teoria⁽⁵⁴⁾.

* .Linha próxima à região com fonte, onde teoricamente deveria haver uma maior contribuição do fluxo escalar para os valores da fuga no contorno do sistema.

Tabela 4.4.1 - Secções de choque macroscópicas (cm⁻¹) . P. para todas as regiões do problema 4.

REGIÃO	GRUPO			
I		2.6419E-3	5.4805E-5	2.3948E-6
FONTE		0,152090	0,244140	0,475100
Agua	' (G*G)	0,055069	0,114080	0,475098
	' (G-1+G)		0,066227	0,130005
	'CG-2*G)			0,0281535
		3.3592E-3	3.8038E-4	3.6340E-7
II		0,308530	0,267670	0,246580
FERRO	' (G+G)	0,181200	0,211630	0,246217
	' (G-1-G)		0,067463	0,0556596
	'CG-2-^G]			0,0565677
		3.4775E-3	3.2817E-4	3.7630E-4
III		0,307920	0,263990	0,244600
FERRO	CG+G)	0,181040	0,204540	0,244224
	'CG-1*G)		0,067363	0,0591218
	'CG-2-G)			0,0561202
		2.7012E-3	2.9122E-5	2.4234E-6
AGUA		0,149390	0,254800	0,495220
	CG», o:	0,056207	0,102380	0,495218
	' (G-1+G)		0,063312	0,152391
	'CG-2-*G]			0,0271698
		2.6519E-3	5.6385E-5	2.3960E-6
AGUA		0,150800	0,242240	0,475290
		0,055730	0,1149470	0,475288
	'CG-1+G)		0,064711	0,127214
	'CG-2H-G)			0,0277104
		2.6542E-3	5,6590E-3	2.3960E-6
VI		0,150610	0,242150	0,475270
AGUA	CG-G)	0,055820	0,115030	0,475270
	'CG-1*G)		0,064496	0,127071
	' (G-2+G)			0,0276445
		4.5534E-3	4.0184E-4	3.6609E-4
VII		0,303110	0,268760	0,245450
FERRO	(G+G)	0,182500	0,213570	0,245084
	'(G-1-*G)		0,065294	0,0547906
	' (G-2+G)			0,0510076
		2,9920E-3	3.8000E-5	2.4271E-6
VII		0,137910	0,253070	0,498330
Agua	(G+G)	0,061119	0,1B4630	0,498329
	' (G - UG)		0,0S0865	0,148405
	'(G-2-*C)			0,0229312

* Todas as secções de choque para a região IX (vazio) são zero. Ver figura 4.4.1.

Tabela 4.4.2 - Secções de choque macroscópica (cm³)
 P, e densidade de fonte (ii/cm³).

REGIÃO	GRUPO	1	2	3
I	DENSIDADE DA FONTE	0,097702	0,45451	0,44610
FONTE	°(G-G)	0,034757	0,067420	0,241101
	"(G-1-O)		0,037043	0,0629807
	°(G-2+G)			0,00937592
II	°(G+G)	0,130240		0,055863
	°(G-1+G)		-0,00020035	-0,0021840
	°(G-2+G)			0
III	°(G+G)	0,130220	0,065533	0,0561362
	"(G-1-vG)		-0,00019907	-0,0028154
	°(G-2+G)	-		0
iy	°(G+G)	0,034923	0,06000	0,256796'
	°(G-1-»-G)		0,036120	0,0760892
	°(G-2+G)	-		0,00912651
y	°(G+G)	0,034757	0,067420	0,241101
	°(G-1+G)		0,037043	0,0629807
	°(G-2-G)			0,00937598
VI	°(G-G)	0,034780	0,067457	0,241093
	"(G-1-*G)		0,036930	0,0629077
	"(G-2+-G)	-		0,00934568
VII	°(G+G)	0,130890	0,070373	0,0558192
	"(G-1->G)		-0,00010523	-0,0020437
	°(G-2-vG)			0
VIII	°(G->G)	0,036483	0,061280	0,258898
	°CG-1-G)		0,028960	0,0739963
	°(G-2+G)			0,00722521

Figura 4.4.1-CONFIGURAÇÃO CILINDRICA PARA O PROBLEMA 4

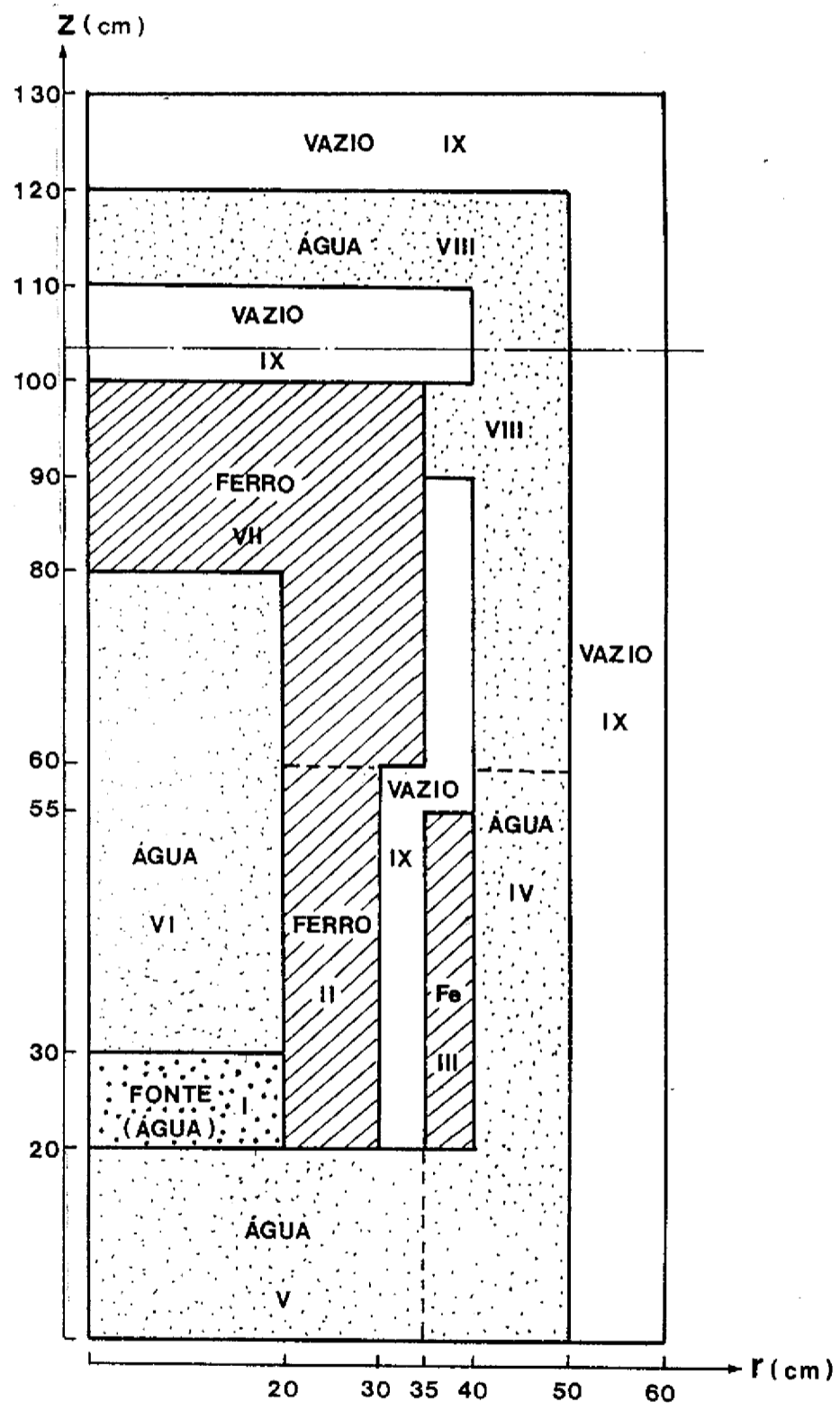


Tabela 4.4.3 - Sumário dos resultados do problema 4.

		RESULTADOS PUBLICADOS			
		TWOTRAN-II	DOT-3	FEMRZ	
Intervalos	r	24	24	6	10
Espaciais	z	52	52	10	19
n° de células		1248	1248	60	190
n° de ite		27	17	27	23
rações		31	26	31	21
		141	68	45	34
Tempo					
computacional**		3min 42s	3min 51s	7min 36s	17min 07s
Fuga total	1	2,74	2,54	3,21	3,05
a	G 2	8,55	7,97	10,09	9,55
direita	3	7.45E+3	7.43E+3	7.44E+3	7.46E+3
Fuga total	1	3.36E-3	2,67E-3	4.95E-3	3.45E-3
no	G' 2	4,30E-3	4,03E-3	1.32E-2	5.15E-3
topo	3	2.62E+2	2,53E+2	2,51E+2	2,64E+2
		RESULTADOS OBTIDOS			
		TWOTRAN-II	DOT 3.5	FEMRZ	
Intervalo	r	24	24	6	
Espaciais	z	52	52	10	
n° de células		1248	1248	60	
Numero de	1	19 ,	7	25	
iterações	G 2	24	7	27	
	3	156	43	45	
Tempo					
computacional		38min 36s	29min 45s	102min 05s	
Fuga	Fuga total	1	2,80	1,28	3,29
	a	G 2	8,68	4,46	10,21
	direita	3	7.46E+3	7.61E+3	7.47E+3
Fuga total	1	3.53E-3	2.21E-3	5.08E-3	
no	G 2	4.16E-3	4.46E-3	7.87E-3	
topo	3	2.60E+2	2,78E+2	2.56E+2	

.100.

Tabela 4.4.4 - Comparação entre os resultados publicados e os obtidos.

DESVIO PERCENTUAL			
FUGA A DIREITA		FUGADO TOPO	
TWOTRAN-II			
	1	+2,14	+5,05
GRUPO	2	+1,51	-3,25
	3	-0,11	-0,76
FEMRZ (6x10)			
	1	+2,46	+2,62
GRUPO	2	+1,18	-40,37
	3	+0,40	-0,38
DOT-3 (MODIFICADO) E DOT 3.5			
	1	-50,0	-17,22
GRUPO	2	-44,0	+ 8,29
	3	+ 2,42	+10,31

Figura 4.4.2- Fluxo escalar para o Grupo 2 sobre a linha Z = 102,75 cm



Figura 4.4.3- Linhas de isofluxo para o fluxo escalar (DOT 3.5) do Grupo de energia 1

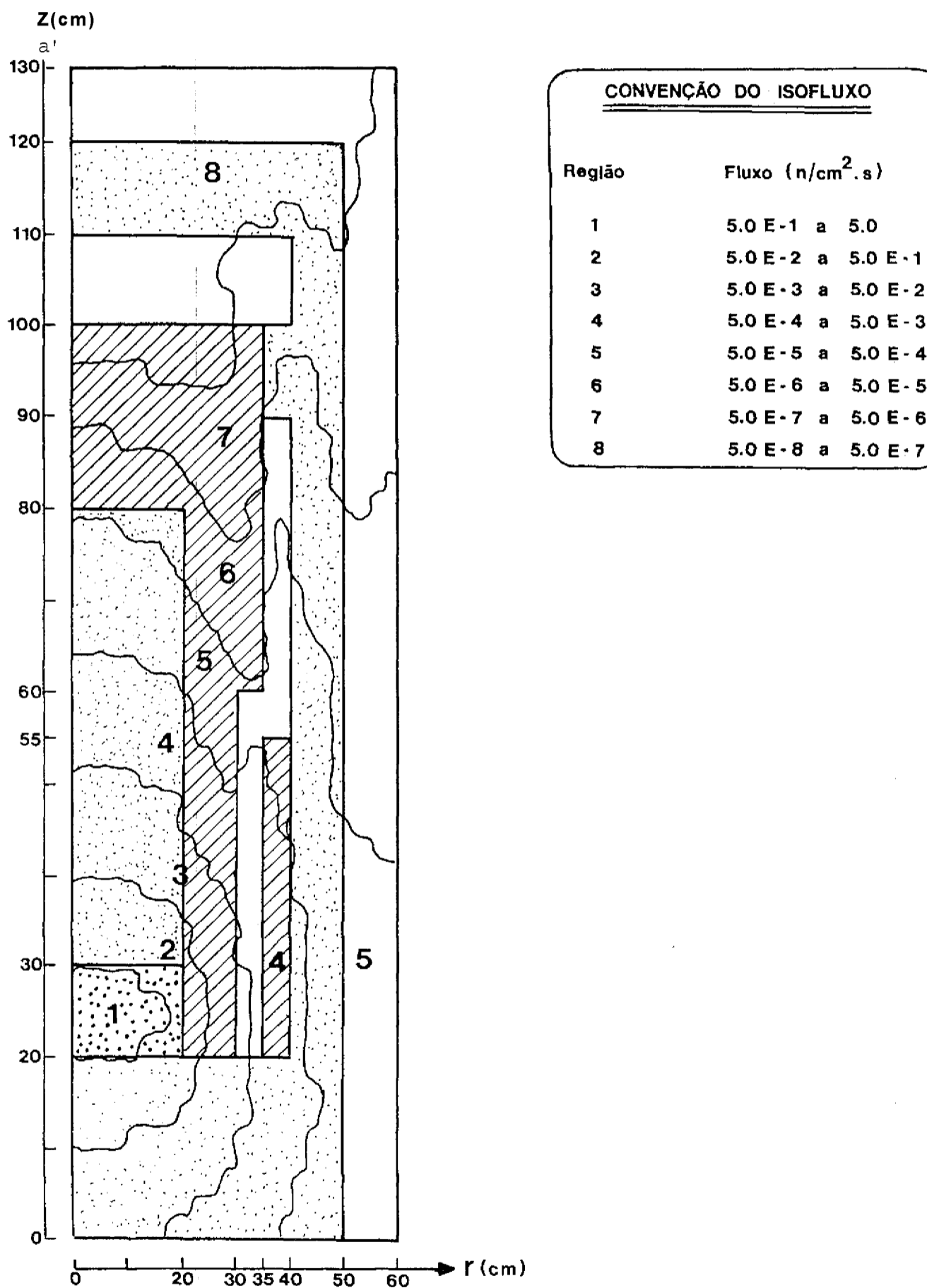


Figura 4.4.4 - Linhas de isofluxo para o fluxc escalar (DOT 3.5) do Grupo de energia 2

