

# CÁLCULOS DE BLINDAGEM PARA REATORES DE PESQUISA

por

JOSÉ RUBENS MAIORINO e  
ARLINDO GILSON MENDONÇA

**RESUMO** -- Neste trabalho é apresentado as notas de aulas sobre Blindagem para Reatores fornecidos aos alunos participantes do curso: Aplicação de Computadores para a Operação; Uso e Projeto de Reatores de Pesquisas, realizado no IPEN-CNEN-SP, dentro do Projeto ARCAL V (RLA /4/007) - Utilização de Reatores de Pesquisas, da Agência Internacional de Energia Atômica. Inicialmente são revistos brevemente as principais fontes de radiação e os mecanismos de interação da radiação com a matéria, os cálculos de doses, e os principais métodos de cálculo utilizados em blindagem de reatores de pesquisa. Os códigos utilizados pelo grupo de cálculos de blindagem do IPEN-CNEN-SP para projetos de blindagens de reatores são descritos e, finalmente é ilustrado a aplicação do código ANISN-W, instalado num microcomputador IBM-PC-AT, para cálculos de blindagem do reator IEA-R1.

## INTRODUÇÃO

O projeto de blindagens de reatores de pesquisa envolve o cálculo da penetração da radiação (neutrons e gamas) produzida no cerne do reator, devidos as fissões, e das radiações secundárias produzidas devido reações nucleares da radiação primária.

Para o cálculo do transporte da radiação, o primeiro passo é conhecer o termo-fonte que origina a radiação. Num reator de pesquisa, o termo-fonte principal de radiações primárias é a fissão, a qual produz neutrons e radiação gama. Além das fissões, os produtos de fissão emitem radiações devido seu decaimento radioativo, e portanto contribuem para o termo-fonte. Outra contribuição ao termo-fonte num reator de pesquisa, é devido a ativação dos materiais estruturais, e principalmente a ativação do fluido moderador e refrigerante, bem como de impurezas dissolvidas nestes. Desta forma para a definição correta do termo-fonte num reator de pesquisa, é necessário o conhecimento da distribuição espacial, energética e angular com que estas radiações primárias são produzidas no núcleo do reator, ou no ambiente no qual este núcleo está imerso (ex: piscina). Finalmente, além dessas radiações, devem ser consideradas as radiações secundárias originadas da interação das radiações primárias, principalmente neutrons, tais como: reações de captura, espalhamento inelástico, radiação de freamento (bremmsstrahlung) etc.

Definido o termo-fonte, o cálculo do transporte dessas radiações envolve a correta descrição da interação com a matéria, e modelos, ou métodos, que descrevam o fenômeno de transporte. A interação da radiação com a matéria é descrita através da

probabilidade de interação (secção de choque, coeficientes de atenuação etc), e os modelos variam se a radiação considerada é a radiação gama, ou neutrons, bem como pelo grau de complexidade com que se deseja descrever o transporte, variando desde basicamente modelos geométricos, ou seja que consideram a radiação movendo-se como um raio e ignorando as contribuições das radiações espalhadas, até modelos que baseados na equação de transporte, ou Boltzmann, permitem uma correta descrição do fenômeno de transporte.

Os cálculos de transporte tem como objetivo básico, dimensionar as espessuras de blindagem que reduzem os níveis de radiações a valores estabelecidos por critérios de projetos, ou por normas de segurança. Os limites dos níveis de radiação são usualmente descritos em termos de dose absorvida (rads, ou Gray), ou da dose equivalente (rem, ou Sievert), e portanto uma vez calculado o transporte da radiação, é necessário a conversão do campo de radiação, descrito usualmente através do "fluxo", em doses, e a verificação se os requisitos impostos pelos critérios de projeto, ou normas de segurança, são satisfeitos ou não, e desta forma a blindagem proposta satisfaz, ou não, os objetivos para a qual foi projetada.

Neste trabalho, os aspectos acima discutidos (termo-fonte; métodos de cálculo, e cálculos de doses) são apresentados de uma maneira resumida, tendo-se em vista principalmente as aplicações em reatores de pesquisa. Desta forma, na seção 2 são apresentados os principais termos-fontes em um reator de pesquisa, e resumidos os mecanismos de interação das radiações originadas por essas fontes com a matéria. Na seção 3, são discutidos os principais critérios de projetos, normas e recomendações utilizados no dimensionamento de blindagens de reatores de pesquisa, bem como os cálculos de doses. A seção 4, resume os principais Métodos de cálculo de transporte da radiação (neutrons e gamas), e na seção 5 são descritos os principais programas de computador (códigos) internacionalmente utilizados em cálculos de blindagem, com ênfase nos disponíveis no IPEN/CNEN-SP. Finalmente, na seção 6, ilustra-se a aplicação do programa ANISN-W em cálculos de blindagem do reator IEA-R1.

Finalmente, não se tem a pretensão que este trabalho seja exaustivo, ou que cubra em profundidade, todos os aspectos relacionados com cálculos de blindagem. O objetivo deste trabalho, é fornecer um primeiro contato com este campo. Para os alunos que desejarem se aprofundar no assunto, é sugerida a seguinte bibliografia:

- i) J. Wood, "Computational Methods in Reactor Shielding", Pergamon Press, 1982.
- ii) Jaeger, R.G. (Ed.); "Engineering Compendium on Radiation Shielding", Vols. I, II, III, Springer-Verlag-Berlin: 1968, 1970.
- iii) N.M. Schaeffer (Ed.). "Reactor Shielding for Nuclear Engineers", USAEC Report, TID-25951, 1973.
- iv) H. Goldstein, "Fundamental Aspects of Reactor Shielding", Addison-Wesley Publishing Co., 1959.

v) T. Rockwell III, "Reactor Shielding Design Manual", D. Van Nostrand Company, Inc. Princeton, New Jersey.

## 2. FONTES DE RADIAÇÃO E INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

### 2.1. FONTES DE RADIAÇÃO

A determinação da natureza, intensidade e distribuição espacial e energética das fontes de radiação é o primeiro passo para a realização de cálculos de blindagem; sendo esta atividade denominada "termo-fonte". Num reator nuclear são produzidos vários tipos de radiações, entretanto para cálculos de blindagem as únicas radiações que necessitam atenção são os neutrons e a radiação gama. Na classificação dos tipos de fontes de radiação, é usual fazer uma distinção entre radiação primária e secundária. A radiação primária, é definida como a radiação resultante da fissão nuclear, ou originada diretamente do núcleo do reator, e incluem-se nesta categoria os neutrons e gamas prontos de fissão, os gamas do decaimento dos produtos de fissão etc. A radiação secundária inclui as radiações, principalmente gamas, originários das interações dos neutrons com os materiais do reator, incluindo-se nesta categoria decaimento radioativo dos produtos de ativação, as radiações gamas originadas de reações de captura nos vários componentes do reator, incluindo a própria blindagem etc. A tabela 1 resume as principais fontes de radiação, que serão discutidas nesta seção.

#### 2.1.1. RADIAÇÃO PRIMÁRIA

A radiação primária (neutrons, ou gamas) é definida como sendo a radiação originária das fissões, sendo basicamente:

- i) neutrons de fissão
- ii) gamas de fissão
- iii) gamas do decaimento dos produtos de fissão

A intensidade e distribuição espacial e energética dessa fonte pode ser calculada de :

$$S(\underline{r}, E) = 3.1 \times 10^{10} \nu X(E) \rho(\underline{r}) \text{ partículas/cm}^3\text{-seg-MeV,}$$

onde  $\nu$  é o número de partículas (neutrons ou gamas) emitidas por fissão,  $X(E)$  é a fração de partículas emitidas por fissão com energias entre  $E$  e  $E+dE$ , e  $\rho(\underline{r})$  é a densidade de potência no núcleo, em watts/cm<sup>3</sup>. O fator  $3.1 \times 10^{10}$ , é originário da energia liberada em uma fissão, assumindo que são liberados 200 MeV/fissão, i.e., 1 fissão =  $200 \times 1.6 \times 10^{-13}$  W-seg, ou  $1 \text{ w} = 3.1 \times 10^{10}$  fissões.seg<sup>-1</sup>.

Para neutrons  $\nu$  depende do isótopo que sofre fissão, e da energia do nêutron que induz a fissão. Para fissões térmicas com U-235, utiliza-se  $\nu_T = 2.46$ . Na Tabela 2, ilustra-se o valor de  $\nu$  para fissões térmicas, sendo que a variação de  $\nu$  com a energia pode ser expressa por :

$$\nu(E) \approx \nu_T + 0.15(E - E_T),$$

onde  $E_T = 0.0253 \text{ eV}$ .

Tabela 1 - Contribuição das Várias Fontes de Radiação em um Reator Nuclear.

Tipo de Radiação	Condição de Operação do Reator	
	Ligado	Desligado
Neutrons Prontos de Fissão	Principal fonte	Nenhuma
Neutrons Atrasados	Contribuição Mínima (desprezível)	Principal fonte de Neutrons logo após desligamento.
Fotoneutrons	Contribuição Mínima (desprezível)	Principal fonte de Neutrons na presença de Be ou D
Raios $\gamma$ de Fissão	Principais Fontes	Nenhuma
Raios $\gamma$ de Captura	Principais Fontes	Nenhuma
Raios $\gamma$ de Espalhamento Inelástico	Não muito importante	Nenhuma
Raios $\gamma$ de Ativação	Principais Fontes	Principal Fonte
Raios $\gamma$ dos Produtos de Fissão		
i) T 1/2 pequeno	Importante	Não Importante
ii) T 1/2 grande	Pequena Contribuição	Importante

Tabela 2 - Número Médio de Neutrons Emitidos por Fissão Térmica / 1 /.

Isótopo	$\bar{\nu}_T$
U-233	2.54 $\pm$ 0.04
U-235	2.46 $\pm$ 0.03
Pu-239	2.88 $\pm$ 0.04

O espectro de fissão,  $X(E)$  é determinado experimentalmente para o U-235, o nuclídeo que é mais utilizado como combustível nuclear em reatores de pesquisa, e é convenientemente ajustada pelas fórmulas de Watt, e de Granberg et al. A fórmula para o espectro de fissão fornecida por Watt (Espectro de Watt), é dada por :

$$X(E) = 0.484 \sin\sqrt{2E} \exp[-E] ,$$

onde  $X(E)$  é a fração de neutrons emitidos por fissão com uma energia  $E$ , por intervalo de energia. Esta fórmula é adequada para intervalos de energia de 0,075 a 17MeV. Na tabela 3b ilustra-se valores de  $X(E)$ , junto com duas outras quantidades úteis,  $F(E)$  e  $1-F(E)$ ; sendo  $F(E)$  a fração de neutrons emitidos com energia maior que  $E$ , sendo dada por:

$$F(E) = \int_E^{\infty} X(E') dE' ,$$

e  $1-F(E)$ , a fração com energias menor que  $E$ , i.e.,

$$1-F(E) = \int_0^E X(E') dE' .$$

Obviamente;

$$\int_0^{\infty} X(E') dE' = 1 .$$

A Fórmula de Granberg, é dada por:

$$X(E) = 0.453 \exp[-E/0.965] \sinh \sqrt{2.29E} ,$$

cujos valores são ilustrados na tabela 3a.

É interessante notar que usualmente, em cálculos de blindagem, utiliza-se o modelo multigrupo, e portanto se está interessado na fração emitida com energia entre  $E_g$  e  $E_{g+1}$  (Grupo  $g$ ), i.e.,

$$X_g = \int_{E_g}^{E_{g+1}} X(E) dE = F(E_g) - F(E_{g+1}) .$$

A energia média do espectro de Watt,

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} EX(E) dE$$

é ~ 2MeV (neutrons rápidos)

Tabela 3a - Espectro de Cranberg /2/

$E$ (McV)	$N(E)$ (McV <sup>-1</sup> )	$F(E)$	$G(E)$ (McV)
0.00	0.000	1.000	1.981
0.25	0.290	0.948	1.973
0.50	0.347	0.867	1.942
0.75	0.358	0.779	1.887
1.00	0.347	0.690	1.810
1.25	0.325	0.606	1.715
1.50	0.298	0.528	1.608
1.75	0.268	0.457	1.493
2.00	0.239	0.394	1.374
2.50	0.184	0.2884	1.138
3.00	0.138	0.2082	0.919
3.50	0.102	0.1486	0.726
4.00	0.0738	0.1050	0.563
4.50	0.0528	0.0736	0.430
5.00	0.0375	0.0512	0.324
5.50	0.0263	0.03544	0.241
6.00	0.0184	0.02439	0.178
6.50	0.0127	0.01669	0.130
7.00	8.77(-3) <sup>b</sup>	0.01138	9.41(-2)
7.50	6.01(-3)	7.72(-3)	6.76(-2)
8.00	4.10(-3)	5.22(-3)	4.83(-2)
8.50	2.79(-3)	3.52(-3)	3.43(-2)
9.00	1.88(-3)	2.364(-3)	2.42(-2)
9.50	1.27(-3)	1.583(-3)	1.70(-2)
10.00	8.56(-4)	1.058(-3)	1.187(-2)
10.50	5.74(-4)	7.05(-4)	8.25(-3)
11.00	3.84(-4)	4.686(-4)	5.72(-3)
11.50	2.56(-4)	3.108(-4)	3.947(-3)
12.00	1.70(-4)	2.058(-4)	2.714(-3)
13.00	7.48(-5)	8.97(-5)	1.271(-3)
14.00	3.26(-5)	3.88(-5)	5.88(-4)
15.00	1.41(-5)	1.67(-5)	2.69(-4)
16.00	6.07(-6)	7.10(-6)	1.22(-4)
17.00	2.59(-6)	3.00(-6)	5.48(-5)
18.00	1.10(-6)	1.26(-6)	2.44(-5)

Tabela 3b - Espectro de Watt /2/

$E$ (McV)	$N(E)$ (McV <sup>-1</sup> )	$1 - F(E)$	$F(E)$
0.1	0.2023	0.014	0.9860
0.2	0.2676	0.377	0.9623
0.3	0.3068	0.663	0.9337
0.4	0.3300	0.987	0.9013
0.5	0.3450	0.1321	0.8679
0.6	0.3528	0.1669	0.8331
0.7	0.3557	0.2027	0.7973
0.8	0.3542	0.2385	0.7615
0.9	0.3513	0.2729	0.7271
1.0	0.3446	0.3082	0.6918
1.1	0.3368	0.3425	0.6575
1.2	0.3271	0.3759	0.6241
1.3	0.3179	0.4074	0.5926
1.4	0.3073	0.4383	0.5617
1.6	0.2841	0.4983	0.5017
1.8	0.2604	0.5631	0.4369
2.0	0.2371	0.6028	0.3972
2.5	0.1839	0.7073	0.2927
3.0	0.1384	0.7876	0.2124
3.5	0.1026	0.8476	0.1524
4.0	0.07472	0.8914	0.1086
4.5	0.05381	0.9192	0.0808
5.0	0.03847	0.9463	0.0537
5.5	0.02729	0.9624	0.0376
6.0	0.01916	0.9739	0.0261
6.5	0.01336	0.9821	0.0179
7.0	9.316(-3) <sup>b</sup>	0.9876	0.0124
7.5	6.436(-3)	0.9916	0.0084
8.0	4.423(-3)	0.9943	0.0057
8.5	3.034(-3)	0.9960	0.0040
9.0	2.076(-3)	0.9973	0.0027
9.5	1.418(-3)	0.9982	0.0018
10.0	9.53(-4)	0.9988	1.211(-3)
11.0	4.384(-4)	0.9994	5.501(-4)
12.0	1.994(-4)	0.9998	2.473(-4)
13.0	8.953(-5)	0.9999	1.103(-4)
14.0	3.997(-5)	1.0	4.875(-5)
15.0	1.771(-5)	1.0	2.148(-5)

Para os gamas prontos de fissão, os dados também são baseados em medidas experimentais, sendo que um ajuste à dados experimentais para fissões com U-235 é dado por /3/.

$$\Gamma(E) = \begin{cases} 6,6; & 0,1 < E < 0,6 \text{ MeV (incerteza } < 20\%) \\ 20,2 \exp -1,78E; & 0,6 < E < 1,5 \text{ MeV (incerteza } < 10\%) \\ 7,2 \exp -1,09E; & 1,5 < E < 10,5 \text{ MeV (incerteza } < 15\%). \end{cases}$$

Outro ajuste à dados experimentais, é a chamada fórmula de Goldstein, sendo dada por:

$$\Gamma(E) = 8,0 \exp [-1,1E], \quad (\text{MeV})^{-1}$$

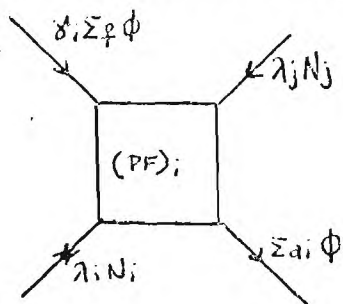
que é válida para energias maiores que 1 MeV (incerteza de <15% entre 1 a 4,5 MeV; e  $\pm 40\%$  entre 1 a 7 MeV).

É de notar que  $\Gamma(E)$ , dado pelas Eqs. acima, incluem o número de fótons emitidos por fissão, ou seja  $\Gamma(E)$  não é normalizado, fornecendo fótons / [fissão] [MeV]. Para a obtenção do número de fótons emitidos por fissão, é necessário calcular;

$$J_{\gamma} = \int_0^{\infty} \Gamma(E) dE$$

que fornece aproximadamente ~8. fótons prontos por fissão. A energia média desses fótons é ~1 MeV. Na tabela 4, ilustra-se o espectro de raios gamas prontos, calculado pela fórmulas.

A radiação gama originária do decaimento dos produtos de fissão, com o reator operando pode ser considerada estacionária' desde que a produção de produtos de ativação (em sua maioria) atinge o equilíbrio durante a operação do reator. Para se determinar corretamente a intensidade e distribuição de energia desta fonte, seria necessário solucionar as equações que descrevem a produção dos P.F. no reator, ou seja,



$$\frac{dN_i}{dt} = \delta_i \Sigma_p \phi + \lambda_j N_j - \lambda_i N_i - \Sigma a_i \phi$$

, que pode ser obtida por códigos como o ORIGEN. Para cálculos aproximados pode se aproximar o espectro de decaimento dos produtos de fissão, por :  $\Gamma_{PF}(E) = 7,4 \exp [-1,1E]$  fótons / fissão - MeV

Tabela 4 - Espectro de Raios Gamas de Fissão

E(MeV)	Eq. (11)	Eq. (10)
0-1	-	5.3
1-2	1.6	1.6
2-3	0.54	0.49
3-4	0.18	0.17
4-5	0.059	0.056
5-6	0.020	0.019
6-7	0.066	0.0063
7-8	0.022	0.0021
8-10	0.0029	0.0009
Total		7.7

O número médio de raios  $\delta$ , de acordo com a fórmula acima, é de 6,7 fótons/fissão, com uma energia média de 0,83 MeV.

Para exemplificar o cálculo do termo-fonte para radiação primária num reator de pesquisa, com uma potência de 2MW seja um reator que possui uma distribuição de potência,  $\rho(x,y)$  (watts /  $\text{cm}^3$ ), como ilustrado na figura 1. Então, assumindo que a fissão só ocorre com U-235, e considerando 2 grupos de neutrons, i.e.,

Grupo 1: Rápido ( $X_1=1$ ),

Grupo 2: Térmico ( $X_2=0$ ),

então a fonte de Neutrons de Fissão, pode ser calculada de

$$S_1^n(x,y) = 3.1 \times 10^{10} \rho(x,y) = 7.44 \times 10^{11} \rho \text{ n/cm}^3\text{-seg} \text{ (rapidos)}$$

$$S_2^n(x,y) = 0$$

A fonte de raios gamas, pode ser calculada assumindo que os gamas são emitidos com ~1MeV, e num total de ~15gamas por fissão (gammas prontos e de fissão), sendo então dada por:

$$S_\gamma = 4.65 \times 10^{11} \rho(x,y) \delta_0 / \text{cm}^3\text{-seg} \quad (\bar{E} = 1 \text{ MeV})$$

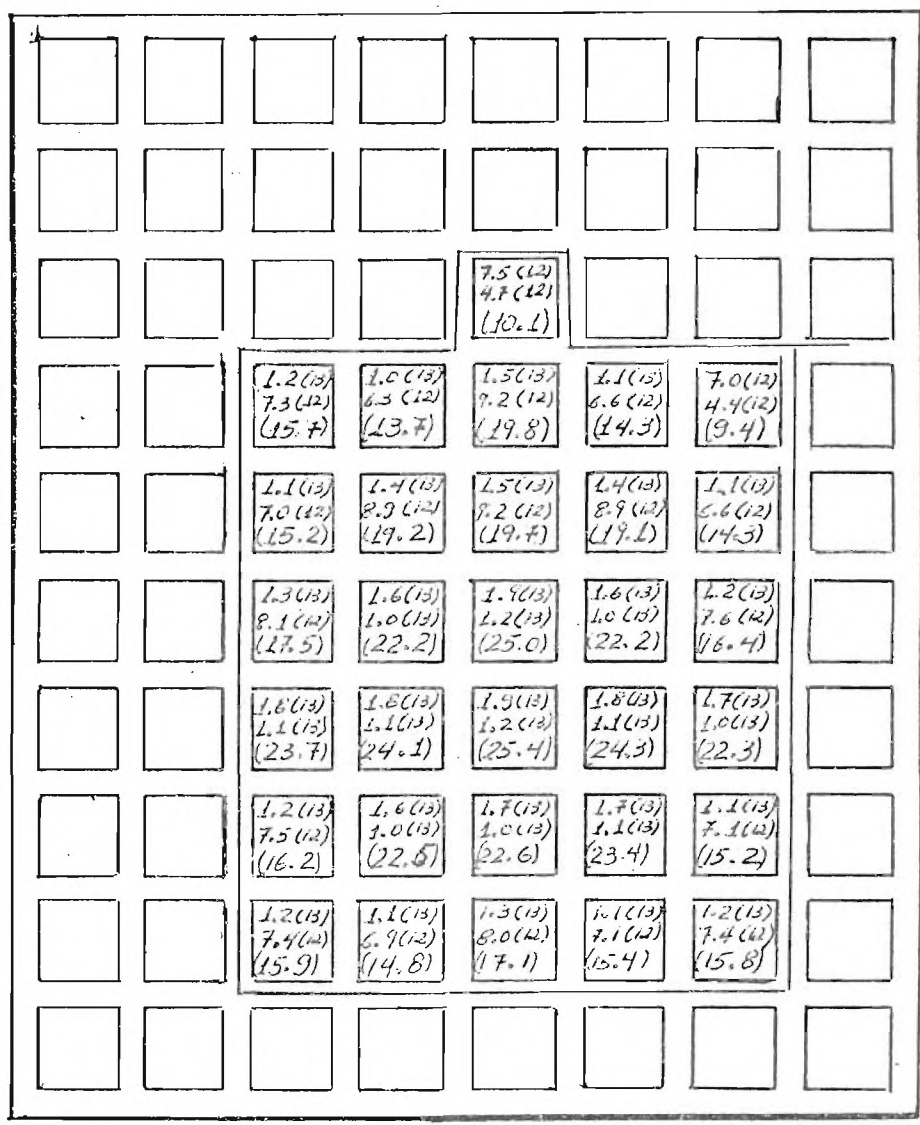
Na figura 1 ilustra-se a fonte de neutrons rápidos e gamas, para o reator em questão.

As outras fontes de radiação primária, tais como fotoneutrons, não são importantes para o cálculo deste termo-fonte.

## 2.1.2. RADIAÇÃO SECUNDÁRIA

Os termos-fonte de radiação secundária são aqueles originárias da interação da radiação primária, exclusivamente neutrons, que ao interagir com os isótopos constituintes do núcleo; de materiais estruturais; do refrigerante, e da própria blindagem, dão origem a radiação secundária, exclusivamente gamas.

A contribuição mais importante a este termo-fonte é a radiação gama secundária originada das reações de captura,  $(n,\gamma)$ . Este tipo de reação ocorre preferencialmente com a interação de neutrons térmicos. Nas tabelas 5,6 ilustram-se o espectro de raios  $\gamma$  para captura térmicas para alguns elementos e para o concreto. Para o cálculo da distribuição espacial e energética deste termo-fonte, que praticamente ocorre em todas as regiões do reator (núcleo, piscina, blindagem etc), "a priori" seria necessário conhecer a distribuição de neutrons térmicos  $\rho_{th}$  e então a fonte de radiação gama secundária num ponto  $\underline{r}$  devido um elemento X, seria dada por :



neutrons  
gammas  
(watts/cm<sup>2</sup>)

Figura 1: Fonte de Neutrons e Gama de Fissão

1.0(cc) = 1 x 10<sup>6</sup>

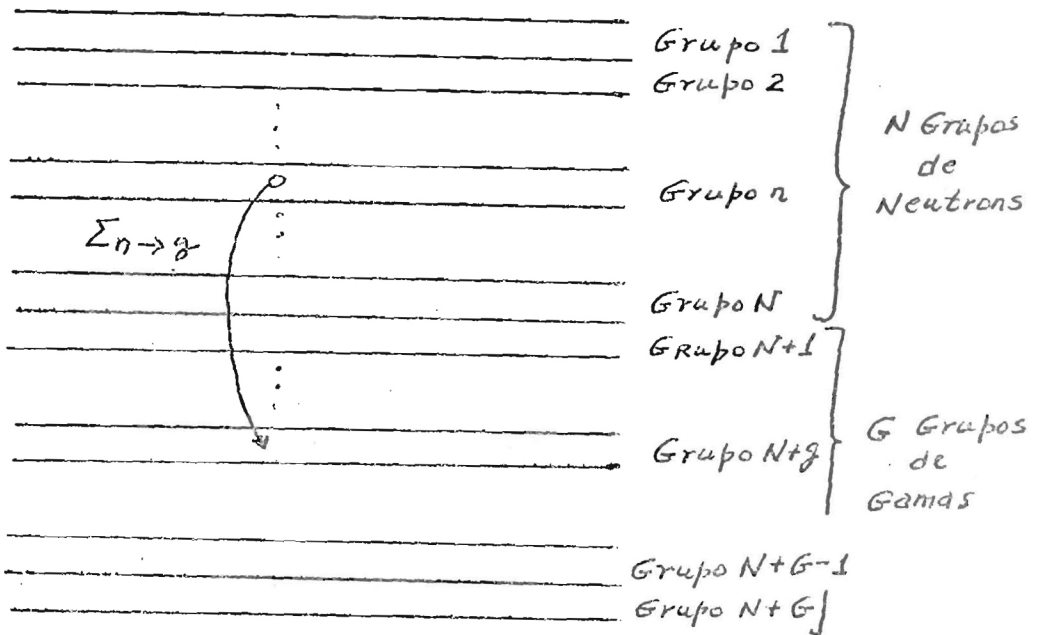


Figura 2: Estrutura de Grupos Acoplados ( $n-g$ ) para incorporar num mesmo calculo fontes secundarias devido reacões de captura e espalhamento inelástico.

$$S_X^\delta(\rho, E) = \delta(E) \sum_{c+h}^x(\rho) \phi_{th}(\rho)$$

, onde  $\sum_{c+h}^x$  é a secção de choque macroscópica de captura térmica, e  $\delta(E)$  é o rendimento de gamas com energia E. Em cálculos de blindagem atuais, o tratamento desta fonte é realizada em cálculos acoplados, ou seja, na medida em que a equação que descreve o transporte de partículas neutras, é em forma idêntica tanto para neutrons, como para fôtons, (vide seção 5), e o que diferencia o transporte destas partículas é basicamente a "secção de choque", o procedimento para incorporar de forma acoplada neutrons e gamas é subdividir o número total de grupos de energias, num conjunto superior de grupos de neutrons, e um conjunto inferior de grupos de gamas, ambos acoplados (vide figura 2), de maneira que se define uma secção de choque de transferência do grupo n de neutrons para um grupo g de gamas,  $\sum n \rightarrow g$ , e portanto o transporte de ambas partículas é realizado de maneira acoplada. A geração destas secções de choque de transferência é realizada por programas como o AMPX (vide seção 5), com base em bibliotecas como o ENDF-B-IV, ou VITAMIN C. (vide seção 5).