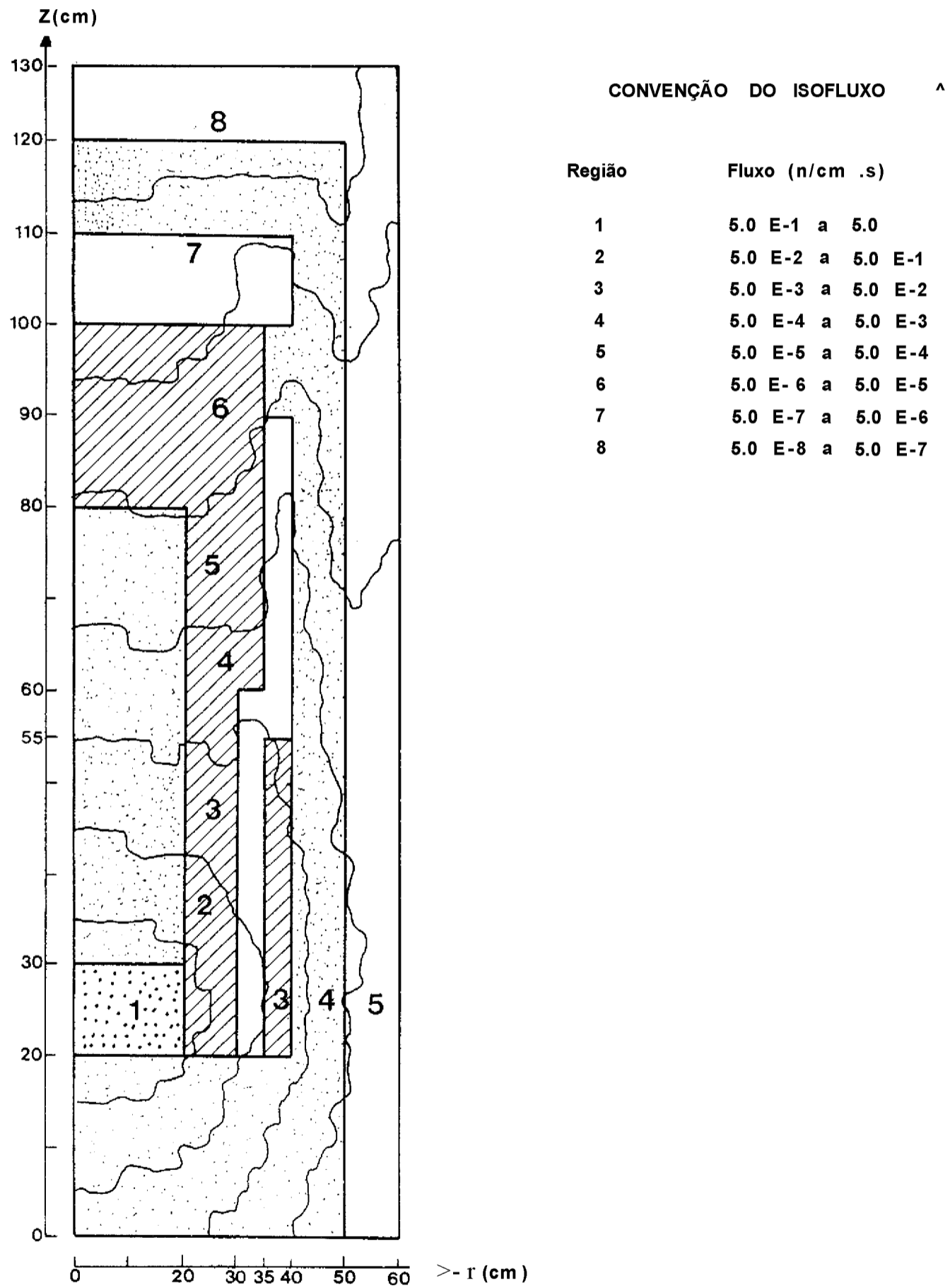


Figura 4.4.6- Fluxo escalar para o Grupo 1 sobre a linha Z= 37,5 çm

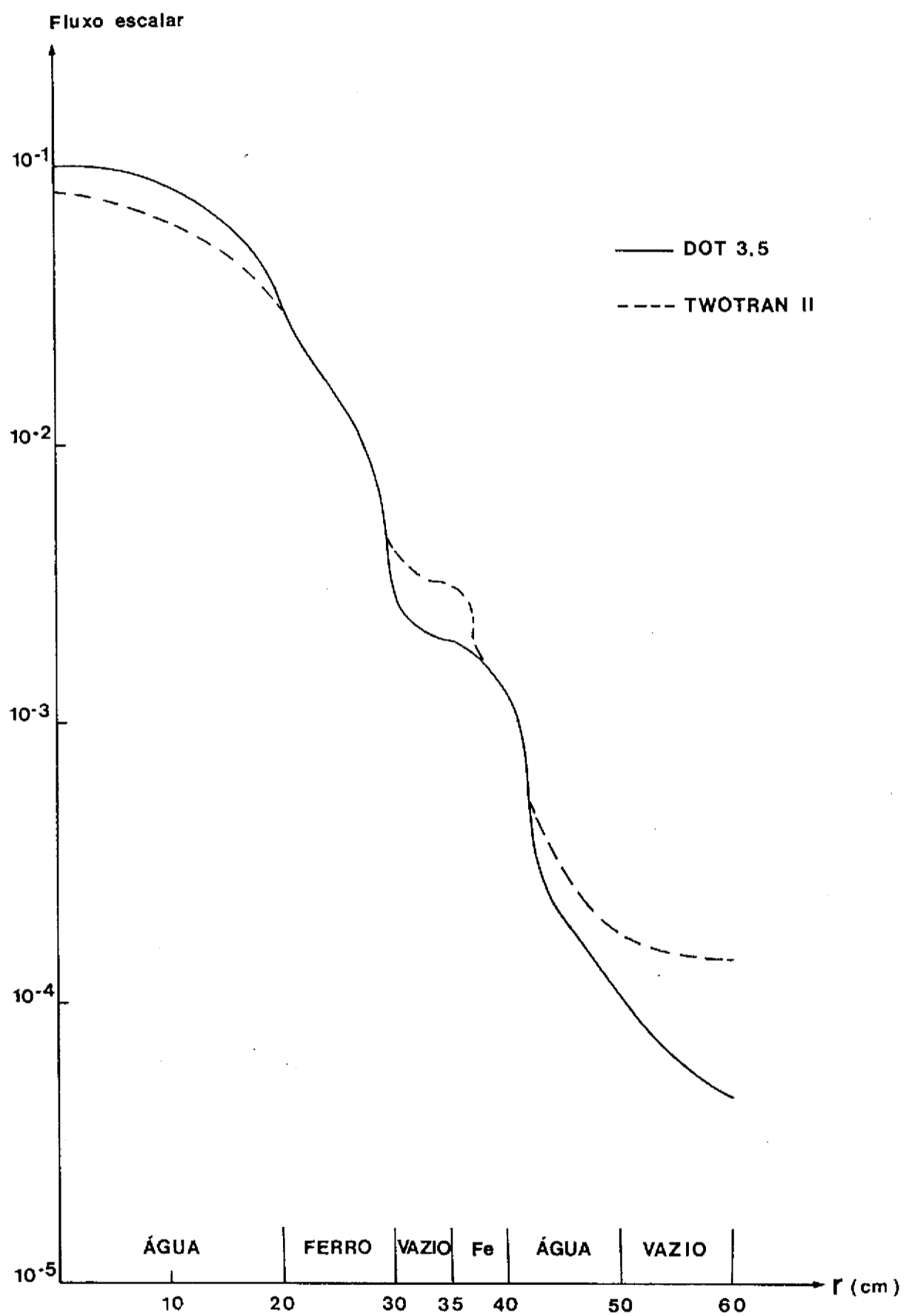
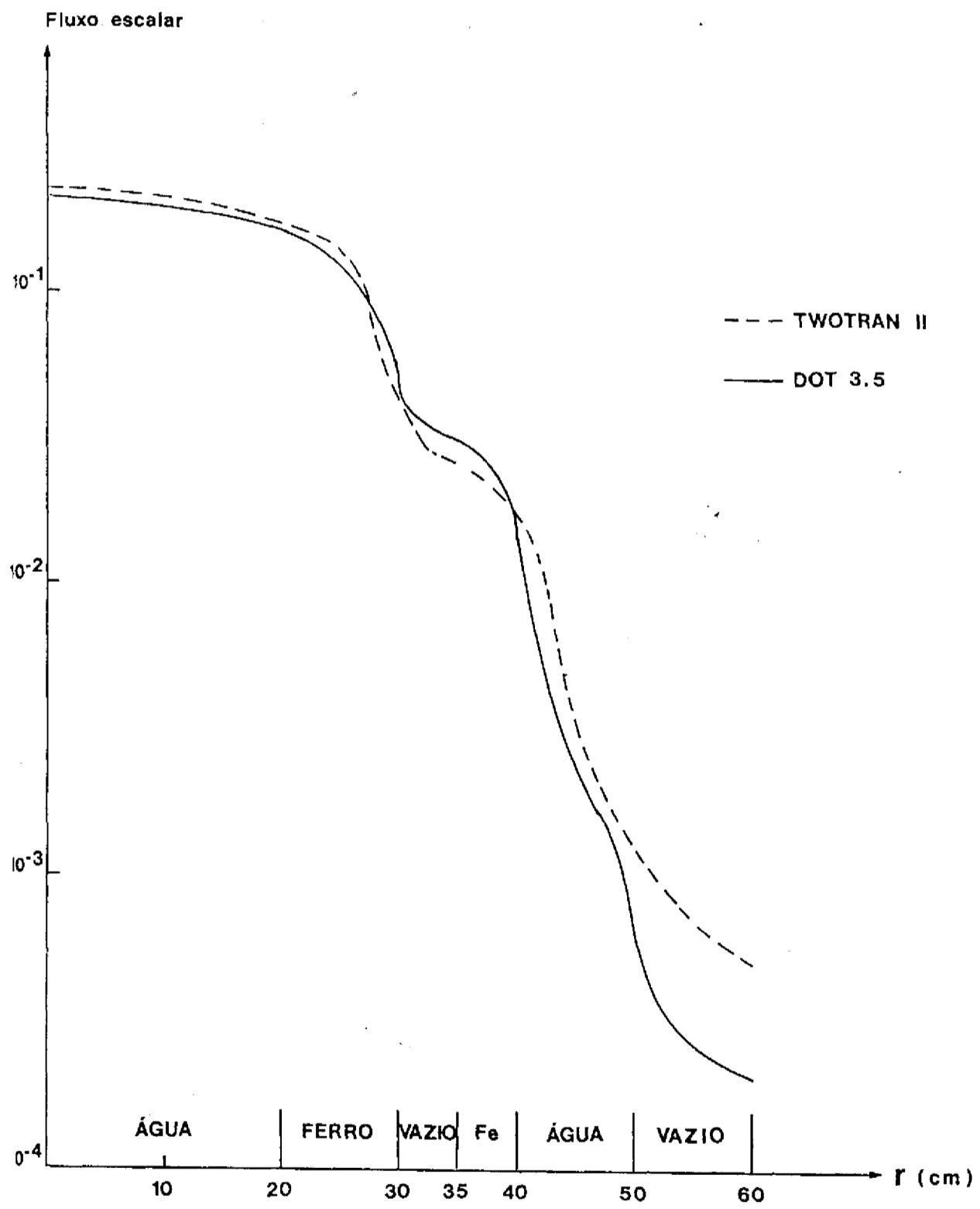


Figura 4.4.7-Fluxo escalar para o Grupo 2 sobre a linha Z=37,5cm



4.5 PROBLEMA 5

Titulo - Transporte de neutrons em duas regiões com fonte fixa.

Descrição - Este problema é relativamente simples, e entretanto seu interesse reside no caso de que ilustra a conhecida sensibilidade^{r 58)} das soluções Sn, em relação a variação do número de células espaciais utilizadas na solução de um determinado problema. A figura 4.5.1 ilustra a geometria e as condições de contorno do sistema, na tabela 4.5.1, apresenta-se as secções de choque macroscópicas em três grupos para as regiões I e II. Na região achureada há uma fonte de neutrons espacialmente distribuída com o espectro normalizado de 0,739 , 0,261 e 0,0 para os três grupos, respectivamente.

Este problema foi proposto e solucionado por E. W. Larsen^{^ ^}, utilizando o código de elementos finitos ONETRAN^{^ ^} e o código Sn TWOTRAN-DA^{^ ^}. Resultados numéricos foram obtidos para duas diferentes malhas espaciais, com os dois códigos. Na tabela 4.5.2, apresenta-se os dois esquemas de discretizações espaciais utilizadas nestes cálculos.

A tabela 4.5.3, sumariza os resultados publicados para os cálculos ONETRAN e TWOTRAN-DA, para as duas malhas espaciais; juntamente com os obtidos neste presente trabalho. Os valores para a fuga líquida de neutrons, por grupo de energia, através do contorno direito e topo do sistema, para cada malha espacial são mostradas nesta tabela. Os resultados ONETRAN apresentam-se mais estáveis em relação ao número de células espaciais utilizadas nos cálculos.

Resultados - Na solução deste problema, utilizou-se os códigos DOT 3.5 e TWOTRAN-II. Cálculos foram feitos com as duas

discretizações espaciais esquematizadas na tabela 4.5.2, com os dois códigos. Em todas as soluções utilizou-se 48 direções discretas com uma precisão de convergência requerida de 10^{-4} . Malhando-se a tabela 4.5.3 pode-se perceber que o tempo computacional para os cálculos TWOTRAN-II foi bastante superior ao tempo de execução dos cálculos DOT 3.5. O tempo computacional DOT 3.5, malha fina, foi três vezes superior ao tempo de cálculo para a malha grossa, e da mesma forma o tempo computacional TWOTRAN-II, malha fina, foi quatro vezes superior. Este comportamento dos códigos TWOTRAN-II e DOT 3.5 é normal, desde que, o tempo computacional de uma determinada solução S_n , é diretamente proporcional ao número de células espaciais utilizadas nos cálculos. Na solução DOT 3.5, malha grossa, não se obteve soluções convergentes para nenhum grupo de energia, enquanto que no cálculo para a malha fina, não se obteve convergência somente para o grupo 3. Este comportamento da convergência para os cálculos DOT 3.5 é compreensível, desde que, aumentando-se o número de células espaciais os cálculos S_n são refinados. Na solução TWOTRAN-II, malha grossa, não se obteve solução convergida somente para o grupo 3, desta forma, percebe-se uma certa incoerência do comportamento da convergência, para as soluções TWOTRAN-II e DOT 3.5, malha grossa. Entretanto, esta aparente incoerência é explicável, desde que, o código TWOTRAN-II em problemas com fontes fixas faz, se necessário, três ciclos de iterações internas. Esta também é a razão do tempo computacional TWOTRAN-II, ter sido bastante superior ao tempo de máquina DOT 3.5, na solução deste problema para ambas as malhas.

Na tabela 4.5.4 compara-se os resultados obtidos, TWOTRAN-II e DOT 3.5, para as fugas líquidas do sistema (topo e do torno direito), com os resultados publicados TWOTRAN-DA, para cada malha individualmente. Percebe-se que para ambas as malhas, os re

sultados obtidos com o TWOTRAN-II para os grupos 1 e 2, coincidem em praticamente 100\$ com os resultados publicados para estes grupos, enquanto que para o grupo 3, há uma incerteza em torno de 12\$ entre os resultados. Da mesma forma, os resultados DOT 3.5, ambas as malhas, para os grupos 1 e 2 são bastante coincidentes com os publicados com uma incerteza média em torno de 4\$, enquanto que, observa-se uma certa discrepância entre os resultados para o grupo 3.

Na figura 4.3.2, pode-se observar as distribuições dos fluxos escalares, grupo 3, ao longo da linha = 44,5 cm, obtidas com o DOT 3.5 e TWOTRAN-II, malha grossa. Desde que o local é distante em termos de livre caminho médio, da região com fonte os resultados oscilam e diferem de um cálculo para outro, da mesma maneira que as fugas de neutrons do grupo 3 no topo, mostradas na tabela 4.5.3.

Sumário dos resultados - Os resultados obtidos com o código TWOTRAN-II, em geral, mostram-se bastante consistentes com os publicados. Entretanto, nota-se uma incerteza de 12\$ para os resultados das fugas do grupo 3. Esta incerteza é compreensível, desde que o código TWOTRAN-II implantado no CPD/IPEN utiliza precisão simples nos cálculos. Desde que os cálculos S_n iniciam-se no grupo de energia mais alta e prosseguem em ordem decrescente de energia, os cálculos matriciais necessários para se obter soluções convergidas para um determinado grupo, feitos com precisão simples, podem propagar erros obtidos em um grupo para um outro grupo de energia. Obviamente estes erros refletirão com maior intensidade no último grupo de energia calculado, isto provavelmente deve ter ocorrido nos cálculos TWOTRAN-II, pois observa-se desvios nos resultados somente no último grupo de energia.

. lis.

Os resultados obtidos com o código DOT 3.5, de uma maneira geral, apresentaram o mesmo comportamento dos resultados TWOTRAN-II. Uma boa concordância com os resultados publicados para os grupos 1 e 2, com uma incerteza média de 4% entre os resultados; enquanto que os resultados para o grupo 3 apresentaram uma discordância relativamente alta em relação aos publicados. De uma certa forma, isto é explicável pois, como pode ser observado na tabela 4.5.3, na solução DOT 3.5, malha grossa, não se obteve convergidas em nenhum grupo de energia e, nos cálculos malha fina, o grupo 3 também não convergiu no limite estabelecido de iterações internas (74).

Figura 4.5.1 - Geometria do sistema

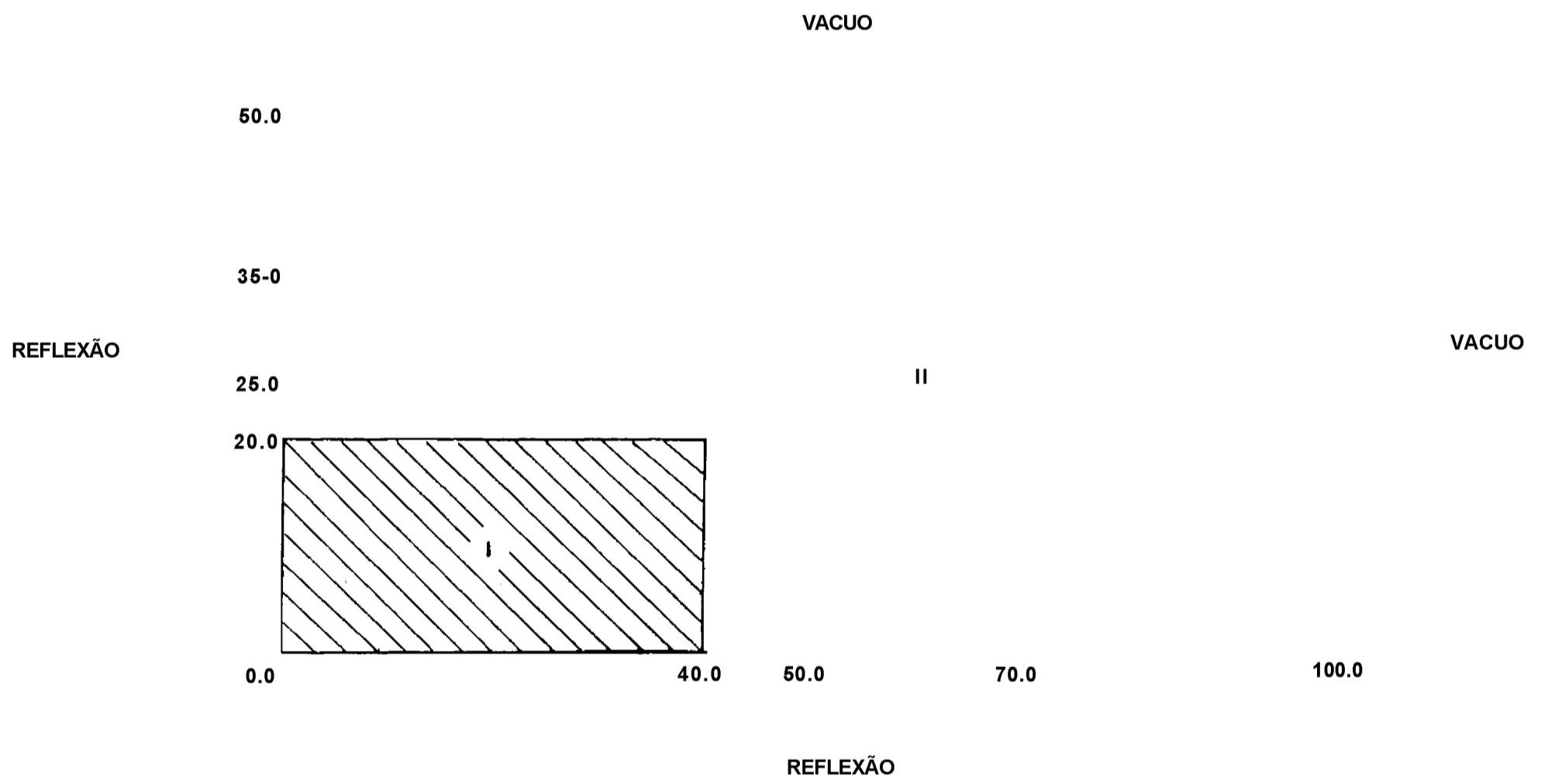


Tabela 4.5.1 - Secções de choque macroscópica (cm⁻¹) para as regiões do problema 5 .

REGIÃO	GRUPO	σ_T	$\sigma(G-*G)$	$\sigma(G-1+G)$	$\sigma(G-2-vG)$ ^a
I	1	0,2606	0,16	0	0
	2	0,1745	1,01	0,1052	0
	3	3,2749	3,2565	0,073	0
II	1	0,2163	0,176	0	0
	2	0,3255	0,3236	0,0399	0
	3	1,1288	0,9328	0,9828	0

Tabela 4.5.2 - Discretização espacial para as duas malhas utilizadas no problema 5.

MALHA GROSSA (27x27)				
729 células espaciais				
x	0 a 40 cm	40 a 50 cm	50 a 70 cm	70 a 100 cm
Número de intervalos	5	2	10	15
y	0 a 20 cm	20 a 25 cm	25 a 35 cm	35 a 50 cm
Número de intervalos	5	2	10	15
MALHA FINA (55x55)				
3025 células espaciais				
x	0 a 40 cm	40 a 50 cm	50 a 70 cm	70 a 100 cm
Número de intervalos	10	5	10	30
y	0 a 20 cm	20 a 25 cm	25 a 35 cm	35 a 50 cm
Número de intervalos	10	5	10	30

Tabela 4.5.3 - Sumário dos resultados do problema S.

RESULTADO PUBLICADOS								
Malha Grossa (27x27)				Malha Fina (55x55)				
Fuga à Direita		Fuga no Topo		Fuga à Direita		Fuga no Topo		
ONETRAN	TWOTRAN DA	ONETRAN	TWOTRAN DA	ONETRAN	TWOTRAN DA	ONETRAN	TWOTRAN DA	
G								
1"	8.74E-8	5,73E-8	9,86E-8	9,22E-5	8,88E-8	8.30E-8	9,89E-5	9.76E-5
2	4.69E-8	3.66E-8	6,19E-5	5,70E-5	4,85E-8	4,78E-8	6,22E-5	6,10E-5
3	9.90E-8	1,16E-7	1.42E-4	1,31E-4	1,00E-7	9,66E-8	1.43E-4	1,43E-4
RESULTADOS OBTIDOS								
TWOTRAN II	DOT 3.5	TWOTRAN II	DOT 3.5	TWOTRAN II	DOT 3.5	TWOTRAN II	DOT 3.5	
G								
T	5.73E-8	5,60E-8	9,22E-8	8,81E-8	8,29E-8	8.29E-8	9,76E-5	9,37E-5
2	3.66E-8	3.41E-8	5,70E-8	5,88E-5	4,78E-8	4,67E-8	6.12E-5	6,02E-5
3	1.30E-7	1,51E-8	1,09E-4	1,79E-4	9,41E-8	1.25E-7	1.15E-4	1,96E-4
NUMERO DE ITERAÇÕES ,ERRO E TEMPO DE EXECUÇÃO								
ONETRAN	TWOTRAN DA	TWOTRAN II*	DOT 3.5	ONETRAN	TWOTRAN DA	TWOTRAN II	DOT 3.5	
9	30	14	74(4E-4)	20	37	20	16	
33	69	31	74(7E-4)	14	74(3E-3)	55	25	
74(5E-4)*	55	74(5E-3)	74(2E-3)	33	74(2E-3)	74(4E-3)	74(2E-4)	
TEMPO DE EXECUÇÃO***								
2min 04s	1min 07s	62min 02s	31min 27s	5min 25s	5min 41s	264min 01s	98min 13s	

* O primeiro número refere-se ao número de iterações internas realizado, o número entre parênteses é o erro obtido na última iteração.

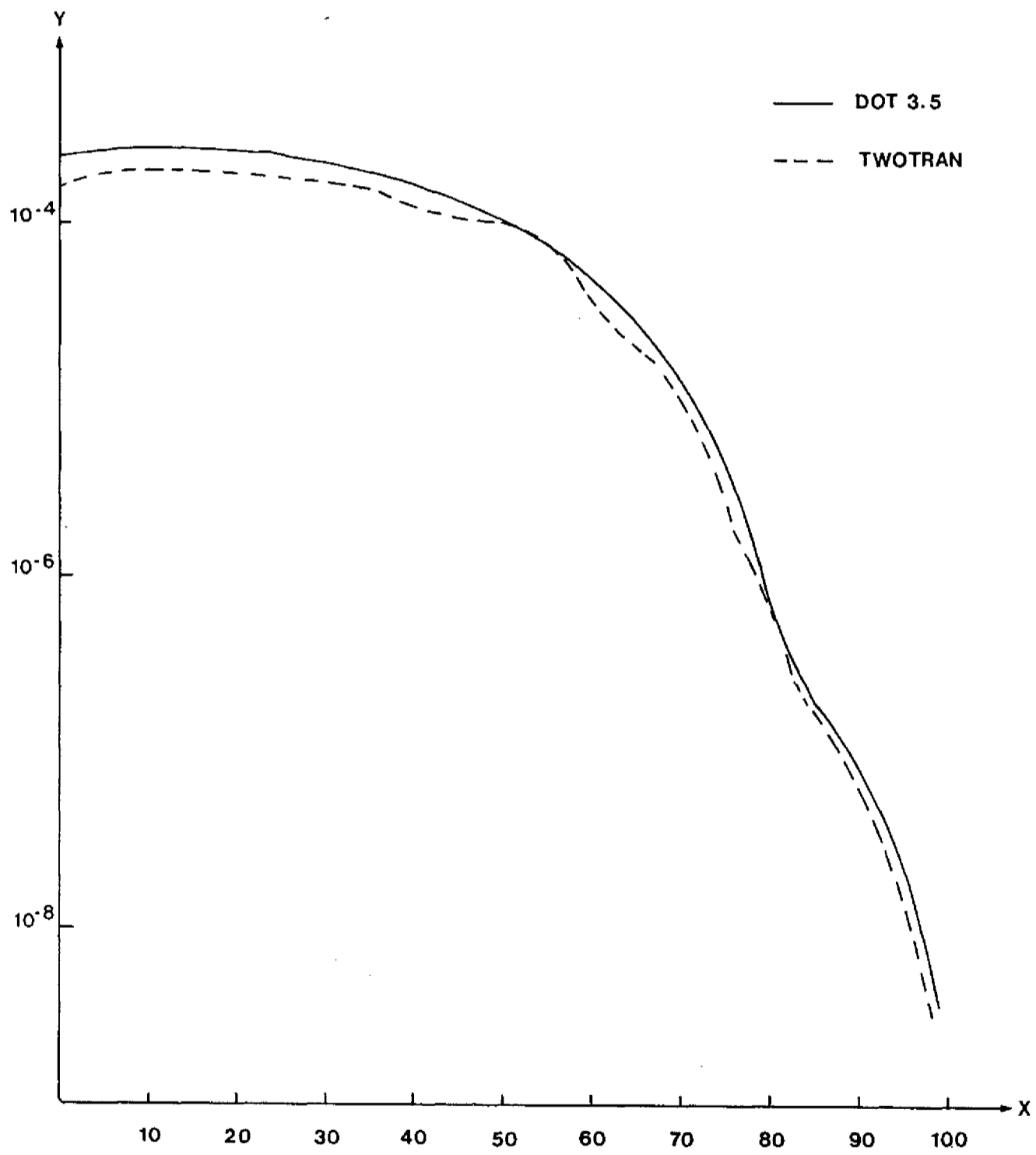
** TWOTRAN II faz três ciclos de iterações internas, o número de iterações desta coluna refere-se ao número de iterações internas feitas no último ciclo.

*** O computador utilizado nas soluções publicadas não foi especificado.

Tabela 4.5.4 - Comparação entre os resultados obtidos e resultados publicados (TWOTRAN-DA).

		DESVIO (%)			
		Malha Grossa		Malha Fina	
		TWOTRAN II e TWOTRAN DA			
		Fuga à direita	Fuga no topo	Fuga a direita	Fuga no topo
G	1	0,0	0,0	0,01	0,0
	2	0,0	0,0	0,0	-0,03
	3	+12,0	-20,6	-2,58	-17,5
		DOT 3.5 e TWOTRAN DA			
G	1	-2,32	-3,95	-0,01	-3,85
	2	-7,33	-2,15	-2,30	-1,32
	3	+29,1	+35,5	+28,4	+35,5

Figura 4.5.2- Fluxo escalar para o Grupo 3 sobre a linha $y = 44.5$ cm



CAPÍTULO V

ESTUDOS PRELIMINARES DE OPÇÕES DE CÁLCULOS DISPONÍVEIS NO DOT 5.b5.1 DEFINIÇÃO DAS OPÇÕES DE CÁLCULO

Como foi discutido na secção 3.3, o DOT 3.5, dispõe de três esquemas iterativos opcionais para realizar as iterações internas e cinco modos de extrapolação dos fluxos angulares nos cálculos celulares. No capítulo dois, secção 2.2, discutiu-se, para o caso unidimensional, três técnicas de diferenças utilizadas em cálculos Sn: Diamond linear, step e Diamond ponderado. No capítulo três, secção 3.3 afirmou-se que os cinco modos de cálculo de fluxos angulares utilizados pelo código DOT 3.5, baseiam-se nestas técnicas.

Os esquemas iterativos disponíveis no código DOT 3.5, são: escalonamento independente do espaço (regular scaling), escalonamento dependente do espaço (space point dependent) e superrelaxação sucessiva (over relation). Destas as duas primeiras foram comentadas no capítulo dois, secção 2.3, a última também conhecida como superrelaxação pontual sucessiva¹, também utiliza fatores de aceleração dependentes do espaço, para acelerar a convergência do processo iterativo dos fluxos. Entretanto, estes fatores de aceleração são bastante sensíveis, em sistemas onde o fluxo decresça em várias ordens de magnitude, como normalmente é o caso de problemas de penetração profunda e falham neste tipo de problema*¹⁰.

A escolha destas opções, na solução de um determinado problema, influencia na precisão dos resultados obtidos e no tempo de execução do problema. Um estudo e demonstração dos efeitos do

esquema iterativo e/ou modo de cálculo do fluxo, utilizados na solução de problemas de penetração profunda pode ser feito, escolhendo-se um problema com esta característica e solucionando-o a través das várias opções de cálculos disponíveis. Com o propósito de selecionar a opção mais eficiente na solução de problemas de penetração, um tal estudo será feito neste capítulo. Aqui por "opção mais eficiente" entende-se aquela que possibilite maior precisão nos resultados e eficiência computacional.

5.2 O PROBLEMA PADRÃO ESCOLHIDO PARA ESTUDOS

O problema escolhido, para estudos, foi sugerido pelo Comitê de Problemas Padrão do "Argonne Code Center" e modela uma situação realística de blindagem. O problema é um modelo em geometria (x,y), de uma fonte emitindo neutrons em dois grupos de energia em um meio altamente absorvedor. A geometria do problema é ilustrada na figura 5.1.1, e as secções de choque macroscópicas, para o material homogêneo do sistema, são mostrados na tabela 5.1.1.

Soluções para este problema foram obtidas através de cálculos realizados com os códigos DOT 3.5 e TWOTRAN-II. A discretização espacial, em ambos os casos, foi feita da seguinte maneira: na direção x a região com fonte (0 a 65 cm) foi dividida em 13 intervalos espaciais e a região sem fonte (65 a 133 cm) em 14 intervalos espaciais. Da mesma forma, a variável espacial y foi dividida em 12 e 16 intervalos espaciais, respectivamente. Nos dois cálculos utilizou-se 48 direções discretas, com uma precisão de convergência requerida de 10^{-8} .

Na tabela 5.1.2, apresenta-se um resumo dos resultados obtidos no presente trabalho, juntamente com um resumo contendo

duas soluções publicadas. A solução TWOTRAN-II foi publicada pelo Comitê de Problemas Padrão do "Argonne Code Center" e, desta forma tomada como referência para comparação de resultados. Os resultados DOT-2, foram publicados em uma dissertação de mestrado apresentada no IPEN* (19).

Analisando-se a tabela 5.1.2, percebe-se que o tempo de máquina DOT-3 foi bastante superior ao tempo de execução DOT3.5, além disso, no cálculo DOT-2 foram realizadas 20 iterações internas para cada grupo sem obtenção de soluções convergentes em nenhum grupo de energia, enquanto no cálculo DOT 3.5, obteve-se soluções convergentes para os fluxos dos dois grupos, em 7 e 6 iterações internas, respectivamente. Este comportamento em princípio, errôneo da solução DOT-2, deverá ficar claro nas comparações que serão feitas na seção seguinte deste capítulo. Finalmente, as respostas para as fugas para o código TWOTRAN-II apresentaram uma incerteza média de 5%, devido provavelmente a precisão simples do TWOTRAN-II.

Em resumo, a solução DOT 3-5, apresentada para o problema padrão possui uma excelente consistência em relação a solução referência com uma incerteza, mínima, de 0,05% em média. Desta forma, comprovou-se as aptidões necessárias para as posteriores considerações a serem feitas na última seção deste capítulo.

5.3 COMPARAÇÃO DE OPÇÕES

Os cinco modos de cálculos de fluxos e as três técnicas iterativas opcionais do código DOT 3.5, permitem que um problema seja solucionado por quinze esquemas de cálculos com características diferentes. Desta forma, o problema padrão descrito acima foi solucionado utilizando-se cada um destes esquemas diferentes,

de forma a permitir considerações a respeito da influência de cada esquema na precisão dos resultados e tempo de execução de problemas de penetração profunda.

A razão de convergência de um determinado grupo de energia em sistemas homogêneos pode ser aproximada⁽⁷⁷⁾ pela razão entre a secção de choque de espalhamento e a secção de choque total. Na medida que esta razão aproxima-se da unidade mais difícil é a convergência do grupo. Desta maneira no sistema sob consideração para o grupo 1, com uma secção de choque macroscópica total igual a $0,07214 \text{ cm}^{-1}$ e com uma secção de choque macroscópica de espalhamento igual a $0,06947 \text{ cm}^{-1}$, encontra-se uma razão

de convergência igual a $0,754$. Para o grupo 2 com uma secção de choque total igual a $0,100877 \text{ cm}^{-1}$ e secção de choque de espalhamento igual a $0,09485 \text{ cm}^{-1}$, obtém uma razão de convergência de $0,948$. Assim, os dois grupos de energia do problema padrão são relativamente fáceis de convergirem. Desta forma, para todos os esquemas de soluções do problema, requereu-se um critério de convergência severo de 10^{-4} e limitou-se o número de iterações internas para os dois grupos de energia em vinte.

A tabela 5.1.3 sumariza os resultados obtidos para as diversas soluções do problema padrão. A análise desta tabela mostra que todos os esquemas de soluções, com exceção do modo de cálculo "step", nos três esquemas de iterações e a técnica iterativa superrelaxação sucessiva nos cinco modos de cálculos do fluxo, apresentam resultados consistentes para os valores das fugas de neutrons no sistema. Nas três soluções do modo "step", os resultados obtidos para a fuga foram em média duas ordens de magnitude maiores que os resultados referência. Isto é compreensível, lembrando que, neste modo os fluxos angulares são extrapolados em todas as células finitas do sistema, através das equações de diferença "step" (2.60, 2.61, 2.62) e estas equações tendem a super

extrapolar os fluxos angulares. Portanto, este modo não deve ser aplicado às soluções de problemas de penetração profunda.

O modo Diamond linear não obteve soluções convergentes nos dois grupos de energia, nas três técnicas iterativas, este modo é bastante seguro mas, devido a razões anteriormente discutidas, secção 2.2., pode apresentar respostas negativas para os fluxos. O modo misto (Diamond linear + Diamond ponderado), apresentou quebra de convergência nas três técnicas iterativas. A técnica iterativa superrelaxação sucessiva, apresentou erros de convergência bastante significantes para os cinco modos de cálculo, este comportamento era esperado, desde que os fatores de aceleração da convergência deste técnica são bastante sensíveis em sistemas onde o fluxo decresça várias ordens de magnitude como normalmente é o caso de problemas de penetração profunda.

Os únicos modos de cálculo com resultados de fugas consistentes, que obtiveram plena convergência nas outras duas técnicas iterativas, foram o modo de cálculo misto (linear + step) e o modo ponderado. De particular, nota-se que o menor tempo de execução e o menor número de iterações realizadas para se obter soluções convergentes (nos dois grupos) nas soluções dos modos mistos (linear + step) e ponderado, são obtidos com a técnica iterativa dependente do espaço, esta técnica iterativa foi projetada para cálculos de problemas de penetração profunda e comprovadamente proporciona resultados melhores nas soluções de tais problemas.

Das soluções espaço-dependentes modo misto (linear + step) e ponderado, percebe-se que o tempo computacional da solução modo ponderado é levemente superior ao tempo de execução da solução mista, entretanto o resultado para as fugas, obtidas na solução ponderada, são mais precisas. Desta maneira, seguindo os critérios de opção mais eficiente, definidos anteriormente, conclui

.12o.

se que, em princípio a opção de calculo DQT 3.5 modo ponderado com o esquema iterativo espacialmente dependente é" mais efetivo na aplicação a problemas de penetração profunda.

Figura 5.1.1 - Configuração do problema padrão escolhido

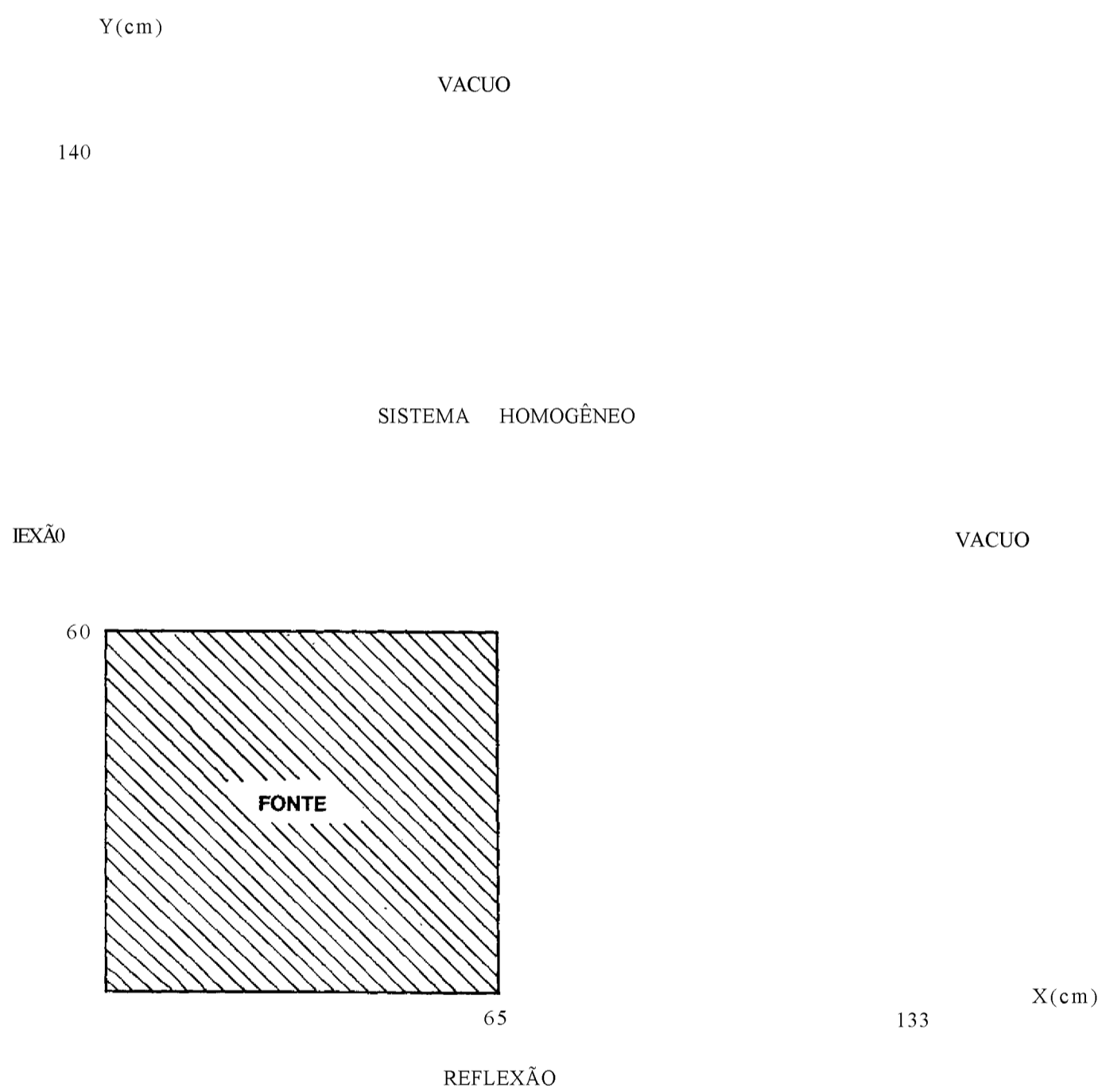


Tabela 5.1.1 - Secções de choque macroscópica (cm²) para o material homogéneo do sistema e densidade de fonte (n/cm²s).

	GRUPO 1	GRUPO 2
σ_a	0,061723	0,096027
σ_t	0,0	0,0
σ_{G+G}	0,092104	0,100887
σ_{G-1-G}	0,006947	0,004850
	0,0	0,023434
Densidade de fonte	0,0065460	0,023434

Tabela 5.1.2 - Fugas no contorno direito do sistema.

PUBLICADOS				
	GRUPO	FUGA NO CONTORNO DIREITO	LR RO E N° DL ITLRAÇÔLS	TEMPO (min)
TWOTRAN-II Referência		5,13E-4		1,64
	2	8,04E-4		
DOT-2	1	4,99E-4	20(3E-3)	15,95
	2	7,75E-4	20(2E-3)	
OBTIDOS				
DOT3.5	1	5,13E-4	7	2,77
	2	8,04E-4	6	
TWOTRAN-II	1	5,39E-4	20(3E-3)	4,50
	2	8,45E-4	20(2E-3)	

Tabela 5.1.3 - Sumário dos resultados para os vários cálculos do problema padrão.

MODO DE CÁLCULO	GRUPO	(REGULAR SCALING) INDEPENDENTE DO ESPAÇO			(OVER-RELAXATION) SUPER-RELAXAÇÃO SUCESSIVA			(SPACE POINT DEPENDENT) DEPENDENTE DO ESPAÇO	
		DESVIO* 1	ERRO E N _t DE ITERAÇÕES	TEMPO (min)	DESVIO %	ERRO E N _t DE ITERAÇÕES	TEMPO (min)	DESVIO %	ERRO E N _t DE ITERAÇÕES
Misto (linear + step)	1	-0,1	12	2,03	100	LU (3i + 5)	4,11	-0,1	12
	2	-0,1	10		100	20(1E+0)		-0,1	8
Linear	1	-0,2	20(4E-3)	3,73	100	20(1b+U)	5,53	-0,2	20(1i;-3)
	2	-0,5	20(4E-2)		100	20(1E+0)		-0,5	20(1E-3)
Step	1	100	11	1,71	100	10	1,66	100	10
	2	100	12		100	10		100	10
Ponderado	1	+0,05	12	3,53	100	20(2E+0)	8,58	+0,05	7
	2	+0,05	11		100	20(1E+0)		+0,05	6
Misto (linear + ponderado)	1	-0,09	15	3,43	100	20(3E+5j)	5,53	-0,09	20(4t-2)
	2	-0,1	20(2E-2)		100	20(7E+3)		-0,01	20(2E-2)

* O desvio relaciona-se aos resultados para a fuga, tomando-se os resultados publicados por TivüTRAN, como referência

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Este trabalho não teve como meta básica, provar a exatidão das respostas dos códigos ANISN e DOT 3.5, em soluções de problemas de penetração profunda, e sim adquirir experiência na aplicação destes a esta classe de problemas pois .devidos a suas excelentes performances,exaustivamente demonstrada por estes códigos em cálculos de blindagem de reatores nucleares, provavelmente são os códigos mais utilizados nesta particular área da engenharia nuclear, e seus resultados numéricos são há um longo tempo, testados e aprovados na maior parte das instituições de pesquisas nucleares de diversos países. Desta forma, muitos dos resultados incertos obtidos nas soluções dos problemas amostras, apresentados neste trabalho, podem ser atribuídos a dois fatores : problemas amostra mal formulados e/ou descritos, e ao inevitável preço pago, para se obter experiência na utilização de um determinado código nuclear.

Dos resultados obtidos para os problemas amostra, comprova-se uma certa lentidão e ineficiência do computador IBM 370/155 do CPD/IPEN, na execução deste problemas. Em particular, a solução apresentada para o primeiro problema amostra comprova a eficácia da metodologia de cálculo de blindagem de radiações nucleares, empregada pela área de blindagem da RTF/IPEN. Dos resultados apresentados pelas soluções TWOTRAN-II, recomenda-se, uma necessária implementação de dupla precisão neste código.

O programa ISOFLUXO, acoplado ao código DOT 3.5, mostrou que proporciona um modo rápido e econômico, de se obter mapeamen

tos de fluxos escalares ou quantidades relacionadas (taxa de dose), em sistemas de blindagem. Desta forma, este programa pode ser eficientemente utilizado em análise de blindagem de sistemas nucleares em geral. A discussão, realizada no último capítulo, conclui que a técnica iterativa, dependente do espaço disponível no código DOT 3.5, é a opção que deve ser aplicada nas soluções de problemas de penetração profunda. Aliás, esta técnica foi especialmente desenvolvida^{^^ ^}, para ser aplicada a este tipo de problemas.

Como sugestão final para trabalhos futuros, indica-se a aplicação da rede de códigos de cálculos de blindagem a sistemas nucleares reais, com soluções exatas disponíveis, de maneira a se obter comparações mais precisas e permitir um maior conhecimento do comportamento desta rede de códigos. Como primeiro trabalho, propõe-se cálculos teóricos para o sistema de blindagem do reator IEA-R1.

Finalizando, os objetivos deste trabalho foram atingidos, proporcionando a necessária experiência em códigos nucleares utilizados em cálculos de blindagem, em particular, nos códigos de transporte que utilizam a aproximação S_n ; além disso, a área de blindagem de radiações nucleares da RTF/IPEN, mostrou possuir excelentes instrumentos para cálculos de blindagem de reatores nucleares e fontes de radiação em geral.

APÊNCICE A

Cartões de controle para a operação dos códigos ANISN
DOT 3.5 e TWOTRAN-II.