Outra fonte de radiação secundária, é o espalhamento inelástico de neutrons. Nesta reação, o nêutron é absorvido pelo núcleo, com a formação do núcleo composto, e a posterior emissão de um nêutron de energia mais baixa, e a subsequente emissão de raios gama com energia correspondente a um determinado nível de excitação do núcleo alvo. Em vista que um núcleo possui vários níveis de excitação, neste processo são produzidos gamas secundários com diferentes energias. O tratamento deste termo fonte é análogo ao de captura radioativa, ou seja este é tratado de maneira acoplada com os neutrons da radiação primária.

Finalmente, o decaimento radioativo, com emissão  $\gamma$ , de elementos ativados constituem-se uma das maiores contribuições de radiação, principalmente em reatores de pesquisa tipo piscina. Esta radiação secundária, usualmente denominada gamas de ativação, ocorre obviamente em todos os constituintes do reator, entretanto em reatores de pesquisa a maior contribuição ocorre na ativação do refrigerante e moderador. Em reatores de pesquisa tipo piscina, ou tanque, o núcleo está submerso em água, a qual além das funções de moderador de neutrons, possui a função de blindagem e refrigerante. A atividade da água é induzida após sua passagem pelo núcleo, que dependendo do reator possui um fluxo de água de cima para baixo, sendo que esta atividade é resultante dos seguintes fatores:

- i) Ativação da própria água e de gases nela dissolvidas ( $^{16}\text{N}$ ;  $^{41}\text{Ar}$ )
- ii) Ativação de impurezas dissolvidas na água proveniente da própria água de alimentação e da corrosão de materiais mergulhados na piscina.

- iii) Reações Nucleares de Recuo nos Materiais que se encontram no núcleo do reator e que reagem com neutrons rápidos, ( $^{24}\text{Na}$ , oriundo da reação  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  que ocorrem nas placas dos E.C.)
- iv) Elementos provenientes da corrosão de materiais no núcleo
- v) Produtos de Fissão provenientes dos elementos combustíveis através de processos de difusão, e eventualmente de falhas no encamisamento.

Na tabela 7 ilustra-se os produtos de ativação usualmente mais encontrados em reatores tipo piscina, como o IEA-R1. Estes produtos de ativação dissolvidos na água acompanham as correntes hidráulicas que ocorrem na piscina, (vide figura 3), e são os principais responsáveis pelos níveis de dose, no topo da piscina. Na tabela 8 ilustra-se os resultados obtidos por Hertz /4/, que ilustra as contribuições da dose no topo da piscina do reator de pesquisa IEA-R1, devido as radiações originárias no reator, e as originárias de produtos de ativação. Uma maneira de evitar que os produtos de ativação dissolvidos na água atinjam a superfície da piscina, é com a introdução de um colchão quente (camada) que evita que as correntes hidráulicas possam atingir a superfície.

Para estimar quantitativamente a intensidade do termo-fonte devido a ativação da água, é necessário modelos teóricos que descrevam como cada radioisótopo surge; e sua ativação no núcleo do reator. Uma descrição destas técnicas foge ao escopo deste trabalho. O N-16 apesar de contribuir com maior intensidade após a passagem da água no núcleo, devido sua pequena meia vida e a existência de tanque de decaimento que retém a água por um tempo suficiente para seu decaimento ( $\sim 10T_{1/2} = 74\text{seg}$ ), não contribue para as taxas de dose na superfície da piscina. O Ar-41, tem origem na reação de neutrons térmicos com o Ar-40 existente no ar dissolvido na água,  $^{40}\text{Ar}(n,\gamma)^{41}\text{Ar}$ , e contribue sensivelmente nas taxas de dose na superfície da piscina, além de desprender-se para o ambiente.

O Na-24 e Mg-27 são produzidos através das reações  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$  e  $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ , devido a presença do Na e Mg presentes na água como impurezas, e através das reações de recuo  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  e  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$  que ocorrem no alumínio estrutural dos elementos combustíveis. O Al-28, é formado por reações de captura no Alumínio estrutural, pela ativação do Alumínio contido como impureza na água, e através do decaimento  $\beta^-$  do  $^{27}\text{Mg}$ . Nas tabelas 9,10,11 ilustram-se as atividades específicas desses isótopos para alguns reatores de pesquisa, e na tabela 8 os níveis de radiação esperados na superfície livre da piscina do reator IEA-R1 é apresentada - do.

Finalmente é de se destacar que a distribuição espacial desses radioisótopos na piscina, é extremamente difícil, na medida em que se necessita a distribuição das correntes hidráulicas para uma correta modelagem. Uma aproximação que pode ser utilizada é supor que estes isótopos estão uniformemente distribuídos em todo volume de água da piscina.

Tab. 7. Principais Elementos Radioativos Existentes na Água da  
Piscina de Reatores Semelhantes ao IEA-R1 / 147

Elemento Radioativo	Origem de formação	Reação de formação	Limiar da Reação (MeV)	Secção de choque da reação	Gamma Emitidos (MeV)	Meia Vida (T1/a)
$^{16}\text{N}$	Oxigênio da água	$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	11 MeV	$\bar{\sigma} = 18.5\mu\text{b}$	6,14(68%) 7,11(5 %) 8,87(1 %)	7,35(s)
$^{16}\text{N}$	$^{15}\text{N}$ dissolvido na água	$^{15}\text{N}(n,\gamma)^{16}\text{N}$	—	$\sigma = 13\mu\text{b}$	idem	idem
$^{41}\text{Ar}$	$^{40}\text{Ar}$ dissolvido na água	$^{40}\text{Ar}(n,\gamma)^{41}\text{Ar}$	—	$\sigma = 0,53\text{ b}$	1,29(99,3%)	1,82(h)
$^{26}\text{Ne}$	$^{27}\text{Al}$ Estrutural	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	3,2 MeV	$\sigma = 0,6\text{ mb}$	1,37(100%) 2,75(100%)	15(h)
$^{24}\text{Na}$	$^{23}\text{Na}$ Impurezas	$^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$	—	$\sigma = 0,56\text{ b}$	idem	idem
$^{27}\text{Mg}$	$^{27}\text{Al}$ Estrutural	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	1,93 MeV	$\bar{\sigma} = 2,8\text{ mb}$	0,84(70%) 1,01(29%)	9,45 (min)
$^{27}\text{Mg}$	$^{26}\text{Mg}$ Impurezas	$^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$	—	$\sigma = 0,05\text{ b}$	idem	idem
$^{28}\text{Al}$	$^{27}\text{Al}$ Impurezas	$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$	—	$\sigma = 0,21\text{ b}$	1,78(100%)	2,3 (min)

*Tabela: 8*

Níveis de Radiação Esperados na Superfície Livre da Piscina Quando o Reator Estiver Funcionando em Regime Contínuo em 2 MW, 5 MW e 10 MW /4/

Elemento	2 MW		5 MW		10 MW	
	mR/h	% sobre o total	mR/h	% sobre o total	mR/h	% sobre o total
Emissores $\beta^+$	0,44	3,7 %	1,00	3,4 %	1,80	3,0 %
Magnésio-27	2,87	23,9 %	7,14	24,0 %	14,26	24,1 %
Argônio-41	1,07	8,9 %	2,62	8,8 %	5,20	8,8 %
Sódio-24	6,28	52,3 %	15,63	52,5 %	31,21	52,7 %
Radiação Direta	1,35	11,2 %	3,37	11,3 %	6,75	11,4 %
TOTAL	12,01		29,76		59,22	

Tabela 9

1) Reator "Melusine"

Potência de Operação : 4 MW  
Volume da Piscina : 390 (m<sup>3</sup>)

Elemento	Atividade Específica	% do Total
Na-24	$5,0 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	45,5 %
Mg-27	$2,0 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	18,2 %
A-41	$4,0 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	36,3 %

Tabela 10

2) Reator "Siloé"

Potência de Operação : 15 MW  
Volume da Piscina : 536 (m<sup>3</sup>)

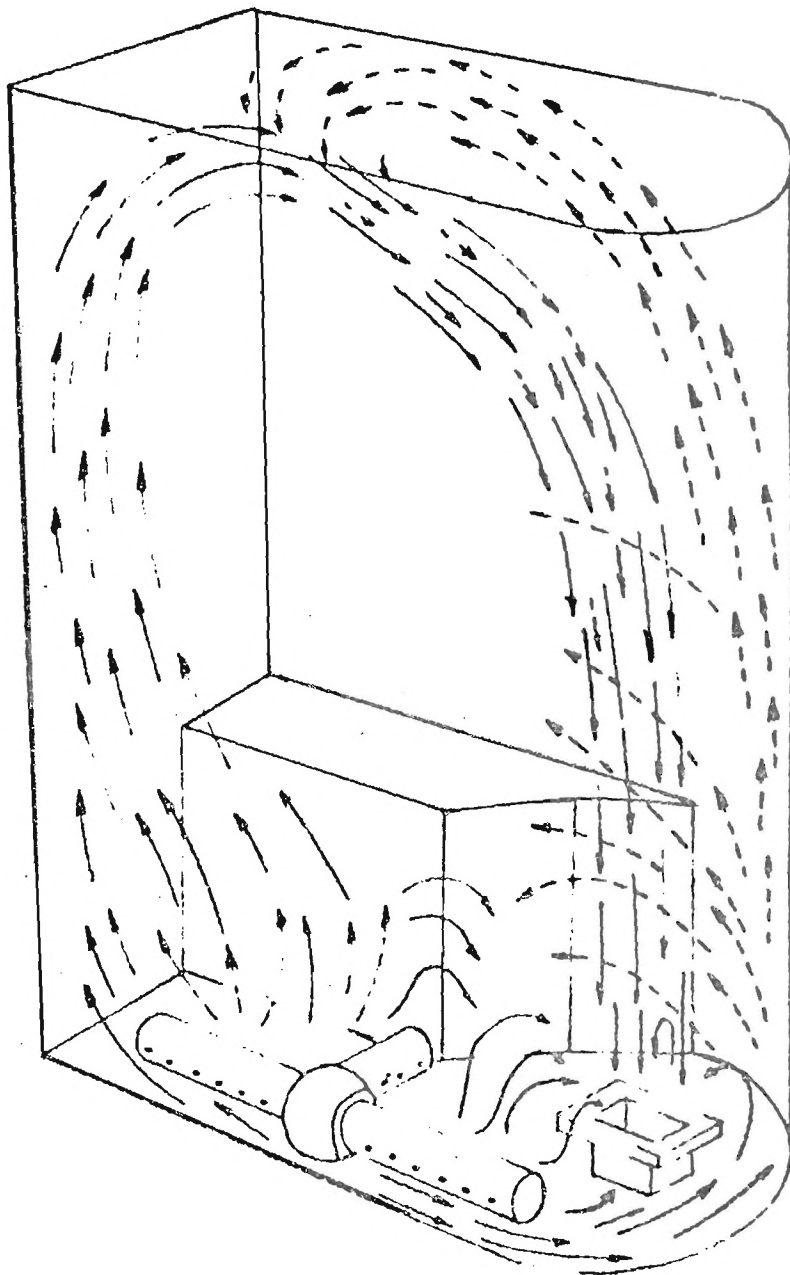
Elemento	Atividade Específica	% do Total
Na-24	$12,9 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	35 %
Mg-27	$5,9 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	16 %
A-41	$12,2 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	33 %
Emissores $\beta$	$5,9 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	16 %

Tabela 11

3) Reator I.R.L., "Industrial Reactor Laboratory"

Potência de Operação : 5 MW  
Volume da Piscina : 606 (m<sup>3</sup>)

Elemento	Atividade Específica	% do Total
Na-24	$2,9 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	55 %
Mg-27	$2,1 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	40 %
Mn-56	$5,9 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	1 %
A-41	$5,3 \times 10^{-3} (\mu\text{Ci}/\text{cm}^3)$	1 %



— CORRENTE PRINCIPAL  
--- CORRENTE SECUNDARIA

Figura 3 - Correntes Hidráulicas Predominantes na Piscina do Reator 141

## 2.2. INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA E GERAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE.

Após a definição do termo-fonte, o cálculo do transporte das radiações (neutrons e gamas), independentemente do método de cálculo utilizado, envolve o conhecimento dos mecanismos de interação da radiação com a matéria. A descrição quantitativa dos mecanismos de interação da radiação com a matéria, é descrita em termos da secção de choque (microscópica ou macroscópica), que em resumo descreve a probabilidade de interação da radiação (neutrons ou gamas) com um determinado isótopo, sendo função da energia da radiação incidente, do tipo de interação etc. Neste trabalho, assume-se que o conceito de secção de choque, tanto para gamas quanto para neutrons seja conhecido do aluno.

### 2.2.1. RADIAÇÃO GAMA

A atenuação de radiação gama em blindagens é basicamente devida a três processos: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e formação de pares.

O efeito fotoelétrico é caracterizado pela absorção completa da radiação gama (reação de absorção). Nesta interação, a radiação gama interage diretamente com um elétron orbital ligado, transferindo seu momento para o átomo. O elétron é então ejetado do átomo com uma energia cinética,  $T = E_\gamma - B$ , onde  $B$  é a energia de ligação do elétron. No rearranjo eletrônico, para preencher a camada vaga é emitido um raio X (radiação de fluorescência), sendo este elétron responsável pela deposição de energia na matéria (dose). O tratamento teórico do efeito fotoelétrico é complexo, sendo que a secção de choque microscópica é proporcional ao número atômico (elementos pesados), e inversamente proporcional à energia da radiação gama, i.e.,

$$\sigma_{FE} \sim Z^4 / E_\gamma^3$$

O processo de produção de pares possuem uma energia limiar de 1.02 MeV (energia necessária para a criação de um par elétron-positron, massa de repouso do elétron, ou positron, = 0,511MeV), aumentando gradativamente com a energia do fóton. Neste processo o raio gama é absorvido e aparece um par elétron-positron. Este processo pode ocorrer devido a interação do gama com o campo eletrostático de uma partícula carregada, ou com o campo nuclear. A soma das energias cinéticas do par elétron-positron é dada por  $T_+ + T_- = E_\gamma - 2m_0c^2 - T_{Recuo}$ , onde  $m_0c^2$  é energia de repouso do elétron (0,511MeV), e  $T_{Recuo}$  a energia cinética do núcleo de recuo. O elétron, e o núcleo de recuo depositam suas energias na matéria por ionização (dose), enquanto que o positron interage com um elétron (reação de aniquilação), e produz dois raios gamas com 0.511MeV cada.

Desprezando o efeito eletrônico na produção de pares, a secção de choque microscópica para produção de pares ( $\sigma_{PPN}$ ), pode

ser expressa por [21]

$$\sigma_{PPN} = \sigma_0 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \ln \left( \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2} \right) - \frac{218}{27} \right]; m_0 c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_0 c^2 / Z^{1/3}$$

e

$$\sigma_{PPN} = \sigma_0 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \ln (183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right]; E_\gamma \gg 137 m_0 c^2 / Z^{1/3}$$

onde Z é o número atômico, e

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right) = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 / \text{nucleon}$$

Quando o efeito eletrônico é levado em consideração ( $E_\gamma > 2.04 \text{ MeV}$ ), a secção de choque microscópica pode ser expressa, por [21]:

$$\tilde{\sigma}_{PP} = \sigma_{PPN} \left( 1 + \frac{1}{CZ} \right)$$

onde C depende de  $E_\gamma$  e varia de cerca de 2.6 para  $E_\gamma = 6.5 \text{ MeV}$  até 1.2 para  $E_\gamma = 100 \text{ MeV}$ .

O efeito Compton pode ser considerado um espalhamento que a radiação sofre ao interagir com um elétron. Aplicando-se as leis de conservação de energia e momento (relativistas), pode-se obter relações explícitas para a energia do gama emergente ( $E'_\gamma$ ), em função do ângulo de espalhamento  $\theta$ , i.e.

$$E'_\gamma = E_\gamma / \left[ 1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right]$$

bem como a energia cinética do elétron,  $T_e = E_\gamma - E'_\gamma$ , o qual deposita energia na matéria (dose).

A secção de choque diferencial,  $\tilde{\sigma}_C(\theta)$  para o espalhamento Compton, é expressa pela fórmula de Klein-Nishima,

$$\tilde{\sigma}_{KN}(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \left( \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left( \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right) \text{ u.T. / sterorradiano / eletrón}$$

onde 1.U.T(Unidade Thomson) =  $(8\pi/3) (e^2/m_0c^2)^2 = 0,665$  barns. A secção de choque total para o espalhamento Compton,

$$\sigma_C(E_\gamma) = \int_{4\pi} \sigma_{KN}(\theta) d\Omega,$$

pode ser expressa por

$$\sigma_C(E_\gamma) = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left[ \frac{2\epsilon(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \ln(1+2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right\} \text{U.T/electron,}$$

onde  $\epsilon = E_\gamma/m_0c^2$ . Uma outra secção de choque de importância relacionada com a perda fracional de energia do raio (transferida para o elétron) devido o espalhamento Compton, é a chamada secção de choque de absorção Compton,

$$\sigma_{ca} = \int_{4\pi} \frac{E_\gamma - E'_\gamma}{E_\gamma} \sigma_{KN}(\theta) d\Omega,$$

a qual é utilizada para o cálculo de energia depositada (dose).

Desta forma, a secção de choque microscópica total por átomo, é dada por :

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_{FE} + \sigma_{pp} + Z\sigma_C$$

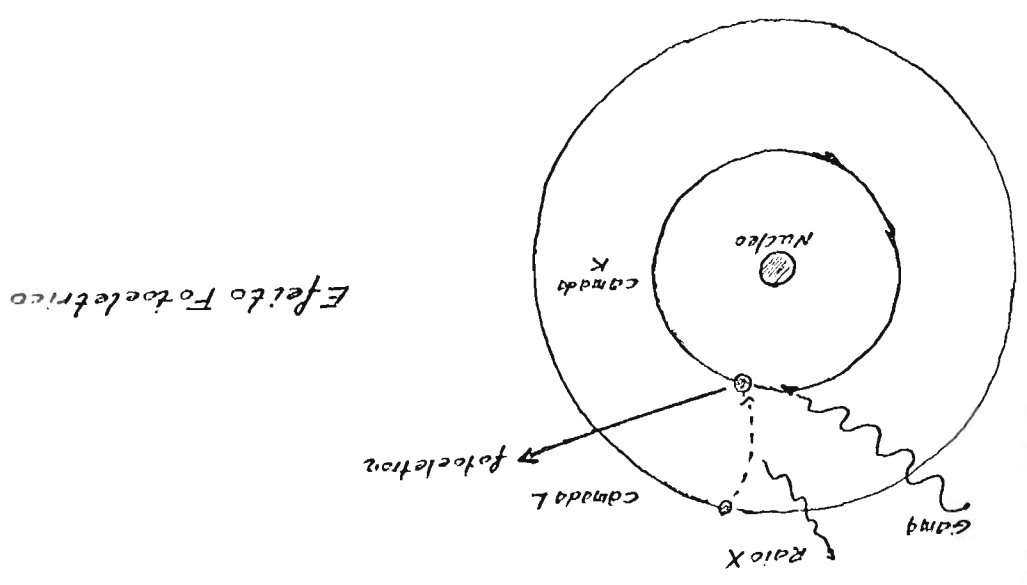
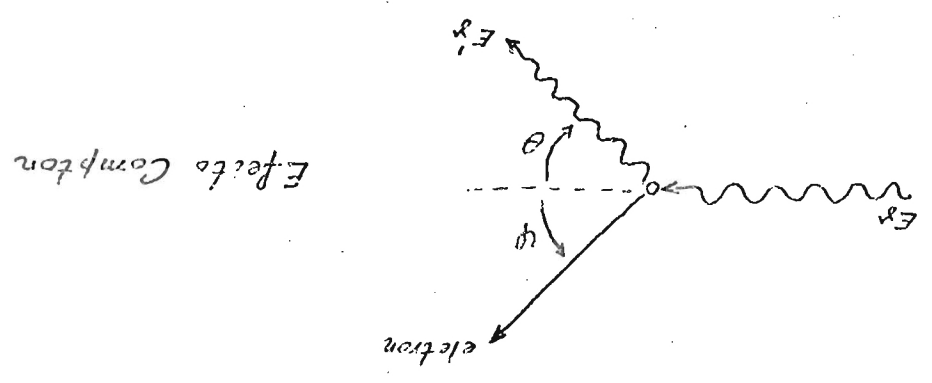
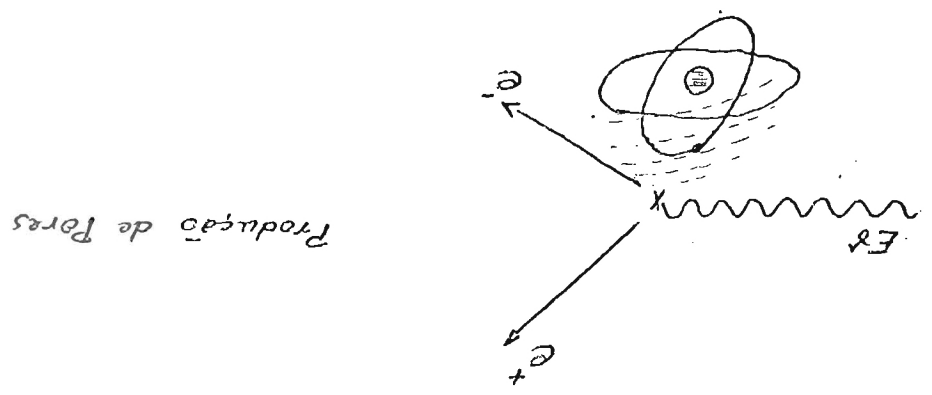
Na figura 4, ilustra-se esquematicamente os três processos. Convém salientar que além desses três processos, existem outros tais como, o espalhamento Rayleigh, Thomson e Ressonância Nuclear que não necessitam ser incluídos em cálculos de blindagem.

De maior utilidade que a secção de choque microscópica, é a secção de choque macroscópica, que no caso da radiação gama é denominada "Coeficiente linear de atenuação", sendo expresso:

$$\mu_t = N\sigma_{\Sigma}$$

com  $N = \rho N_{av}/A$ , onde  $N_{av}$  é o número de Avogrado ( $6,023 \times 10^{23}$ ),  $\rho$  a densidade ( $\text{g/cm}^3$ ) e  $A$  a massa atômica. Além do "Coeficiente linear de atenuação", para o cálculo de doses é utilizado o coeficiente de deposição de energia, ou absorção, dado por:

Figura 4: Interação da Radiação  $\gamma$  com a Matéria (esquemático)



$$\mu_0 = N (\sigma_{FE} + \sigma_{PP} + Z \sigma_{CQ})$$

e os coeficientes em unidade de massa,  $(\mu/\rho)$  ou  $(\mu_a/\rho)$   $\text{cm}^2/\text{gr}$ .

Na figura 5 ilustra-se a variação desses coeficientes com a energia, sendo que dados para a secção de choque para a radiação gama podem ser encontrados na referência STORM, E & ISRAEL, H.I; "Photon Cross Section from 1KeV to 100MeV for Elements Z= 1 to Z=100", NUCLEAR DATA TABLES A7,565-681 (1970). A tabela 12 ilustra a variação dos coeficientes de atenuação e de absorção para os vários elementos de interesse em blindagem.

Finalmente para uma mistura, pode-se calcular o coeficiente em unidades de massa, como:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_e \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_e w_e$$

com  $w_e$  a fração em peso do elemento na mistura.

### 2.2.2. NEUTRONS

Os processos de interação que contribuem para a atenuação de neutrons diferem bastante daqueles da radiação gama, principalmente devido as várias reações que necessitam ser consideradas; pela interação com o núcleo ao invés da interação com os elétrons, e principalmente devido as secções de choque para neutrons possuir uma complexa dependência energética que dificulta sua manipulação.

Os neutrons por não possuírem carga, não são afetados pelo campo elétrico do núcleo, sendo que para interagir o nêutron deve sofrer a ação das forças nucleares. As interações dos neutrons podem ser classificadas em dois tipos: i) Espalhamento (inelástico e elástico), no qual a direção e energia dos neutrons são alterados, e ii) absorção, na qual o nêutron desaparece, e outras radiações podem surgir, tais como radiação  $\gamma$  (reação de captura), partículas carregadas ( $\alpha, \beta$ ); ou a absorção do nêutron pode induzir o fenômeno de fissão, ou a emissão de mais neutrons.

A idéia básica de blindagem de neutrons, é utilizar materiais que diminuem a energia dos neutrons, através de espalhamentos, principalmente materiais leves (água; parafina etc), para então utilizar materiais que o absorvam.

No espalhamento elástico, a energia cinética e o momento são conservados, sendo que os processos físicos responsáveis por este tipo de interação são: i) formação do núcleo composto (aparecem ressonâncias nas secções de choque), e ii) espalhamento potencial (colisão tipo bola de bilhar). A secção de choque de espalhamento elástico é aproximadamente constante para baixas energias, sendo que seu valor varia de 2 à 10 barns.

Das leis de conservação de energia e momento, pode-se mos -

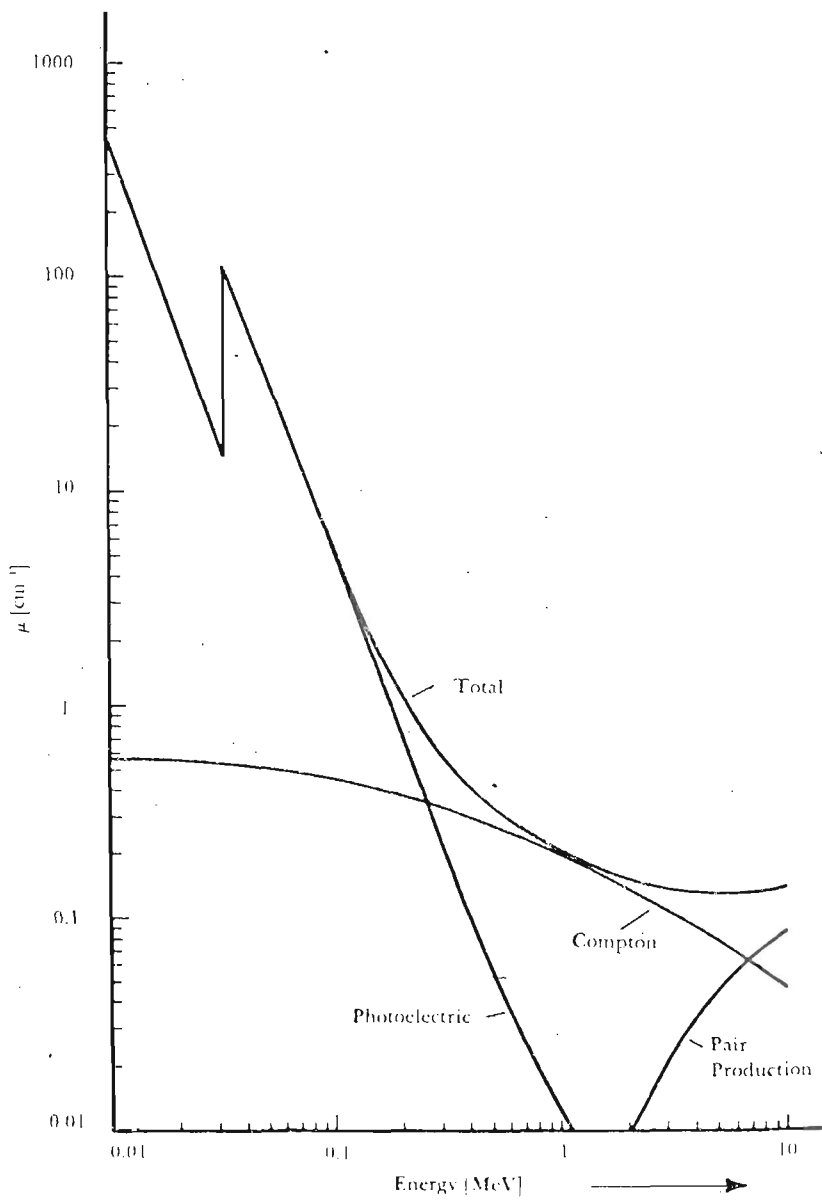


FIGURA 5: VARIAÇÃO DOS COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO COM A ENERGIA

## TABELA 12

The Mass Attenuation Coefficient ( $\mu/\rho$ ) for Several Materials, in  $\text{cm}^2/\text{g}$  \*

Material	Gamma-Ray Energy, MeV																	
	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	1.25	1.5	2	3	4	5	6	8	10
H	.295	.265	.243	.212	.189	.173	.160	.140	.126	.113	.103	.0876	.0691	.0579	.0502	.0446	.0371	.0321
Be	.132	.119	.109	.0945	.0847	.0773	.0715	.0628	.0565	.0504	.0459	.0394	.0313	.0266	.0234	.0211	.0180	.0161
C	.149	.134	.122	.106	.0953	.0870	.0805	.0707	.0636	.0568	.0518	.0444	.0356	.0304	.0270	.0245	.0213	.0194
N	.150	.134	.123	.106	.0955	.0869	.0805	.0707	.0636	.0568	.0517	.0445	.0357	.0306	.0273	.0249	.0218	.0200
O	.151	.134	.123	.107	.0953	.0870	.0806	.0708	.0636	.0568	.0518	.0445	.0359	.0309	.0276	.0254	.0224	.0206
Na	.151	.130	.118	.102	.0912	.0833	.0770	.0676	.0608	.0546	.0496	.0427	.0348	.0303	.0274	.0254	.0229	.0215
Mg	.160	.135	.122	.106	.0944	.0860	.0795	.0699	.0627	.0560	.0512	.0442	.0360	.0315	.0286	.0266	.0242	.0228
Al	.161	.134	.120	.103	.0922	.0840	.0777	.0683	.0614	.0548	.0500	.0432	.0353	.0310	.0282	.0264	.0241	.0229
Si	.172	.139	.125	.107	.0954	.0869	.0802	.0706	.0635	.0567	.0517	.0447	.0367	.0323	.0296	.0277	.0254	.0243
P	.174	.137	.122	.104	.0928	.0846	.0780	.0685	.0617	.0551	.0502	.0436	.0358	.0316	.0290	.0273	.0252	.0242
S	.188	.144	.127	.108	.0958	.0874	.0806	.0707	.0635	.0568	.0519	.0448	.0371	.0328	.0302	.0284	.0266	.0255
Ar	.188	.135	.117	.0977	.0867	.0790	.0730	.0638	.0573	.0512	.0468	.0407	.0338	.0301	.0279	.0266	.0248	.0241
K	.215	.149	.127	.106	.0938	.0852	.0786	.0689	.0618	.0552	.0505	.0438	.0365	.0327	.0305	.0289	.0274	.0267
Ca	.238	.158	.132	.109	.0965	.0876	.0809	.0708	.0634	.0566	.0518	.0451	.0376	.0338	.0316	.0302	.0285	.0280
Fe	.344	.183	.138	.106	.0919	.0828	.0762	.0664	.0595	.0531	.0485	.0424	.0361	.0330	.0313	.0304	.0295	.0294
Cu	.427	.206	.147	.108	.0916	.0820	.0751	.0654	.0585	.0521	.0476	.0418	.0357	.0330	.0316	.0309	.0303	.0305
Mn	1.03	.389	.225	.130	.0998	.0851	.0761	.0648	.0575	.0510	.0467	.0414	.0365	.0349	.0344	.0344	.0349	.0359
Sn	1.58	.563	.303	.153	.109	.0886	.0776	.0647	.0568	.0501	.0459	.0408	.0367	.0355	.0355	.0358	.0368	.0383
I	1.83	.648	.339	.165	.114	.0913	.0792	.0653	.0571	.0502	.0460	.0409	.0370	.0360	.0361	.0365	.0377	.0394
W	4.21	1.44	.708	.293	.174	.125	.101	.0763	.0640	.0544	.0492	.0437	.0405	.0402	.0409	.0418	.0438	.0465
Pt	4.75	1.64	.795	.324	.191	.135	.107	.0800	.0659	.0554	.0501	.0445	.0414	.0411	.0418	.0427	.0448	.0477
Tl	5.16	1.80	.866	.346	.204	.143	.112	.0824	.0675	.0563	.0508	.0452	.0420	.0416	.0423	.0433	.0454	.0484
Pb	5.29	1.84	.896	.356	.208	.145	.114	.0836	.0684	.0569	.0512	.0457	.0421	.0420	.0426	.0436	.0459	.0489
U	10.60	2.42	1.17	.452	.259	.176	.136	.0952	.0757	.0615	.0548	.0484	.0445	.0440	.0446	.0455	.0479	.0511
Air	.151	.134	.123	.106	.0953	.0868	.0804	.0706	.0636	.0567	.0517	.0445	.0357	.0307	.0274	.0250	.0220	.0202
NaI	1.57	.568	.305	.155	.111	.0901	.0789	.0657	.0577	.0508	.0465	.0412	.0367	.0351	.0347	.0347	.0354	.0366
H <sub>2</sub> O	.167	.149	.136	.118	.106	.0966	.0896	.0786	.0706	.0630	.0575	.0493	.0396	.0339	.0301	.0275	.0240	.0219
Concrete	.169	.139	.124	.107	.0954	.0870	.0804	.0706	.0635	.0567	.0517	.0445	.0363	.0317	.0287	.0268	.0243	.0229
Tissue	.163	.144	.132	.115	.100	.0936	.0867	.0761	.0683	.0600	.0556	.0478	.0384	.0329	.0292	.0267	.0233	.0212

\*From L. T. Templin, editor, *Reactor Physics Constants*, ANL-5800, 2nd ed., 1963; based on G. W. Grodstein, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.

trar que a relação entre a energia do nêutron espalhado ( $E'$ ) e o nêutron incidente no sistema laboratório, é dada por:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 2A \cos \varphi + 1}{(A+1)^2} = \frac{1+\alpha}{2} + \frac{1-\alpha}{2} \cos \varphi,$$

com  $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$  e  $\varphi$  o ângulo de espalhamento no sistema centro de massa, o qual é relacionado com o ângulo de espalhamento no sistema laboratório ( $\theta$ ) por;

$$\cos \theta = \frac{A \cos \varphi + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \varphi + 1}}$$

Das equações acima, e da hipótese que o espalhamento é isotrópico no S.C.M, pode-se concluir os seguintes fatos:

- i) o ângulo de espalhamento no S.L. médio,  $\bar{\theta} = \arccos(2/3A)$  espalhamento é preferencialmente para frente (forward scattering), e para núcleos pesados ( $A \rightarrow \infty$ )  $\rightarrow \bar{\theta} = \pi/2 \rightarrow$  espalhamento isotrópico no S.L.
- ii) a máxima perda de energia (mínimo  $E'$ ) uma colisão é igual a  $\alpha$ , e para o hidrogênio ( $A=1$ )  $\rightarrow E'=0$ . Portanto, numa colisão com o hidrogênio o nêutron pode perder toda sua energia, e desta forma materiais hidrogenados são excelentes materiais para blindagem de nêutrons.

No espalhamento inelástico parte da energia do nêutron é utilizada para excitar o núcleo, e portanto não há conservação da energia cinética. O núcleo é excitado por emissão de radiação  $\gamma$ . Para a ocorrência de espalhamento inelástico é necessário que o nêutron possua energia maior que a energia do 1º estado de excitação ( $E_1$ ), ou seja;

$$E > \frac{A+1}{A} E_1$$

Assim, por exemplo para o  $^{12}\text{C}$ ,  $E_1 = 4.43 \text{ MeV} \rightarrow E > 4.8 \text{ MeV}$ . Desta análise vemos que o espalhamento inelástico é importante para neutrons rápidos na interação com elementos pesados. A secção de choque para espalhamento inelástico, bem como a energia dos gamas secundários emitidos são dados bastante complexos, na medida em que existem vários níveis de excitação. Dados para estas grandezas são normalmente encontrados em arquivos de dados compilados, tais como o ENDF (Evaluated Nuclear Data File).

Dentro das reações de absorção, a mais importante no que diz respeito a blindagem, é a reação de captura. Neste processo, simbolicamente representado como  ${}^A_Z\text{X}(\gamma, \gamma) {}^A_Z\text{X}$ , o nêutron é absorvido pelo núcleo, o qual é levado a um "Núcleo composto excitado", ( ${}^{A+1}_Z\text{X}^*$ ), o qual posteriormente decai ao estado fundamental do isótopo  ${}^A_Z\text{X}$ , através da emissão de uma radiação  $\gamma$ . Nas tabelas 13 e 14 ilustram-se o espectro de energia dos raios gamas devido capturas induzidas por neutrons térmicos, para os principais elementos utilizados como blindagem.

A secção de choque de captura radioativa,  $\sigma_c$  foi bastante estudada tanto teoricamente quanto experimentalmente, sendo que usualmente exhibe um comportamento  $1/v$  para baixas energias, e ressonâncias isoladas nas energias intermediárias. No caso de uma simples ressonância, a secção de choque de captura,  $\sigma_c$  pode teoricamente ser descrita através da fórmula de Breit-Wigner,

$$\sigma_c(E_c) = \pi \lambda^2 g \left( \frac{E_1}{E_c} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_c - E_1)^2 + \Gamma^2/4}$$

com  $E_1$  a energia da ressonância,  $E_c$  a energia cinética do nêutron incidente no S.C.M., e os outros parâmetros possuem o significado usual. Dados experimentais sobre a secção de choque de captura para os vários elementos podem ser encontrados no BNL-325 ("barn-book"), ou em arquivos avaliados de dados nucleares, como o ENDF-Evaluated Nuclear Data File.

Das outras reações de absorção que os neutrons interagem com a matéria, a reação de absorção com produção de partículas carregadas é a mais importante;  $(n, \alpha)$ ;  $(n, p)$ . Estas reações são importantes, pois devido a emissão de partículas carregadas (alfas ou prótons), ocorre a deposição de energia na matéria (dose); ou a geração de calor via radiação. Uma reação que merece atenção é  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , seguida do decaimento gama (0,5MeV) do  $^7\text{Li}$ . Devido esta reação, materiais borados são utilizados como material de blindagem, principalmente devido a alta secção de choque de absorção. As outras reações tais como fissão, e  $(n, 2n)$  não são importantes do ponto de vista de atenuação dos neutrons.

Tabela 12.a

Gamma Ray Spectra for Thermal Neutron Capture in Various Elements

Target nucleus	$\sigma_{\gamma}$ , barn (0.0253 eV)	Photons/100 captures							Highest energy gamma ray, MeV
		0-1 MeV	1-2 MeV	2-3 MeV	3-5 MeV	5-7 MeV	7-9 MeV	> 9 MeV	
H	0.332	0	0	100	0	0	0	0	2.230
D	0.00053	0	0	0	0	100	0	0	6.244
C	0.0034	0	0	0	100	0	0	0	4.95
Na	0.530	> 96	127	187	70	31	0	0	6.41
Al	0.230	> 236	195	69	62	19	19	0	7.724
Si	0.16	> 100	63	30	89	11	4.1	0.1	10.59
Fe	2.55	> 75	60	27	23	25	38	2.1	10.16
Pb	0.170	0	0	0	0	7	93	0	7.38
U	2.73	254	178	91	34	0	0	4.06	

Tabela 12.b.

Gamma Ray Spectra for Thermal Neutron Capture in Various Concrete Mixtures

Concrete Type	Density g/cm <sup>3</sup>	$E_{\gamma}$ , cm <sup>-1</sup> (0.0253 eV)	Photons per neutron capture						
			1 MeV	2 MeV	3 MeV	4 MeV	6 MeV	8 MeV	10 MeV
Ordinary	2.30	0.0094	0.566	0.533	0.739	0.447	0.143	0.0542	0.0004
Barytes	2.575	0.0220	0.576	0.511	0.323	0.372	0.244	0.257	0.0016
Ilmenite	3.76	0.0975	0.599	1.25	0.248	0.248	0.588	0.116	0.0018

Tabela 13.

Some Prominent Gamma Rays Released by Various Isotopes in the Neutron Inelastic Scattering (n,n') Reaction

Atomic Number Z	Isotope	Energy of Prominent Gamma Rays (MeV)	Atomic Number Z	Isotope	Energy of Prominent Gamma Rays (MeV)
3	<sup>7</sup> Li	0.478	40	<sup>90</sup> Zr	0.43
5	<sup>10</sup> B	0.478 (n, $\alpha$ )			0.57
		0.717			...
		...	40	<sup>92</sup> Zr	2.18
		2.86			0.46
		3.37 (n,p)			0.57
5	<sup>11</sup> B	2.13			...
6	<sup>12</sup> C	4.4			1.84
11	<sup>23</sup> Na	0.44	82	<sup>206</sup> Pb	2.16
		0.63			0.54
		1.64	82	<sup>207</sup> Pb	0.80
26	<sup>56</sup> Fe	1.13			0.57
		1.41	82	<sup>208</sup> Pb	0.894
		...			...
		2.85			2.12
		3.37			2.64
26	<sup>56</sup> Fe	0.845	82	<sup>208</sup> Pb	0.58
		1.24			0.76
		...			0.86
		2.76			2.61
		3.60			

### 3. CÁLCULOS DE DOSE E CRITÉRIOS DE PROJETO

A quantidade usada na decisão de critérios de projetos de blindagem, é a propriedade do campo de radiação, conhecida como "dose". Esta quantidade é uma medida da energia depositada na matéria pelo campo de radiação, e em alguns casos uma medida do efeito biológico que este depósito de energia pode acarretar.

O depósito de energia pela radiação é efetuada em sua maior parte pelo fenômeno de ionização, assim partículas  $\alpha$ ,  $\beta$  as quais possuem carga elétrica, produzem ionização diretamente, e são conhecidas como "radiações ionizantes diretas", enquanto que os raios X e  $\gamma$ , e neutrons produzem ionização indiretamente (por exemplo, no espalhamento elástico de neutrons o núcleo de recuo pode ionizar o meio ao seu redor), e são conhecidos como "radiação ionizantes indiretas". Salienta-se que embora a ionização seja o principal mecanismo de transferência de energia para o meio, efeitos biológicos podem também serem produzidos por "excitação", no qual um átomo, ou molécula, é levado a um estado energético de mais alto nível. Ambos, fenomenos, ionização e excitação, podem quebrar ligações químicas, e iniciar mudanças bioquímicas as quais podem resultar em danos para os sistemas biológicos. O critério principal em projetos de blindagem, é especificar as espessuras e materiais que reduzem os níveis de radiação de maneira que as "doses" estejam abaixo dos valores máximos permitidos, os quais a luz do conhecimento presente não causam danos biológicos.

#### 3.1. UNIDADES DE DOSES

Unidades de Medida tem sofrido uma grande evolução e mudanças, desde que a radiação foi inicialmente reconhecida. Estas mudanças tem gerado uma grande confusão na terminologia, e nas unidades utilizadas. Basicamente, três tipos de unidades de medida da energia depositada pela radiação, são consideradas:

- i) A quantidade de íons produzidos por unidade de volume (exposição);
- ii) a energia depositada por unidade de massa (dose absorvida), e
- iii) efeito biológico relativo produzido por doses absorvidas de diferentes radiações (dose equivalente).

Exposição (X): é definida como a quantidade de ionização (número de íons, ou corrente elétrica, produzida por raios X ou  $\gamma$ , num elemento de volume, ou massa, de ar ou seja:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

onde  $\Delta Q$  é a soma das cargas elétricas de um sinal produzidas num volume de ar, cuja massa é  $\Delta m$ . A unidade de medida de Exposição no Sistema Internacional de Medidas é o Coulomb/Kg de ar. Entretanto por razões históricas, a unidade mais utilizada é o "Roentgen" (1R=2.58x10<sup>-14</sup> Coulomb/Kg), cuja definição é a seguinte: "1R é a exposição de raios X ou  $\gamma$  a qual produz 1 unidade ele

trostática de carga (lesu) em 0,001293gr de ar (1cm<sup>3</sup> nas CNTP)".  
É interessante notar que 1R deposita 87,7 ergs/grama no ar.

Dose Absorvida (D) : é definida como a energia depositada por unidade de massa do material, i.e.

$$D = \frac{\Delta E_d}{\Delta m}$$

onde  $\Delta E_d = \sum E_{in} - \sum E_{ex} + \sum Q$  , com

$\sum E_{in}$  = a soma de todas as energias, exceto as de repouso, de todas as partículas direta, ou indiretamente, ionizantes que tenham entrado no volume.

$\sum E_{ex}$  = a soma de todas as energias, exceto as de repouso, de todas as partículas diretas ou indiretamente, ionizantes que tenham saído do volume.

$\sum Q$  = a soma de todas as energias liberadas, menos a soma de todas as energias consumidas em qualquer reação nuclear, transformação, e processos de partículas elementares que tenham ocorrido no volume.

A unidade de dose absorvida no Sistema Internacional, é o "Gray", 1Gy=1Joule/Kg. Entretanto, por razões históricas, é também utilizado o "rad", o qual é definido como 1rad=100ergs/gr = 0,01 Joules/Kg. Obviamente 1rad=0,01Gy.

Dose Equivalente (H) : quando a resposta biológica à radiação é o parâmetro de interesse, o simples conhecimento da dose absorvida não é o suficiente, devido o "dano biológico" não ser apenas função da energia depositada pela radiação no organismo, mas também função do tecido, ou órgão irradiado, do tipo da radiação, e da taxa de deposição de energia. Desta forma é necessário um "peso" para comparar os efeitos biológicos produzidos pela mesma dose física de diferentes tipos de radiação, e portanto define-se:

$$H(\text{Dose Equivalente}) = D(\text{Dose Absorvida}) \times FQ(\text{Fator de Qualidade}),$$

onde, o fator de qualidade

$$FQ = \frac{\text{dose absorvida(rad) de raios X (200-250KeV) que produz um dado ef. biológico}}{\text{dose absorvida(rad) de outras radiações a qual estatisticamente produz o mesmo efeito biológico.}}$$

O F.Q. é portanto um adimensional que depende do tipo da radiação, e de sua energia. É comum utilizar-se F.Q., conforme ilustrado na tabela 15.

A unidade de dose equivalente no S.I. é o "Sievert"(Sv), o qual é definido como o produto da dose absorvida (Gy), pelo F.Q. Por razões históricas, é também usual utilizar-se o "rem", o qual é definido como o produto da dose absorvida em "rads" pelo F.Q., obviamente.

$$1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv.}$$

Tabela 15 - Fator de Qualidade

Tipo de Radiação	F.Q
Raios X e $\gamma$	1
$\beta$ s ( $E_{\text{max}} > 0.03 \text{MeV}$ )	1
$\beta$ s ( $E_{\text{max}} > 0.03 \text{MeV}$ )	1.7
$\alpha$ s	10
Neutrons, $E < 10 \text{KeV}$	3
Neutrons, $E < 10 \text{KeV}$	10
Fragmentos de Fissão	20
Prótons	10

### 3.2. CÁLCULO DE DOSES

Nos cálculos de transporte de radiações, a grandeza física normalmente utilizada é o "fluxo";  $\phi(r, E, \Omega)$ . Desta forma, conhecido o fluxo para o cálculo de doses deve-se calcular a taxa de reação ( $\Sigma\phi$ ), e multiplicá-la pela energia depositada por reação por unidade de massa.

Considerando um alvo fino ( $\mu x \ll 1$ ) exposto a um fluxo de gamas monoenergéticos,  $\phi_r$  ( $\gamma/\text{cm}^2\text{-seg}$ ), a taxa de reação por unidade de volume,

$$R_r = \mu \phi_r \text{ (reações/cm}^3\text{-seg),}$$

ou a taxa de reação por unidade de massa,

$$(R_r/\rho) = (\mu/\rho) \phi_r$$

onde  $\rho$  é a densidade, e  $(\mu/\rho)$ , o coeficiente de atenuação em massa.

Se todas as interações resultassem em absorções de energia pelo meio, então a taxa de absorção de energia seria  $(\mu/\rho) \phi_r E$ . (MeV/gr/seg), com E a energia da radiação. Entretanto, somente uma fração da energia inicial é absorvida, e portanto a taxa de dose absorvida, é  $f(\mu/\rho) \phi_r E$  (MeV/gr/seg), ou lembrando a definição do coeficiente de absorção em massa,  $(\mu_a/\rho) = f(\mu/\rho)$ , tem-se após a transformação em unidades adequadas,

$$\dot{D} \text{ (rad/gr)} = 5.76 \times 10^{-5} (\mu_a/\rho) \phi_r E$$

ou

$$\dot{D} \text{ (rad/seg)} = 1.6 \times 10^{-8} (\mu_a/\rho) \phi_r E$$

As fórmulas acima fornecem apenas uma estimativa da taxa de dose absorvida somente perto da superfície do corpo exposto, desde que a atenuação do fluxo de raios  $\gamma$  e o espalhamento múltiplo dentro do corpo não foram considerados. O cálculo de doses usando-se estas fórmulas é denominado "dose de primeira colisão", e subestimam o cálculo real, até ~ metade da dose real.

De maneira análoga, pode-se calcular a taxa de exposição:

$$\dot{X} \text{ (R/seg)} = 1.6 \times 10^{-8} (\mu_a/\rho)_{\text{ar}} \phi_r E$$

, e a relação entre as taxas de dose e exposição;

$$\dot{D} = 0.874 \frac{(\mu_a/\rho)}{(\mu_a/\rho)_{\text{ar}}} \dot{X}$$

Para o cálculo das taxas de dose equivalente para o caso da radiação (F.Q=1), basta utilizar  $(\mu_a/\rho)$  do tecido humano ( ${}^{18}_{40}\text{N}$ ), i.e.,

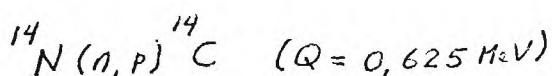
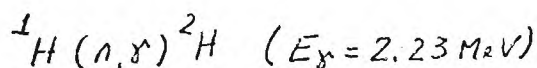
$$\dot{H}(\text{rem/hr}) = 5.76 \times 10^{-5} \left( \frac{\mu_a}{\rho} \right)_{\text{tecido}} \phi_n E$$

Para o cálculo da dose absorvida devido a neutrons rápidos ( $10\text{KeV} < E_n < 10\text{MeV}$ ), o mais importante mecanismo de transferência de energia é o "espalhamento elástico", desta forma desprezando-se as outras reações, pode-se calcular a taxa de dose absorvida de 1ª colisão devido a neutrons rápidos (desprezando-se espalhamentos múltiplos); por

$$\dot{D}(\text{rad/hr}) = \frac{5.76 \times 10^{-5}}{\rho} \sum_{i=1}^N \frac{2A_i}{(A_i+1)^2} N_i \sigma_{si} \phi E_0$$

com o fluxo de neutrons rápidos, com energia  $E_0$ ;  $N_i$ ,  $A_i$  e  $\sigma_{si}$  a densidade atômica, número de massa, e a secção de choque microscópica do i-ésimo isótopo que constitui a mistura com densidade de  $\rho$ . Para o caso do tecido humano (assume-se  $\rho=1$  e composição  ${}^{18}_{40}\text{N}$ , e multiplicando-se pelo fator de qualidade para neutrons rápidos (F.Q=10), e obtém-se a taxa de dose equivalente.