A.1 ANISN '

```
// EXEC PGM = ANISN, REGION = 700 K
//STEPLIB DD DSN = CP 888 CÖDIGOS 1.LOAD,DISP = SHR
// SYSUDUMP DD DUMMY
// FT01F001 DD UNIT = SYSDA , SPACE = (CYL, ( 10,10 ) ) ,
// DCB = ( RECFM = VS, BLKSIZE = 3600 )
// FT04F001 DD DUMMY
// FT08F001 DD UNIT = SYSDA, SPACE = ( CYL, ( 10,10') )
// DCB = ( RECFM = VS, BLKSIZE = 3600 )
// FT07F001 DD DUMMY
// FT09F001 DD DUMMY
// FT06F001 DD SYSOUT = A, DCB = BLKSIZE = 133
// FT05F001 DD *
```

A.2 DOT 3.5

```
// EXEC PGM = DOT 3P5, REGION = 2500 K
//STEPLIB DD DSNAME = EN249. DOTMIT.LOAD, DISP = SHR
// FT06F001 DD SYSOUT = A
// FTO1FOO1 DD DUMMY
// FT02F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ),
// SPACE = ( 3504, (500,500) ) , DCB = ( LRECL = 700
// BLKSIZE = 3504, RECFM = VBS
// FT09F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ) ,
```

```

// FT10F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ),
// SPACE = ( 3504,( 700, 700 ) ), DCB = ( LRECL = 3500,
// BLKSIZE = 3504, RECFM = US )
// FT21F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ),
// SPACE = ( 3504, (500, 500 ) ), DCB = ( LRECL = 3500,
// BLKSIZE = 3504, RECFM = VS )
// FT11F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE )
// SPACE = ( 3504, ( 500, 500 ) ), DCB = ( LRECL = 3500,
// BLKSIZE = 3504, RECFM = UBS )
// FT13F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ),
// SPACE = ( 3504, ( 700,700 ), DCB = ( LRECL = 700,
// BLKSIZE = 3504, RECFM = VBS )
// FT14F001 DD UNIT = SYSDA, DISP = ( NEW, DELETE ),
// SPACE = (3504, C 500, 500 ) ), DCB = (LRECL = 3500,
// BLKSIZE = 3504,-RECFM = VS )
// FT05F001 DD *

```

A. 3 TWOTRAN-II

```

// EXEC PGM = TWOTRAN, REGION = 500 K
//STEPBLIB DD DNS = CP004.TWO.LOAD.DISP = SUR
// FT05F001 DD UNIT = 3330, DISP = ( , DELETE ).
// SPACE = ( TRK, ( 1,1 ), RLSE ), DCB = ( RECFM = VBS,
// LRECL = X, BLKSIZE = 6500 )
// FT06F001 DD SYSOUT A
// FT07F001 DD UNIT = 3330 DISP = (, DELETE ),
// SPACE = ( TRK, ( 10,5 ), RLSE ) DCB = ( RECFM = VBS
// LRECL = X, BLKSIZE = 6500 )
// FT17F001 DD UNIT 3330, DISP ( DELETE) ,
// SPACE = ( TRK, ( 1,1 ), RLSE ), DCB ( RECFM = VBS,
// LRECL = X, BLKSIZE = 6500 )

```

.134.

```
// FT09F001 DD UNIT = 3330, DISP = (, DELETE ),  
// SPACE = ( TRK, C 10, 5 ), RLSE ), DCB = ( RECFM = VHS,  
// LRCL = X, BLKSIZE = 6500 )  
// FT18F001 DD UNIT = 3330, DISP = (, DELETE ),  
// SPACE = TRK, ( 10,5 ), RLSE ),  
// DCB = ( RECFM = UBS, LRECL = X,BLKSIZE = 6500 )  
// FT10F001 DD *
```

APÊNDICE B

Neste apêndice apresentam-se alguns dados de entrada e saída, referentes às soluções computacionais dos problemas apresentados neste trabalho. Estes dados são selecionados, de forma a possibilitarem comparações mais minuciosas entre resultados de possíveis soluções posteriores destes problemas.

Dados de entrada e saída do problema 1.

© © © ©

o 0
n i" r i i] n
!! i ! I i

i !

•:I

i i

U

ii OKI
X

OO
y-i i
F * !
S O a i
z i i
3' X
' n
w e i
N < S

!M

X
F
C
O
o i r c
j o
7 *
C
i o c
V
Y
0 7.0
j
> V
'
a: c: a
L: U

cc
f, L U U I
C' H K M
r- t: . a
> C H O
: c c e v c
< < < < <
J r, O O C .
I
> f r i
' U U U U I
U I U U I

^ i
m m i o ' r e i
I C o
X a O i
C' H K M
r- t: . a
> C H O
: c c e v c
< < < < <
J r, O O C .
I
> f r i
' U U U U I
U I U U I

O'

__15S_AP_RAY__36 !NT° IES P. EAD
_.. 16 *.. AR*: Alt_14. IN TP. I FS R EAO...
_J.....
-ZiaQJ. I P°YIONISHILI _BE_USED_ FORJHI S PROBLEM
.410 2 -LPC AT IQVS HILL BF USHD TO READ ZRQSS SEITIONS
__14*_IEBAY__22fQENTRIESLEAO .J".

0

L3*JUK"Y_- J/Zb ENTRIES READ_____
T
_1*_mAy. __136VENIP IES.REÄO
_T_____J_
Xl ARRAY : ZZ ENIP IES P.F^O
A o R Y 63 ENIQ K\$ p rjn
5» APPÄY~ ?"F"ENIRfS R eXb
__6*_ARAY_ __33_rNTRIFS.PEACL
__Z*_IAP?ÄY_ !.33 ENIRHS P.'Ar
9 * AB . Y 6?" ENIR"rS P>AC"
'9» TRR *Y- 1 ENIR IPS RFAO
19* ARRAY) ENIRfS READ

o

X

o

0
! l r ! r l
i ! i i

U l i
I I
i l

i ! !

! ! I

I !

! i

I I

i m y s o * m c o o o <

I i

Z I

c o o o o o o
o o o - o o o

N a
U z d I L
c u l
C i s * 7 I G . 1 0 7 I . 2 a . * a l
U c c C < X
u H c V L i X c e f f s a U a ~ G u d f X d < X
S u V C u 7 H 3 a k i s C M C > A i Y G > C u M C
C ^ C u . u 7 H 3 a k i s C M C > A i Y G > C u M C
> 6 o ^ C a i c - O o O O O O | U a i r C f I U
r > > - I r > 4 T < i j o z t u h c > a X X :

i i

m i ^ o n i v s

o Q C O o
O t J i C u i

H t - u i o . r
O X u . < t r c a l G i H C
q s i > i . j c i i I W K
L r h i : : e y c u f r
U 6 > f i : i i r j 5 -
a j C C h i j a u i * X 2
i \ r \ C a i
i n = u i v i
: 7 o c : e : i v C s
e : t : C s
e : t : C s

< d c i y U s i d a

JuKP	TV SOURCE	F ISS SOURCE	IN	SATFR	SI F SHITFR	CUT SC ATT FR	ABSHPPT IHN	LFKIQF	Bd * NF F
1	1.5660R=-04	0.0	0.0	0.0	2. 0 no 95F05	1.0833 tF0 4	4.90632=-06	4.33686F-05	1.00011= 00
2	8.97944=-04	0.0	0.0	0.0	1.691 7l=-04	6.58777=-04	3.36397F-05	2.31249=-04	1.00001= 00
3	3.4961 7T-03	0.0	0.0	0.0	5.7372 7=-0'	2.70319=0;	1.62784=-04	7.RH138=-04	1.00001= 00
4	1.39707F-02	0.0	0.0	0.0	1.58006=-C4	2.70665 =0 3	1.19403 =02	9.70591=-05	2.86051F-03
5	3.731 7F-02	0.0	0.0	0.0	9.27422F-C4	8.106 9 2=03	3.? 7666P-0 2	1.0473HF-0 4	5.77976F-03
6	3.52717F -02	0.0	0.0	0.0	3.9200r-C3	1.75719=-02	4.03 703 =02	1.11615=-04	5.83275=-0 3
7	107F-05 =-01	0.0	0.0	0.0	1.10 937F-C2	4.05340F-02	1.21 172F-OI	2.11336F-04	1.05899F-02
8	8.94143 =-02	0.0	0.0	0.0	2.41 709=C2	1.7697"-03	3.74875=-02	4.90148P-05	3.14490=-03
9	2.33011=-02	0.0	0.0	0.0	4.74022F-02	4.621 99=-02	1.87553=-01	3.76892F-04	1.60929C-02
10	J.0^065-01	0.0	0.0	0.0	1.73803F-C2	1.71537=-01	3.59055=-01	4.63044=-04	2.51252=-02
11	2.19111.-01	0.0	0.0	0.0	8.31240F-C2	3.13049=-01	4.73691=-01	5.55663=-04	2.62601F-02
12	I.9 941 op-0	0.0	0.0	0.0	1.65531 =-C1	9.4 84 90=-01	6.94453F-01	2.41937F-03	3.77240F-02
13	1.3600 ?=-0 I	0.0	0.0	0.0	5.9861 J-C1	2.35602 =00	7.67009=-01	9.64006=-0 3	4.81073 =02
14	1.55TQJ -02	0.0	0.0	0.0	8.C9703F-C1	6.52581F-C1	8.767 76 =01	6.17992=-01	1.39588 =02
15	0.0	0.0	0.0	0.0	6.23S43F-C1	7.72474 =01	5.734 1=-01	3.12363F-02	1.91777F-02
16	0.0	0.0	0.0	0.0	5.C5284=-C1	4.17996=-01	4.5 1009 =01	4.22180F-02	1.20' -4F-02
17	0.0	0.0	0.0	0.0	4.12797F-C1	2.61117F-01	3.52428=-01	5.212 76=-02	8.24263F-03
18	0.0	0.0	0.0	0.0	4.22433F-C1	3.090C3 =01	3.20722=-01	9.36*21=-0 2	8.07993=-03
19	0.0	0.0	0.0	0.0	3.09219' -01	1.60946=-01	2.03591=-01	9.61319=-0 2	4.49667F-03
20	0.0	0.0	0.0	0.0	2.44998F-C1	1.0 38 93=-01	1.37195F-01	1.04996=01	2.80891r-03
21	0.0	0.0	0.0	0.0	1.5322RF-01	4.72367=-04	2.75382F-01	1.33764F-03	9.99997=-01
22	0.0	0.0	0.0	0.0	2.7/24 or-CI	6.9 35 61=00	..51551F 00	7.24119F-01	2.71320F-01
23	9.99999=-01	0.0	0.0	0.0	5. MI 04? 00				1.00001= 00
CRP.	RT div FLUX	RT BOY J+	RT BOY J	PT I F A K	A DE-T tFAKA-F	FISS P AT F	TOTAL FLUX	0 = N S IY	
4	4.34S83F-05	4.248 10F-C5	4.24810=- C5	4.248 10F-05	-1.87546F-07	0.3	1.32025F-03	1.32025F-03	
5	2.3328 3r-04	2.74=37'- C4	2.24939=- C4	2.2 493 9=-04	-4.-3105 3 =-06	0.3	7.42787=-03	7.42 787F-03	
6	7.85501F-04	7.59 S 30F-C4	7.59 93 0=C4	7.59930=-04	-2.82080=-05	0.3	2.74014 F-02	2.74014F-02	
7	2.8P869F-03	2.72« 10F-03	2.72410=- C3	2.72410=-03	-1.36414=-04	0.3	1.07581F-01	1.07581F-01	
8	5.75754F-03	5.772C3F- C3	5.27203=-03	5.277C3 =03	-5.0 7616=-04	0.0	2.57132F-01	2.52132=-01	
9	5.77 3? 2=-0 3	4.35 214=-03	4. FS7 7 4F03	4.852 74 =03	-9.R0012F-04	0.0	2.70202=-01	2.70202=-01	
10	9.94218F-03	8.198 11F- C3	e. 19111 =-C3	e.19811=-0J	-2.39181=-03	0.3	6.69925F-01	6.69975F-01	
11	"> 4 7614=-0 3	5.97224=- C3"	"5 S7224=- C3	5.97224=-0 1	-5.916R1=-U3	0.0	5.77864F-01	5.77864F-01	
12	1.37749F-03	1.50c72f- C1	1.50672F- C3	1.50672 =03	-1.63818F-0	0.0	1.50991F-01	1.50991F-01	
13	1.00686F-02	7.66S79F-03	7.66979F- C3	7.66979=-03	-1.42319=-03	0.3	8.74899F-01	3.74899F-01	
14	1.6267 4f -02	1.13016F-02	Ji. 1301 6F-C2	1.13016F-02	-1.37236=-02	0.3	1.52517= 00	1.52517F 00	
15	J.541 !8F-02	9.53466F- C3	S. 53466E- C3	9.5 34 66 =0 3	-1.47255F-02	0.3	1.65022F 00	1.65072T 00	
16	1.6<102=-02"	"8.08 353F- C3"	S.63062F-03	9.6 3062F-03	-2.80931=-02	0.3	2.07740F 00	2.0774Cr 00	
17	1.41680F-02	"8.08 353F- C3"	8. CS353F- C3	8.0335 3=-03	-4.00233=-02	0.3	2.17140F 00	2.12140= 00	
18	5.20096=-03	2.91 832F- C3	2. S3832F- C3	"2.93932F-03	-1.76 164F-02	0.0	8.47673F-01	8.42623=-01	
19	4.66910=-03	~2.69.109'-03	2.69109F- C3	2.69109=-03	-1.64R41=-02	0.0	7.79584F-01	7.79584F-01	
20	2.95340'-03	1.70131F-03	1.70531F- C3	t. 70531F-03	-1.03501=-02	0.3	5.02272F-01	5.02272F-01	
21	2.0 513 IF-03	1.18483F-03	1.18483F- C?	1.1 8488F-03	-7.05775F-03	0.0"	3.54657E-01	3.54157F-01	
22	2.04304f-0 3	1.1R1S2F- C3	1.13192E- C3"	1.13192F-03	-6.89801F-03	0.3	3.63397F-01	3.63397F-01	
23	1.16698=-03	6.65SS5E-04	6.65995F-04	6.65995=-04	-3.83067F-03	0.3	2.13589F-01	2.13589r-01	
24	7."30172F-04	4.18568F-04	4.1056 8F-04	4.1 8563F-04	-2.39034F-03	0.3"	"1.42231 E01	1.42231F-01	
25	3.6647 "3"r-04	2.05129F- C4	2. C5U9F- C4	2.05129=-04	-1.18251F-03	0.3	8.88380F-02	8.88380F-02	
26	r.2 6610e-oi	8.68145E-02"	BV63145E-02	8.681 45E-02	-1.84505E-01	0.3	1.35511F 01	1.35511F 01	

T7Trr~c3oT~sTmTLr71^

FOR REPRODUCIBLE RESULTS LIST ^SSFNIL TF US = OHH I Y- 'SSKA^CF' '3ATA SFTS.

61+ ARRAY	61 ENTRIES READ
62\$ ARRAY	14 ENTRIES READ
63* ARRAY	18 ENTRIES READ

OT

ARRAY ORDER - /fell ,62\$,63*/7*/6*~764i,65*,66*7T5T7T^*7IT*7rB~*7T5*/31173*/aTHFR/

I
l s
!
c

q s-
* I-

.O-

PR TEL EM STÖRES FLUXES A NO MOMENS E >HIFNDa C Y

7* ARRAY 200 ENTRIES READ

5* ARRAY 100 ENTRIES READ

OT

PROBLEM REQUIRES 2601 LOCATIONS FOR TRUSS SECTION IN FOOT-VALS. A7TIL6AEL t 'O'VOT

14* ARRAY 2200 ENTRIES READ

OT

19* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

13* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

19* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

13* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

18* ARRAY 1900 ENTRIES READ

OT

1

OT

z
c
>
r
n
r
y
i
i
*
?
" f
n .

DISSERTACACI BCRO OOT3.5

	^XTUU SIH	OMRONENT	DENSITY	PADUS	R	MIC	3LNT	"H" < * i o B o i N T " M A T ~ s Y ~ G H N r	"" v r loci TY
				0	1.00	10E	00	0	"38) 21-01"
				"21000F-00	3	oboOf	00~4	.7625F-0T	"7. 1437--OF
				~4. 13 3 > 3 0 5	.0300?	rt0"	~952	53F-0I	"I P06"E-0"
				"670300 r w "	"	oo oic	00-1	.4237? 00	1 6 66E 00"
				"8.0000- 00	"	0000F	00"	1 .9050E. 03	2. li >>li "00"
				1.0)01- 01)	.1) 03 =	or	2 .3312E. 03	2. 6)94- 01
				"1.2DO) 01	1.	30 03 E	or	"2 r >F 00"	3 C55C 00
				T^43\oor-OT~T	.5000?	01	"2	3 337F 00"	3 5719 = -70"
				1.630 1 = or	"1	.7!~>:	Ol"	3 .3100c 03	4 >4UL 00
				T. Inöoff-ol	.	0 13<	Ol	4 .2862E 00	4 5244F" OIT
				TTöooöl" ör	"2	.10 >0	*Ol	4 .7625E"aj"	ui COOF 00
				"J.2000- 01	5.	50 10	or	5 .7V50E 03"	5. 4 769" D'0"
				2 . * 3 0 0 = 0	1	2.7010E"	or"	• 1912P O 5 ~	4 294P" "00"
				• ? . 3 0 n 01	?	.9013 0	Ol"	.6S75C" 00"	6. C056E 00
				2-MOV "1	>	.1000E	Ol"	.1437; 0 3 7.	3rt !~*~ 00
				3.01V> = 01	3.	33 00	Ol	5 203E 00	7. H881F 00
				3. 2 0 00E 01	0.	.5003C	Ol	6 352E 00	8. 3344E 00 ~
				X 43m ^ or :	3.	.70 00	Ol	7 255E 00	8. .10- 00
				3.1900E 01	1.	.9 30F	Ol	8 487E 00	9. 2369" 00"
				4.0300- 01	4.	.00 >oc	0)	9 2510 00	9. 7631! 00"
				4.230 IE 01	4.	.03ir	oi	0001E 01	1. 0239F ~or~
				4.400 = 01	4.	5 3 KM 0!	Ol	0477E 01	1. 0710? Ol
				"4.60)3= 01	4.	7000.	Ol	0354E 01	1. 0710? Ol
				4 . 83.03. " Of		900DE	Ol	1 430E 01	1. 1J 32F 0'
				T70 300P-sr			Ol	1 206E 01	1. 16C3. ol
							Ol	2 322E 01	1. 24<F Ol
							Ol	2.35r oi	1 317E" Ol
							Ol	3V3iE Ol	1 3S7dc Ol"
							Ol	38)IC "Ol	f74049tror"
							Ol	4287E Ol	T. 45 2 6 r.r
							Ol	T 4764 F 0 I 1.5002E Ol	
							Ol	1.5240E Ol	

11
J
12

15
IS
17
13
19
20
21
22
23
24
25

27
28
29
30
31
32
33

£•
ti-
li-

3 1.07810E-01 J.07P10E-01 1. C7 31. OC - 01 i."07"810E-01
 2.20410E-02 5.9)720E-02 8.03459E-C2 8.52<P9E-02
 0.0 0.0 0.0 0.0
 POS 6 THRU POS 25 SAME AS AKVE

»«*» GROUP 2 CWSS-SECTIONS *****

POS	MAT 1	MAT	MAT	MAT
T	4.53550E-03	0.0	0.0	0.0
	0.0	0.0	0.0	0.0
	6000E-01	1.16000E-01	1.16000E-01	TTTTtoonE-1ii
S	11.5 0E-02	6.0g570E-C2	8.19739E-C2	1C"ATA0752"
J1	K95310E-02	3.73720E-C2	3.76270E-02	72*20E-0>
POS	7 THRU POS	25	SAME AS ABCVE	0.0

GROUP V CROSS-SECTIONS *****

POS	MAT 1	MAT 7	"MAT	MAT 4
J17	E-03	0.0	"SIO"	070~
	0.0	0.0	0.0	0.0
	U2 5S30E-01	1.2-5 MIC-C1	T."25530r^^T5r	2.5530E-br
J	O"TOE-O7	5.r.65 20E-02	7. S2A7-IP-02	8.51^?)E-02
J111IMb	o.		jr.142 2"e T"or	IT?942"01^0"r
	12012 0E 02	1.2 -T .2		DO ILOF
POS	8 THRU POS	25	STMC"AS A3CV~	

***»*(ip C^oss^SECFICNS~V*»."

POS	MAT	MAT	MAT	MAT
	9.0210E-04	0.0	0.0	"TIO
	0.0	0.0	0.0	"orr
3.	1.3 7050F-01	1.37C50E-01	1.737050g-O1	I:T7U50"E^OT"
4	2.51600E-02	6.50280E-C2	8.3092	3.1M29P-02
5	2.93930E-02	7.~37606AC~	5.9723 CF - C2	T77>990T-02
	1.7060E-02	T.76SbOE-02	37.0450F^bE	08160E^IT
	1.0.0P-02	r.177ioTE^rnr	5.878F^2	0.0
jo.	0.0	0.0	0.0	"
POS	9 THRU POS	25	SAME AS A3CVc	~

***** GROUP 5 CROSS-SECTIONS *****

POS	MAT 1	MAT	MAT	MAT
1	4.15410E-04	0.0	0.0	0.0
2	0.0	0.0	0.0	0.0
3	1.52130E-01	1.62130E-01	1.62130E-01	1.6 71 IOF-O1
4	3.17570E-02	7.3 125E-02	9.A-6r97-02	J.035*0 = -01
5	3.19090E-02	4.7)780E-C2	6. 02730F-C2	6.3
6	1.28530E-02	2		350E-0T
7	1.50940E-02	2		
8	1.00210E-02	3."U87"0e-03	a~3i1I 9E - C3 -1	"17830g"-02~
	0.0	0.0	0.0	0.0
POS	10 THRU POS	25	SAME AS ABCVE	

**(<><< GROUP 6 CROSS-SECTIONS *«*«<<

4 < «

I i i

! I

! i

I

OOOCOCOOOOD

N F A v u k a i u l i u w
I r m O o r n o o r i b
I r m O o r n o o r i b
I r m O o r n o o r i b
I r m O o r n o o r i b
i I p a a a p p c i r

> i i i i i > i

U u u u u h u
i l l l I i n o p o o

i n m m i o i l h ^ * K
c o o o o o p o o o o
U u u u u u u u u u u u
i n c e n t o m n a o m k e
4 0 j i c a o v c o r

I p j O m i n c c X o a r
< K h n C T N M u H H i l l p > H

i c o o o o i A j A A m m -
U l l u t l l u u u u u u u u
O r » . s o p u n p l a o
a m ' o T j o p a u l a a c
(i v I K M A i *

* i i i i i i
A j A N A i u j i
o o o o o p i i i
i i i i i i i i i i i
N a i A A i r o o o o
i i i i i i i i i i i
* A j A * A i a -

I
N S S A A V A w O j
l c o o o c o o o i i i i
U u u u u u u u u u u u
U u u u u u u u u u u u
K C T i A o v i j i * A
A H T i w A i P A i
I I I I I I I I I I

alo c o c o
o o j e j o o i o

N F J A A A A O
U u u u u u u u u u u u
U u u u u u u u u u u u
U u u u u u u u u u u u
U u u u u u u u u u u u
U u u u u u u u u u u u
i i i i i i i i i i i
i

.fiQ3;£_ i/LC . .003003 30_00303300
-LAlü .ÜÜUCSESA
;NTay pñMf= ni .Ronco

.MÚD ^RaURA!1JHT£HRJPL_Lil.=_ljSDERFLJW. .. CID PSW JS. .. 710_000A;5j;JE<f . SFGIS7R CON MINE II 7C5246PSFQ000000
JRAC_dACK_6QUIME_£JUL££L.FKÜM !|_...?£*. 1* REG. 15. .. H£5. RfG.

ÍL_ ...>2_üIAE_ 00531F.< .03000030__000030 0

MAIAL O-CüCi-A. -15-00CO...Q3C5F7-VO _ 3J5E_FF. _... ..

£NT.Kif_PQüil=- ai saoca_____

.STV_3A_ E CCIP. I AKÜli .EXECUTIC! CühtINUNG

..._HC_ L-Jtt_ - .JV_ :A_ IXLRKUPT IR) UN ErPLJ. r-Ln_PSk_ iS 371D3JO. -;ubi IF . REGISTE C t n T A IN E Ff 1.00ÍEF7F51600

JJ_-E_ ACK_ !JT INE-. CALLEO FEÜit. I SN 1. StG. 15 RE0. ij) .EG...

GixSE .-2_ü_A_C 005 3IF&L__000031.10 ... 03333300

..iK_00c5_A 015 -3-C3. -3C5 Ff.D 3 35 tLFF"

_r_y Pdi..r=. _i_-cu

SIAMDA&LC_EIXÜiT_K&Nj_EiLECUtjñ.COMÍ\UI >G

_IHC23e . -PRaGRAH .INTERhUPT IPj. - UNCE I? LO it CLDPSrñS 3/1ü 3000A25S2 LE . . . RE G HT ER . CCNTA IFO 7F 524.3 5F 0000000

*R_r= R;K RHIT.F TAL I m EPI I SN I _REG_ 15_ _PE_G_ 3 _°E&_ 1

r.msF 2_>BIAEC_ OO.'JIF.o_ 0000003 100333330

t_ ouuor_<*" OI^OICO _00(5F7.0 035EEFPS

FIT9Y PpINT= DISRQIX-O

... SIA_Dai - £IX_P XAK.E.°XECJJI ON CühtIMUÍ NG .

DETECTOR.....1..... .. ?>- IJSi.. - - _"JHE I GHF 0.7321797E 04

FNRPY RfñilP FLUXOSE

1.2V. v^J -U	0.2 OE-I 3
3.1.S3.73°-12	0.1 .0375F-12
OVO r<Hirr-i<f	0. i> 73V.7F- 12
3.1 . 1. 3t'-11	0.1 VH.31F-11
•1"»>i<HE-11	0. 3_9o_bF-11
3-^723-^6.-L	0.W23 <6F-11
0.10J? iOJF-10	0.1032«0.F-H
3.77-42I >--il	0.7 7b. 2?YF-il 2"
3.208120)F-U -	0.20S320.F-11
3.11^7-i1^LO	0.11 . 7--E-10
<J.2035507E-10	0.2005507E-10
I.2Q/40m-10 ..	0.2074077F-10
U_Q2_2_!£_..	O_¿O 2<5;6lf-10_

!!

'i11

i!

í

I H U U U U
A C O P A T U
O A O O P V S O G
M N C C A O A A C
A A S C O A O T
K A S C O A O T
O O O p O i O O O C

O < * . * 4'
l l n i l U l l i
i s r v l o U A F O H A
N P S x i c « i o o O J l
O A
A N A O I
d o Q I

ε

θ

φ

ψ

χ

ν

ζ

(i o a- a

it,

-S"

Ö

9

r

li/

-y
o, d

'il

J J J
0 0 0
U u U
C O C
I 8 8 8

Q
3

o o o;
u' u u!
C O O
8 8 8

* - Δ

aqoi
U u u i
o o o
L t J o

c

o

g

I
ca.

z

uj uJ
M M
O _

ti !
: o o o
: O O O
: u u u
: c a 8

Zi
9

o a o
i u u u
: O O O
8 8 8

P.H
: u u u
: i i i
8 3
a d
Q -1
. t
i t i
u u u
a a a

il uJ

ii

O o o
: u u u
: o n o
: o n o
! > 4 •

! !
! O

• d
a!

13

ANGULAR FLUXES FOR ENERGY GROUP 19
 SUJ73Q-Q. 0.3730E-C6 G.374UF-0- C.374,0c^g6 0.3740E-06 3.3740E-36 0.37 .OF-06 0.3 740F-C6
 -U37A0 . 3.Z.Q-Ci_GJ 7 Qf-0a "

ANGULAR FLUXES FOR ENERGY GROUP 20
 n.740F-0. 0.37.Q-C Q.3730F-0- C.3730--06 0.3730E-Q6 O.3730E-06 O-3750E-O0 0.3750E-06
 Q.3750F-0. 0.3750F-CF Q.3.5D

ANGULAR FLUXES FOR ENERGY GROUP 21
 7. -Q6 Q.2X70E- C 4_0., 2170E-06 C.21L0F-0_6 0.2170E-06 0.2170E-D- 0.2UOf-Ob' Q.2170F-06
 0.2170E-06 0.217UE-C; C. 21 70E-06

ANGULAR FLUXES FOR ENERGY GROUP 22
 0.1.00F-06 0. 1400F-C t_C. 1 4 00 E-06 C.10QF-U0 0.1. 00 E_s6_0. 14-3F-36 0.1400F-Ob 0.14 0CF -0-1"
 O.100E-Ob 0.1.00E-C6 C.14CCE-06

ANGULAR FLUXES FOR ENERGY GROUP 23
 0.3q j -C l/CF-C? C. ti. 70E- Q 7_C.5V70E-07 0. -970E-C7 0..970E-07 Q.ã970F-0T O.3910F-07
 O.a. 30E^07 n.fi930f_X r. H. QF-07

P. A P J U S . 0.9910488E 04 HEIGHT 0. K 4 47 00 E 04

ENERGY G J g		
1	-0. 0.432E-15	-0.3055432E-15
2	-0.3506177E-14	-0.3506177E-14
3	-0.1320261E-13	-0.13202631-13
4	-6.111E-12	-0.25-9319E-13
5	-Q.4041097E-15	-0.40410S7-15
6	0.1243376E-12	0.124-8'6E-12
7	0.24.325.E-12	0.2453255E-12
8	0.2.51407E-12	0.2551407E-12
9	0.5959636E-13	0.5959686E-13
10	0.4763953E-12	0.4763953E-12
11	0.11150.67E-11	0.111-067E-11
12	0.1.57H.36E-11	0.1578936E-11
13	0.20 -7331E-11	0.2087331E-11
14	0.201602 /E-11	0.2016029E-11
15	0.33--240E-12	0.839 ;40E-12
16	0.7511993E-12	0.7511993E-12
17	0.4772932E-12	0.4772932E-12
18	0.3327572E-12	0.3327572E-12
19	0.3336.63E-12	0.3336463E-12
20	0.193583.E-12	0.1935336E-12
21	0.124137.E-12	0.1248876E-12
22	0.B001672E-13	0.8001D72E-13

- I. J U- CU1104 8QC-10 TOTAL DGSE 0.1104300E-10

-I-IC930I EXECUTION TERMINATING DUE TO ERROR CONDITION FOR ERB OR NUMBER 217

4HC_1^4-ERCS - END OF DATA SET ON UNIT

TRACEBACK__OUTIME_rai l pn .gnu rsr. ggf. L_ J_5_ J_G_ _-_
 BCQV 005E124C 005E27A0 00000302 00030300

o
u
p

o o
ll ll
o: o
o: o

oo
llll
oo
rvr.

llll
o: o
o: o
o: o

oio
oio

q q 8

2i

ll

ll

3

l

ξ

ode.

q
"l
"l

Li.

-


```

r.i.i.n=R_R_JIII_D hEIGIT 1 1
*
-Siili.F n_152-QE U2
m.TMF_QF_SN_NGH_
n.76.F-ni n.7ft?E-ii] fl.77 7P-III 7.PF-01 0.7ft?F-IH 0.767E-01 0.762E-01 0.762E-01
n.7ft?E-ni n.7ft?E-ni 7.7E-01
<*
WEIGHT DE SNAMGE
n.n n.n .6E-n? q.^r-n? o. 7E_Q2 3J2JLr 1 9 E 6E_02
n,q« 7E=i? r_f_F.c?
FLUX TQ DUSE_C NVE SI-IJ -ia,S
.inonn' ni a-omnf ni JU :QE QI .LaaaQ-jai .IQ000E_01 .IOOOOF_3J .IOOOOF_01
.iO luE. OJ j.taaaaE_fu_ A-CJCCE-OL AU_c OE_U i.ion aa AOJ J aE_u x»L i a Qj_iao.ao E_OJ
.LhU-iL_0I
OFT FCT • !JL_X-X ai-LaI-_-
!A <iiE_Q_
.1.4°OF-11 JI_-2_C U_C.2i LOE-JA. ..510_Ai J___J__J___9.25.W_U___0.2530E-11___0.<_-40E-U.
-__2_itQE_1L. J_2i_C_-A1__C_25 SQE-il.
_AMGUU8_L>. E S £ flJ_£IG.Y GR UP1_2
_U.A330 -IL- -0.1E4CE-JJ_ .CAE4QE-11__A3__L_ J-A86QE-1.L.
_A_zaE.-I I -_AaaQE-11 . CAS CC LI
ANGLAR FI 11 > F «i HRFNFCY GROUF 3
j_.q. 20E-10__o_9 76rF-ir. r.s2ftOF-io c.q27f)-in o.9270E-IU 0.9290E-13 0.934QE-10 0.937QE-10
-0.94UQE-10 fl_-CE_1Q .-.15
_J_iULAB_£L_i X£S F_0 £ R( G_UE4,
_U3 aQF_-09 0.1390L-C9 __C.1390E-09 __C.13.0_-09 0.1390E-09 0.1390E-09 __0_P00_Er09__0.140C_-09
J). 14.1QE-9 __i_A4_a_C__C_4_Q_Q
_I-GJLA-JELI>LS_K ENEB-Y GOUF_5
fl.470E-Oh "-43 nOF-Cfi C.4380F-Ob _4i9_E-06 0.439Q E-06 0.4390E-06 0.4420F-06 0.4430F-06
{. E-06 .-4_jQErl_-J_-QE-06
»»
ANGULAR FLIX S_F gp_INE PC Y_G P3 LB_F_6
0.34H0F-07 Q.4*:F-f7__C_j ZOEaZ__C-7_QE_Q6__0.38-0F-06 0.4030F-06 0.44-OE-07__0.4620E-07
-U_J_tQE-aZ__Q_2_Q_CI__C_51}
ANGLAR fiU.i-S FOR ENERGY GROUF_7
(1.1:1.0F-07 Q.184fl-C7 C.IflaOF-07 CL980E-07 Q.2020E-07 0.21>0 E_0_7 0.229OF-07 0.237OE-07
n.4.7nF-(i7 n.«.2fiF-Q7 c._-QF-n7
ANGLAR FLUXES FOR ENERGY GROUF_1

```

I.271E-0	Q.710E-C	C.2740r-06	C2300E-06	0.1233a_Q	0.2930E-06	0.304QE-06	0.3100E-06
Q.320Qr-06	0.750-r-	-7.CF-06					
ANGULAR FLUXES FOR ONE RGY GROUPE 9							
715Q-07	0.71.0F-7	C.7.40r-07	C.7660E-07	n.7790E-07	3.820D_r	0.8640E-07	0.0860E-07
0.1707-U7	L.)	7	f.94<0E-07				
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 10							
4. -o.	Q.17C-C	C.-UUE-07	C.9000_r_7	9120E-07	0.9400E-07	0.9800E-07	0.9970c-07
TJQE-uu	O.10.CF-C	r.tU4Ufois					
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 11							
U.73.UE-C7	0.7 ii: <<r7	r.7iHCt-n7	-.7i70E-07	0.73H0E-07	0.7540E-07	0.7680E-07	0.7740E-07
	O.7660E-C7	C.7.CUF-07					
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 12							
0.2170E-U4	0.2170-C4	C.170-04	C.7. rtUr-Q*	0.7.90E-04	0.2200E-34	CU2Q3	CL_2_-04
n;-o=04	0.7.C-f-t	f.72_f-l)4					
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 13							
U.10.3E-4	0.1(*QE-4	C.1C0E-04	C.1070E-04	n.1nfinE-n4	0.10.0E-04	0.1090E-04	a.JLU3QE-04
	n.1i*m-r-	r.11.or-04					
INCLIV. FILIXES FOR ENERGY GROUPE 14							
0.2-JOC-04	0.7C-f4	f.7^C:F-04	f.^00'-04	Q.?->F<	U.?^00E-04	0.23_E-Q4	LZSE_04
a <i-r-i-	n.7i<r_r(i	r.15.rir.fll					
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 15							
3.71	0.21* -"dt	0.21SOE-C4	C.150E-04	C.2150E-04	n.71.OE-r4	0.71SOE-04	0.7150E-04
	OF -04	0.215 OF-44	-j-21_Qr-04				
MADIAS FILIXES FOR ENERGY GROUPE 16							
3.43'-05	0.4.CICW	C.4.0-0	C.4900-05	0.4900E-05	9_o_j_as	0.4900E-05	0.4900E-05
0.4.001-03	0.4900E-C5	C.4900E-U5					
ANGULAR FILXES FOR ENERGY GROUPE 17							
0.131fl->6	0.1^1of-	0.1310E-06	C.1.h1"-06	0.1.10r-0,,	0.1310E-36	Onl31_QF-06	0.1300E-06
...i.oiif-n	0.1iQQ-C	r.1-roF-n,					
EFFECT < 1 RADIUS 0.9910483E 04 HEIGHT 0.1444700E 04							
ENERGY GROUP FLUX 03SE							
3 4 £							
a i 4L4a i							
Q.82<952-16							
-J.1240077E-16							
-0.391i .3J -12							
-3.3-43 --1E-1 -							
a.1302063 E.-13							
-U.2.24556E-12 -							
...y<iJ443E-1-							
Jai3a_60_-L_							
2390456i-7							
-J3:1641400C-17							
-0.0269857F-16							
-0.1240077-15							
0.3916433F-12							
-13.34435J8E-12							
-0.1a020fc3E-1							
0.2524556E-12							
0.6.49443E-13							
-0.at35510E-13							

Q

j j J J J j LT

0.195387E+
0.9635253E+
0.2051775E+
0.1917946E+
0.471333E+
3.1169233E+

8

0.195387E+
0.9635253E+
0.2051775E+
0.1917946E+
0.471333E+
3.1169233E+

-

ca

e

z
c

a

i

a

=

o

a
-
=

c
-

2

I!

._J_.

iii!II

B.2 - Dados de entrada e saída do problema 2.

W o V

U (A 41
- a -
c c c u U

i c *

c « *

PROBLEMA DISSIPITAN

MIXTURE	CESS SECTION MIXING TIME	WGT. DENSITY	ANJULAH	QUADRATURE	CONSTANTS	WT. X C 15
1	0	0.6600E-02	0	0	17	0
2	1.3002E-02		1.3792E-02		17	-1.3632E-02
3	2.5957E-01		3.1124E-02		16	-2.6643E-02
4	4.8592E-01		4.7579E-02		15	-5.1186E-02
5	7.1550E-01		6.2914E-02		14	-7.6709E-02
6	9.4179E-01		7.6709E-02		13	-1.0215E-01
7	1.1631E-01		8.9119E-02		12	-1.2740E-01
8	1.3845E-01		9.9331E-02		11	-1.5265E-01
9	1.6059E-01		1.0724E-01		10	-1.7790E-01
10	1.8273E-01		1.1324E-01		9	-2.0315E-01
11	2.0487E-01		1.1737E-01		8	-2.2840E-01
12	2.2701E-01		1.2070E-01		7	-2.5365E-01
13	2.4915E-01		1.2324E-01		6	-2.7890E-01
14	2.7129E-01		1.2500E-01		5	-3.0415E-01
15	2.9343E-01		1.2600E-01		4	-3.2940E-01
16	3.1557E-01		1.2624E-01		3	-3.5465E-01
17	3.3771E-01		1.2572E-01		2	-3.7990E-01

Dados de entrada e saída do problema 5.