Para neutrons térmicos, a energia é depositada pela interação das partículas secundárias originadas da absorção do nêutron. No caso do tecido humano, as principais reações são:



Para a reação com o Nitrogênio, assumindo-se que toda energia liberada na reação ( $Q=0.625 \text{ MeV}$ ) é depositada, a taxa de dose equivalente, pode ser calculada de:

$$\dot{H}_N(\text{rem/hr}) \approx 1.94 \times 10^{-7} \phi_{th}$$

O cálculo da taxa de dose devido a reação com o hidrogênio, é mais complicada, em vista que a energia liberada na reação é em parte levada pelo núcleo de recuo (deutério), e em parte pela radiação gama. O núcleo de recuo praticamente deposita totalmente sua energia localmente, já a radiação  $\gamma$  irá depositar sua energia distante do ponto de produção, pode-se mostrar que a taxa de dose devido esta reação, varia no intervalo:

$$1.5 \times 10^{-9} \phi_{th} \leq \dot{D} \text{ (rad/hr)} \leq 2.5 \times 10^{-6} \phi_{th}$$

Os cálculos de dose como descritos (1<sup>a</sup> colisão) são adequados apenas para "estimativas grosseiras" das taxas de dose. Para cálculos precisos, é necessário utilizar-se fatores de conversão fluxo-dose, DF(E), os quais estimam a máxima dose, tendo como fonte de dados todos os processos físicos que ocorrem. Fatores de Conversão Fluxo-Dose, podem ser encontrados na norma: ANSI/ANS.6.11. Neutron and Gamma-Ray Flux-to-Dose-Rate Factor. Nesta norma são fornecidos os fatores de conversão, DF(E) (rem/hr)/(n/cm<sup>2</sup>-seg) ajustado por polinômios em função da energia, do tipo:

$$\ln DF(E) = A + BX + CX^2 + DX^3,$$

com  $X = \ln E$ . Uma vez conhecido DF(E), a taxa de dose total, pode ser calculada de:

$$\dot{D} \text{ (rem/hr)} = \int_E DF(E) \phi(E) dE$$

Nas tabelas 16, 17 ilustram-se os valores dos coeficientes dos ajustes polinomiais, para os fatores de conversão fluxo-dose, para radiação gama, DF<sub>g</sub>(E), e para neutrons, DF<sub>n</sub>(E).

### 3.3. CRITÉRIOS DE PROJETO

No dimensionamento de blindagens, o principal critério é que a blindagem reduza os níveis de radiação aos níveis recomendados pelas organizações internacionais (IAEA-ICRP), ou mesmo organismos nacionais em normas e guias de proteção radiológica (Safety Series 9- Basic Safety Standards for Radiation Protection).

Em geral, as normas de proteções radiológicas, tais como a CNEN. 6/73. Normas Básicas de Proteção Radiológica, limitam os níveis máximos no conceito de "dose máxima permissível", sendo que para trabalhadores operacionais, a dose máxima para exposição de corpo total trimestral é de 3rem, desde que a dose anual não exceda 5rem (esta norma não pode ser aplicada em mulheres em idade de procriação, sendo neste caso limitada a 1.3 rem/trimestre). Estes limites, forneceriam para áreas de trabalho, taxas de dose de aproximadamente 2,5 mrem/hr. Desta forma este valor pode ser tomado como um "critério" para o dimensionamento de blindagens.

Outra maneira de se estabelecer critérios de dose para dimensionamento de blindagens, é a divisão das áreas adjacentes ao "reator" em diferentes níveis de radiação de acordo com a acessibilidade destas áreas, e projetar as blindagens de maneira a reduzir as taxas de dose integradas nos tempos de acessibilidade definidas para cada área, abaixo dos níveis definidos para estas.

Tabela 16

## Gamma-Ray-Flux-to-Dose-Rate Conversion Factors. Polynomial

Coefficients in Analytic fit - -  $\ln DF_{\gamma}(E) = A + B X + C X^2 + D X^3$ . $DF_{\gamma}(E) = (\text{rem/hr})/(\text{photons/cm}^2\text{-s})$ ,  $E = \text{Photon energy in MeV}$ , and  $X = \ln E$ 

Photon Energy (MeV)	A	B	C	D
0.01 to 0.03	-2.0477 +01	-1.7454		
0.03 to 0.5	-1.3626 +01	-5.7117-01	-1.0954	-2.4897-01
0.5 to 5.0	-1.3133 +01	7.2008-01	-3.3603-02	
5.0 to 15.0	-1.2791 +01	2.8309-01	1.0873-01	

Além do dimensionamento de blindagens para redução aos níveis máximos permitidos, em condições operacionais, o projeto deve considerar a capacidade da blindagem desempenhar sua função, em condições de acidentes. De acordo com o SS-35 (Safe Operation of Critical Assemblies and Research Reactor), as blindagens devem ser projetadas para reduzir as doses a níveis menores que 25rem em condição de um acidente de excursão de potência que produza um número de fissões de  $10^{16}$  a  $10^{18}$  fissões (~200M Joules).

Nos critérios de projeto para blindagens, além dos critérios de dose devem ser considerados, outros critérios; tais como os referentes ao calor gerado via radiação e a consequente temperaturas máximas atingidas internamente à blindagem, e gradientes de temperatura que possam induzir tensões mecânicas, ou danos estruturais; a resistência mecânica e estabilidade estrutural; a ativação etc.

Tabela 17

## Neutron Flux-To-Dose-Rate Conversion Factors. Polynomial Coefficients

In Analytic Fit - -  $\ln DF_n(E) = A + B X + C X^2 + D X^3$ . $DF_n(E) = (\text{rem/hr})/(\text{n/cm}^2\text{-s})$ ,  $E = \text{neutron energy in MeV}$ , and  $X = \ln E$ 

Neutron Energy (MeV)	A	B	C	D
2.5 -08 to 1.0-07	-1.2514 +01			
1.0 -07 to 1.0-02	-1.2210 +01	1.7165-01	2.6034-02	1.0273-03
0.01 to 0.1	-8.9302	7.8440-01		
0.1 to 0.5	-8.6632	9.0037-01		
0.5 to 1.0	-8.9359	5.0696-01		
1.0 to 2.5	-8.9359	-5.5979-02		
2.5 to 5.0	-9.2822	3.2193-01		
5.0 to 7.0	-8.4741	-1.8018-01		
7.0 to 10.0	-8.8247			
10.0 to 14.0	-1.1203 +01	1.0352		
14.0 to 20.0	-9.1202	2.4395-01		

#### 4. MÉTODOS DE CÁLCULO

Os métodos de cálculo para transporte das radiações variam desde métodos aproximados, até métodos sofisticados que solucionam a equação de transporte. Devido a complexidade matemática destes métodos, aqui apenas se resumem as principais idéias de cada método, sendo que os detalhes poderão ser encontrados nas referências específicas /5/.

##### 4.1. MÉTODO DO NÚCLEO PUNTUAL ("POINT-KERNEL") E FATOR DE CRESCIMENTO ("BUILD UP FACTOR")

Esta técnica é baseada em considerações geométricas sobre o transporte da componente não colidida (uncollided) da radiação num meio devido uma fonte distribuída num determinado volume. A técnica do núcleo-puntual, é de certa forma equivalente matematicamente ao método de função de Green, e é uma das mais utilizadas para cálculo do transporte de radiação gama.

O "Núcleo Pontual não Colidido",  $K(\underline{r}-\underline{r}')$  é definido como o fluxo num ponto  $\underline{r}'$ , sem considerar o espalhamento no meio, devido uma fonte puntual de intensidade unitária, localizada numa posição  $\underline{r}$ , num meio infinito, sendo dado por :

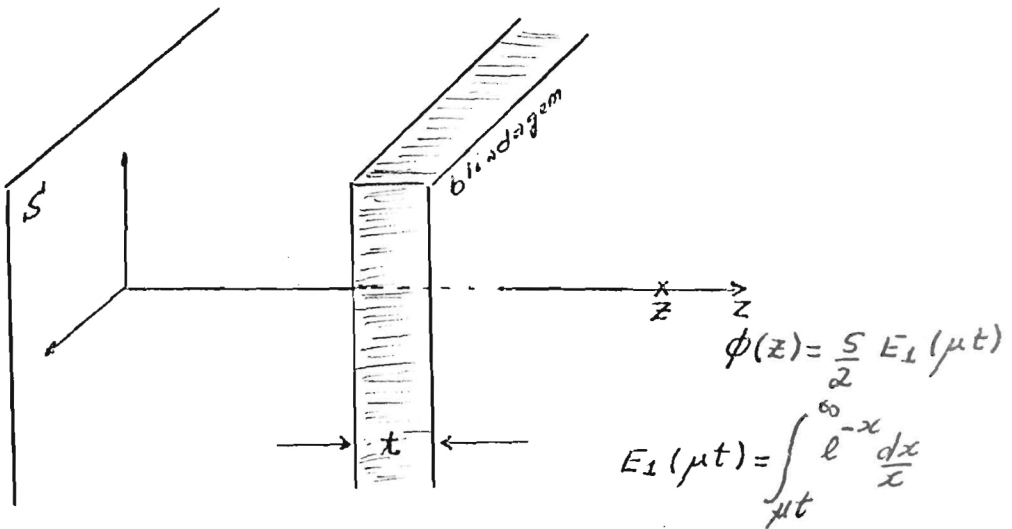
$$K(\underline{r}-\underline{r}') = \frac{1}{4\pi|\underline{r}-\underline{r}'|^2} \exp[-\mu|\underline{r}-\underline{r}'|]$$

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

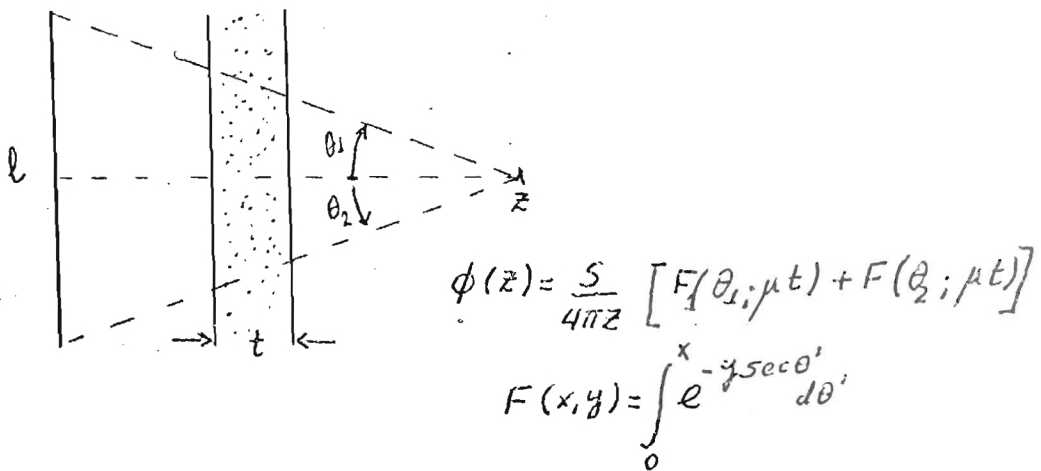
$$\phi(\underline{r}) = \int_{V_{\text{fonte}}} S(\underline{r}') K(\underline{r}-\underline{r}') d^3r'$$

A solução desta equação nem sempre é possível de ser encontrada, pois depende da geometria da fonte, sendo que em geral a integral deve ser calculada numericamente. Para geometrias simples, e fontes uniformemente distribuída, tem-se:

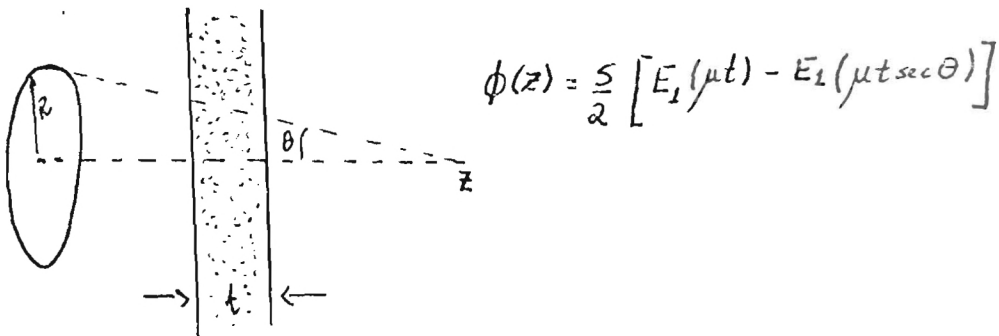
i) Fonte Plana (S partículas/cm<sup>2</sup>-seg)



ii) Fonte Linear (S partículas/cm-seg)



iii) Fonte em Disco



Os cálculos dos fluxos, conforme dado pelas equações acima não consideram a radiação que sofrendo espalhamento pode contribuir para o fluxo. Para incluir a contribuição da componente espalhada do campo de radiação, é incluído um fator multiplicativo, conhecido como "fator de crescimento" (Build-up), o qual é definido como:

$$B = \frac{\text{campo de radiação (fluxo, dose, etc) no ponto } r}{\text{campo de radiação (fluxo, dose, etc) não colidido no ponto } r}$$

Desta forma, conhecendo-se o fator de crescimento devido a uma fonte puntual, o fluxo num ponto  $r$  devido uma fonte distribuída num volume  $V$ , pode ser calculado por :

$$\phi(r) = \int_V B(\mu|r-r'|) S(r') K(|r-r'|) d^3r'$$

com  $K(|r-r'|)$  o núcleo puntual.

Os valores do fator de crescimento foram calculados para fontes puntuais isotrópicas em meios homogêneos e infinitos, através da solução da equação de transporte da radiação gama através do método dos momentos. A primeira fonte de dados foram obtidas em 1954 por Goldstein e Wilkins, para vários materiais de interesse, e são ilustrados na tabela 18.

Desde então, muitos autores dedicaram-se à determinação de fórmulas empíricas que reproduzem os valores de  $B$  com a vantagem que estas fórmulas permitem a condensação de dados, eliminam a necessidade de interpolação com relação à distância e facilitam a manipulação matemática. Dentre várias, citam-se:

i) Fórmula de Taylor

$$B(\mu r) = A \exp(-\alpha_1 \mu r) + (1-A) \exp(-\alpha_2 \mu r)$$

ii) Fórmula de Capo

$$B(\mu r; E_0) = \sum_{i=0}^3 \beta_i (\mu r)^i; \text{ com } \beta_i = \sum_{j=0}^4 C_{ij} \left(\frac{1}{E_0}\right)^j$$

iii) Fórmula de Berger

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

etc, e sendo os parâmetros tabelados em vários manuais de blindagem para a maioria de materiais de interesse.

Para a utilização da técnica do fator de crescimento em blindagens múltiplas (laminadas), existem várias aproximações. A mais simples consiste na definição de um fator de crescimento

Table 18: Energy fluence buildup factors <sup>a)</sup> -- Point isotropic source, infinite medium

$E_0$ [MeV]	$\mu_0 r$						
	1	2	4	7	10	15	20
Water							
0.255	3.16	6.94	20.6	61.1	134	358	759
0.5	2.56	5.10	13.5	35.0	68.1	153	283
1.0	2.10	3.58	7.42	15.2	25.1	45.7	73.2
2.0	1.73	2.55	4.40	7.51	10.9	17.1	24.2
3.0	1.58	2.18	3.42	5.35	7.35	10.7	14.3
4.0	1.47	1.95	2.91	4.37	5.85	8.34	10.7
6.0	1.36	1.72	2.40	3.39	4.36	6.28	7.35
8.0	1.30	1.59	2.05	2.91	3.67	4.85	5.94
10.0	1.26	1.51	1.97	2.63	3.26	4.26	5.19
Aluminum							
0.5	2.45	4.43	10.0	22.94	41.7	87.0	152
1.0	2.01	3.29	6.52	12.95	21.0	37.6	58.1
2.0	1.67	2.43	4.21	7.21	10.6	16.6	23.2
3.0	1.53	2.11	3.33	5.31	7.41	11.1	14.9
4.0	1.44	1.88	2.82	4.28	5.81	8.42	11.2
6.0	1.33	1.68	2.37	3.47	4.61	6.61	8.60
8.0	1.27	1.54	2.09	2.95	3.86	5.45	7.04
10.0	1.22	1.45	1.91	2.64	3.42	4.78	6.18
Iron							
0.5	2.02	3.20	6.16	12.1	19.9	36.8	57.7
1.0	1.84	2.84	5.27	9.95	15.8	27.5	41.5
2.0	1.60	2.28	3.82	6.54	9.73	15.6	22.2
3.0	1.48	1.98	3.18	5.17	7.44	11.7	16.5
4.0	1.38	1.80	2.71	4.30	6.14	9.59	13.6
6.0	1.28	1.58	2.27	3.51	4.99	8.03	11.8
8.0	1.21	1.45	1.99	2.99	4.23	6.89	10.3
10.0	1.17	1.36	1.81	2.66	3.78	6.36	9.14
Lead							
0.5	1.24	1.41	1.68	1.99	2.26	2.27	(2.71)
1.0	1.35	1.66	2.21	2.95	3.65	4.34	5.25
2.0	1.35	1.68	2.37	3.41	4.49	6.33	8.27
3.0	1.29	1.59	2.25	3.39	4.74	7.46	10.7
4.0	1.23	1.49	2.06	3.20	4.72	8.33	13.7
5.1097	1.18	1.38	1.89	3.01	4.71	9.64	19.0
6.0	1.15	1.33	1.79	2.87	4.70	10.91	25.2
8.0	1.11	1.24	1.59	2.48	4.11	10.68	29.5
10.0	1.09	1.19	1.46	2.16	3.49	9.25	27.6

<sup>a)</sup> These were originally called by Goldstein and Wilkiss (11) "energy" buildup factors.

equivalente dado pela multiplicação de todos os fatores de crescimento das blindagens individuais, ou seja.

$$B = B_1(\mu_1 x_1) B_2(\mu_2 x_2) \dots B_N(\mu_N x_N)$$

A desvantagem deste método, é que a alteração da ordem das blindagens laminadas não altera o produto, o que está em desacordo com o observado fisicamente. Outras aproximações propõem a utilização de um número atômico efetivo do sistema, etc. As principais aproximações para fatores de crescimento em blindagens múltiplas, são:

i) Broader

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

ii) Kitazuma

$$B\left(\sum_{i=1}^M \mu_i x_i\right) = B_N\left(\sum_{i=1}^N \mu_i x_i\right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left( B_n\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) - B_{n+1}\left(\sum_{i=1}^n \mu_i x_i\right) \right) \times \exp\left[-\sum_{j=n+1}^N \alpha_{j-1,j} \mu_j x_j\right]$$

e outras.

As técnicas de núcleo-puntual com fator de crescimento são adequadas para a radiação gama, porém não são muito adequadas para o cálculo de transporte de neutrons.

#### 4.2. MÉTODO DA SECÇÃO DE CHOQUE DE REMOÇÃO E REMOÇÃO-DIFUSÃO

As técnicas de núcleo-puntual não tem sido muito empregadas para o cálculo de transporte de neutrons, principalmente devido as interações de neutrons serem muito mais complexas do que as interações de radiação gama, e consequentemente o fluxo não colidido são muito mais complexo. Entretanto, na década de 50, medidas no Lid Tank Shielding (LTS) de Oak-Ridge introduziram o conceito de "Secção de choque de Remoção" ( $\Sigma_R$ ), a qual podia ser utilizada; junto com núcleos pontuais (Alberto-Welton; Casper), etc para a determinação da atenuação de neutrons de fissão com a mesma filosofia da técnica do núcleo puntual, em blindagem contendo material hidrogenados. Sem entrar nos detalhes da determinação e validade deste conceito, a idéia seria correlacionar a atenuação; através de :

$$D_2(z) = D_1(z) \exp[-\Sigma_R t]$$

onde  $D_1(z)$  = dose absorvida atenuada através de uma distância  $z$  de água,

$D_2(Z)$  = dose absorvida atenuada através de uma blindagem de espessura  $t$  de um determinado material entre a fonte e a água.

Valores da secção de choque de remoção para vários elementos e compostos são ilustrados na tabela 19. Ajustes empíricos, podem ser expressos por :

$$\bar{\Sigma}_R / \rho = 0,19 Z^{-0,743} \text{ cm}^2/\text{gr} ; Z \leq 8$$

$$= 0,125 Z^{-0,565} \text{ cm}^2/\text{gr} ; Z > 8$$

ou

$$\bar{\Sigma}_R / \rho = 0,206 A^{-1/3} Z^{-0,294}$$

com  $Z$  o número atômico, e  $\rho$  a densidade

As secções de choque de remoção podem ser utilizados com núcleos pontuais de fissão, como o de Casper,

$$4\pi r^2 D(r) = 2,78 \times 10^{-5} \left[ (f_w r)^{0,349} \exp[-0,422 (f_w r)^{0,58}] \right] \exp[-0,0308 f_w] \times$$

$$\times \exp \left[ - (1-f_w) \sum_{i=1}^N \bar{\Sigma}_{Ri} t_i \right]$$

e com  $f_w$  a fração volumétrica de água, para obter a taxa de dose na superfície de blindagens; na mesma filosofia utilizada para radiação gama.

O conceito de secção de choque de remoção fornece um método aproximado para calcular a atenuação de neutrons rápidos, entretanto a técnica não pode ser utilizada para estimar as taxas de dose devido neutrons térmicos, ou obter fluxos de neutrons térmicos para obter a fonte de gamas secundários de captura dentro de blindagens.

A técnica da remoção-difusão, consiste em tratar os neutrons removidos da componente rápida (tratado através do conceito de secção de choque de remoção), e que serão moderados, através da teoria de difusão, para calcular os fluxos de neutrons lentos. A técnica é conhecida, como Método de Spinney (em homenagem ao seu introdutor), e sem entrar em detalhes sobre as hipóteses necessã -

Fast-Neutron Removal Cross Sections and Mass Attenuation Coefficients<sup>a</sup>

Element	Atomic Number	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\Sigma_R/\rho$ (Calc.) (cm <sup>2</sup> /g)	$\Sigma_R$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_R/\rho$ (Exp.) (cm <sup>2</sup> /g)	Element	Atomic Number	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\Sigma_R/\rho$ (Calc.) (cm <sup>2</sup> /g)	$\Sigma_R$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_R/\rho$ (Exp.) (cm <sup>2</sup> /g)
Aluminum	13	2.699	0.0293	0.0792	0.0292 ± 0.0012	Neodymium	60	6.960	0.0124	0.0861	
Antimony	51	6.691	0.0136	0.0907		Neon	10		0.0340		
Argon	18		0.0244			Nickel	28	8.900	0.0190	0.1693	0.0190 ± 0.0010
Arsenic	33	5.730	0.0173	0.0993		Niobium	41	8.400	0.0153	0.1288	
Barium	56	3.500	0.0129	0.0450		Nitrogen	7		0.0448		
Beryllium	4	9.013	0.0678	0.1248	0.0717 ± 0.0043	Osmium	76	22.480	0.0108	0.2432	
Bismuth	83	9.747	0.0103	0.1003	0.010 ± 0.0010	Oxygen	8		0.0405		0.031 ± 0.002
Boron	5	3.330	0.0575	0.1914	0.0540 ± 0.0054	Palladium	46	12.160	0.0144	0.1747	
Bromine	35	3.120	0.0168	0.0523		Phosphorus	15	1.820	0.0271	0.0493	
Cadmium	48	8.648	0.0140	0.1213		Platinum	78	21.370	0.0107	0.2279	
Calcium	20	1.540	0.0230	0.0354		Potassium	19	6.475	0.0237	0.1533	
Carbon	6	1.670	0.0502	0.0838	0.0407 ± 0.0024	Praseodymium	59	6.500	0.0125	0.0812	
Cerium	58	6.900	0.0126	0.0870		Radium	88	5.000	0.0100	0.0498	
Cesium	55	1.873	0.0130	0.0243		Rhenium	75	20.530	0.0109	0.2238	
Chlorine	17		0.0252		0.020 ± 0.014	Rhodium	45	12.440	0.0145	0.1810	
Chromium	24	6.920	0.0208	0.1436		Rubidium	37	1.532	0.0163	0.0249	
Cobalt	27	8.900	0.0194	0.1728		Ruthenium	44	12.060	0.0147	0.1777	
Copper	29	8.940	0.0186	0.1667	0.0194 ± 0.0011	Samarium	62	7.750	0.0121	0.0941	
Dysprosium	66	8.562	0.0117	0.1003		Scandium	21	3.020	0.0224	0.0576	
Erbium	68	4.770	0.0115	0.0550		Selenium	34	4.800	0.0170	0.0818	
Europium	63	5.166	0.0120	0.0621		Silicon	14	2.420	0.0281	0.0681	
Fluorine	9		0.0361		0.0409 ± 0.0020	Silver	47	10.503	0.0142	0.1491	
Gadolinium	64	7.868	0.0119	0.0938		Sodium	11	0.971	0.0322	0.0313	
Gallium	31	5.903	0.0180	0.1060		Strontium	38	2.540	0.0160	0.0407	
Germanium	32	5.460	0.0176	0.0963		Sulfur	16	2.070	0.0261	0.0540	
Gold	79	19.320	0.0106	0.2045		Tantalum	73	16.600	0.0111	0.1838	
Hafnium	72	13.300	0.0112	0.1484		Tellurium	52	6.240	0.0134	0.0837	
Helium	2		0.1135			Terbium	65		0.0118		
Holmium	67		0.0116			Thallium	81	11.860	0.0104	0.1238	
Iodine	49	7.280	0.0139	0.1009		Thorium	90	11.300	0.0098	0.1111	
Iodine	53	4.930	0.0133	0.0654		Thulium	69		0.0114		
Iridium	77	22.420	0.0107	0.2408		Tin	50	6.550	0.0137	0.0898	
Iron	26	7.865	0.0198	0.1560	0.0214 ± 0.0009	Titanium	22	4.500	0.0218	0.0981	
Krypton	36		0.0165			Tungsten	74	19.300	0.0110	0.2120	0.0082 ± 0.0018
Lanthanum	57	6.150	0.0127	0.0783		Uranium	92	18.700	0.0097	0.1816	0.0091 ± 0.0010
Lead	82	11.347	0.0104	0.1176	0.0103 ± 0.0009	Vanadium	23	5.960	0.0213	0.1267	
Lithium	3	0.534	0.0840	0.0449	0.094 ± 0.007	Xenon	54		0.0131		
Lutetium	71		0.0112			Ytterbium	70		0.0113		
Magnesium	12	1.741	0.0307	0.0535		Yttrium	39	3.800	0.0158	0.0599	
Manganese	25	7.420	0.0203	0.1505		Zinc	30	7.140	0.0183	0.1300	
Mercury	80	13.546	0.0108	0.1424		Zirconium	40	6.440	0.0156	0.1001	
Molybdenum	42	10.200	0.0151	0.1543							

<sup>a</sup>From ref. 83.