MG =	2	NUMBER OF INNER ITERATIONS BETWEEN SPACE-POINT RESCALING
IP2 =	1	NUMBER OF INNER ITERATIONS BETWEEN SUCCESSIVE SPACE-POINT RESCALINGS
183 =	1	OCCURRING CONSTANT FOR SPACE-POINT RESCALINGS
IT1 =	0	<i>ipme</i>
IFLUX*	0	ONN « *C FFFCT/FFFFAFE A FLUX GUESS FROM LOGICAL UNIT NN AS SPECIFIED BY IT WRITE ON NLUXI
GM «	0	NUMBER OF GROUPS FOR FLUX GUESS INPUT
1*0?1«	t	OF OTRC = SCATTER OF FLUX GUESS INPUT
IA0?1 =	c	NUMBER OF ANGLES FOR FLUX GUESS INPUT
ISRCF =	c	ON * N EFFECT/COPY FIXED SOURCE R C I- LOGICAL UNIT N TO NBSO FOR 101 <= 5, TO NPSC FOR 101 « 6
IGXS =	0	ON = N EFFECT/COPY GROUP - CP GANTZ CPSC S-S FCT 1 ON TAPE FROM LOGICAL UNIT N TO NCR!
JPQT*	c	C/I/; = NC FHIM/PFJM UNCLLINTO FLUX, IUS AND ET AS/AS 1 • PRINT F P ST COLLISION SOURCE
NCPI	10	ZI TA SET REF NC, SCRATCH 13 DEFAULT « 21
FLUX 1	12	CM* SET REF NC, SCRATCH (10 F F A UL T = 31
NC FOR	11	ATA SET «FF NC, SCRATCH 6 DEFAULT « 11
NGSI	2	ATA SET PFF sp., rifu*-CATY CP VIUICE-CIST, SOURCE INPUT JO DEFAULT » 1«1
N SO	10	OAT* ST I E F NC, FIRST COLLISION SOURCE INPUT 10 DEFAULT « 15)
NLSV	13	DATA SET REF NC, SC A t A- FLU> ANI »»EMS OUTPUT (0 DEFAULT * SI
N AFT	10	DATA SET REF NC, ANGL L A R FLX OUTPUT (0 DEFAULT = 101
N FT	10	C A T A SET REF NC, INTERI CP BOUNCARY ANGLAR FLX CUT PUT 10 DEFAULT = 111
NCM	1	QA TA SET REF NC, ACTIVITY CUT PUT (0 DEFAULT = 121
NZST	3	DATA SET REF NO., SCRATCH FOR ZONE BALANCE TABLES (u DF FALL T * 13)
NLE	1	CPCSS SECTION LIMITARY LIMIT NUMBER
NBF	0	NUMBER OF K-BYTES ALLOTTED FOR ELEMENT AREA
JBL	0	ON « NO EFFECT/LOWER AXIAL INTERVAL FOR ANGLAR FLX OUTPUT
	0	ON = NO EFFECT/UPPER AXIAL INTERVAL FOR ANGLAR FLX OUTPUT
SOI = 0.0		SOURCE NORMALIZATION FACTOR
FPS = .1330)?-02		GENERAL CONVERGENCE CRITERION (INTEGRAL INNER ITERATION, LAMBDA AND FLUX SION DENSITY)
C06 = 3.1 CDr-02		PPTINTUSR FLUX FROM CRITERION (INTEGRAL INNER ITERATION TEST USED IF C06=0.0)
GO*: * L C		MAX ICL* CEL 11* = FC TINS F5CBLF)
SJ3 = 3.3		Pfc/f-tjic EKFNV*LUE FOR SEARCH (K CR ALPHA)
= V = 3.0		FIRST EIGENVALUE GUESS
EVI = 0.0		EIGENVALUE INCREMENT TO BE ADDED TO EV
LAL = J.3		LINEAR EXTRAPOLATION USED WHEN CONVERGENCE CLOSER THAN LAL
FPS A = c.3		CONVERGENCE CRITERION FOR CHANGING EV IN SEARCH
LAI => 0.0		LIPFR-LICIT CN ABS(LAMBDA-1.3) IN LINEAR SEARCH, R.V. « 0.05
FID = 3.3		PAFAVTFIP CSILLATION DAMPING, P.vJ = 0.75
Sri = 0.0	f	HEIGHT OF POINT SOURCE
HS A = 3.3		COSINE OF ANGLE WITH 2 AXIS INTC mriCri SOURCE IS EMITTED
SF = 3.0		SOURCE MAGNITUDE
ZXC = 0.0		EXCLUDED RADIUS
IRF » .3		SPAFF
SF * 3.3		(Efr
3.0		JCT F-F3INT F E S ALL NG CNVFSGF hrr CRITERION 13 DEFAULT « 1.E-1)

NGL	WFICHT	EIA	U	fU • WT	EIA » WT	MB	HH	M6	
1	0. c	-c. 55i{i5	10E	-0. 2491 776E-01	0.0	0.0	0.0	té	3
2	C. 15519805- C3	-c. 5CC.cel	00	-0. 11347535-01	-0.3256394E-05	-0.1991260E-03	0.0	1634752 E-01	3
3	C.	-c. SSIHfE	00	-0. 16347535-01	3. 3256394E-05	-0.1991360E-03	0.0	0.1634752 E-01	66
4	0. C	-c. (CO	-0. 5717137E 00	3.0	0.0	0.0	0.0	69
5	C. 4h->487E- 03	-c. 5.c.e.3 i i d	CO	-0. 27507B2 -01	-3.1738447E-04	-0.4627313F-03	C.275C779E-C1	7C	6
6	a. <34897E- C3	-c. 3iE.-(4CE	CO	-0. 3750762 =01	3.1733447E-04	-0.4627313E-C3	C.375C779E-01	71	5
7	c. C	-c. CftlfF	CC	-0. F955532 =01	0.0	0.0	0.0	77	5
8	c. 7 27 f? ? €3	-c. 5F753615-01	CC	-0. 5F753615-01	-3.427539RE-34	-0.7247595E-C3	C.IE75259E-01	72	5
9	0. 7 27fS2e5- C3	-c. ccccaic3	CO	-0. IP75361 =01	3.4275398E-34	-0.7247585E-C3	0.5E752 56E-01	74	8
10	c. c	-c. 21425	CC	-0. 121 88 76' CO	0.0	0.0	OC	75	12
11	0. 59! 13775e-	-c. 55212f5	CC	-0. 79965475-01	-3.7925679F-04	-0. P37472F -03	0.79965415- 01	71	12
12	0. 99113?75- 03	-c. 9 9 2 1 3 -	CC	-0. 7996547 =01	.7925679 =34	-J.9637472E-03	0.7996521 =01	77	11
13	c. C	-c. 9f (Li 3 HE	CC	-0. 1 541 072 Ee	0.0	0.0	0.0	76	15
14	c. 1253i1 = - c?	-c. 59ECI36F	CC	-G. 1011034 = 00	-3.12673e2E-03	-0.1238575E-02	C.I11C33E CC	75	15
15	0. 12f -551 = c?	-c. 9FECl2EE	00	-0. 1311 334 =07	3.12673825-33	-0.123P575E-C2	Cl C11C32E CC	ec	14
16	0. C	-c. <E2SiHE	CC	-0. 1 9617 09 =0	3.0	0.0	OC	el	18
17	0. 15146365- 02	-c. 5i2i16fH	CC	-G. 12213955 03	-3.1349969! -03	-0.1488155E-C2	0.1221394E CC	e2	18
18	0. 151476F- 02	-c. 9 6 2 ' 1 i f d	CC	-0. 1 2213 95' 00	3.1949968 =-3?	-0.14E6155E-C2	0.1 22) 2525 CC	F2	17
19	0. C	-c. (9 7 5 < 7	CC	-0. 21 9042 85 CC	0.0	0.0	0.0	f 4	21
20	0. 37711 1 5F-C2	-c. 9-it2C" r	CC	-c. 14304 96F 03	-3.2537A68E-03	-0.1731430E-02	0. 142C495E CC	gi	21
21	G. HM11 9E- 02	-c. <75i 2E75	03	-0. 14 3 34 96 # 3	3.2537869E-3 3	-U.1731430F-02	C. 143C454E CC	66	20
22	c. C	-c. 11 f 2 1 / 4	CO	-0. 24968 605 00	0.0	0.0	0.0	f7	24
23	c. 20*17195- 02	-i. <f :2<1E	CC	-0. 163 338 9 =03	-0.33281325-03	-J.1967367E-C2	0.162EC67E CC	fe	24
24	0. 2081 71? = C2	-c. 56922<5	00	0. 163 S 35 9 E3	3.3 223132E-33	-0.1967367E-02	0.1626C67E CC	65	23
25	c. C	-c. 5.9i1 ic	CC	-c. 2 E1 06635 03	0.0	0.0	0.0	SC	27
26	0. 22971 66E-02	-c. 919IE 79F	CC	-c. 1 B4961 5 00	-0.4217445E-03	-0.2194967E-02	0.1E435toE CC	91	27
27	0. -287163E-02	-c. 95<dt79E	CO	-0. 1 643961 F00	0.4217445E-33	-O.2194967E-02	0.18425. fcuE00	52	26
28	c. C	-c. 5CC224E	CO	-a. 2121 501 E00	0.0	0.0	0.0	53	30
29	0. 25401925- 02	-c. 5 ICC224E	CC	-0. 2047895F 00	-3.5232 044E-03	-0.2413264E-02	0.2047E94E CC	94	30
30	c. 25431925- 02	-c. 550C224E	CC	-0. 2347e95F 00	0.5 232 044 503	-0.2413264E-02	C.2047e94E 00	c 5	29
31	0. C	-c. =2527CCE	CC	-0. 2429040E CC	0.0	0.0	0.0	se	33
32	c. 2F94^3tr- C2	-c. 925 -7ccr	CO	-0. 2249653F 00	-3.6490035E-3 3	-0.2709994E-C2	C.224S6 52E CC	97	33
33	0. 2994 = 0f. fC2	-c. 93 977CCE	00	-0. 2249653 = 0 3	3.64933355-03	-0.2709994F-C2	0.2249tiiE CC	38	32
34	0. C	-i. f i C i 25E	CC	-0. 501 6627 =00	0.0	0.0	0.0	1 & c c	36
35	c. 1292099E-01	-i. f i C i 2 f i	Vu	-c. 4333 =475 03	-0.1059299E-01	-0.21 K376F-01	0.4223547E CC	1 & c c	36
36	0. 12520P9F-01	-c. EicezIE	CO	-3. 146873 = 3 3	-3.1523583 =-02	-0.1117738E-01	0.17BE541E 01	1 C1	37
37	c. 244F 89 = C1	-c. E6iC12IE	CC	-0. 14987395 00	0.19235835-02	-0.111 773 6E-01	0.17EE540E 01	IC2	36
38	c. 27311C9F-01	-c. E6iC12IE	CC	-0. 333947E 00	3.105Q299E-31	-0.211'-376E-01	0.4232535E CC	IC3	35
39	c. 15455245- C?	-c. 675'ICCE	CO	-0. 7337685 = CC	3.0	0.0	OC	IC<	45
40	0. 192105-E-01	-c. 675'ICCE	CO	-0. 47=41 03' CC	-0.1835160E-01	-0.1E35160E-01	C6794CC9E CC	1 C5	45
41	0. 192105-F- C1	-c. 675'ICCF	CO	-0. 43339475 00	-0.37us'-95-02	-0.5P09E34E-02	0.472E252E CC	IC1	44
42	0. 192105-F- C1	-c. 675'ICCF	CO	-0. 143872 9' 3 3	-3.29599555-02	-0.1305je7E-C1	0.244E214E 01	IC7	43
43	0. 2731109- C1	-c. 67' 1 CCF	C C	-0. 1-877 3 =0	3.2959955E-02	-0.1 3051 E7E-C1	0.2445213E CC	ice	42
44	0. C	-c. '19' ICC	CC	-G. 3339175 00	0. 3735'49E-02	-0.5808S34E-C2	0.4726247E 01	ICS	41
45	0. C	-c. 619'ICCE	3	3. t 7941 03' 03	0.18351605-01	-0.1e35160E-C1	C.675C65E CC	11c	40
46	0. C	-c. 4333<47E	CC	-0. 9012335E 00	0.0	0.0	0.0	111	54
47	0. 24' 4ie9E- C1	-c. 4332 < 1E	CC	-3. E650625F 03	-3.2114376E-01'	-3. 1059299E-01	0.6650124E CC	112	54
48	0. E^56?4F- C2	-c. 22 254 F	CC	-c. f7 = 41.31 # 3	-3. 5808 8345-02	-0.27O5119E-02	0.5625415E 01	113	53
49	0. 2 7 * f 92 9C1	-L. 22 2 2 9	CC	-a. i 23 3 pi 7 CC	-0. 1 190'61 =CF	-0.1190461F-01	0.22c:145e 01	114	52
50	c. f56cC55- C2	-c. A 2 2 2 9	CO	-0. 14 9 573 9 #3	-3.1121769E-3 2	-0.2971617E-02	C.114i:21JE 02	115	51
51	0. 2746825F-01	-c. 43-2-7 =	CO	-0. 14 667 3 9#3	3'. 0207 69 E02	-3.2971617E-02	o.n*e>csE CC	116	50
52	C. f19924F- 02	-c. 22294 TE	CO	-0. 3339175 CC	0.1190461E-01	-0.119D4615-01	0.229-t77E 01	117	49
53	0. 24441991- 01	-C. 4 229 TE	CC	-0. d7'-1.03F 00	-0.3705449E-C2	-0.1059299E-C1	0.56253E7E CC	UE	46
54	c. C	-C.144E7 2 5 =	CC	-c. 465 36259 03	3.2111376E-01	0.0	OB650506E 00	115	47
55	0. 1664779F- C1	-C. £ 12 91 00	-0. 9 73 9064' 00	-0.1623287F-01	-0.24E1298E-C2	C.5735C62E 00	OC	12 C	65
56	c. 12=2099 = C1	-c. 1ef f7 3 =5	00	-0. 465 0625F 03	-0.1117738E-01	-0.19235e3E-02	C. 227771LE 01	1 2 1	65
57	c. 1921C5 =E- C1	-C. 1 * t i T 2	00F	-0. 67941 CCF 00	-C.1305je7E-01	-0.2B59955E-02	0.1 222575E 02	122	63
58	c. f e 16 15 = - c?	-c. 144E7 9E	CC	-0. 433'47E 00	-0.2971617E-02	-0.1020769E-02	0.4515227E 01	124	62
59	G. 1 622509 =01	-c. 3 E f f 7 2	00c	-0. 199729F 00	-0.2713240 =-02	-0. 271 3240E-02	0.4515227E 01	125	61
60	C. 19225C =F- C1	-c. 1'F1725F	CO	-0. 148S73 9F CC	0.27132405-02	-3.2713240E-C2	0.4515224E 01	126	60

PROBLEMI CHEFFER

I

HLX KF GRIP 1

XP	YZI 1	YZI 2	YZI 3	YZI A	YZI 5	YZI 6	YZI 7	YZI e
1	i.A/229=-0k	6.5E249F-CI	1.155E1F-CB	1.752435-0"	2.2841PC-CB	2.93941E-CF	3.46356E-cc	4.56345F-cc
2	e.378105-0k	P.75113F-C5	1.=>035-C9	2.15943=-0.9	2.911935-09	3.4748EE-08	4.450465-CB^	6.1215EE-C8
3	Z.011031-.09	c.1?i7i#i	1.iF777#C9	2.0AO775-C9	7.3F2655-35	.26237E-06	4.39533F-Ct^5	7.4t24E-cc
4	.77C695-09	c.57CC(=-C9	1.i7295-C9	2.017C5F-35	2.5293E5-39	3.74123F-cc	4.389S2E-CB.^	5.77522F-08
5	Y.7.3i.pr.39	C.12(54=-C<	1.i703i-C9	1.9O39-39	2.409725-38	3.165005-CF	4.0601CE-CB-	5.622225-08
6	4.3f5275-09	F.29/.735	1.7^715-C9	1.374>21-09	?397825-08	3.39?14E-CP	»4.0264CF-cc	5.2124C5-CP
7	3.91243F-35	7.iC25-C5	1.27501-rc	1.69129F-0.9	2.137735-08	2.656245-cc	3.722225-	4.975EIF-C8
9	4.258125-09	7.0!53r-C5	1.16756=-CB	1.541IQ=0.6	1.95137E-3h	2.5314BF-06	3.59547E-C8	4.31iIE-CB
o	F.5)CAI=C9	1.4C"6-CF	2.C23i0=Ci	2.50.8"1-0"	a.1A.1595-38	4.04353F-C6	5.476e6F-CB-^i	4f415E-CP
13	!7F57--09	2.72<EH-C.E	3.E51306tP	4.8094E-09	c.669385-38	6.e5926E-CF	0.636EEF-cc	^1.C524i5-07
11	1.10M5-c>	3.19F145-CF	i.52C91-C9	5.56339-39	b.5)5565-39	7.78364E-06	5.5C15:F-CF-	T.194C5E-07
i*	.151'7r-0.5	.7f£(56i	4.i'50<CP	r.M7A.CC	t.721775-CR	7.992°0r-CP	5.555C25-CP-	1.1f5C6E-07
1	1.Jf7-orC5	1.>.:13i-Ci	2.-/37qrCP	2.7STAC-03	?12325739	.55709F-CF	4.737965-CF-	5.2P653E-cc
i~	i-C9	6.°ij545-C5	1.C13565-i9	1.2370AF-0.9	1.397575-39	1.709455-0F	i.26111E-cc	^2.5622f6-cc
i*	1.93(14F-35	a.3=566=-C5	i.73341i-C9	5-769A45-0=	.751673P-	E.961345-05	1.14616F-cc	-1.42S5CE-cc
17	7.C(U:1-13	1.473'7€<	2.26"55-C9	2.32517005	1.554615-39	L.66375E-05	6.071625-C9	1.CIE6CE-cc
14	4.5568F-1C	7.57ic?r-1C	1.C73375-C9	1.6837>-0=	1.9P9155-09	2.50c-39F-0"	4.6932CE-C9	6.77711E-C5
1^	2.26475-10	2.M2C55-1C	<414295-10	B.52972=13	5.75719E-10-	1.6572B09	2.72161E-C5	3.E6315FCS
XP	YZI 9	YZ 7 10	YZ 1 11	YZI 12	YZI 13	YZI 14	YZI 15	YZI It
1	6.71109F-08	8.5'2i05-C.E	1.1CC505-C7	1-52R245-C7	2.100375-37	3.00466E-C7	4.1822CE-07	5.62671E-C7
2	e.516055-C8	1.1J22C5-C7	1.4!57F-C7	1.q497=07	2.71051E-07	3.8415'E-C7	5.26846E-07	6.515e4E-C7
3	F-C8	1.C75265-C7	1.355495-C7	1.975CF-07	7.56602F-07	3.b5578F-C7	4.9C555E-C7	6.C475CE-C7
1	S.0C124F-C5	1.06(52E-C7	1.36697E-C7	1.96451F-07	2.633695-07	3.66901E07	5.05115E-C7	6.2446<E-07
h	7.RE)20=08	1.C7CC=C7	1.75"75-C7	1.924325-07	>531515-37	3.62675=-C7	4.95421E-C7	6.1357BE-07
7	7.50'31E09	9.»ICC2=-C.E	1.793^7=-C7	1.753771-07	7.46754=-07	3.5656EE-07	4.9606BE-07	6.3126.5E-C7
5	6.7C735-C9	c.12C2'5-C.E	1.1=724"-C7	1.65C8'5-C7	2.29385E-37	3.23145507	4.62656F-C7	6.C6711E-C7
Q	i.4*731F-CF	g.55'65i-C9	1.0=2925-C7	1.55.01F37	7.072235-07	2.8406BF-07	3.53622E-C7	5.76E98E-07
13	E.57*62=-0"	1.1f5r-C7	1.407^6-C7	1.37717=-07	.45263=-07	3.17397F-07	4.29916E-C7	5.66C8IE-07
11	1.c5F-C7	1.*JL'75C7	1.=7592-C7	6.9-07	?2s3305-07	4.17365F-07	*46728E-C7	6.132UE-C7
12	1.4tiar-07	1.S21195-C7	2.2C3715-C7	2.5247=-37	3.690A1=-37	£.eJA35E-C7	6-03112E-C7	6.65527E-C7
13	1.51'6°E-07	1.3Cf5=C7	2.:242E-C7	2.9322337	»17655-07	4.R9S60F-07	6.C5359E-C7	t.757C5F-C7
14	1.31!395C7	1.63567=C1	1.53455=-C7	2.5159^5-07	3.342855-07	4.43186E-C7	.71916E-C7	-C7
15	7.31ceC6	c.31525F-C5	1.oi155-C7	1.5569IF-07	7.223745-37	3.25126E-07	L.56C2CE-C7	6.23515E-07
16	1.6i6955-C5	c.922465CE	6.6793"F-C9	1.02501c-07	1.5'75)07	2.592955-07	4.11334E-C7	6.CC162E-07
17	~2'C=55-C9	3.271565-c7	4.7A677F-C9	7.2762=-q>	1.4A5555-07	2.49405E-C7	4.11312E-C7	6.15C35E-C7
13	1.11<9C5-0"	2.<-52'5-C.C	3.e6S0'-C8	6.9214259s	1.310835-07	2.453B8F-01	3.94517E-C7	5.522265-C7
1°	7.=161=-09	1.923.6-5Ct	£.CCil95-cc	5.5A-C0=->9	1.177535-07	2.265765-C7	4.CP659E-07	6.15167E-C7
		1.29'3'E-C?	£.[i.:t.-C5	3.952975-03	7.940575-33	1.575935-C7	2.572455-C7	5.225C7E-C7