Table 12b. Microscopic Removal Cross Sections of  
 Various Elements and Compounds Measured  
 at the ORNL Lid Tank Shielding Facility<sup>a,b</sup>

Material	$\sigma_R$ (barns/atom)
Aluminum	1.31 ± 0.05
Beryllium	1.07 ± 0.06
Bismuth	3.49 ± 0.35
Boron <sup>c</sup>	0.97 ± 0.10
Carbon	0.81 ± 0.05
Chlorine <sup>c</sup>	1.2 ± 0.8
Copper	2.04 ± 0.11
Fluorine <sup>c</sup>	1.29 ± 0.06
Iron	1.98 ± 0.08
Lead	3.53 ± 0.30
Lithium	1.01 ± 0.05
Nickel	1.89 ± 0.10
Oxygen <sup>c</sup>	0.99 ± 0.10
Tungsten	3.36 <sup>d</sup>
Zirconium	2.36 ± 0.12 <sup>e</sup>
Uranium	3.6 ± 0.4
Boric oxide, B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4.30 ± 0.41
Boron carbide, B <sub>4</sub> C	4.7 ± 0.3 <sup>f</sup>
Fluoroethene, C <sub>2</sub> F <sub>3</sub> Cl	6.66 ± 0.8
Heavy water, D <sub>2</sub> O	2.76 ± 0.11
Hevimet (90 wt % W, 6 wt % Ni, 4 wt % Cu)	3.22 ± 0.18
Lithium fluoride, LiF	2.43 ± 0.34
Oil, CH <sub>2</sub>	2.84 ± 0.11
Paraffin, C <sub>30</sub> H <sub>62</sub>	80.5 ± 5.2
Perfluoroheptane, C <sub>7</sub> F <sub>16</sub>	26.3 ± 0.8

rias para a sua validade, consiste em calcular a componente penetrante através da técnica do núcleo puntual, com um núcleo da do por :

$$\phi^0(r, E) = \frac{S_0(E) e^{-\bar{\Sigma}_R(E)r}}{4\pi r^2} ; \text{ (fonte puntual)}$$

com  $S_0(E)$  a intensidade da fonte. Os neutrons removidos desta componente são considerados como uma fonte local de neutrons, cujo comportamento é descrito pela teoria de difusão, ou seja fonte,

$$S(r) = \int \frac{S_0(E) \bar{\Sigma}_R(E) e^{-\bar{\Sigma}_R(E)r}}{4\pi r^2} dE$$

é introduzida num grupo de maior energia (rápido) de um conjunto apropriado de equação multigrupo, i.e.

$$\nabla^2 \phi_1(r) - \alpha_1^2 \phi_1(r) - \frac{\bar{\Sigma}_{1a}}{D_1} \phi_1(r) + \frac{S(r)}{D_1} = 0, \quad G=1$$

$$\nabla^2 \phi_G(r) - \alpha_G^2 \phi_G(r) - \frac{\bar{\Sigma}_{Ga}}{D_G} \phi_G + \frac{D_{G-1} \alpha_{G-1}^2 \phi_{G-1}(r)}{D_G} = 0; \quad G > 1$$

onde:  $\phi_G$  = fluxo do grupo G

$\bar{\Sigma}_{dG}$  = secção de choque de absorção do grupo G

$D_G$  = coeficiente de difusão para o grupo G

$\alpha_G^{-1}$  = comprimento de moderação para o grupo G, sendo dado por (teoria da idade).

$$\left(\frac{1}{\alpha_G}\right)^2 = \int_{E_{G-1}}^{E_G} \frac{dE}{\beta f(E) \bar{\Sigma}_s(E) \bar{\Sigma}_{tr}(E)}$$

onde  $\bar{\lambda}(E)$  a perda média de letargia por colisão,  $\Sigma_s$  e  $\Sigma_{tr}$  as seções de choque de espalhamento e transporte.

Na formulação original de Spinney, eram utilizados 5 grupos, sendo o "corte-térmico" de 2,81 KT, e o grupo de maior energia iniciando-se em 2 MeV. Formulações mais recentes, da técnica Remoção-Difusão transferem neutrons de componente penetrante para mais de um grupo de difusão de mais alta energia, aumentam o número de grupos de difusão, além de não utilizarem a teoria da ida de de Férmi.

#### 4.3. MÉTODOS DE TRANSPORTE (DETERMINÍSTICOS)

A correta descrição do transporte de neutrons/gamas através de meios materiais é fornecida através da equação integro-diferencial linear, de transporte (Eq. Linear de Boltzmann), i.e.,

$$\underline{\Omega} \cdot \nabla \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E) + \Sigma_t(\underline{r}, E) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}, E) = \iint \Sigma_s(\underline{r}; E' \rightarrow E; \underline{\Omega}' \rightarrow \underline{\Omega}) \phi(\underline{r}, \underline{\Omega}', E') dE' d\underline{\Omega}' + S_{ext}(\underline{r}, \underline{\Omega}, E)$$

onde os símbolos possuem seu significado usual. Nesta secção são discutidos de maneira bastante simplificada, as principais técnicas de solução desta Equação. É interessante notar que com poucas exceções, a componente energética do fluxo angular é usualmente tratada através do método de multigrupo, no qual o intervalo de energia é dividido em grupos, e as seções de choque valores médios em cada grupo (a obtenção das constantes multigrupos é complexa, e envolve a utilização de códigos de computador, tais como o sistema AMPX). Outro ponto a se destacar é que para a aplicação em cálculos de blindagem (gamas e neutrons), a solução das equações de transporte multigrupo acopladas, envolve apenas "espalhamento para baixo" ("down-scattering"), e portanto, solucionando-se apenas a equação a 1 Grupo (s/ dependência energética), a solução das equações multigrupo está estabelecida, pois neste caso a solução para o grupo (i-1) é apenas termo de fonte externa para o grupo (i), ou seja as equações multigrupo são solucionadas sucessivamente do grupo de mais alta energia para o de menor energia, de maneira desacoplada. Finalmente, em geral a transferência angular em  $\Sigma_s(\underline{r}; E' \rightarrow E; \underline{\Omega}' \rightarrow \underline{\Omega})$  é dependente apenas do ângulo de espalhamento  $\mu_0 = \underline{\Omega} \cdot \underline{\Omega}'$ , sendo usual a expansão da secção de choque de transferência em polinômios de Legendre, i.e.,

$$\Sigma_s(\mu_0) = \sum_{\ell=0}^L \frac{2\ell+1}{4\pi} \Sigma_s^{(\ell)} P_{\ell}(\mu_0)$$

e sendo ( $\ell=0$ ), o espalhamento isotrópico, ou P-0, e para  $\ell > 0$ , espalhamento anisotrópico de ordem L, ou P-L.

#### 4.3.1. MÉTODO DE EXPANSÃO EM ESFÉRICOS-HARMÔNICOS, OU P-N

Este método consiste na expansão do fluxo angular em esféricos harmônicos, i.e.,

$$\phi(r, \underline{\Omega}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \left( \frac{2\ell+1}{4\pi} \right)^{1/2} \varphi_{\ell m}(r) Y_{\ell m}(\underline{\Omega})$$

com, os "esféricos harmônicos" dados por

$$Y_{\ell m}(\underline{\Omega}) = \left[ \left( \frac{2\ell+1}{4\pi} \right) \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!} \right]^{1/2} P_{\ell}^m(\cos\theta) e^{im\varphi}$$

Introduzindo-se a expansão na equação de transporte truncada na ordem N, resulta num conjunto de equações diferenciais acopladas para os momentos  $\varphi_{\ell m}$ , cuja forma é complicada escapando ao escopo deste trabalho; podendo ser encontrado nos trabalhos de Davison; Weinberg e Wigner; Duderstadt entre outros 16; 7; 8. Um fato que merece ser salientado, é que a aproximação de ordem 1, resulta em 2 equações acopladas que são equivalentes à Teoria de Difusão. A solução das equações diferenciais acopladas para os momentos  $\varphi_{\ell m}(r)$ , em geometria multidimensional, não são facilmente solucionáveis, e este método não tem sido muito utilizado nos programas (códigos) comerciais. Em geometria plana, ou unidimensional, os esféricos harmônicos, são reduzidos aos polinômios de Legendre, sendo neste caso o método chamado "método P<sub>N</sub>"; e as equações diferenciais acopladas para os momentos são facilmente solucionáveis. Na tabela 20 são fornecidos (9) resultados do método P<sub>N</sub> para o "albedo", e o "fator de transmissão", em uma placa com 1 livre caminho médio de espessura, e comparado com resultados exatos da equação de transporte.

Uma característica do método P<sub>N</sub>, é relativo às condições de contorno. Como neste método são necessárias condições de contorno para cada momento, e fisicamente se tem apenas condição de contorno para o fluxo angular nas superfícies (ex. vácuo ou superfície livre; incidência isotrópica ou monodirecional etc), é necessário utilizar-se artifícios. Normalmente, duas técnicas tem sido utilizadas, i) Mark: Neste caso, impõem-se que o fluxo angular seja especificado no contorno para algumas direções discretas, em número tal que se obtenha as necessidades das condições para os momentos assim, por exemplo em geometria plana, para a condição de contorno tipo superfície livre, tem-se:

$$\phi(0, \mu_i) = 0; \quad i = 1, 2, 3, \dots, (N+1)/2; \quad N \text{ ímpar},$$

onde os pontos  $\mu_i$ , são usualmente escolhidos como as raízes positivas de:

$$P_{N+1}(\mu) = 0; \quad \mu = \cos\theta$$

Tabela 20

Albedo e Fator de Transmissão para o Problema 1

	MPN-1								"Exatos"
	P <sub>1</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>5</sub>	P <sub>7</sub>	P <sub>9</sub>	P <sub>11</sub>	P <sub>13</sub>	P <sub>15</sub>	
Albedo	0,13771	0,16671	0,17008	0,17083	0,17117	0,17138	0,17152	0,17162	0,17192
Trans.	0,68209	0,65776	0,65555	0,65512	0,65488	0,65471	0,65459	0,65451	0,65427

ii) Marshak: Neste caso, impõem-se condição que os momentos do fluxo angular, satisfaçam a condição imposta para este, em número tal que sejam suficientes para derivar as condições de contornos dos momentos da expansão em harmônicos esféricos. Assim por exemplo, como no caso anterior, as condições de contorno seriam:

$$\int_0^1 P_i(\mu) \phi(0, \mu) d\mu = 0; i=1, 3, 5, \dots, N; N \text{ ímpar}$$

Finalmente, uma variação do método  $P_N$ , ou expansão em harmônicos esféricos, é o chamado método  $DP_N$ . Neste caso, para contornar uma deficiência do método  $P_N$ , o qual não representa adequadamente a discontinuidade física para valores do ângulo zenital,  $\theta = \pi/2$  ( $\mu=0$ ), no método  $DP_N$  o fluxo angular é expandido separadamente para valores de  $\theta < \pi/2$  e  $\theta > \pi/2$ . Assim por exemplo, em geometria plana,

$$\phi(x, \mu) = \sum_{l=0}^N \left( \frac{2l+1}{4\pi} \right) [\varphi_e^+(x) P_l^+(\mu) + \varphi_e^-(x) P_l^-(\mu)]$$

com

$$P_l^+(\mu) = \begin{cases} P_l(2\mu-1); & 0 \leq \mu \leq 1 \\ 0; & -1 \leq \mu < 0 \end{cases}; \quad P_l^-(\mu) = \begin{cases} 0; & 0 \leq \mu \leq 1 \\ P_l(2\mu-1); & -1 \leq \mu < 0 \end{cases}$$

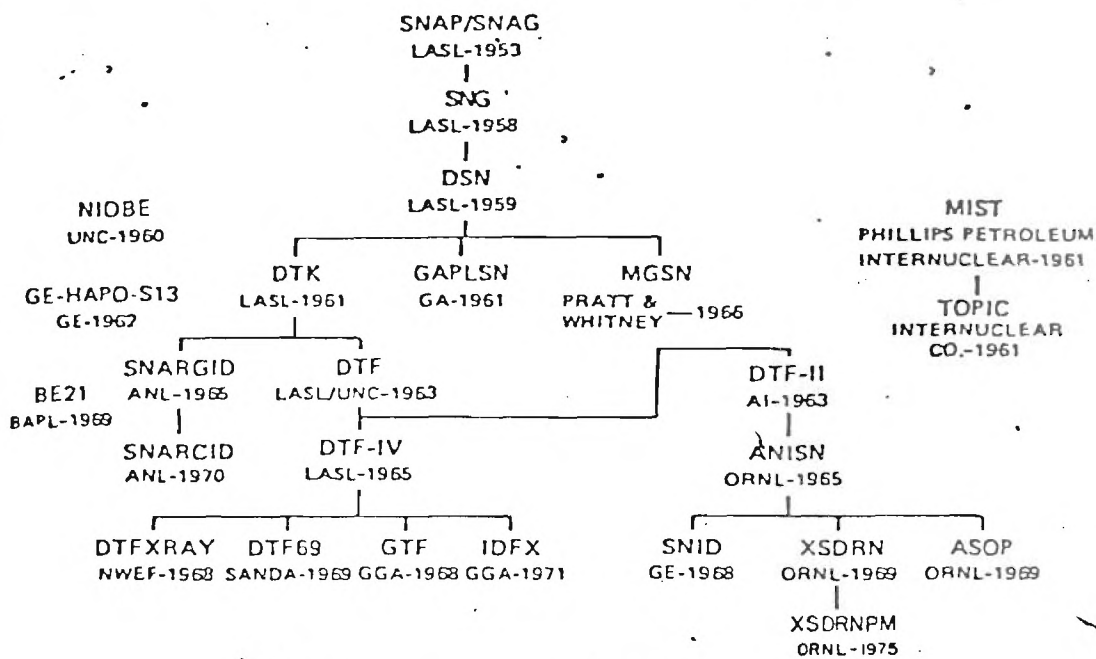
, e de maneira análoga, substituindo estas aproximações na equação de transporte, é possível derivar um conjunto acoplado de equações diferenciais de 1ª ordem para os momentos da expansão.

#### 4.3.2. MÉTODO DE ORDENADAS DISCRETAS, OU MÉTODO $S_N$ .

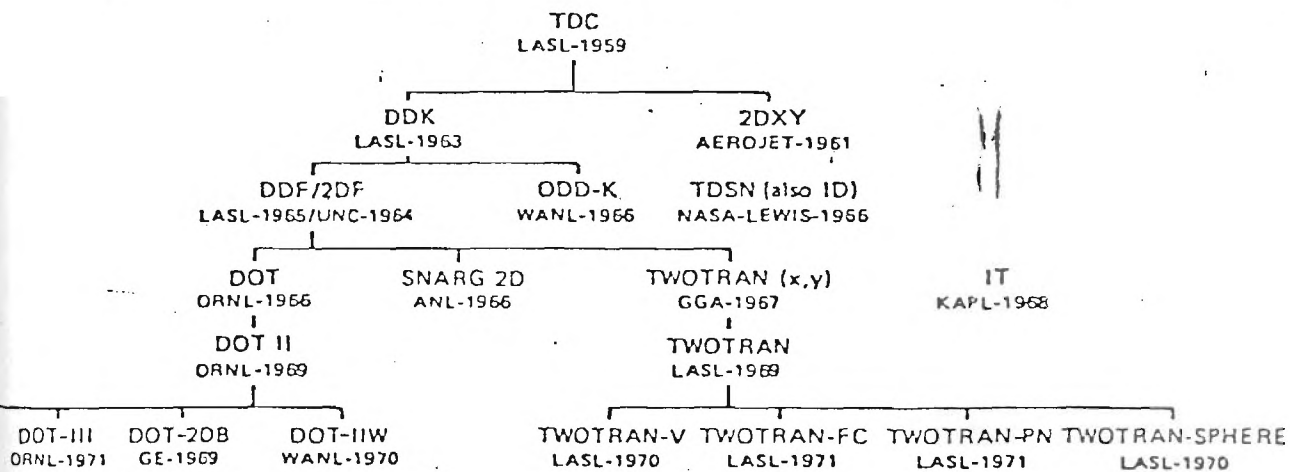
O método de ordenadas discretas é uma técnica essencialmente numérica de solução da Equação Linear de Transporte (Boltzmann); sendo formulado basicamente como a técnica de diferenças finitas para as variáveis espaciais e angular, com o objetivo de derivar equações algébricas para os valores nodais do fluxo angular.

As origens do método remontam nas aplicações da solução da equação de transferência radioativa (Wick e Chandrasekhar) em Astrofísica. O nome  $S_N$ , como o método também é conhecido é atribuído ao trabalho de Carlson, e é devido a hipótese utilizada na variação do fluxo angular entre dois nodos de maneira linear. Atualmente, este método é sem dúvida o mais popular na solução da equação de transporte, tendo sido desenvolvido para a solução em geometrias uni, bi e com algumas restrições, tridimensionais. Os principais códigos que utilizam esta técnica, são o ANISN; DTF; XSDRN; DOT e TWOTRAN, sendo que na figura 6 ilustra-se a evolução dos códigos nucleares que utilizam este método.

## Códigos Unidimensionais



## Códigos Bidimensionais



- AI ATOMICS INTERNATIONAL
- ANL ARGONNE NATIONAL LABORATORY
- BAPL BETTIS ATOMIC POWER LABORATORY
- GA GENERAL ATOMIC
- GE GENERAL ELECTRIC
- GGA GULF GENERAL ATOMIC
- KAPL KNOLLS ATOMIC POWER LABORATORY
- NWEF NAVAL WEAPONS EVALUATION FACILITY
- ORNL OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY
- LASL LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY
- UNC UNITED NUCLEAR CORPORATION
- WANL WESTINGHOUSE ASTRONUCLEAR LABORATORY

Figura 6: Evolução dos códigos SN

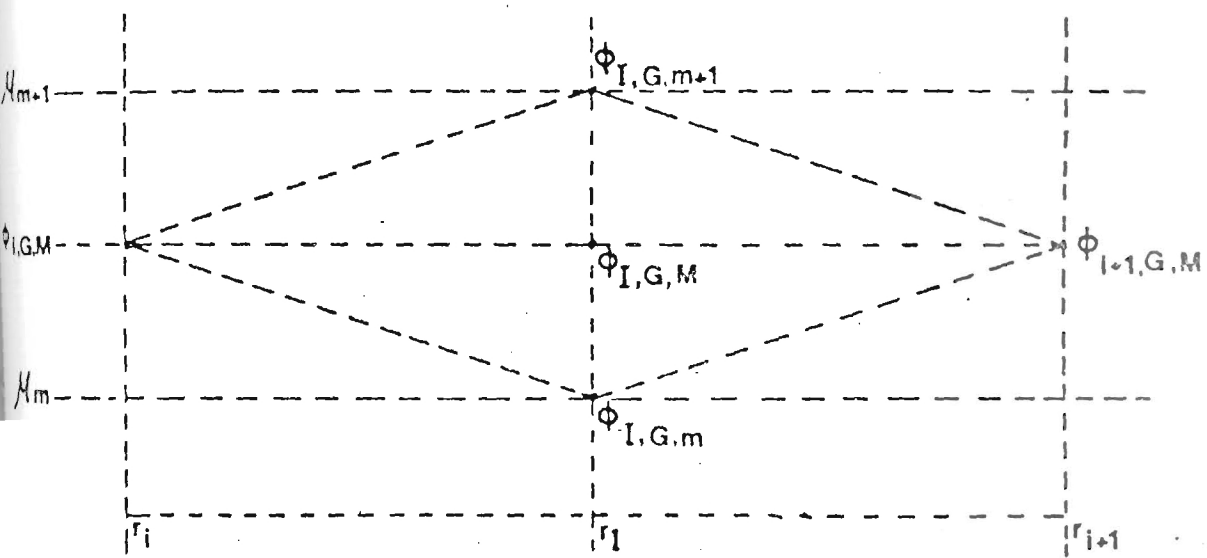


Figura 7: Espaço de Fase Discretizado.

Em resumo, nesta técnica o espaço de fase  $(r, \Omega)$ , é dividido em células discretas, conforme ilustrado na figura 7, para o caso unidimensional, e a partir da integração da equação de transporte na célula, e a utilização de aproximações numéricas, é possível derivar equações algébricas acopladas para os valores nodais do fluxo angular, as quais com auxílio de esquemas numéricos, tais como "esquema diamante", são computacionalmente solucionáveis.

#### 4.3.3. MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

O método dos elementos finitos é nome usualmente aplicado à expansão da solução de equações diferenciais em um conjunto de funções bases locais definidas em elementos que em essência são *subdomínios* do domínio de definição das equações diferenciais. Este método tem sido aplicado com sucesso em outros ramos da física e engenharia (Mecânica Estrutural; Transmissão de calor etc), e recentemente tem sido aplicado na solução da equação de transporte, tendo em vista a sua potencialidade no tratamento de geometrias complexas.

Em resumo, existem dois modos de se aplicar o método na solução da Eq. de Transporte. Um deles, denominado método dos resíduos ponderados, consiste na derivação da fórmula integral fraca, a partir da multiplicação da equação integro-diferencial de transporte por uma função ponderação, e a integração em todo domínio. A segunda, consiste na derivação da fórmula, é baseada no fato que a solução de um problema de valor no contorno, é equivalente à extremização (minimização ou maximização) de um funcional. Independente da formulação, com a derivação da relação integral, o domínio é subdividido em elementos, e a solução é expandida em funções bases locais, a qual quando introduzida na formulação integral, fornecem um conjunto de equações algébricas para os valores nodais nos elementos, as quais são solucionadas pelas técnicas numéricas usuais.

#### 4.3.4. OUTROS MÉTODOS

Sem entrar nos detalhes, aqui apenas se citará os outros métodos, os quais tem sido utilizados na solução da Eq. de Transporte.

- a) Método dos Momentos: Devido este método ter sido o método utilizado na solução da equação de transporte de radiação gama na derivação dos fatores de crescimento, é interessante citá-lo. Entretanto, devido a complexidade numérica associada com esta técnica, não se entrará em maiores detalhes. A idéia básica desta técnica é derivar um algoritmo para a reconstrução de momentos espaciais adequados do fluxo angular.
- b) Métodos de Superfície: A idéia básica desses métodos é a derivação de relações entre os fluxos emergentes e incidentes nos contornos do meio material. A principal técnica é a denominada "Invariant Imbedding", a qual é baseada na derivação de equações integro-diferenciais para funções reflexão e transmissão, e a solução numérica dessas equações. Outros métodos incluem o método  $F_N$  e o método

$C_N$ , ambos baseados na derivação de equações integrais para as grandezas incidentes e emergentes do meio, e a aproximação destas por polinômios adequados. A vantagem destas técnicas, é a obtenção de informações sobre a radiação transmitida e refletida, sem a necessidade de se solucionar a equação de transporte internamente ao meio material.

- c) Métodos de Solução da Eq. Integral: Estes métodos basicamente solucionam a equação integral de transporte, i.e.,

$$\phi(r) = \int d^3r' \frac{e^{-\alpha(r,r')}}{4\pi|r-r'|^2} \psi(r')$$

com  $\psi(r') = \sum_s \phi(r) + S(r)$ , e  $\alpha$  a espessura ótica. Em geral os métodos discretizam esta equação para derivar eq. algébricas, ou matriciais (métodos de probabilidade de colisão).

- d) Métodos Exatos, ou "Analíticos": Estes métodos são possuem interesse acadêmico na medida em que são aplicáveis em situações simplificadas, e podem ser utilizados como testes ("benchmark") de métodos numéricos. Uma das técnicas é conhecida como Método de Case, ou "expansão em auto funções singulares", e consiste basicamente no clássico método de separação de variáveis utilizado na solução de problemas de valor no contorno, e a outra é o método da transformada de Fourier.

#### 4.4. MÉTODO DE MONTE-CARLO

O método de Monte Carlo é uma técnica matemática, algumas vezes também chamado "experimento matemático", utilizado para estimar (simular) uma quantidade associada a um processo estocástico através da amostragem aleatória das funções distribuições de probabilidade que descrevem o processo. Processos Estocásticos, são aqueles associados com fenômenos cuja evolução não dependem deterministicamente da situação anterior, mas sim a evolução do fenômeno é descrito em termos de distribuições de probabilidades. Além desta aplicação, o método de Monte Carlo tem também sido utilizado na solução de problemas "puramente" matemáticos, tais como a solução de integrais, desde que devidamente interpretadas.