PROL / CONF T3

SUF*ICR ROR S YS T F *S TNCLING SLF OMR ALL GRUFS IK GRUP 25

GFIMP	FIXED SO	FI5SICN 50	1 N- SCATIFF	SELF-SCATTER	OUT-SCATTER	ABSORPTIONS	BALANCE
1	5.455P75-C2	CC	0.0	B.209665-03	7.33127F-03	2.11472F-C2	5.5557CE-01
2	7.1C1-1-C2	CC	2.533555-03	6.565825-02	4.12582F-02	4.6464CE-C2	5.26CC4E-C1
3	7.1C1-1-C2	CC	2.0477802	1.34900E-31	7.02123E-02	1.07529E-C3	9.881C5E-01
A	%977C55-C2	CC	2.6'9045-07	1.97300E-02	2.77077E-02	1.051415-C4	9.56756E-01
c	1.29337F-C2	CC	6.440415-02	3.93934E-01	1.38063E-01	2.4494CF-C4	5.54527E-01
f	e.606656-C2	CC	1.06242-01	1.491195 33	4.921305-01	3.127C25-C4	5.5CC61E-01
7	7.1C2-C2	CC	3.565435-01	2.191015 0'	5.31971E 00	5.3615eE-C3	9.5452E-01
&	1.3713 ir	CC	2.900745 03	2.935335 31	1.276E7E 01	1.50C8.11-C2	5.541CPF-01
c	1.77936	CC	7.226155 33	3.9U3515 31	1.566665 01	3.652155-C3	9.56624F-01
11	1.71 C1'	CC	1.111215 C1	9.949CF 01	1.53279T 01	9.C81476-C3	S.S7953F-01
12	1.512.1"	CC	1.245R1F 01	2.01974E 01	1.17287F 01	1.057656-C2	9.5E655E-01
1-	1.9'56.55	CC	B.8P692r 33	1.7387CF 31	2.14551E 01	2.691515-C2	S.56CCCE-01
1'	1.0323.95	CC	1.05499F 0'	7.97977E 01	2.56764E 01	2.4551CE-C2	9.5724E-01
1:	1.555395	CC	1.55B14E 01	1.496025 02	9.695055 01	2.30822t C0	9.91546E-01
1f	5.773C46	CC	5.72757F 31	3.255445 32	1.71755E 02	3.76057E-C1	9.95624E-01
1F	7.1C19	CC	1.54562F 07	1.546 52E03	5.30 CE 4 F02	2.639C5F CC	5.92042E-01
1F	31.5CF	CC	3.77534E 07	2.494116 03	9.31477E 02	4.75252t C0	5.56225E-01
2C	1.9516IE	CC	5.6472.15 32	2.12203E 33	9.633025 02	5.696S2F CC	9.5765EE-01
21	7.5313.75	CC	5.26555F 07	5.06894E 03	1.71879E 03	1.671645 C1	5.C6527E-01
22	5.26C7E	CC	1.74266F 03	1.09562E 04	2.66462E 03	5.26841F C1	5.56e21E-01
2:-	3.fcG.6e	CC	1.619095 33	3.96952E 03	1.927 12E 02	3.27942E C1	9.5E571E-01
2:	1.5912*5	CC	1.765425 0'	3.60669F 03	1.97312E 02	3.78165E C1	5.5E612E-01
Tf	a.646755	CC	2.43016E 03	6.29477E 03	2.22453E 03	7.29572F C1	5.5ee42E-01
26	s.3F6255	CC	2.26667F 03	1.40977E 03	2.05746E 03	8.98746F C1	C.5CC44E-01
		CC	3.12127F 03	6.63411E 04	5.70000E 01	1.6eS72E C3	9.57927E-01
		CC	1.51452E 04	1.396655 05	1.52546F 04	2.0C212F C3	9.5E115F-01
GFOLP	HZLF AKAF	LFT-LEAKAGE	FE-LAKAGS	VTLAKAGE	TOPLAKAGE	HUTL EAKA CE	NETCEAKAF
1	5671.1-C4	Cc	7.567115-34	-1.023255-32	-1.035215-02	-1.55614E-C4	-9.475755-03
2	4.35C2F-C2	CC	4.535335-33	-4.77379E-32	-4.964075-32	-f1.52eteF-04	-4.22465E-02
1	5.31cc-C2	CC	5.31830507	-5.65763E-32	-5.756445-02	-5.96351E-04	-5.1C172E-02
i	1.455655-C3	CC	1.5596C-03	-1.351985-32	-1.33264E-02	-3.1766CE-C4	-1.16151E-02
i-	1.196545-C	CC	1.196945-02	-a.621975-32	-B.e4197E-02	-2.200CCF-C3	-7.422C2E-02
6	2.47763F-C2	CC	2.477635-02	-4.12032E-01	-4.16352E-01	-4.320E4E-C3	-3.67255E-01
7	2.655CC5-C1	CC	2.655305-01	-2.2827E 00	-5.28398E 00	-4.5762EE-C2	-4.97272E 00
9	4.56635C-C1	CC	4.56655F-31	-1.335655 01	-1.04540E 01	-9.749C5F-C3	-5.85561E 00
9	4.55582-C1	CC	4.31592-0)	-5.15640E 00	-9.260155 00	-1.02752E-C1	-8.6S5E2E 00
1C	4.03579-C1	CC	4.3357-01	-4.652295 00	-4.730576 CC	-7.e2861E-C2	-4.24e7CE 00
11	5.77C6E5-C1	CC	2.77069501	4.2134E-J1	3.788775-01	-4.622726-C2	-7.02172E-01
12	2.753-C1	CC	7.799525-C1	71.289475 0.1	-1.257396 01	-7.52122E-C2	-1.26148E 01
12	4.907545-C1	CC	4.93794F-01	f1.5671CE31	-1.579596 01	-1.14665E-C1	-1.51EC2E 01
14	>21Pl-C1	CC	2.219135 33	632725 31	-f6.655516 01	-5.27907F-C1	-8.36C5E 01
15	3.99C4-C1	CC	99.042-30	-i.195555 32	-1.19676 02	-5.750ei.5-C1	-1.111C6E 02
16	1.357.35C	CC	1.63573 31	055041 32	-4.007936 02	-3.15542E CC	-3.75227E 02
17	2.14597-C1	CC	2.148925 31	-1.4.164.5 32	-4.99757F 32	-7.14757E CC	-4.60161F 02
19	1.51<2	CC	1.51cc34Tr 31	-4.252356 32	-4.315755 02	-6.69011F CC	-4.C52CCE 02
19	4.342c.e1C	CC	4.34399-31	-p.55231E2	-8.70234F 02	-1.50C22F C1	-8.11751E 02
2C	5.56355	CC	e.563595 31	-1.06579E 33	-1.39667E 02	-3.367215 C1	-5.8C117E C2
21	3.75787	CC	3.72297601	-3.9U464E 02	-3.93615E 02	-1.31514E C1	-3.42125F 02
22	3.507755	CC	3.507756 31	-1.826995 32	-1.95085E 02	-1.23661E C1	-1.47621F 02
23	5.502325	CC	c.502375 31	1.247775 32	1.358645 02	-1.991315 C1	1.759C1E 02
74	5.CC242	CC	5.03242F 31	2.723105 01	2.176795 01	-1.546316 C1	e.72512E C1
25	4.262325	CC	4.26233F 32	0.077755 02	9.29674F 02	-7.P1C095 C1	1.33411F 03
26	7.904705	CC	7.90471E-37	-2.*=3126 03	-3.18512E 33	-2.05CC9F C2	-2.1eCt4E 03
FtJX 11	LC 1 11 251	NE C.59x11 9 00	TI 64.51 s:s 0.0		EV C.0	LA C1CCCCCE	

B.4 - Dados de entrada e saída do problema 4.

Trerr<L]prfM

*I"lpr SO' rnuhr^r,T rc jc |T v

	e "ITPOINT	HEIGHT	H MIDPOIN 7	MAT BY	CHI
i	1.2500' on	n	1.24C0' on	-1	0
l	7.7500E on	2.50005 00	? 75C05 oo	-i	c
4	5.0000F on	5.0000F on	e.23CO= no	.K	
=	7.5000F on	7.5P00F on	B.7f C05 00	-7	
s	1. WIV 0!	1. i 7' n- ni	I. nnnE "1	1. ! 2fn5 01	-9
*	i. ?' n= m	1. 3750< 0'	1.2'OOE 01	1. 77505 01	-11
n	\ 4007" m	1. f 7 4 1 r j	1. 4nl nF ni	1. 67304 ni	-17
1	\ 7>>oi" n	1. 750' 0'	1. 75005 nj	1. 87505 01	-15
'1	? noi" m	1. 7 40' n j	>. nnoE ni	7. 12fnc 01	"17
i7	7. 5 n n l' o	i >7 4r pi	2. 7 Eon F ni	7. 775n5 m	
'4	7. 7. nn' r'	> 6 ~> 4n' ni	2. 5nn4 n?	2. 6-40F C	
1	9.5000=	> 7' ic ni	7. 7 5on = ni	2. 75fIE "i	
1<	3. 74	- 1240" 0'	3. onnop 01	3. 175n4 ni	
••	4. o~tm' ii	7. ^740 = ni	? 25.7ni ni	7. 111E 01	
i	4. 7 4 r. ic ni	7. .	? 50005 01	? 62504 01	
M	4. qir n l	1. in. ir ni	4. 00(704 01	4. 1 23 05fi	
T1	4. 75 00 m	4. 3 7 4. ic ni	4. 75nne 01	4. '7 3n' n	
7X	5. 00004 ni	1. ^ 7 c ic ni	4. 75 00m 01	4. 625n5 m	
4	5. 7 n r ni	4. 7 40 5 0!	4. 7 5 00m 01	4. 67505 01	
4	5. ^nfio- m	5. i 7 4g E n)	5. 000nc ni	5. 12'05 01	
^r	74 no= 0!	5. 774. i ni	5. 75004 ni	5. 37504 ni	
75	(.i^ni ni	4. 6 7 40 = 0)	5. 5000F ni	5. 7730E C	
7		5. B74E ni	5. 7500E 01	5. 67505 P)	
*1			6. 0000E ni	6. 17505 01	
-			6. 2530E 01	6. 27505 01	
>L			6. 50105 01	6. 6750E 01	
>L			6. 75005 ni	6. R740E 01	
1r.			7. nnnof ni	7. 125n5 C	
77			7. 7 500 =01	7. 27505 C	
ll			7. 5 010 5 01	7. 62505 C	
41			7. 75004 ni	7. R75n5 C	
4>			P. 0110E 0'	5. 12'05 C	
4.			R. 7 511401	P. ~> 7 401	
-1			5. 5nn F 01	R. 625n5 H	
"1			9. 7 500 =01	8. R7505 C	
£ 1			9. 0000F 01	8. 125nF C	
			9. 2500 5 ni	9. 37 505 0!	
			9. 5 000 5 01	9. 67 05 nj	
			9. 75"0E ni	9. P 7 5'£0!	
) .nonoF n2	1. ni255 "7	
			1. o25nF 02	1. 0'74F C	
			1. 0510E 02	1. 0(255 07	
			' .O'SIE 0?	1. 06751 07	
			' .innoE 02	1. 1 1 25 0?	
			1. 1 25 74 .2	1. 1. 6255 07	
			1. 17504 02	1. i "75 = 02	
			1. . nnn4 P?	1. 212755 C	
			1. 7574 02	1. 212755 n?	
			1. 3.400 5 07	1. ?< 35 ?	
			J-2750F 0?	1. 'f75' 0?*	
			1. 3000E 02		

UG → c UG Dc C U
 G L U u c u l h t G
 Y E Y h e u j r G
 U U G N u N O
 O T a * < * r . i

U A V U n n .
 C O G W j S U H a
 F H H H K S X M
 C H H M G I R F n H
 C m T n C P i v
 a F C u n c l
 U c O C O o C C c C
 U L > i M L a v U
 U C C V I G e s s
 U C C a A C F K
 H O C - F j v N e

- C C C G U C « P "
 - U U U ' U U h h U
 O H C r x j - r '
) i C f i i f

P C T W
 r C c r o - r i s j .
 ~ C a ' v , r '

u • C U D V v J L T
 L a W U L • v L L L

u g h p
 I - v C ~
 A , r J T T

~~INPUT: GOARR »SBH~~
~~ALL FNT<SS~~

~~INPUT: GI A<< . Z M E 5 H 1 e~~
A LL_ NIP1 g-S~1-

~~STIRACS RPOHPEBAH WEO~~
~~S 4 IL C <3 R 57212 c k < <~~
~~LARGC P6 32646 2 4<~~

~~INPUT: 4ATERLGOAR-R 6~~
^A Lt-eNT-44fS 1

~~INPUT: MATPCOAP-Z 4C~~
~~AILEWT-R-E-S~~

~~INPUT: MAHCCOARR 7~~
_ ,1 , , y 2-000E-04 UGCC< , 50C-JF-oi-4-000S-nl-5-0000 E-01_-6.0000E 01 -

~~INPUT: AT8N0GnAB-Z U~~
~~4-30nOF-C- 2-00Q0_04 3-CCCW-CI-5-00C0F-01-5-5000E-01-8.0000E 01-9.0000E 01-1.00CQE2-1.10CCE 02-1.2000E 02~~

* ^ _ i _ _ * * - « « _ _ « * * t _ .
EUS-X-SEC-TITNSI -A-C-NUCLIOFS- ICAGEOAS - A BLCK W ITH TERMINATION_-. . . .-

~~INPUT: X-S6C-F-I0a - . - a~~
14* ARRAY 4-32-eNTP. ES-REAO

4.MPUT-CRaSS-S6C4-

~~GROUP~~ ~~GEHUB~~
~~0 .1426-90E MIS-0-0- C-0~~
~~Z-0-0- C-0 A<<4CE-44 C-23948CE-05~~
~~5-0-41-9- &-0- 0-0~~
~~4-Ofi -0-1-520-90 E-00-&-2-41-4CE-< C-47 51-0 CE-CO~~
~~C85469QE-34 C-H-07-C-S-CY C-V-05-E-00~~
~~8-0-0- -0-0- -8j-81 5...E-01-~~

~~T4 pyr-C-Ross-sgCr~~

GROUP		GROUP 3	
1	CO C.0	C.0	
2	0.0 c.c	C.0	
3	0.0 C-C	0.0	
4	0.0	IVO	
5	CO	C-0	
6	0-3 47MOE-	241101E-00-	
7	0-0 -C-?;C-i-JF--CI	C-^98C^E-0-	
0-0-	-C-Q-	-C-937S<E--0-	

INPUT tRnss SECT

GROUP 1- GROUP- GROUP-
-1--0. 5 S <B SCE -04.C .C - C a
-2- COB / S 21 - 1 CO-fc _rl - f ? C 9A-i-nfF-ni

L>

Í 1

• z
~
|
3
a
^
S
N
U
D

II

i_ O . oa_ ooooooacooaaaaaooaaaaoai<
. zo I-i r i * M
c o ii
: I I * H
; u * * * * * * ! ! * * * * * * .
• - < < ! * * ! < !
I I : i ' * l ^ I * # * * *
• * * * * i * I * I *
i < i * i ! * * * *
; i i i i ! * * * *
~ • i i * i n f • * * * *
I * * * * * * * * * *
i i d - i

O c

3

2

c

3

CC

Dados de entrada e saída do problema b, referentes à solução DOT 3.5, malha grossa.

0/1 * FORARC/AJOINT CALCULATION
 MAXIMUM ORDER OF SCATTERING
 NUMBER OF MATERIAL ZONES
 NUMBER OF RACIAL INTERVALS
 NUMBER OF AXIAL INTERVALS

 NUMBER OF ENERGY GROUPS
 POSITION OF TOTAL CROSS SECTION
 POSITION OF SELESCAT IFR CROSS SECTION
 CROSS SECTION TABLE LENGTH PER GROUP
 MIXING TABLE LENGTH

 NUMBER OF MATERIALS FROM CARDS
 NUMBER OF MATERIALS FROM NLIB
 TOTAL NUMBER OF MATERIALS
 C/1 = FLUXES AND MC-MENTIONS IN CORE/STORED EXTERNALLY
 MAXIMUM NUMBER OF ANGLES IN ANGULAR QUANTIZATION

 C/1,2 * X-WF-Z/P-THE TA GEOMETRY
 LEFT BOUNDARY CONDITION, 0/1/2M/6 = VACUUM/REFLECTIVE/PERIODIC/SUBORDINARY SOURCE (CARDS)/BOUNDARY SOURCE (TAPE)
 RIGHT BOUNDARY CONDITION, 0/1/2/3/4/5/6 = 0,1,2,4,6 SAME AS FOR BO, 3/WHITE, 5/ALBEDO
 BOTTOM BOUNDARY CONDITION, SAME AS FOR 802
 TOP BOUNDARY CONDITION, SAME AS FOR BO2

 QUIET ITERATION MAXIMUM
 INITIAL INNER ITERATION MAXIMUM USEC UNTIL ABS (LAMBDA-1.0 I L T. 10) EPS
 INNER ITERATION MAXIMUM PER GROUP (IF NEGATIVE, LIMIT IS IN 2e» ARRAY)
 0/1/2/3/4 = MIXTURE/NEAREST/VEIGHT/MIXED LINEAR WEIGHTED
 0/1/2/3/4/5/6 = QK/ALPHA/C2/BNCOPY SOURCE 1ST COLL SRC ON NPSOCALC ANALYTIC 1ST COLL SRC, WRITE CN N

 C/1/2 = REGULAR SCALING OVER RELATION SPACE DEPENDENT
 C/1/2 = NC PARAMETRIC EIGENVALUE SEARCH/ALPHA
 NUMBER OF RACIAL ZONES FOR ZONE THICKNESS SEARCH
 NUMBER OF AXIAL ZONES FOR ZONE THICKNESS SEARCH

 CN = NC EFFECT/ENTER N ZONE NUMBERS IN 32» ARRAY FOR ZONES OF CONVERGENCE

 C/1 = NO EFFECT/ENTER ORDER OF SCATTER PER GROUP BY GROUP IN 21» ARRAY
 C/1 - NUMBER OF QUANTIZATION ANGLES PER GROUP BY GROUP IN 2-5» ARRAY, ZERO FOR DIFFUSION THICK
 CN « NO EFFECT/ENTER N NUMBERS IN 33» AND 34» ARRAYS, ANGULAR DISTRIBUTION OF POINT SOURCE FOR IC4*6
 FLUX INPUT C/1/2/3/4/5 = A < G > N < L, J > G A I G « N (1, J J / A I G I » a I D » C I D / (a (I » C (J) » G F L L X G U E S S O N N L U X I
 DISTRIBUTED SOURCE INPUT, SAME AS M07, EXCEPT SOURCE ON LOGICAL UNIT NBS
 -N/N = NUMBER OF BOUNDARY SOURCE AT SPECIAL BOUNDARY N INPUT FROM TAPE CARDS
 -N/N = INTERIOR BOUNDARY SOURCE AT AXIAL BOUNDARY H INPUT FROM TAPE CARDS
 -N/N = ANGLER FLUX LEFT / RIGHT AT RACIAL BOUNDARY N WRITTEN ON N8FT BY GROUP
 -N/N = ANGLER FLUX DC/NUP AT AXIAL BOUNDARY N WRITTEN IN N8FT BY GROUP

 CN - NO EFFECT/FINAL TOTAL SCATTERING SOURCE WRITTEN ON N BY GROUP

 0/1/1/3 - NC EFFECT/NC X-S PRINT/NO FLUX PRINT / 3CT H
 -N/N = CALCULATE N ZONEWISE ACTIVITIES/N ZONE AND POINT ACTIVITIES
 CN = NO EFFECT/ENTER N ZONE NUMBERS IN 30» ARRAY FOR ZONE BALANCE TABLES
 C/1 = NO EFFECT/PLUCK FISSION DISTRIBUTION
 C/1/2/3 = NC ANGLER FLUX OUTPUT/WRITE CN LOG N8FT/PRINT/BOTH

 C/1 * NC EFFECT/ANGULAR FLUX WIT HOUT EXIFA CUIEP ITERATION
 SCALE
 MAXIMUM SPS ITERATIONS (U DEFAULT * 601

h
A

MG	2	NUMBER OF INNER ITERATIONS BEFORE SPACE-POINT RESCALING
IP2	1	NUMBER OF INNER ITERATIONS BETWEEN SUCCESSIVE SPACE-POINT RESCALINGS
IS?	A	DAMPING CONSTANT FOR SPACE-POINT RESCALINGS
IT1*	C	SPARE
FLUX	0	CINN = NC EFFECTIVE FACTOR FOR AREA FLUX GUESS FROM LOGICAL UNIT NN AS SPECIFIED BY 1, wK I I f ONN FLUX)
IGMk	0	NUMBER OF GROUPS FOR FLUX GUESS INPUT
I*031	C	ORDER OF SCATTER FOR FLUX GUESS INPUT
AOM	0	NUMBER OF ANGLES FOR FLUX GUESS INPUT
ISPCF-	C	CN * NO EFFECT/COPY FIXED SOURCE FROM LOGICAL UNIT N TO NBSO FOR 10 ¹ - 5 TO NPSO FOR 10 ¹ * fc
IGXS	0	CN = NO EFFECT/COPY GROUP - ORGANIZE CROSS-SECTION TAPE FROM LOGICAL UNIT N TO NCP1
IPRT-	0	C/I/i = NC PRINT/PRINT UNCOLLIDED FLUX, MUS AND ETAS/AS I • PRINT FIRST COLLISION SOURCE - /
NCR1	10	DATA SET REF NO., SCRATCH (0 OR FALL 7 - 21)
NFLX 1	12	DATA SET REF NO., SCRATCH (0 DEFAULT = 3)
NCRAT	11	DATA SET REF NO., SCRATCH (0 DEFAULT = A)
NBSO	2	DATA SET REF NO., PRIMARY OF VOLUME-CIST. SOURCE INPUT 10 DEFAULT * 141
NBSO	10	CAT A ST T REF NO., FIRST COLLISION SOURCE INPUT (0 DEFAULT = IS)
NLSV	13	DATA SET REF NO., SCALAR FLUX AND MOMENTS OUTPUT (0 DEFAULT = SI
NAPT	10	DATA SET REF NO., ANGLE L L A R FLUX OUTPUT (0 DEFAULT = 10)
NS^T	10	DATA SET REF NO., INTERIOR SCANCARY ANGLAR FLUX OUTPUT (0 DEFAULT «.11.1.
NGAM	1	DATA SET REF NO., ACTIVITY OUTPUT/OFFAUIT * 12)
NBT	1	DATA SET REF NO., SCRATCH FOR ZONE E/L/NCE TABLES (0 DEFAULT * 13J
NLIB	1	CROSS SECTION LIBRARY UNIT NUMBER
NKUF	600	NUMBER OF KEYTES ALLOWED FOR BUFFER AREA
NBRU	0	CN - NO EFFECT/LOWER AXIAL INTERVAL FOR ANGLAR FLUX OUTPUT
NBRU	0	CN - NO EFFECT/UPPER AXIAL INTERVAL FOR ANGLAR FLUX OUTPUT
SOI = c.1CC00E 01		SOURCE NORMALIZATION FACTOR
EPS = 0-10000E-03		GENERAL CONVERGENCE CRITERION (ION INTEGRAL INNER ITERATION LAMEDA AND FISSION DENSITY)
GG = 0.1CC000E-03		POINTWISE FLUX ERROR CRITERION (IN 7 G R A L INNER ITERATION TEST USED IF GG < CC)
CO5 = CO		MAXIMUM CPU TIME FOR THIS PROBLEM
SO3 = 0.0		PARAMETRIC EIGENVALUE FOR SEARCH (K OF ALPHA)
EV = 0.0		FIRST EIGENVALUE GUESS
EMM » c.0		EIGENVALUE INCREMENT TO BE ADDED TO EV
0.0		LINEAR EXTRAPOLATION USED WHEN CONVERGENCE CLOSER THAN LAL
EPS A = 0.0		CONVERGENCE CRITERION FOR CHANGING EV IN SEARCH
LAM = 0.0		UPPER LIMIT ON ABS(LAMBDA-I.) IN LINEAR SEARCH, P.V. = 0.05
POD = 0.0		PARAMETRIC OSCILLATION CAMBER P.V. = 0.75/
SH = 0.0		HEIGHT C = FCINT SOURCE
HA = 0.0		COSINE OF ANGLE WITH 2 AXIS INTP, HCH SOURCE IS EMITTED
SF = 0.0		SOURCE MAGNITUDE
ZEXC = 0.0		EXCLUDIC RADIUS
no c = C.0		SPARE
SEE = 0.3		SPARE
SFF = c.0		SPACE-POINT RESCALING CONVERGENT CRITERION (0 OR FALL 7 = 1.F-4)