Fenômenos de transporte, tais como o transporte de radiação gama e neutrons em meios materiais, apesar de serem descritas por uma "equação determinística", podem ser encarado como um processo estocástico. Assim o nascimento de uma partícula, é associada com uma distribuição de probabilidade de fonte produzir uma partícula com energia e direção num determinado intervalo; o caminho da radiação até sofrer sua primeira colisão é associado com uma função distribuição de probabilidade que fornece a probabilidade da partícula sofrer sua interação numa distância entre  $L$  e  $L+d$ ;  $p(L) = \sum_t e^{-\Sigma_t L}$ ; o tipo de interação que a partícula

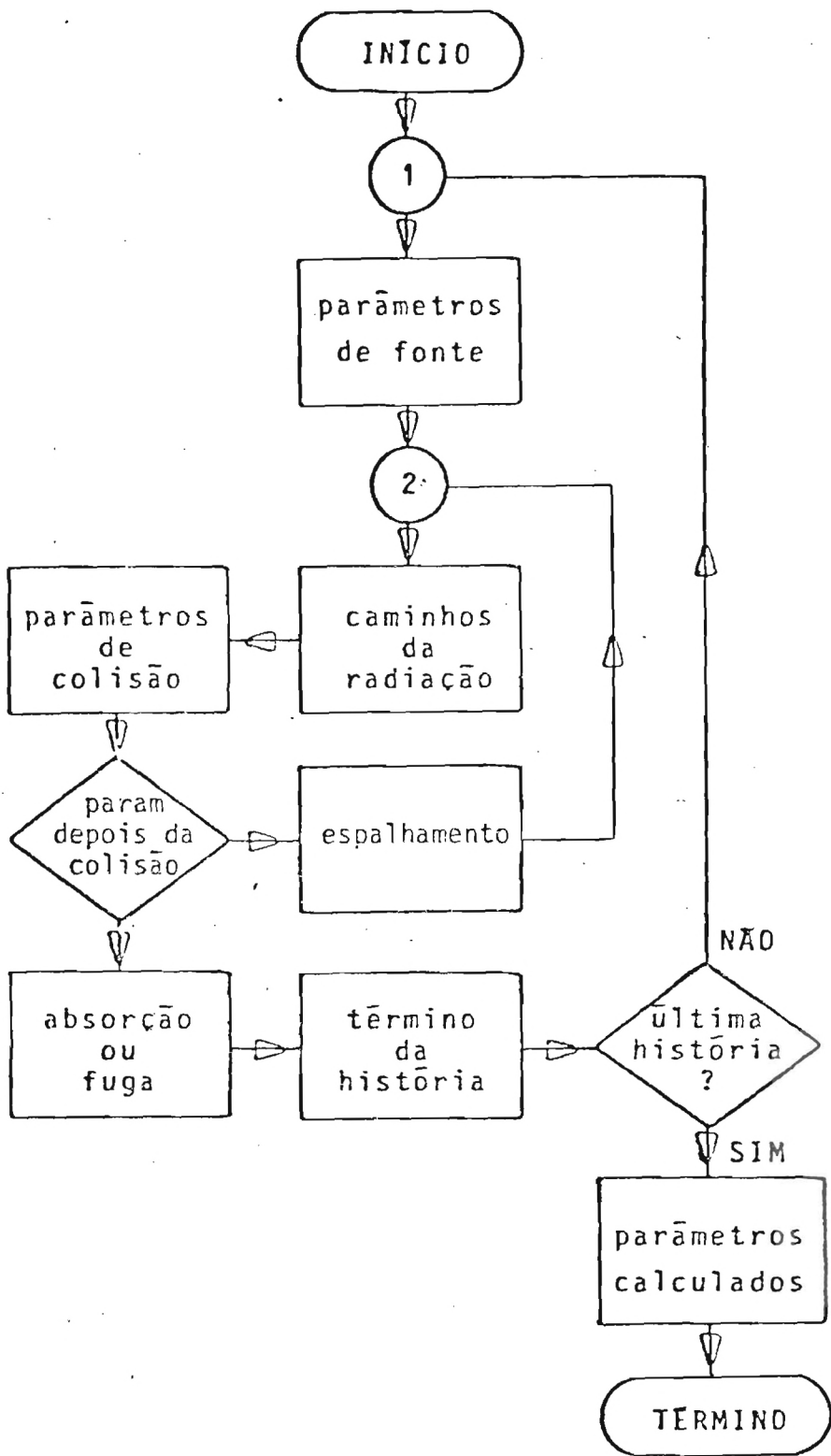


Fig. 8 - Diagrama de blocos de uma aplicação do método de Monte Carlo em processos de transporte.

la sofre (espalhamento; absorção etc), é uma função de distribuição que basicamente é a razão entre a secção de choque (probabilidade de interação) do processo pela secção de choque total ( $p = \Sigma_x / \Sigma_t$ ); os parâmetros emergentes da partícula primária, ou no caso de ser produzido uma partícula secundária, tais como energia; direção etc, são funções distribuições de probabilidade associadas com os fenômenos físicos de cada interação. Desta forma, "amostrando-se", de funções distribuições de probabilidade os eventos associados a cada etapa do fenômeno de transporte, é possível simular o transporte de radiação. Na figura é ilustrado um diagrama de blocos da aplicação do método de Monte Carlo em processos de transporte.

Para se obter uma "boa estatística", é necessário simular o processo várias vezes (histórias), com o objetivo de se calcular a média ( $\bar{x}$ ) da "grandeza" (fluxo; taxa de absorção; albedo etc), a qual se necessita. Obviamente, desde que o processo é aleatório, as médias se distribuem "normalmente", (distribuição Gaussiana), e associada a esta distribuição é possível calcular uma "variança" ( $\sigma^2$ ) e portanto os resultados do método Monte Carlo, são expressos como,

$$(\bar{x} \pm \sigma),$$

refletindo a incerteza na resposta através do "desvio padrão" ( $\sigma$ ). Quanto maior o número de histórias, menor é a variança ( $\sigma^2 \sim 1/N$ ), e portanto menor a incerteza na "média". Normalmente, encerra-se o processo de simulação Monte Carlo quando o "erro" ( $\sigma/\bar{x}$ ), é menor que um valor especificado, ou quando o número de histórias ultrapassou um limite especificado.

Para se amostrar "eventos" ( $x$ ) de uma fração distribuição de probabilidade,  $f(x)$  (nota: uma função distribuição de probabilidade, f.d.p, reflete a probabilidade da variável aleatória,  $x$ , assumir valores entre  $x$  e  $x+dx$ , possuindo as propriedades  $f(x) > 0$ ;  $\int f(x) dx = 1$ ), utiliza-se números aleatórios,  $\xi$ , todo espaço

(Nota: números aleatórios são aqueles associados com uma f.d.p. uniforme; i.e,  $f(\xi) = 1$ ;  $0 < \xi < 1$ , e o fato de que a função distribuição de probabilidade cumulativa, (f.d.c), i.e.

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx',$$

representa a probabilidade do "evento" assumir o valor  $x$ , e portanto construindo a f.d.c, e invertendo-a é possível "amostrar" o evento ( $x$ ), i.e,

$$x = F^{-1}(\xi).$$

Um fato que merece ser citado, é que a simulação do transporte de radiação, com aplicações em cálculos de blindagem, envolve a penetração de radiação em grandes distâncias ("deep penetration"); o que acarreta que a radiação emergente seja várias de cada de magnitude menor do que radiação incidente ("atenuação"). Assim, por exemplo, num reator são produzidos fluxos da ordem de  $10^{12}$  (fonte), e emergem da blindagem destes fluxos da ordem de  $10^2 - 10^1$ .

Portanto, ao utilizar-se o método de Monte Carlo a este tipo de problemas, para se estimar por exemplo "grandezas emergentes", seriam necessários um número "astronômico" de histórias para se obter significância estatística.

Para contornar esta dificuldade, é usual em Monte Carlo, utilizar-se "técnicas de redução de variância". Estas técnicas, basicamente "forçam" que determinados eventos ocorram; "matam" partículas com pouca importância (Russian Roulette); ou dividem uma partícula em várias para aumentar a significância estatística. Obviamente, ao introduzir "técnicas de redução de variância", o peso (que sem estas técnicas é "1") da história é reduzido de maneira adequada. Pormenores dessas técnicas fogem do escopo deste texto introdutório.

Para a solução da equação de transporte pelo método de Monte Carlo, seja a equação de transporte multigrupo em sua forma integral,

$$\phi(\underline{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^{\infty} ds e^{-\beta_g(\underline{r}, s, \hat{\Omega})} \cdot \left\{ S_g(\underline{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \sum_{g'=1}^G \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \sum_s^{g' \rightarrow g}(\underline{r} - s\hat{\Omega}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \phi_{g'}(\underline{r}', \hat{\Omega}') \right\},$$

$$g = 1, 2, \dots, G$$

onde  $\beta_g$  é a espessura ótica,

$$\beta_g(\underline{r}, s, \hat{\Omega}) = \int_0^s \sum_t^g(\underline{r} - s'\hat{\Omega}) ds',$$

e os outros símbolos possuem o significado usual.

Ao invés de solucionar a equação integral de transporte para o fluxo angular  $\phi(\underline{r}, \hat{\Omega})$ , define-se a "densidade angular de partículas emergentes",  $\chi_g(\underline{r}, \hat{\Omega})$ , como

$$\chi_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) = S_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) + \sum_{g'=1}^G \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \sum_s^{g' \rightarrow g}(\underline{r}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \phi_{g'}(\underline{r}, \hat{\Omega}')$$

ou seja,  $\bar{e}$  é a densidade de partículas emergentes do grupo  $g$ , devido fontes ou colisões, no ponto  $(\underline{r}, \underline{\Omega})$  do espaço de fases. Desta forma combinando as equações pode-se escrever;

$$\chi_g(\underline{r}, \underline{\Omega}, t) = S_g(\underline{r}, \underline{\Omega}) + \sum_{g'=1}^g \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \frac{\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\underline{r}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega})}{\Sigma_t^{g'}(\underline{r})} \int_0^\infty ds \Sigma_t^{g'}(\underline{r}) e^{-\beta_{g'}} \chi_{g'}(\underline{r}', \hat{\Omega}'),$$

ou, definindo os operadores

$$T_{op}^g(\underline{r}' \rightarrow \underline{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^\infty ds \Sigma_t^g(\underline{r}) e^{-\beta_g(\underline{r}, s, \hat{\Omega})},$$

(operador de transporte).

e

$$C_{op}^{g' \rightarrow g}(\underline{r}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) = \sum_{g'=1}^g \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \frac{\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\underline{r}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega})}{\Sigma_t^{g'}(\underline{r})},$$

(operador de colisão)

obtêm-se,

$$\chi_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) = S_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) + C_{op}^{g' \rightarrow g} \left[ T_{op}^{g'} \chi_{g'}(\underline{r}', \hat{\Omega}') \right].$$

Esta é a equação a ser solucionada pelo método de Monte Carlo para a densidade emergente de partículas. Para tal, usa-se o seguinte procedimento:

- i) inicialmente as coordenadas do espaço de fase  $(g', \underline{r}', \underline{\Omega}')$  são selecionadas da distribuição de fonte  $S_g(\underline{r}, \underline{\Omega})$ , através de técnicas de amostragem.
- ii) a seguir, a partícula (história) é transportada para a próxima colisão através do operador de transporte, ou seja já é amostrado uma distância  $s$  de  $\Sigma_t^g(\underline{r} - s \hat{\Omega}) e^{-\beta_g}$  para se encontrar onde ocorre a colisão. Obviamente uma vez amostrado  $s$ , a posição onde ocorre a colisão é dada por  $\underline{r} = \underline{r}' + s \underline{\Omega}'$ , e deve-se verificar se esta posição pertence ou não ao volume de interesse para se conhecer se a partícula escapou (caso em que a história é termina

da, e inicia-se uma nova história) (Obs: pode-se utilizar técnicas de redução de variância para evitar que a partícula "fuja" da região de interesse, visando otimizar o programa).

- iii) Uma vez determinado o local de colisão, deve-se determinar que tipo de colisão a partícula sofreu (absorção ou espalhamento). Usualmente "força-se" a partícula sofrer uma reação de espalhamento, pois caso contrário a história estaria terminada. Ao forçar-se a reação de espalhamento deve-se ajustar seu peso pela probabilidade de espalhamento,  $\Sigma_s^g / \Sigma_t^g$ .
- iv) estabelecido que ocorreu uma reação de espalhamento, a nova energia (grupo) e direção da partícula emergente é amostrada do operador colisão, e, amostra-se uma nova energia e direção de  $\Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\underline{r}, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) / \Sigma_t^g(\underline{r})$ .
- v) se a energia (grupo), está abaixo do intervalo de interesse, ou o peso abaixo do valor limite, a história é terminada, e uma nova história é iniciada. Caso contrário, volta-se ao passo (ii).

Nota-se que com este procedimento, se está solucionado a equação de transporte através de séries de Von Neuman, ou seja.

$$\chi_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) = \sum_{n=0}^{\infty} \chi_g^{(n)}(\underline{r}, \hat{\Omega})$$

onde inicia-se (no passo i) com  $\chi_g^{(0)}(\underline{r}, \hat{\Omega}) = S_g(\underline{r}, \hat{\Omega})$  e para  $n=1, 2, \dots$ , utiliza-se

$$\chi_g^{(n)}(\underline{r}, \hat{\Omega}) = C_{op}^{g' \rightarrow g} \left[ T_{op}^{g'} \chi_g^{(n-1)}(\underline{r}', \hat{\Omega}') \right]$$

Uma vez determinado  $\chi_g$ , qualquer parâmetro de interesse (fluxo, dose etc) pode ser expresso como,

$$\lambda_g = \int R_g^x(\underline{r}, \hat{\Omega}) \chi_g(\underline{r}, \hat{\Omega}) d^3r d\hat{\Omega}$$

com  $R_g^x$  a função resposta do efeito de interesse (fluxo, dose, etc) devido a uma partícula que emerge de uma colisão para o grupo  $g$  no ponto  $(\underline{r}, \hat{\Omega})$  do espaço de fase.

#### 4.5. METODOLOGIA DE CÁLCULO EM BLINDAGEM PARA REATORES.

Na figura 9, ilustra-se, através de um diagrama lógico, a rede acoplada de códigos, utilizada na solução de problemas de transporte de radiação. Em resumo, esta consiste na obtenção das seções de choque microscópicas para neutrons e gamas a partir do ENDF/V-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 com o sistema AMPX, que é um sistema modular para processar e produzir seções de choque acopladas para neutrons e gamas em multigrupo. Dentre os vários módulos do AMPX, para a geração das seções de choque microscópicas para neutrons, numa estrutura de grupos finos (usualmente da ordem de 100 grupos); bem como as matrizes das seções de choque de transferência de grupo para grupo, com dependência angular (usualmente P-3), usa-se o módulo XLACS, o qual pondera as seções de choque microscópicas levando em conta apenas o espectro de energia, o qual pode ser fornecido como entrada, ou usar-se uma de suas opções (Maxweeliana + 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 fotoelétrico, 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 Klein - Nishima em polinômios de Legendre. Para o acoplamento nêutron-gama, usa-se o módulo LAPHNGAS, o qual gera as matrizes das seções de choque de produção de gamas secundários em G grupos de gamas devido à reações de captura, ou espalhamento inelástico de neutrons, num grupo N, além de fornecer a dependência angular. Todas estas seções de choque são testadas, com respeito a coerência, pelo módulo RADE, e então fornecidas ao módulo CHOX, o qual cria uma estrutura acoplada de (N+G) grupos, com dependência angular. Finalmente, esta estrutura de grupos pode ser colapsada em energia, usando-se o módulo MALOCS.

Toda a geração de constantes multigrupos descrita acima, leva em conta apenas 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, esférica e cilíndrica) através do método  $S_N$ . Salienta-se que os resultados do XSDRNPM são usados para a ponderação espacial e energética das constantes multigrupos, 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 de radiação será efetuado. Finalmente, com a ponderação espacial, e o colapsamento das constantes multigrupo, pode-se criar um arquivo contendo o conjunto acoplado nêutron-gama de seções de choque multigrupo, que será então usado pelo código de transporte.

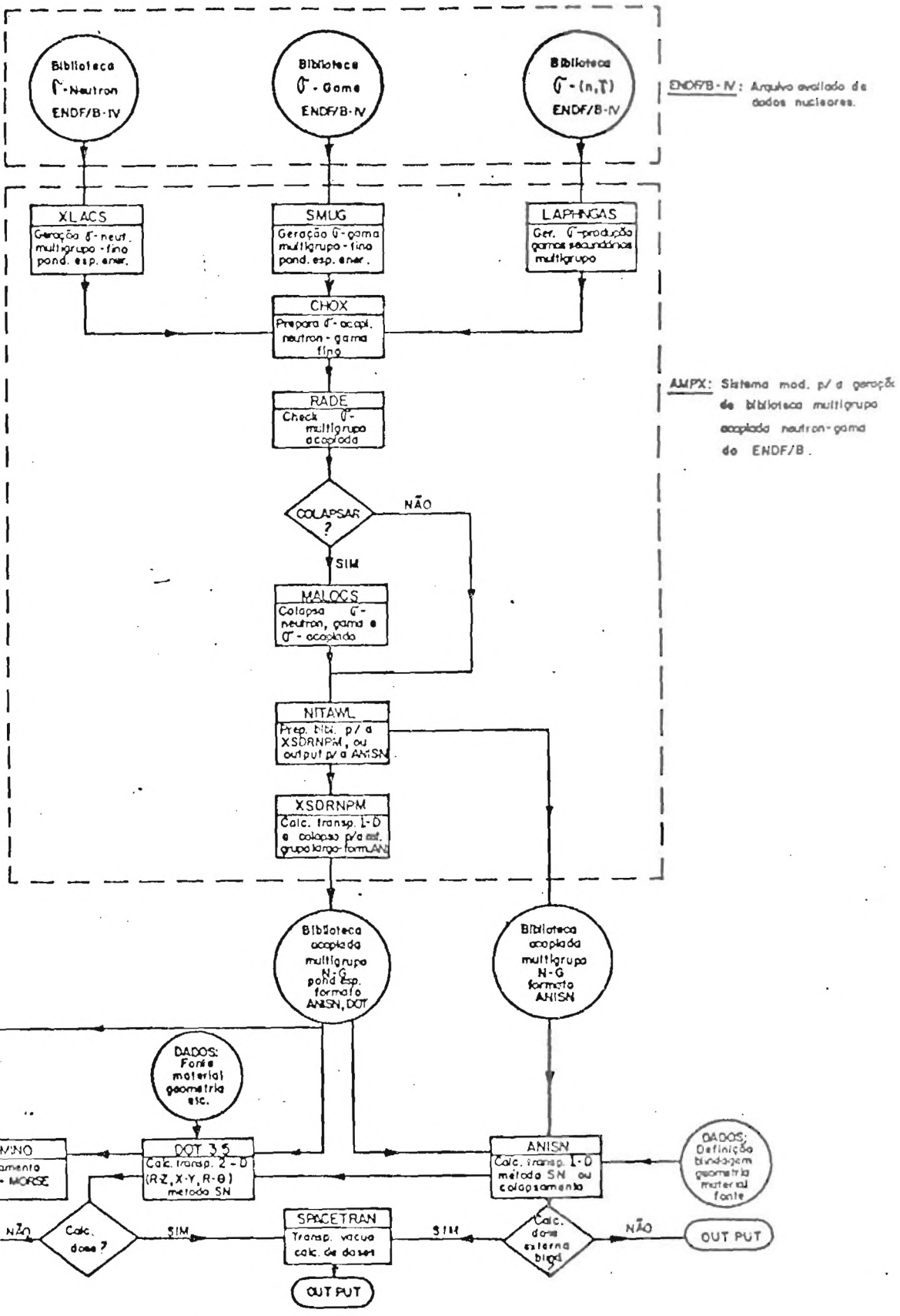
Com o conhecimento das constantes multigrupo, deve-se modelar o sistema de blindagens, e a fonte de radiação, e usar-se um código de transporte, que calcule os fluxos de neutrons e gamas. Salienta-se que na medida em que a equação que descreve o transporte de neutrons é idêntica a de gamas, este cálculo é realiza-

do de maneira acoplada. No caso de geometrias simples, ou em modelagens idealizadas, usa-se o código ANISN /11/, o qual soluciona a equação de transporte multigrupo em geometria unidimensional (plana, cilíndrica e esférica) através do método  $S_N$  (vide 5). No caso de geometrias mais complexas, entretanto ainda regulares, usa-se o DOT 3.5/17/, o qual possui opções semelhantes ao ANISN, mas que possibilita o cálculo em geometrias bi-dimensionais (R-Z, R- $\theta$ , e X-Y), e portanto permitindo uma modelagem mais realista. Finalmente, no caso de geometrias complexas, tais como as encontradas no vaso de contenção de reatores, usa-se o MORSE-CG /21/, ou o MCNP, o qual é 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 / /, ao MORSE, o qual então descreve a distribuição de radiação no ambiente externo ao vaso de pressão (gerador de vapor, tubulações etc).

Uma vez conhecidas as distribuições de fluxos, as doses podem ser mapeadas, ou alimenta-se o SPACETRAN /27/, com as distribuições emergentes, calculadas através dos códigos de transporte, para calcular-se as doses em ambientes externos ao sistema de blindagens.

Finalmente, é interessante destacar que a rede de cálculos descrita, é adequada para cálculos e projetos de blindagens de reatores nucleares. Para cálculos de blindagem de fontes de radiação, diferentes das oriundas do cerne de um reator nuclear, tais como cálculos de blindagem de cascos para transporte de combustível irradiado, ou de fontes de radioisótopos, o esquema de cálculo descrito é, no entendimento do grupo, demais complexo e demorado em tempo computacional. Para tais situações, utiliza-se códigos que usam a técnica do núcleo-pontual, tais como, QAD /23/ e ISOSHLD, e que são bastante adequados para esta categoria de problemas.

Figura 9.1 REDE DE CÓDIGOS PARA CÁLCULO DE BLINDAGEM



## 5. CÓDIGOS USADOS EM PROJETO DE BLINDAGENS

Neste capítulo é apresentado um resumo dos principais códigos que utilizam os métodos descritos no capítulo 4, e que são usados em projetos de blindagem. Informações mais detalhadas sobre os códigos usados em projetos de blindagens, podem também serem encontradas na publicação ORNL-RSIC-13 /10/ do RSIC (Radiation Shielding Information Center), a qual é continuamente atualizada e incluem novos códigos tão logo este tornam-se disponíveis.

Qualquer pergunta ou solicitação de determinado código ou mesmo de um conjunto de códigos, podem ser enviados à :

CODES COORDINATOR  
Radiation Shielding Information Center  
Oak Ridge National Laboratory  
P.O. Box 2008  
Oak Ridge, Tennessee 37831-6362

### 5.1. PROGRAMAS DE ORDENADAS DISCRETAS (TRANSPORTE)

ANISN-(CCC-082\*). ANISN /11/, código desenvolvido conjuntamente pelo ORCTC (Oak Ridge Computing Technology Center) e ORNL (Oak Ridge National Laboratory), soluciona a equação de transporte de Boltzmann unidimensional, em geometria plana, esférica e cilíndrica. A fonte pode ser fixa, fonte de fissão, ou uma combinação subcrítica das duas. Pesquisa de criticalidade pode ser efetuada para um dos vários parâmetros (buckling, raio externo, concentração, etc). Seções de choque podem ser ponderadas usando o fluxo dependente de espaço e energia gerados na solução da equação de transporte. Desta forma, bibliotecas de seções de choque em uma estrutura de grupos finos de energia podem ser reduzidas ou colapsadas para uma estrutura de poucos grupos de energia, para economia de tempo em cálculos.

A técnica de solução da equação de transporte é um avançado método de ordenadas discretas, que representa uma generalização do método originado por Wick /12/ e amplamente desenvolvido e estendido à geometrias curvilineas por Carlson /13/ em Los Alamos Scientific Laboratory. (LASL).

ANISN tem sido usado em muitos problemas de blindagem, incluindo problemas de penetração profunda, onde os espectros dependentes dos ângulos são calculados em detalhes. A principal razão que torna o ANISN apropriado para tais problemas é a utilização de técnica de programação avançada com opcional configurações de armazenamento de dados, a qual permite a execução eficiente

\* Refere-se ao número do código no RSIC.

ciente de problemas pequenos, médios e grandes, O ANISN possui ainda uma técnica eficiente para tratar espalhamento anisotrópico de ordem geral, critério de convergência pontual, e equações alternativas para prevenir efetivamente distribuições de fluxos oscilantes que algumas vezes ocorre em soluções de ordenadas discretas, tais equações são conhecidas como "step-function".

ANISN pode ser ainda usado no modo adjunto para produzir funções importância para cálculos em Monte Carlo.

O código ANISN é escrito em linguagem FORTRAN IV para uso em computadores IBM e CDC. O código se encontra implantado e operacional, com o seu uso conhecido no computador IBM-4381 do IPEN. (Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).

ANISN-W- (CCC-255C/MICRO), o código ANISN-W /14/ possui as mesmas características do ANISN (CC-082). Em 1984 o ANISN-W versão 1.0 da Copyright Ryan-MacForland Corp foi adaptado para ser executado em computadores pessoal. O ANISN-W foi testado pelo RSIC (Radiation Shielding Information Center) em um IBM PC AT em 1985, com o sistema DOS 3.0 usando o compilador FORTRAN do IBM (Personal Computer Professional). O ANISN-W requer um disco para hard com cerca de 512K de memória e o coprocessador 8087 do IBM PC.

O ANISN-W MICRO, é escrito em linguagem FORTRAN IV para uso em computadores IBM PC. O código encontra-se implantado e operacional, com seu uso conhecido no micro IBM PC AT da Divisão de Física de Reatores do IPEN.

XSDRN- (CCC-123)- O XSDRN, foi desenvolvido conjuntamente por Oak Ridge Computing Technology Center e Oak Ridge National Laboratory, o código usa o tratamento de integral de Nordheim para ressonâncias estreitas, ou uma aproximação de massa infinita para processar dados de ressonância em uma biblioteca de seções de choque para neutrons, obtendo-se assim seções de choque microscópicas em uma estrutura de grupos fino para um grande número de núcleos. O XSDRN /15/, faz uso destas seções de choque em cálculos independentes para solucionar a distribuição de fluxos em problemas de fonte fixa, autovalores, dimensões críticas etc., nos cálculos de teoria de transporte, difusão ou meio infinito em ordenadas discretas, nas geometrias unidimensionais plana, esférica e cilíndrica. A distribuição de fluxos em uma estrutura de grupos finos obtida, pode então ser utilizada para colapsar os dados de seções de choque de grupos finos para uma estrutura menor de grupos para uso em vários códigos de computador.

Os dois principais cálculos executados pelo XSDRN são (cálculos de ressonância e cálculos de fluxos), ambos empregam técnicas numéricas de diferenças finitas. Para o cálculo de ressonância, o código usa a integração de Simpson para resolver a densidade de colisão na faixa de ressonância. Os cálculos de fluxos são efetuados em uma estrutura de multigrupos para variável energética, diferenças finitas para variável espacial e ângulos discretos (conjunto de quadratura) para variável angular.

O código XSDRNPM- (PSR-63) - O XSDRNPM é um código que faz parte do Sistema Modular AMPX-II /16/ (Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma-Ray Cross Section Libraries From Data in ENDF Format). O XSDRNPM difere de seu predecessor o XSDRN em vários aspectos.

- 1º - Efetua cálculos acoplado neutron-gamma.
- 2º - Permite a representação de qualquer mistura por uma ordem arbitrária de anisotropia.
- 3º - Efetua cálculo adjunto.
- 4º - É consideravelmente mais eficiente na maneira com que os dados são armazenados e usados, portanto, problemas muito maiores podem ser executados com menor espaço de memória.
- 5º - O cálculo de ressonância foi removido no XSDRNPM, mas pode ser efetuado através do módulo NITAW (AMPX MODULE FOR RESONANCE SELF-SHIELDING AND WORKING LIBRARY PRODUCTION) do Sistema Modular AMPX-II.
- 6º - Calcula internamente as constantes  $S_n$  (conjunto de quadratura) para qualquer ordem para qualquer das três geometrias unidimensionais disponíveis.

Estas são as principais diferenças existentes entre XSDRN e o XSDRNPM, onde o acréscimo das letras P e M ao nome XSDRN se referem as modificações efetuadas por Petrie. (XSDRNPM Petrie Modifications).

O Sistema Modular AMPX-II é escrito em linguagem FORTRAN IV, para uso em computadores IBM. O Sistema se encontra implantado e operacional no computador IBM-4381 do IPEN e com seu uso conhecido para praticamente todos seus módulos.

DOT- 3.5 (CCC-0276) - O código DOT-3.5 /17/ foi desenvolvido conjuntamente por ORCTC (Oak Ridge Computing Technology Center) e ORNL (Oak Ridge National Laboratory), e se destina a solução da equação de transporte de Boltzmann em geometrias bidimensionais X-Y, R-Z e R- $\theta$ . A principal aplicação do código é no cálculo de transporte de neutrons ou gamas ou cálculo acoplado neutrons e gamas, necessitando para tanto um conjunto de seções de choque de neutrons e gamas acoplado. O código se destina também a aplicação em problemas de transporte de quaisquer partículas não sujeitas a campos de forças externas. O código pode ainda ser aplicado em problemas de cálculos de reatores, na determinação de fator de multiplicação, concentração de nuclídeos, e espessuras de zonas, para um fator de multiplicação específico, bem como em problemas não homogêneos pode-se ter fontes distribuídas em um volume ou um fluxo angular especificados nos contornos à direita e no topo de uma geometria bidimensional.

O código utiliza o método de ordenadas discretas para solução da equação de transporte de Boltzmann linear dependente da energia, em geometria bidimensional. Equações de balanço são solucionadas para uma densidade de partículas movendo-se ao longo de direções discretas em cada mesh espacial bidimensional, em cada grupo de energia. Espalhamento Anisotrópico é tratado usando-se a expansão das seções de choque através de polinômios de Legendre.

lido em algumas direções do que em outras.

O código DOT-4.2 é escrito em linguagem FORTRAN IV e pode ser facilmente implantado em computadores IBM e CDC. O código encontra-se implantado e operacional no sistema IBM-4381 do IPEN, porém seu uso não é plenamente conhecido, ou seja, não foi ainda avaliado por nós toda a sua potencialidade.

TWOTRAN-II (CCC-222) - O TWOTRAN-II, é uma versão atualizada do código TWOTRAN /19/, /20/, originado na Gulf General Atomic e expandido em Los Alamos. O código TWOTRAN-II é um programa em ordenadas discretas, e se destina a solução de problemas de transporte de partículas bidimensional, em geometrias X-Y, R-Z e R- $\theta$ . O código permite a solução direta ou adjuntas de problemas homogêneos ou não (Keff e pesquisa de autovalor) sujeitas a certas condições de contorno tais como, vácuo, refletida, periódica, ou ainda condições de fluxos em contornos específicos. Espalhamento anisotrópico de ordem arbitrária podem ser tratados, bem como fontes anisotrópicas não homogêneas.

A dependência energética é tratada pela aproximação em multigrupos, enquanto que a dependência angular é aproximada por ordenadas discretas. A dependência do espaço é aproximada pelo esquema de diferença de Diamond com controle de fixação de fluxo igual a zero quando ocorrem fluxos negativos. Iterações dentro de grupos, iterações de "upscattering", iterações no fator de multiplicação (Keff) e em pesquisa de autovalor são aceleradas através de algoritmo de rebalço de partícula em malhas amplas.

O código TWOTRAN-II é escrito em linguagem FORTRAN-IV e pode ser instalado em sistema CDC e IBM. O código encontra-se implantado e operacional no sistema IBM-4381 do IPEN, porém sua utilização tem sido reduzida, dando-se preferência ao DOT-3.5.

## 5.2. PROGRAMAS MONTE CARLO

MORSE-CG (CCC-203) - O código MORSE /21/, (Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment), foi desenvolvido por ORNL (Oak Ridge National Laboratory), destina-se ao transporte de neutrons e raios gama ou ambos através do método Monte Carlo. O programa foi projetado como uma ferramenta útil para solução da maioria dos problemas de blindagens, principalmente aqueles com geometria tridimensional e complexa. Através do uso de seções de choque em multigrupo, a solução para problemas de transporte de neutrons, gamas ou acoplados neutron-gama podem ser obtida tanto para o modo direto como para o adjunto. Podem ser solucionados ainda problemas de criticalidade bem como blindagem com dependência de tempo. Espalhamento isotrópico ou anisotrópico para a expansão da distribuição angular até P16 é permitida.

No programa o método Monte Carlo é usado para solucionar as equações de transporte tanto para o modo direto como para o adjunto. Quantidades de interesse são obtidas pela soma de contribuições sobre todas as colisões, e frequentemente sobre a maioria do espaço.

Seções de choque em multigrupo padrões, tais como as utilizadas em códigos de ordenadas discretas como ANISN, DOT etc, podem ser usadas como entrada, o espalhamento anisotrópico é tratado pela transferência de grupo para grupo pela utilização da técnica de quadratura Gaussiana generalizada.

O código MORSE-CG, torna-se uma ferramenta útil para cálculos de blindagens, principalmente devido ao fato de possuir geometria combinatorial, onde através de uniões, diferenças e intersecções de corpos simples, tais como esferas, cilindros, cubos etc., pode-se simular geometrias complexas tridimensionais.

O código MORSE-CG, possuem versões tanto para sistemas IBM ou CDC, embora a conversão de um sistema para outro seja relativamente simples. O programa é escrito em linguagem FORTRAN-IV, encontra-se implantado e operacional no sistema IBM-4381 do IPEN, entretanto, sua utilização tem sido reduzida, pois sua aplicação necessita de um maior conhecimento técnico, necessário para a interpretação de seus resultados.

MCNP-3A (CCC-200)- O código MCNP /22/, (Monte Carlo Neutron and Photon), foi desenvolvido através de esforços combinados dos pesquisadores do Grupo x-6 da Divisão de Aplicações Teóricas do LASL (Los Alamos Scientific Laboratory), é um código de transporte que utiliza o método Monte Carlo para propósitos gerais, destina-se a cálculos de transporte de neutrons e fótons acoplados, com espectro de energia contínuo, geometria generalizada e dependência temporal. O programa pode ser utilizado de 3 modos: somente no transporte de neutrons, transporte combinado neutron e fóton, ou somente no transporte de fótons. A capacidade para cálculos de autovalores para sistemas críticos é também uma característica do MCNP.

O código trata configuração de materiais em geometria tridimensional arbitrária, através de células geométricas limitadas por superfícies de primeiro e segundo grau e algumas superfícies especiais de quarto grau como elipse e toroide. Existem duas maneiras para especificar células no MCNP: 1: - pela intersecção de regiões definidas pelos contornos de uma célula, ou 2: - pela união dessas regiões. Combinações destas duas formas são válidas e, na prática são as mais frequentemente utilizadas. O MCNP não possui geometria combinatorial como é normalmente denotado. O MCNP utiliza bibliotecas pontuais de dados de seções de choque para neutrons e fótons. As informações das seções de choque para neutrons nas bibliotecas de dados Monte Carlo são principalmente de quatro fontes: (ENDF/B) Evaluated Nuclear Data File; (ENDL) Evaluated Nuclear Data Library; (AWRE) Atomic Weapons Research Establishment Library; e uma avaliação especial do (LASL) Los Alamos Scientific Laboratory. Para fótons somente um conjunto de seções de choque é disponível (MCPLIB) Monte Carlo Photon Library).

O MCNP é escrito em linguagem FORTRAN-IV, possui versões para praticamente todos os computadores. O programa foi adquirido recentemente pelo IPEN e se encontra em fase de implantação e estudos visando sua utilização no futuro.

### 5.3. PROGRAMAS BASEADOS EM "KERNEL INTEGRATION"

QAD (CCC-048) - O QAD sistema de código de núcleo pontual /23/, foi desenvolvido em LASL para cálculos de penetração de neutrons rápidos e raios gama em várias configurações de blindagens. Nos cálculos de raios gama o método de núcleo pontual envolve a representação da fonte de raios gama por um determinado número de fontes isotrópicas pontuais e computa a distância de cada fonte pontual ao ponto do detetor (ponto de interesse). Das distâncias através das regiões de blindagens e das características dos materiais de blindagens, são calculadas a atenuação geométrica e a atenuação material. A energia transferida ao longo desta distância é então calculada com base na atenuação e a aplicação de um fator de crescimento apropriado para levar em conta a radiação espalhada.

Os cálculos de penetração de neutrons são realizados usando um núcleo obtido da solução do método dos momentos para a equação de Boltzmann o qual foi ajustado por uma expressão exponencial. Neste método o espectro de neutrons penetrante em uma blindagem é determinado através do comprimento equivalente de um material de referência colocado entre o ponto de fonte e o ponto de de interesse. O comprimento equivalente é calculado pela ponderação da distância da penetração para cada material em conformidade com a seção de choque de remoção do material. No programa pode-se ainda computar a taxa de dose devido a neutrons baseado no núcleo de Albert-Welton.

Os dados de entrada para o QAD consiste de uma descrição de intensidade e distribuição de fonte por um número de fontes isotrópicas pontuais, uma representação matemática da geometria física com superfícies quadrática, e uma tabela de coeficientes de atenuação, fatores de crescimento e fatores de conversão.

Existem várias versões do QAD:

- 1 - QAD-IV : - protótipo básico do QAD com propósitos gerais, esta versão estima o fluxo de raios gamas não colididos, taxa de dose, energia depositada em pontos de detetores especificados e também estima a dose devido a neutrons rápidos.
- 2 - QAD-P5 : - esta versão incorpora técnica para interpolação de resultados de cálculos de neutrons, possui ainda adicionais rotinas para descrição de fonte bem como maiores opções de saída.
- 3 - QAD-HD : - avalia a deposição de energia, aumento de temperatura e a dose para uma população durante operação de um reator nuclear .
- 4 - QAD-P5A: - versão mais recente do QAD-P5, onde são incluídas bibliotecas de coeficientes de atenuação de raios gama, coeficientes de fatores de crescimento, seções de choque de remoção de neutrons, e coeficientes de espectro do método dos momentos.

- 5 - QAD-INT : - calcula a taxa de calor devido a raios gama no interior de uma região de fonte ou em uma região semi-infinita rodeadas de zona de fonte, bem como os fluxos total e não espalhado e taxa de dose.
- 6 - QAD-V : - permite cálculos de calor com um esquema de integração bi-dimensional.
- 7 - QAD-B : - versão expandida do QAD-PS com formato simplificado para os dados de entrada, formato de saída mais detalhado e inclui biblioteca de dados de muitos dos parâmetros requeridos como entrada.

Todas as versões do QAD são escritas em linguagem FORTRAN-IV, para uso em computadores IBM-360 e UNIVAC-1108. O código encontra-se implantado e operacional no sistema IPEN, com sua utilização e aplicação em fase de estudos. É também disponível, embora não implantado, uma versão para microcomputadores IBM-PC.

ISOSHL D (CCC-79) - O ISOSHL D /24/, /25/, foi desenvolvido pelo BMI (Battelle Memorial Institute), PNL (Pacific Northwest Laboratories), calcula a dose devido ao decaimento de raios gama e bremsstrahlung em pontos externos a uma fonte de radiação blindada. O código dispõe de várias opções para forma geométrica da fonte, tais como cilíndrica, linear, pontual, disco etc. Se a origem da fonte de radiação são os produtos de fissão produzidos sob condições de irradiação conhecida, o programa calcula a intensidade da fonte. O código calcula ainda os coeficientes de atenuação de massa para regiões blindadas, fatores de crescimento, e outros dados básicos necessários para um problema específico.

O ISOSHL D executa a integração núcleo (Kernel) para as várias opções de forma geométrica de fonte. O núcleo de atenuação pontual "padrão" (fator de crescimento vezes a atenuação exponencial dividido pelo fator geométrico) é numericamente integrado sobre o volume da fonte para 25 grupos de energia. O fator de crescimento característico é considerado como sendo o da última região blindada (ou diferente quando especificada a região) mas dependente do número total de livres caminhos médios da fonte ao ponto de dose, e é obtido pela interpolação baseado no número atômico efetivo e na tabela de dados de fator de crescimento isotrópico pontual. Os coeficientes de atenuação de massa para misturas, são obtidos da biblioteca de dados básicos usando o código do material e pela especificações das densidades.

A intensidade de fonte para as várias opções geométricas podem ser especificadas de três modos:

- 1 - Como emissões de uma seleção de produtos de fissão irradiados sob condições específicas.
- 2 - Como curies de produtos de fissão ou produtos de ativação de isótopos selecionados.
- 3 - Como número de fótons por segundo de energia e especificados como entrada.

O programa permite ainda a especificação de fonte através

de uma distribuição exponencial, para as geometrias de fonte onde esta distribuição pode ser aplicada. O ISOSHL-D-II /26/ é uma versão modificada do ISOSHL-D, onde foi adicionada a capacidade para cálculos de taxas de dose devido a bremsstrahlung em fontes blindadas. Esta adição consiste de rotinas para cálculo do espectro de fonte bremsstrahlung das propriedades de decaimento beta dos isótopos de interesse. Os fatores de crescimento para energias menores que 0.1 MeV são interpolados em uma tabela que contém dados para 5 valores da energia inicial do fóton na faixa de 0.01 a 0.2 MeV, 7 valores de espessura de blindagem na faixa de 1 a 20 livres caminhos médios, e 6 números atômicos na faixa de 13 a 92.

A versão ISOSHL-D-II é escrita em linguagem FORTRAN-IV, para uso em sistemas IBM e UNIVAC, se encontra implantada e operacional no sistema IBM 4381 do IPEN, com seu uso praticamente conhecido. O ISOSHL-D-II do IPEN é aplicado comumente em cálculos de tubulações contendo fluido radioativo, em problemas de fonte de radiação gama (radioisótopos) etc.

SPACETRAN (CCC-120) - O SPACETRAN /27/ foi desenvolvido pelo ORNL (Oak Ridge National Laboratory), é projetado para o cálculo de fluxo total dependente da energia, ou quantidade proporcionais ao fluxo tais como Kerma, devido a fuga de radiação da superfície de um cilindro circular reto em posições de detectores localizados (arbitrariamente) distantes da superfície. Existem duas versões deste código, SPACETRAN-I e SPACETRAN-II, em ambos é feita a consideração de que a radiação emergente do cilindro finito não possui dependência espacial.

SPACETRAN-I utiliza fluxos angulares superficiais calculados por códigos de ordenadas discretas  $S_n$ , como o ANISN. SPACETRAN-II assume que o fluxo angular na superfície para todas as energias pode ser representado como uma função  $\cos^n \phi$ , onde  $\phi$  é o ângulo entre a normal à superfície dirigida para fora e a direção da radiação, e  $n$  é um número inteiro especificado pelo usuário.

Para as duas versões a estrutura dos grupos de energia e o número de localização dos detectores são arbitrárias. O fluxo para um dado grupo de energia em pontos de detecção é computado pela soma das contribuições de cada elemento de área superficial sobre toda a superfície. Os elementos de área superficial são definidos através de dados de entrada.

SPACETRAN-I manipula contribuições do topo de um cilindro bem como da lateral, de modo que a contribuição total deve ser obtida pela adição dos resultados pois as mesmas são calculadas separadamente. Os fluxos angulares do ANISN são especificados por direções discretas, em geral, a trajetória entre o detector e a área de contribuição não coincide exatamente com as direções discretas do ANISN. Nestes casos, o fluxo angular ANISN para a direção discreta mais próxima é utilizada como contribuição para o detector.

O SPACETRAN-II manipula contribuições também do topo e lateral do cilindro só que de maneira única, ou seja, em uma única execução temos a contribuição total tanto do topo como da lateral.

Para cada detetor especificado, em ambas as versões o código computa a fluxo e uma função resposta proporcional ao fluxo em cada grupo de energia e também computa a soma destas quantidades sobre todos os grupos de energia.

O sistema computacional do IPEN dispõe de ambas versões do SPACETRAN, em linguagem FORTRAN-IV, implantado e operacional com uso conhecido e normalmente utilizado para cálculos de taxas de dose em regiões próximas a fontes cilíndricas.

FALSTF (CCC-351) - O FALSTF /28/ é um código desenvolvido por ORNL (Oak Ridge National Laboratory), destinado a cálculos de respostas de detetores externos a uma configuração de blindagem.

O FALSTF é um código multigrupo "Kernel" de integração que utiliza funções respostas para calcular atividades para detetores localizados em pontos externos a uma configuração de blindagem.

O código efetua cálculos utilizando como entradas densidade de partículas emergente de uma configuração de blindagem ou fluxos calculados pelo código de transporte de ordenadas discretas (DOT) para geometria cilíndrica bidimensional. Doses, ou qualquer quantidade dependente dos fluxos podem ser calculadas pelo FALSTF em um ou mais detetores.

O programa calcula as contribuições de cada região (determinada pelo usuário) dentro de uma configuração e soma todas estas contribuições por regiões, para obter a resposta total. As contribuições de último voo por região e a resposta total são apresentadas na listagem de saída do programa. O código permite ainda a inclusão de uma fonte de superfície no topo do cilindro e incluirá a contribuição desta no cálculo total. Pode-se também incluir os efeitos de um colimador ou de um detetor parcialmente sombreado.

O código FALSTF escrito em linguagem FORTRAN-IV, encontra-se implantado e operacional no sistema computacional do IPEN, e é largamente utilizado em cálculos de doses em cilindros blindados tais como blindagens de fonte de neutrons, bem como levantamento de espectros de neutrons em experimentos de blindagem realizados pela Divisão de Reatores do IPEN.

#### 5.4. PROGRAMAS BASEADOS NO MÉTODO DE REMOÇÃO-DIFUSÃO (SPINNEY)

NRN (CCC-054) - O NRN /29,30,31,32/, é um sistema de códigos, desenvolvidos pela (Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden), é baseado no método de Spinney combinando atenuação exponencial em alta energia com difusão em baixa energia. A atenuação exponencial do fluxo em altas energias é efetuada através de vários grupos de energia cada dos quais requerendo seções de choque de remoção.

dagem com combinações destas geometrias.

O método de Remoção-Difusão é aplicado para o cálculo dos fluxos de neutrons. A dose de raios gama e o produto da dose não colidida vezes o fator de crescimento dependente da região, que é interpolado de uma tabela de fatores de crescimento.

Outras quantidades calculadas pelo SABINE são; quantidades dependentes do fluxo de neutrons, dose de raios gama e deposição de energia. Particular atenção deve ser dada ao acoplamento das bandas de remoção e grupos de difusão.

O SABINE é escrito em linguagem FORTRAN-IV, se encontra implantado e operacional no computador IBM 4381 do IPEN, com seu uso conhecido, porém com aplicação limitada.

ATTOW (CCC-132) - O código ATTOW /35/, foi desenvolvido pela UKAEA (United Kingdom Atomic Energy Authority), é um código aplicado a blindagem com programação em linguagem FORTRAN-IV. O código soluciona as equações de difusão em duas dimensões (R-Z ou X-Y) para meios não multiplicativos. Qualquer estrutura de grupo é permitida, porém, a transferência de neutrons só é permitida de grupos de maior energia para grupos de menor energia. Podem ser discretizados intervalos espaciais em uma malha de até 100x100 intervalos, dentro dos quais os materiais são mapeados pelo usuário. Qualquer distribuição de fontes de neutrons pode ser especificada, se desejado uma fonte de neutrons é construída internamente pelo programa de remoção. O programa determina fluxos e correntes de neutrons bem como ativações em detetores.

ATTOW foi projetado especificamente como um programa de blindagem bi-dimensional com especial facilidades para problemas de fontes. Quando comparado com programas anteriores este apresenta uma grande economia no tempo de computação. Os fluxos são calculados em sequência, do grupo de maior energia para o de menor, não é permitido o espalhamento para grupos de maior energia. O número total de grupos deve ser limitado ao tempo de execução do que as capacidades da máquina. Em cálculos com região de núcleo é recomendado que a fonte de fissão deveria ser introduzida na forma de uma distribuição de fonte previamente avaliada com programas neutrônicos.

O programa expressa a equação de difusão em forma de diferenças finitas e soluciona a mesma por método iterativo usando métodos de aceleração de convergência (relaxação forçada). Convergências satisfatórias tem sido usualmente encontrada em uma faixa de até 12 décadas. Problemas com uma maior faixa de atenuação normalmente atinge soluções, porém em certos casos esta convergência falha.

As seções de choque de remoção para o programa são fornecidas pelo usuário, permitindo assim um controle pelo usuário sobre as considerações de remoção. A matriz completa de transferência de energia para o tratamento de difusão também são fornecidas pelo usuário.

O código ATTOW, encontra-se implantado no sistema de computação do IPEN, entretanto, sua aplicação tem sido extremamente T

limitada, preferindo-se programas como DOT ou TWOTRAN.

## 6. APLICAÇÃO DO PROGRAMA ANISN-W (MICRO) EM CÁLCULOS DE BLINDAGEM DO REATOR IEA-R1.

O IEA-R1 é um reator de pesquisa do tipo piscina aberta e foi projetado e construído sob a responsabilidade da firma BABCOX & WILCOX dos Estados Unidos da América de acordo com as especificações fornecidas pela Comissão de Energia Atômica do, então, Conselho Nacional de Pesquisa /36. Atualmente o reator está operando com uma potência de 2MW, e tem sido utilizado extensivamente para produção de radioisótopos, análise por ativação, experiências que utilizam tubos de irradiação, treinamento de pessoal e também em solicitação externa. A figura 10 mostra o prédio onde se encontra o reator. O núcleo do reator é um arranjo de 5x6 elementos combustíveis tipo MTR com dimensões de (7.7 x 8.1)cm (figura 12), sendo 4 elementos especiais para inserção de barras de controle. Os elementos refletores são substituídos por blocos de grafite. Na figura 10 é apresentada uma vista de topo da piscina do reator IEA-R1.

### 6.1. AVALIAÇÃO DAS TAXAS DE DOSE APÓS A BLINDAGEM DE CONCRETO DO REATOR IEA-R1.

Como exemplificação e aplicação de um dos métodos descritos no capítulo "Cálculos de Blindagem em Reatores de Pesquisa", efetuaremos cálculos de transporte de neutrons e raios gama, emitidos durante a operação do reator IEA-R1.

Os cálculos visando a determinação dos fluxos de neutrons e raios gama após a blindagem de concreto do reator será efetuado com o código de transporte ANISN-W, implantado em um micro computador (IBM-PC) do sistema de computação do IPEN. Com a determinação dos fluxos de neutrons e raios gama obtidos com o código ANISN-W e com os fatores de conversão fluxo-taxa de dose avaliaremos as taxas de dose externa à blindagem de concreto do reator.

#### 6.1.1. DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

Devido ao fato do reator IEA-R1, possuir uma blindagem de concreto praticamente circular, e como o código ANISN-W é unidimensional, trataremos o reator e blindagem para efeito de cálculos em geometria cilíndrica.

Os cálculos de transporte de radiação acoplados neutrons + gamas, serão efetuados com o código ANISN-W (MICRO), em geometria cilíndrica em uma estrutura energética de 8 grupos (4 grupos de neutrons e 4 grupos de gamas), com uma quadratura angular  $S_n-8$  (discretização angular) e com uma discretização espacial constituídas por 85 intervalos espaciais.

Na figura 8 . é apresentada a configuração modelado para cálculos. A tabela apresenta os limites dos grupos de energia para neutrons e gamas, bem como as frações de neutrons de fissão e raios gama prontos de fissão e gamas dos produtos de fissão por grupo de energia, que foram utilizados nos cálculos.

As fontes de radiações primárias significantes no núcleo do reator IEA-R1, em condições normais de operação que foram incorporadas aos cálculos são :

- Neutrons de Fissão
- Gamas Prontos de Fissão
- Gamas do Decaimento dos Produtos de Fissão
- Gamas de Capturas
- Gamas do Espalhamento Inelástico de Neutrons

#### 6.1.1.1. NEUTRONS DE FISSÃO

Os neutrons de fissão são descritos em termos espaciais e energéticos, portanto a intensidade da fonte de neutrons em condição normal de operação para um determinado grupo de energia  $g$  é dada por :

$$S_N^g = 3.1 \times 10^{10} \lambda_g \bar{\rho} \quad \text{neutrons/cm}^3\text{-seg}$$

conforme definido no capítulo 4

#### 6.1.1.2. GAMAS PRONTOS DE FISSÃO

Gamas prontos de fissão são os gamas oriundos do evento da fissão nuclear. A intensidade da fonte de gamas prontos de fissão terá dependência energética e espacial, e em condição de operação normal é dada por :

$$S_{\gamma F}^g = 3.1 \times 10^{10} \Gamma_F^g \bar{\rho} \quad \gamma/\text{cm}^3\text{-seg}$$

conforme definido no capítulo 4

#### 6.1.1.3. GAMAS DO DECAIMENTO DOS PRODUTOS DE FISSÃO

Os gamas oriundos do decaimento dos produtos de fissão será dado por :

$$S_{\delta PF}^g = 3.1 \times 10^{10} \Gamma_{PF}^g \bar{\rho} \quad \gamma/\text{cm}^3\text{-seg.}$$

conforme definido no capítulo 4

#### 6.1.1.4. GAMAS DE CAPTURAS

Os gamas de capturas são oriundos da absorção de neutrons através da reação  $(n, \gamma)$ , a qual deixa o núcleo em um estado energeticamente instável com a consequente emissão gama. É interessante destacar que esta fonte de radiação ocorre no núcleo do reator, nos materiais estruturais e nas blindagens.

Como nos cálculos efetuados, o transporte de neutrons e gamas é feito de modo acoplado, ou seja, é considerada uma estrutura de N grupos de neutrons mais G grupos de gamas, o acoplamento nêutron-gama é tratado como uma seção de choque de transferência do grupo N de neutrons para o grupo G de gamas. Logo esta fonte de radiação é considerado automaticamente nos cálculos.

#### 6.1.1.6. GAMAS DO ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE NEUTRONS

Aqui como na captura radioativa a radiação gama é oriunda da interação de neutrons com o núcleo espalhador através da reação  $(n, n' \gamma)$ , a qual deixa o núcleo espalhador em um estado energeticamente instável com a consequente emissão gama. O espalhamento inelástico também ocorre não só no núcleo, bem como em todos os materiais estruturais e blindagens etc. Consequentemente como estamos efetuando cálculos com um conjunto acoplado nêutron-gama, esta fonte de radiação está sendo automaticamente considerada.

#### 6.1.1.6. FONTE DE NEUTRONS E GAMAS UTILIZADOS NO CÁLCULOS

Com a distribuição de potência por elemento combustível apresentada na figura e os espectros de neutrons de fissão e gamas prontos de fissão e decaimento dos produtos de fissão apresentados na tabela, e utilizando as fórmulas dos itens 6.1.1.1, 6.1.1.2 e 6.1.1.3, foram calculadas as fontes de neutrons e gamas para cada grupo de energia as quais foram utilizados como termo fonte para o cálculo de transporte de radiação com o código ANISN.

Na tabela são apresentadas as fontes de neutrons e gamas por grupo de energia utilizadas nos cálculos.

No apêndice, é apresentado os dados de entradas para a execução do código ANISN, no micro computador do IPEN.

#### 6.1.1.7. RESULTADOS

Com os dados de entradas apresentado no apêndice XX, efetuamos cálculos de transporte de neutrons e gamas acoplados, utilizando como termo fonte para neutrons e gamas os valores apresentados na tabela. As seções de choque para o transporte de neutrons e gamas acoplados foram gerados a partir da biblioteca de dados nucleares VITAMIN-C /37/, e com o sistema AMPX-II /38/.