CL	w EIGHT	E TA	HU	HU • WT	EIA • WT	MB	M4	M6
1	0.0	-C999934E	CO	-0.1131509E-01	0.0	0.0	"0.0	25
2	C.1906476E-CI	-C.49S314E	CO	-0.799993F-02	-0.1525180E-03	-0.1906352E-01	0.79S9994E-02	26
3	C.1906476E-CI	-C.C999314E	CO	-0.799998E-02	0.1525180E-03	-0.1906353E-01	~0.7991983E-02	27
4	C.c	-C.8U4571E	CO	-0.5774055E 00	1.0	0.0	0.0	28
5	0.2143267F-CI	-C.816411E	CO	-0.5773501E 00	-0.1237415E-01	-0.1749ea5E-01	"0.5773499E 00	29
6	c.2143267E-CI	-C.S1f411E	CO	-0.799998E-02	-0.1714613E-03	-0.1749E85E-01	C.1162199E 01	30
7	0.2143267E-CI	-C.6164571E	CO	-0.799998E-02	0.1714613E-03	-0.17498B5E-01	0.11621SBE 01	31
8	0.2143267E-01	-C.E14.571E	CO	-0.1773501E 00	0.1237415E-01	-0.1749E85E-01	0.5T173473E 00	32
9	0.C	-C.5-21CIE	CO	-0.E164963E 00	0.0	0.0	0.0	33
10	c.Z1432B5E-CI	-C.51125CIE	CO	-0.e164571E 00	-3.1749900E-01	-0.1237426E-C1	0.8164569E 00	34
11	c.642C851E-CI	-C.57725CIE	CO	-0.5773501E 00	-0.3707078E-01	-0.370707BE-C1	0.1122417E 01	35
12	c.2143285E-01	-C.5172*CIE	CO	-0."119999SE-02	-3.1714627E-03	-0.1237426E-01	0.U22417E 01	36
13	0.1143285E-CI	-C.57735CIE	CO	-0.799993F-02	0.1714627E-03	-0.1237426E-C1	C.S1CC156E CI	37
14	0.142C851F-CI	-C.5773EUF	CO	0.1773501E 00	0.3707078E-01	-0.3707078E-C1	C.510C155E 01	38
15	c.2143285E-01	-C.57721CIE	CO	c.£164571E 00	0.17499U0E-01	-0.1237426E-01	0.6164465b 00	39
16	0.0	-C.7ECICSEE	CO	-0.C99676E 00	J.0	0.0	0.0	40
17	0.1906476E-01	-C.79991SEE	CO	-c.1999354E 00	-0.1906353E-01	-0.1525180E-C3	0.SS9935JE 00	41
18	c.2143285E-01	-C.7CCISIEE	CO	-0.E164571E 00	-0.1749900E-01	-0.1714627E-03	0.2595364E 01	42
19	0.H432B5E-CI	-C.7SCTC8E	CO	-0.1773501E 00	-a.1237426E-01	-0.1714627E-03	0.29PC67E 01	43
20	0.1906176E-CI	-C.7S*11SEE	CO	-0.799998E-02	-0.1525180E-03	-0.1525180E-03	0.111731E CI	44
21	c.1906476E-01	-C.7CEI1SEE	CO	0.799998E 00	0.1525180E-03	-0.1525180E-C3	0.5141729E 01	45
22	0.21432B5E-01	-C.7CC<S6E	CO	0.1773501E 00	0.1237426E-01	-0.1714627E-03	0.2989156E 01	46
23	c.H43285E-CI	-C.7CCS11IE	CO	0.6164571E 00	0.1749900E-01	-0.1714627E-03	0.2595347E 01	47
24	c.1906476E-CI	-C.T1S11eE	CO	0.9999354E 00	0.1906353E-01	-0.1525160E-03	0.9999152E 00	48
25	0.C	C.1999354E	CO	-0.1131509E-01	3.0	0.0	0.0	49
26	0.1906476E-CI	C.99S9314E	CO	-0.799999SE-02	-0.1525180E-03	0.1906253E-01	0.79S999^E-02	50
27	0.1906476E-CI	C.9SS-2*4E	CO	-0.799998E-02	0.1525180E-03	0.1906353E-01	0.7999963E-02	51
28	0.C	CE114571E	CO	-C.1774055E 00	0.0	0.0	0.0	52
29	c.2143267F-CI	CE164511E	CO	-0.5773501E 00	-0.1237415E-01	0.1749PB5E-C1	C.57734S9E 00	53
30	0.2143267E-01	C.816451UE	CO	-0."S9990SE-02	-0.1714613E-03	0.1749E85E-01	0.U62699E 01	54
31	C.1143267E-01	CE164111E	CO	0.799998E-02	0.1714613E-03	0.1749885E-C1	0.11626SoE 01	55
32	0.Z113267E-CI	CE114571E	CO	0.1773501E 00	0.1237415E-01	C.1749865E-01	0.5773473E 00	56
33	0.C	C.57731CIE	CO	-0.E164963E 00	0.0	0.0	0.0	57
34	0.21432B5E-01	0.57731CIE	CO	-0.E164571E 00	-0.1749900E-01	0.1237426E-01	0.eit4569E 00	58
35	c.642C851E-CI	0.57735CIE	CO	-0.5773501E 00	-0.3707078E-01	0.3707078E-C1	0.1122417E 01	59
36	C.2143285E-CI	C.57731CIE	CO	-0.799993E-02	-0.1714627E-03	0.1237426E-C1	0.510C158E 01	60
37	C.2143285E-01	C.57735CIE	CO	-0.799993E-02	0.1714627E-03	0.1237426E-C1	0.510C155E CI	61
38	c.642OR51E-01	C.51725CE	CO	0.1773501E 00	0.3707078E-01	0.370707BE-01	0.1122415E 01	62
39	0.21432B5E-01	C.51731CIE	CO	0.E164571E 00	0.1749903E-01	0.1237426E-01	0.e164465E 00	63
40	0.c	C.715C11EE	CO	-0.199676E 00	0.0	0.0	0.0	64
41	c.1906476E-01	C.7191<SEE	CO	-0.C999354E 00	-0.1906353E-01	0.1525180E-C3	0.9999353E 00	65
42	c.21432B5E-01	C.715<11EE	CO	-0.E164571E 00	-0.1749903E-01	0.1714627E-C1	0.25953e4E 01	66
43	c.2143285E-01	-C.71111P-E	CO	-0.5773501E 00	-0.1237426E-01	0.1714627E-03	0.2989167E 01	67
44	c.1906476E-CI	-C.7SS999EE	CO	-0.7999999E-02	-0.1525180E-03	0.1525180E-03	0.1141733E 01	68
45	c.1906476E-CI	C.7<11<<E	CO	0.799998E-02	0.1525180E-03	0.1525180E-03	Ci.141729E 01	69
46	0.2143285E-CI	C.711111EE	CO	0.1773501E 00	0.1237426E-01	0.1714627E-03	0.2989156E 01	70
47	c.2143235E-CI	C.79999<EE	CO	0.1164571E 00	0.1749900E-01	0.1714627E-03	0.2595347E 01	71
48	c.1906476E-CI	C.7<11<<1E	CO	0.1999354E 00	C.1906353E-01	0.1525180E-03	C.5999152E 00	72

Q IS SEPT AC AO *.

SUMMARY FOR SYSTEM, INCLUDING SUM OVER ALL GROUPS IN GROUP

GROUP	FIXIP SO	FISSICN SO	IN-SCATTER	SELF-SCATTER	OUTSCATTER	ABSORPTIONS	BALANCE
1	7.39CCCCF-C1	CO	4.76837E-07	1.14875E 00	7.38873F-01	0.0	9.99946E-01
2	2.UCCCCF-U	CC	7.36017E-01	1.52750E 01	9.95296F-01	0.0	9.9537E-01
3	0.0	CC	2.12764E 00	1.80830F 02	2.12657E 00	0.0	9.95582E-01
4	10000E CC	CC	2.86366E 00	1.0725AE 02	3.8607AF 00	0.0	9.99325F-01

GROUP	H2LEAKAGE	LFTLEAKAGE	RTLFLEAKAGE	VLEAKAGE	TOPLEAKAGE	IOFLEAKAGE	NET LEAKAGE
1	1.732BEE-CE	2.E756EE-OB	5.60a53-0P	B.83649E-05	B.81B98E-05	12<87icE-C7	8.R0822E-05
2	-7.69221E-C9	1.EC23E-08	3.41131E-08	5.522B5E-05	5.5B517E-05	6.2327CF-C7	5.22C4E-05
3	9.A601E-CE	CHS55E-08	1.51 70 3e-07	1.77B60E-07	1.79779E-04	1.9193AE-06	1.7795AE-04
4	1.0428IF-C7	1.27t,5F-07	2.M 896F-07	2.21153E-34	3.23320E-04	2.66749F-G6	3.212E7E-04

FLIX 12 'LC .. 1 || J22 NB C999329E 00 II 31.39 ECS 0.0 EV CO ... LA C1CCCCOE 01

BIBLIOGRAFIA

- ABROMOWITZ, M. ; SLIGUN, I. A., Handbook of mathematical functions. National Bureau of Standards. Wash. D.C., 1964.
- ACKROYD, R. T. A finite element method for neutron transport-I. Some theoretical considerations. Ann. Nucl. Energy, 2: 75-94, 1978.
- ALCOUFFE, R. ; LARSEN, W. The linear characteristic method for spatially discretizing the discrete ordinates equation. Proceedings of the international topic meeting on advances in mathematical methods for the solution of nuclear engineering problems 199, 1981. (Munich).
- ASAOKA, T. ; MIYASAKA, S. ; FUJIMURA, T. ; TSUTSUI, T. Benchmark test calculation with two-dimensional (r,z) radiation transport codes Newsletter, 22, 5-13, 1977.
- ASAOKA, T. ; TSUTSUI, T. Introduction of the coarse mesh rebalance acceleration into DOT-II, Newsletter, 23, P.5, 1976.
- BELL, G. I. ; GLASSTONE, S. Nuclear reactor theory New York, Van Nostrand Reinhold, 1970.
- HELL, C. I. ; HANSEN, G. E. ; SANDMIR, A. Multi-table treatment of anisotropic scattering in Sn multigroup transport calculations. Nuc. Sci. Eng. 23: 376-583, 1967.

BENCHMARK PROBLEM COMMITTEE. Argonne code center : Benchmark problem book. Argonne, Ill., Argonne Nat. Lab. 1972. (ANL-7416, supp.2)

BLIZARD, E. P. Reactor handbook, 2nd ed, vol. III, parte B, Shielding. New York, John Wiley, 1962.

CARLSON, B. G. Solution of the transport equation by S_n approximations. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., 1953 (LA-1599).

CARLSON, B. G. Calculation of the transport equation by the S_n method. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., 1955. (LA-1801).

CARLSON, B. G. ; BELL, G. I. Solution of the transport equation by the S_n method. In: Proceedings of the second United Nations International conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 16, p. 535, United Nations, New York, 1958.

CARLSON, B. G. ; LEE, C. E. ; WORLTON, W. I. The DSN and TDC neutron transport codes. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., sein data (LAMS-2346)

CARLSON, B. G. ; LEE, C. E. Mechanical quadrature and the transport equation. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab. 1961 (LAMS-2573).

CHANDRASEKHAR, S. Radiative transfer. London, Oxford University press, 1960.

CHAPMAN, G. T.; STORRS C. L. Effective neutron removal cross section for shielding. Oak Ridge, Tn., Oak Ridge National Laboratory, 1955 (ORNL-1843).

17. DAVISON, I. B. Neutron transport theory, London, Oxford University Press, 1957.
18. DEVILLERS, C. Experience on utilization of program ANISN. Newsletter, 11 : 11-22, 1972.
19. DIAS, A. F. ; ISHIGURO, Y. Estudo e aplicação dos códigos ANISN e DOT-II em problemas de física de reatores, São Paulo, IPEN, 1980 (Dissertação de Mestrado).
20. EMMETT, M. B. The MORSE Monte Carlo radiation transport code system, Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge Nat. Lab., 1975 (ORNL-4972)
21. EMMETT, M. B. ; BUGART, C. E. Domino : A general purpose code for coupling discrete ordinates and Monte Carlo radiation transport calculation, Oak Ridge Nat. Lab., sem data. (RISC-CCC-2D3).
22. ENGINEERING COMPENDIUM ON RADIATION SHIELDING. Shielding fundamental on methods. Vários autores. Berlin, Springer-verlag, 1968.
23. ENGLE, W. W.; MYNATT, F. R. A comparison of two methods of inner iteration in discrete ordinates codes. Trans. Am. Nucl. Soc., 11 : 293-4, 1968.
24. ENGLE, W. W. A user's manual for ASOP. Oak Ridge, Tenn., Union Carbide Corp., 1969 (CTC - INF - 941).
25. ENGLE, W. W. A user's manual for ANISN : A one dimensional discrete ordinates transport code with anisotropic scattering. Oak Ridge, Tenn., Union Carbide Corp., 1967 (K-1693).

- FUJIMURA, T.; TSUTSUI, T.; HORIKAMI, K.; NAKAHARA, Y.; OHNISHI, T. Application of finite element method to two-dimensional multigroup transport equations in cylindrical geometry. J. Nucl. Sci. Tech., 4. (8): 541 - 50, 1977.
- GABBER, Ó.; DUN FORD, C.; PEARLSTEIN, S. ENDF-102 data formats and procedures for the evaluated nuclear data file, 1975, (BNL-NCS-50490).
- GARCIA, R. D. M.; SIEWERT, C. E. Multigroup transport theory. II numerical results. Nucl. Sci. Eng. 28 315-323, 1981.
- GOLDSTEIN, H. Fundamental aspects of reactor shielding. USA, Addison wesley, 1959.
- GOLDSTEIN, H. Everit Pinnel Blizzard 1919-1966, Nucl. Sci. Eng. 11 : 145-150, 1967
- GREEN, N. M.; CRAVEN, C. W. XSDRN- : A discrete ordinates spectral averaging code. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge Nat. Lab., 1969 (ORAL-TM-2500).
- GREENE, N. M.; LUCIUS, J. L.; WRIGHT, R. Q.; PETRIE, L. M.; FORD, W. E., AMPX : a modular code system for generating coupled multigroup neutron-gamma libraries from ENDF/B, Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge Nat. Lab. 1976 (ORNL-TM-3706J)
- HILL, T. R. ONETRAN : a discrete ordinates finite elements code for the solution of the one-dimensional multigroup transport equations. Los Alamos, N. Mex. Los Alamos Scientific Lab. 1975 (LA-5990-MS).

HUEBNER, K. H. The finite element method for engineers
New York, Wiley-Interscience, 1975.

LATHROP, K. U. ; BRINKLEY, F. W. TWOTRAN II on interfaced
exportable version of the TWOTRAN code for two-dimen-
sional transport. Los Alamos N. Mex., Los Alamos Scien-
tific Lab. 1973 (LA-4848-MS).

LATHROP, X. D. ; CARLSON, B. G. Discrete ordinates angu-
lar quadrature of the neutron transport equation. Los
Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., 1965
(LA.3186) .

LATHROP, K. D. ; CARLSON B. G. Numerical solution of
the Boltzmann transport equation • Journal of Computacio-
nal physics, 2 : 173-197, 1967.

LATHROP, K. D. Discrete - ordinates methods for the nu-
merical solution, Reactor Technology, vol. 15, n° 2,
summer 1972.

LATHROP, K. D. Ray effects in discrete ordinate equa-
tions. Nucl. Sci. Eng., 2 : 357-369, 1968.

LATHROP, K. D. Remedies for ray effects, Nucl. Sci. Eng.
48 : 255-268, 1971.

LATHROP, R. D. Spatial differencing of the transport
equation : positivity vs accuracy. Journal of compu-
tational Physics, 4 : 475-498, 1969. ;j

y

LATHROP, K. D. DTFIV , ar FORTRAN-IV programm for solving
the multigroup equation with anisotropic scattering. Ar-
gonne National Lab., 1965 (LA-3373).

- LATHROP, K. D. THREETRAN. a program to solve a multi-group discrete ordinates transport equation in (x,y,z) geometry. Los Alamos, N.Mex. , 1976 (LA-6333-MS).
- MAIORINO , J.R. ; MENDONÇA, A. G. ; OTTO, A. C. ; YAMAGUCHI M. Metodologia de calculo de blindagem de reatores nucleares. 3º Encontro Nacional de Física de Reatores , pag. 506-517, Petrópolis-RJ, dez. 1982.
- MENDONÇA, A. G. Comunicação pessoal, São Paulo, ilPEN.
- MYNATT, F. R. A user's manual for DOT, a two-dimensional discrete code with anisotropic scattering, Oak Ridge Tenn. , Union Carbide Corporation, 1969, (k-1094)
- MYNATT, F. R. Methods for calculating neutron and gamma attenuation. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Laboratory, 1968 (DASA-1892-3)
- MYNATT, F. R. ; MUCKENTHALER, F. J. ; STEVENS, P. N. Development of two-dimensional discrete ordinates transport theory for radiation shielding. Oak Ridge, Tenn., Union Carbide Corp., 1969 (CTC-INF-952).
- NISHIMURA, T. ; TAJIMA, K. ; YOKOROBI, H. ; SUGAWAKA, A. Development of discrete ordinates Sn code in three-dimensional (x,y,z) geometry for shielding design. Journal of Nuclear Science and Technology, 12 (7) : 539-555, 1980.
- ONISIJ, T. Numerical reactor calculations proceeding of or seminar, Vienna. Finite-element solution technique for neutron transport equation 1 : 629-638, 1972.

51. RHODES, W. A. ; MYNATT, F. R. The DOT-III two dimensional discrete ordinates transport code. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., 1973 (ORNL-TM-4280).
52. RHODES, IV. A. ; MYNATT, F. R. The DOT-III two dimensional discrete ordinates transport code. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., 1975 (RSIC-CCC-276) DOT 3.5 code package.
53. RSIC COMPUTER CODE AND DATA COLLECTIONS. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., 1981 (RSIC-ORNL).
54. SAUER, T. G. The iterative transport method for streaming shield analysis, trans. Amer. Nucl. Soc. 14 336-337 1971.
55. SHAFFER N. M. Reactor Shielding for Nuclear engineers. USA, U.S. Atomic Energy Commission, 1975.
56. SIMONS, G. L. (ed) Shielding Benchmark Problems, Oak Ridge Tenn., Oak Ridge National Lab., 1974 (ORNL-RSISC-25).
57. SPANIER, T. ; GELBARD, E. M. Monte Carlo principles and neutron transport problems. New York, Addison - Wesley, 1969.
58. TUCKER, H. G. An introduction to probability and mathematical statistics, New York Academic Press, 1962.
59. TRUBEY, J. D. ; MASKEWITS, I. F. Review of the discrete ordinates Sn method for radiation transport calculations. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Laboratory, 1968 (ORNL-RSIC-19).

.204.

YAMAGUCHI, M. ; MAIURINO, J. R. Um modulo de computação para a solução da equação de transporte em multiregiões através do método P . Aceito para publicação no IPbN, 1982.