Os fluxos de neutrons e raios gamas calculados na face externa da blindagem de concreto do reator IEA-R1, bem como os fatores de conversão fluxo-taxa de dose para neutrons e gamas obtidos da

ANSI/ANS-61.1. 1977 /39/, são apresentados na tabela .

Com os fluxos de neutrons e gamas obtidos com o código ANISN e os fatores de conversão fluxo taxa de dose podemos avaliar as taxas de dose devido a neutrons e gamas extrema a blindagem de concreto do reator IEA-R1.

Na tabela , é ainda apresentada as taxas de dose devido a neutrons e gamas calculados com o código DOT 3.5, em uma estrutura de 20 grupos de energia (7 neutrons + 13 gamas), em geometria bi-dimensional R-Z, e conjunto de quadratura angular SN-6.

Através de uma comparação entre os valores de taxa de dose obtidos com o código ANISN e com o DOT 3.5, conforme apresentado na tabela , verificamos que a taxa de dose calculada com o código ANISN devido a neutrons e gamas é  $7.835 \times 10^{-4}$  Rem/hr e com o DOT 3.5 cerca de  $2.30 \times 10^{-4}$  Rem/hr, portanto, o ANISN superestima a taxa de dose total em cerca de 3.4 vezes a obtida com o DOT 3.5. Isto se deve ao fato de que no DOT 3.5 existem fugas radiais e axiais ao passo que no ANISN unidimensional não foi levado em conta a fuga axial.

No Apêndice I, é apresentado o programa em FORTRAN-IV, para cálculos dos fatores de conversão fluxo-taxa de dose em (Rem/hr) /( $\#$  / $\text{cm}^2 \times \text{seg}$ ) , programa este desenvolvido baseado na norma ANSI/ANS 6.1.1 - 1977 /39/. O programa calcula ainda as taxas de dose equivalentes para cada grupo de energia devido a neutrons e gamas.

No Apêndice II, é apresentado os dados de entrada para o programa do Apêndice I, bem como a definição de cada entrada. Neste Apêndice é apresentado ainda uma saída do programa para os dados de entrada descritos e apresentados no mesmo.

No Apêndice III, são apresentados os dados de entrada para o programa ANISN, utilizados nos cálculos do reator IEA-R1.

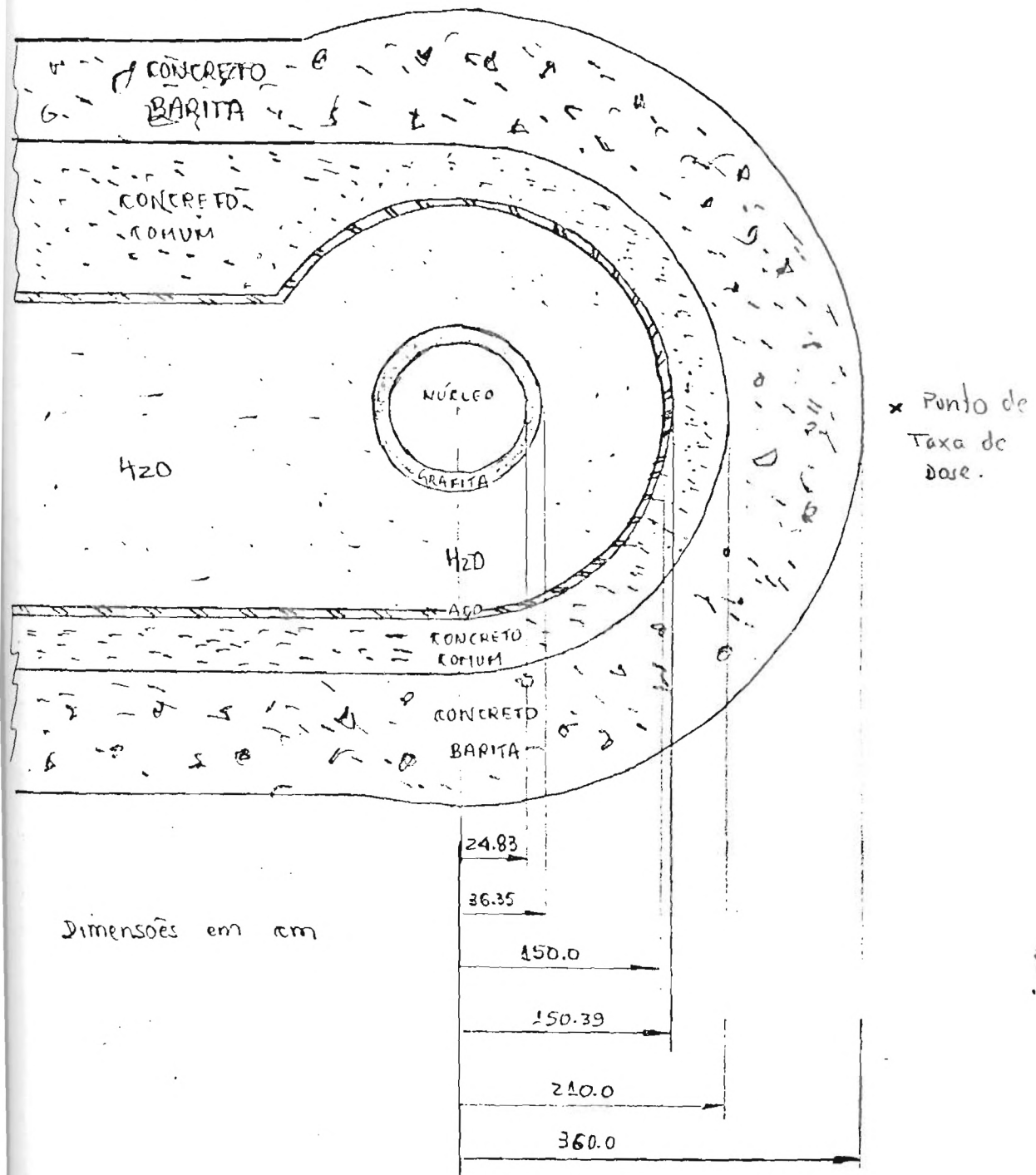


Figura 8: Configuração utilizada nos cálculos.

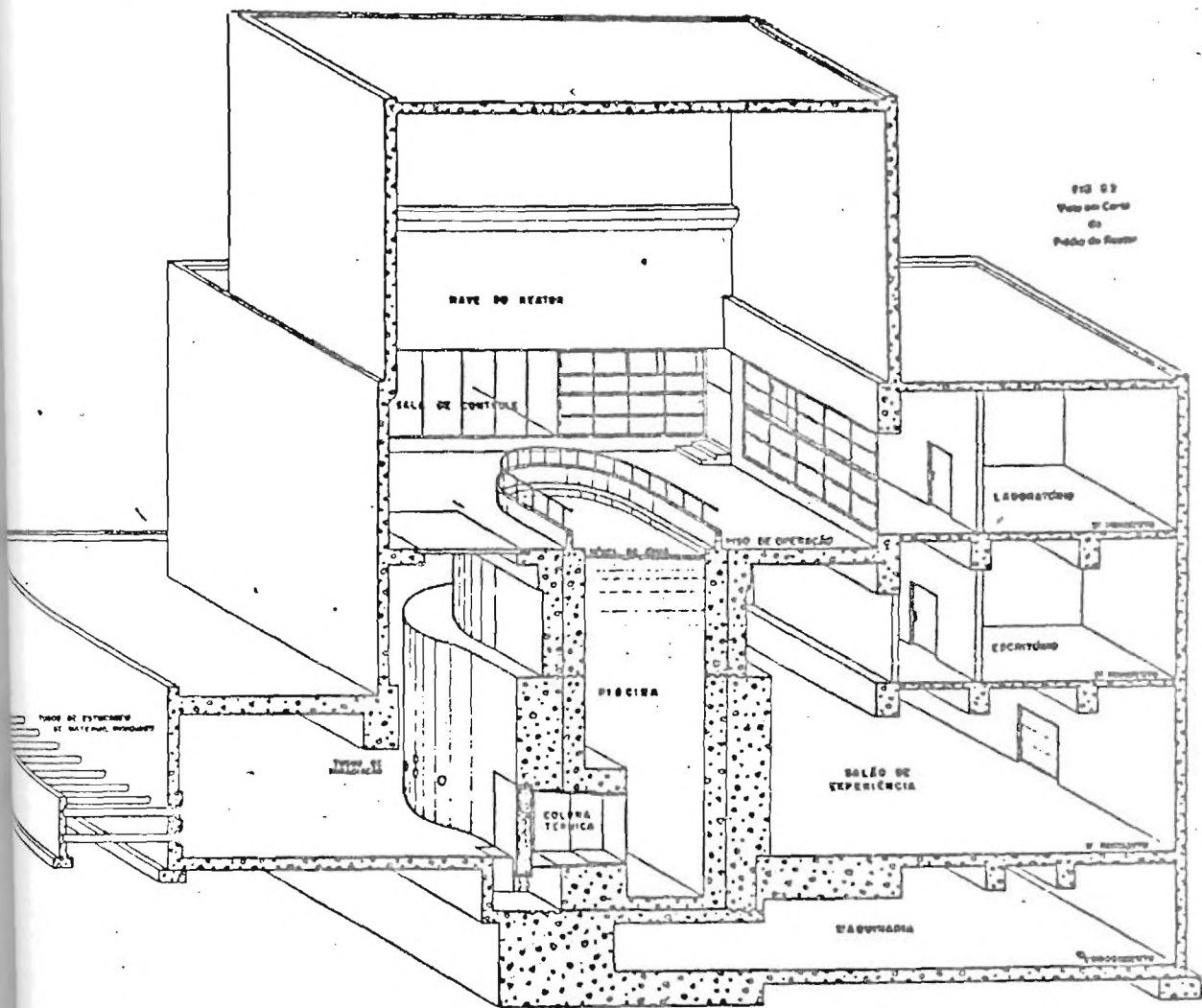


FIG. 02  
 Vista em Corte do  
 Prédio do Reator

Figura 8: Prédio do Reator IEA-R1.



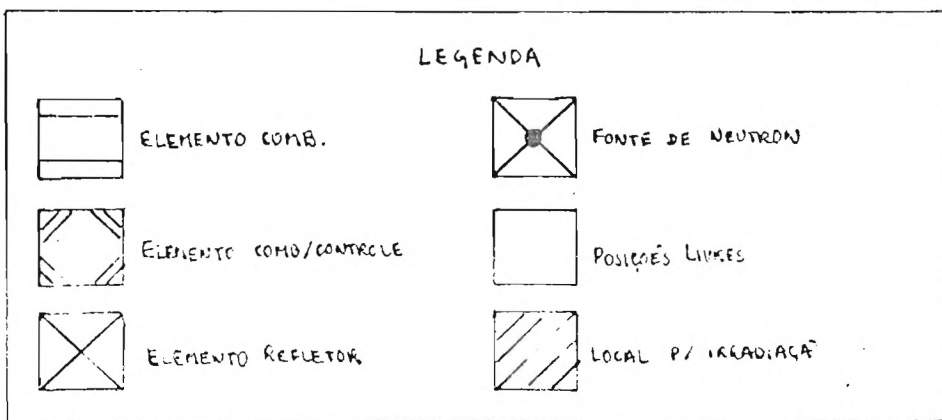
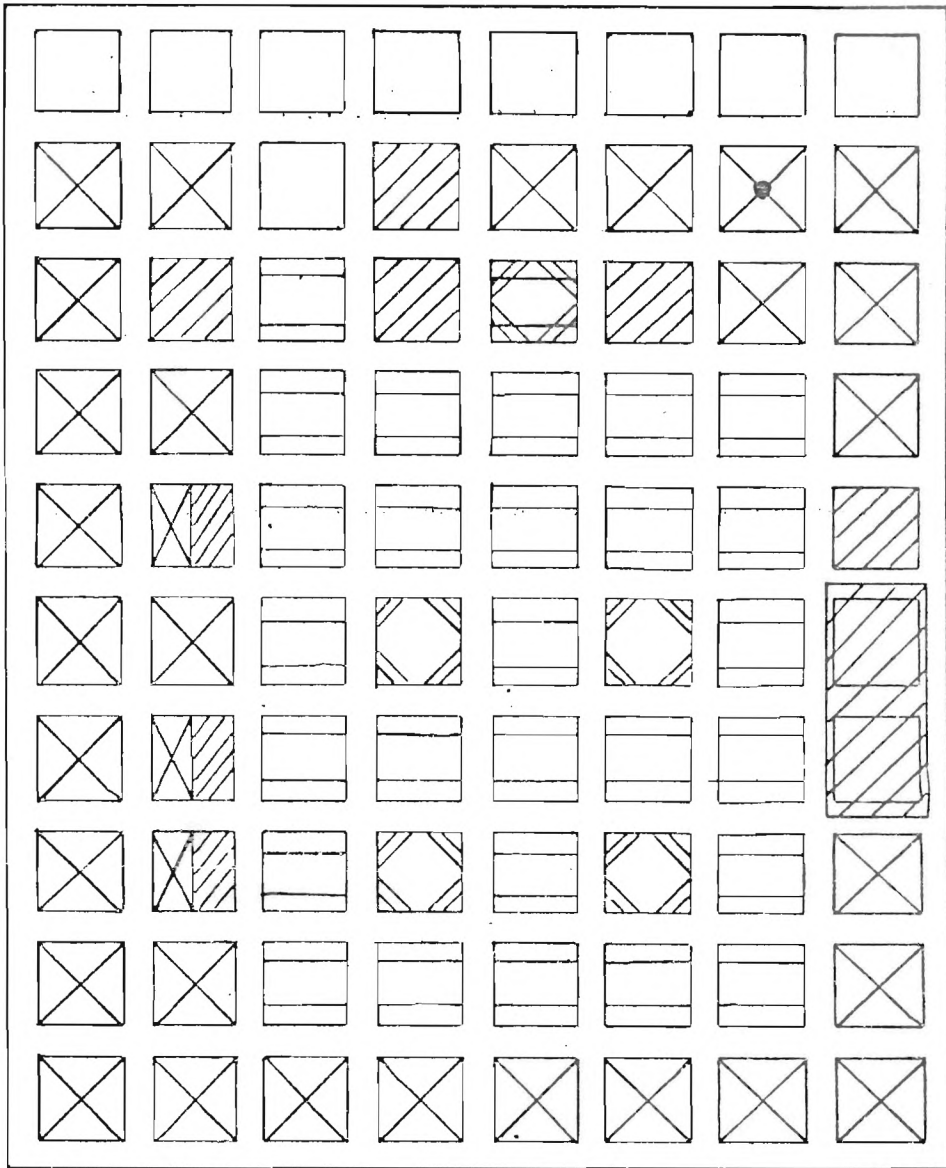


Figura // - Núcleo do Reator IEA-R1.

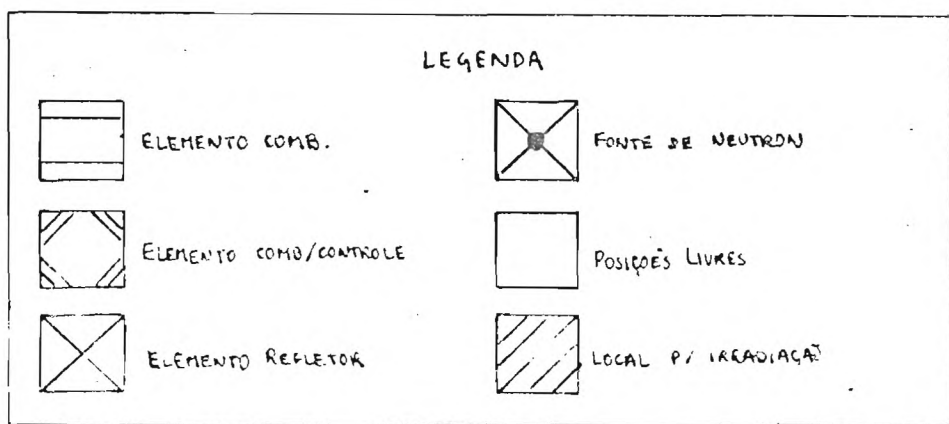
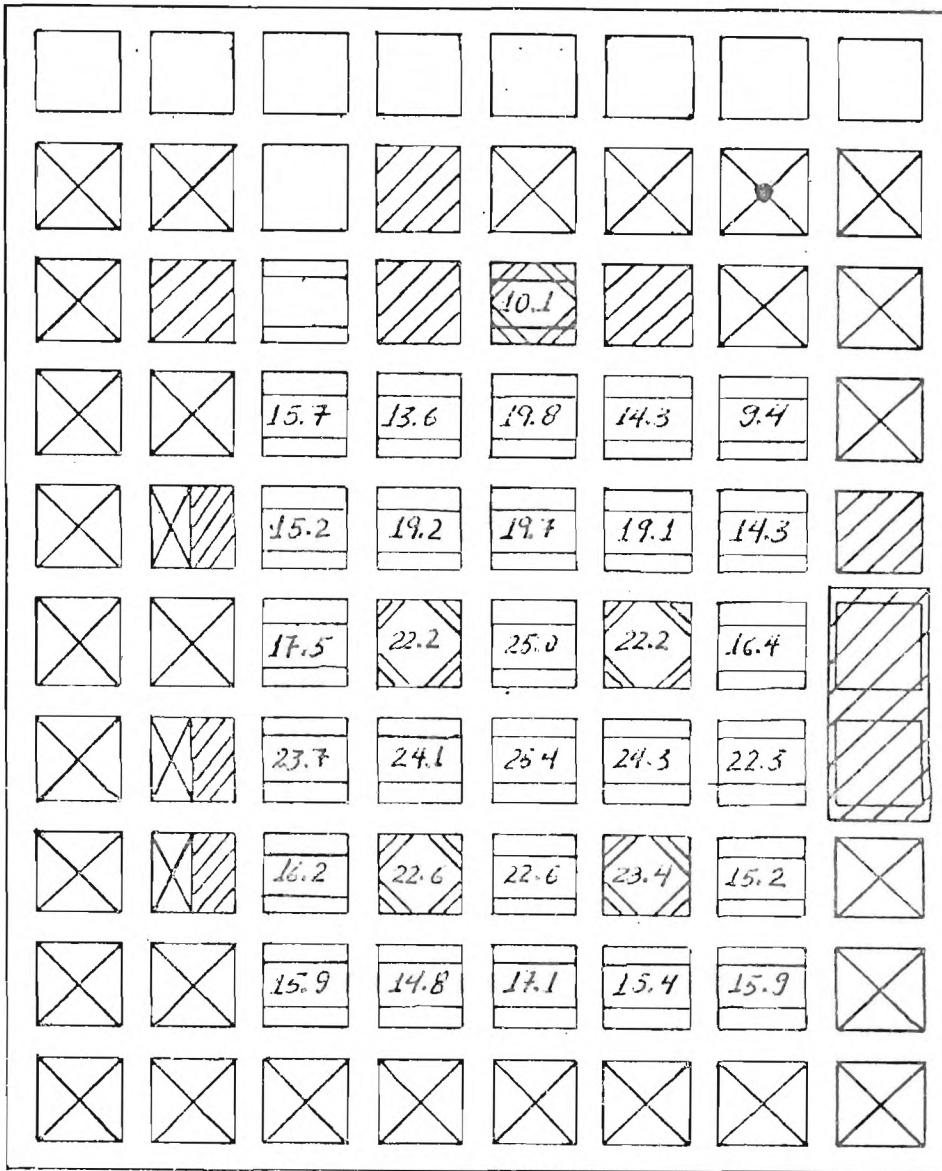


Figura 12 . Distribuição de Potência (W/cm<sup>3</sup>)  
(Potência - 2 MW)

Tabela - Estrutura dos Grupos de Energia, Frações de Neutrons e Gamas por Grupo

	Grupo G	E (eV)	Fração de Neutrons de Fissão(xg)	Fração de Gamas produtos de Fissão( EG)	Fração de Gamas dos P. de Fissão ( PFG)
NEUTRON	1	$15.0 \times 10^6 - 8.20 \times 10^5$	0.754		
	2	$8.20 \times 10^5 - 5.53 \times 10^3$	0.246		
	3	$5.53 \times 10^3 - 6.82 \times 10^{-1}$	$1.874 \times 10^{-4}$		
	4	$6.82 \times 10^{-1} - 1.0 \times 10^{-5}$	$2.573 \times 10^{-10}$		
GAMA	1	$14.0 \times 10^6 - 4.0 \times 10^6$		$8.434 \times 10^{-2}$	$9.994 \times 10^{-2}$
	2	$4.0 \times 10^6 - 2.5 \times 10^6$		$3.486 \times 10^{-1}$	$4.204 \times 10^{-1}$
	3	$2.5 \times 10^6 - 1.0 \times 10^6$		1.983	2.189
	4	$1.0 \times 10^6 - 1.0 \times 10^4$		5.243	5.341
		TOTAL	-1.00	-7.66	-8.05

OBS: O espectro de energia dos neutrons foram normalizados(1.0).

Tabela - Fontes de Neutrons e Gamas IEA-R1

	Grupo	E (eV)	Partículas/Segundo
NEUTRON	1	$15.0 \times 10^6 - 8.20 \times 10^5$	$2.026 \times 10^{15}$
	2	$8.20 \times 10^5 - 5.53 \times 10^3$	$6.623 \times 10^{14}$
	3	$5.53 \times 10^3 - 6.82 \times 10^{-1}$	$5.060 \times 10^{11}$
	4	$6.82 \times 10^{-1} - 1.0 \times 10^{-5}$	$6.916 \times 10^5$
GAMA	1	$14.0 \times 10^6 - 4.0 \times 10^6$	$2.006 \times 10^{14}$
	2	$4.0 \times 10^6 - 2.5 \times 10^6$	$4.711 \times 10^{14}$
	3	$2.5 \times 10^6 - 1.0 \times 10^6$	$4.541 \times 10^{15}$
	4	$1.0 \times 10^6 - 1.0 \times 10^4$	$1.152 \times 10^{16}$

Tabela

- Fluxos, Fatores de Conversão e Taxas de Dose

Grupo	$\# \frac{\text{Partículas}}{\text{cm}^2 \times \text{seg}}$	F. de Conversão (rem/h) / $\# n, / \text{cm}^2 \text{xs}$	Taxa de Dose Rem/hora
1	$2.173 \times 10^{-10}$	$1.470 \times 10^{-4}$	$4.665 \times 10^{-14}$
2	$1.548 \times 10^{-10}$	$7.790 \times 10^{-5}$	$1.206 \times 10^{-14}$
3	$1.332 \times 10^{-10}$	$3.620 \times 10^{-6}$	$4.822 \times 10^{-16}$
4	$8.909 \times 10^{-12}$	$4.180 \times 10^{-6}$	$3.724 \times 10^{-17}$
TOTAL	NEUTRON	(ANISN)	$5.923 \times 10^{-14}$
1	$4.006 \times 10^1$	$8.771 \times 10^{-6}$	$3.513 \times 10^{-4}$
2	$3.696 \times 10^1$	$4.413 \times 10^{-6}$	$1.631 \times 10^{-4}$
3	$6.659 \times 10^1$	$2.930 \times 10^{-6}$	$1.951 \times 10^{-4}$
4	$6.224 \times 10^1$	$1.191 \times 10^{-6}$	$7.412 \times 10^{-5}$
TOTAL	GAMA	(ANISN)	$7.835 \times 10^{-4}$
TOTAL	(NEUTRON + GAMA)	(ANISN)	$7.835 \times 10^{-4}$
TOTAL	(NEUTRON + GAMA)	(DOT 3.5)	$2.300 \times 10^{-4}$

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Keeping, G.R., "Physics of Nuclear Kinetics", Realing, Mass. Addison-Wesley (1965).
2. Stevens, P.N & H.C. Claiborne, "Chapter 2: Basic Concepts of Radiation Shielding Analysis", Weapons Radiation Shielding Handbook, DASA-1892-5, (1970).
3. Shaeffer, N.M. (Ed.), "Reactor Shielding for Nuclear Engineers", USAEC Report, TID-25951, (1973).
4. Pasqualetto, H., "Níveis de Radiação na Superfície Livre da Piscina do Reator IEA-R1", Dissertação e Tese - IEA-064, 1978.
5. Stevens, P. N. & H.C. Claiborne; "Chapter 3 : Methods for Calculating Neutron and Gamma Ray Attenuation", Weapons Radiation Shielding Handbook, DNA-1892-3-Rev-1, (1971).
6. Davison, B. "Neutron Transport Theory", Oxford University Press, London, England, 1957.
7. Weinberg, A.M. & E. P. Wigner, The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, 1958.
8. Duderstadt, J.J. & Hamilton, L.J., "Nuclear Reactor Analysis", John Wiley & Sons, Inc., 1976.
9. Yamaguchi, M. & Maiorino, J.R., "MPN-1: Um Módulo de Computação para Solução da EFuação de Transporte em Multiregiões Através do Método PN", IPEN-10, 1981.
10. B.F. Maskewitz, Abstracts of Digital Computer Code Packages Assembled by the Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-RSIC-13, Vol. I.
11. W.W. Engle, Jr.; A User's Manual for ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering, Union Carbide Corp., Nuclear Division, K-25, Report K-1693 (1967).
12. G.C. Wick, "Uber ebene Diffusion Probleme", Physick 121,702 (1943).
13. B.G. Carlson, Solution of the Transport Equation by the  $S_N$  Method, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-1891 (1955).
14. A User's Manual for ANISN-W, Multigroup One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering.
15. N.M. Greene and C.W. Graven, Jr., XSDRN: A Discrete Ordinates Spectral Averaging Code, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-2500 (1969).

16. AMPX-II: "Modular Code System For Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma-Ray Cross-Section Libraries From Data In ENDF Format", ORNL, 1979.
17. W.A. Rhoades. "Version DOT 3.5 - Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code", ORNL-TM-4280.
18. W.A. Rhoades, D.B. Simpson, R.L. Childs, and W.W. Engle. "The DOT-IV Two Dimensional, Discrete Ordinates Transport Code with Space-Dependent Mesh and Quadrature", ORNL-TM-6529.
19. K.D. Lathrop, TWOTRAN, A FORTRAN Program for Two Dimensional Transport, Gulf General Atomic Rbport GA-8749 (1968).
20. K.D. Lathrop, User's Guide for the TWOTRAN (x,y) Program, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-4058 (1968).
21. E.A. Straker, P.N. Stevens, D.C. Irving, and V.R. Cain, The MORSE Code - A Multigroup Neutron and Gamma-Ray Monte Carlo Transport Code, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-4585 (1970).
22. MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. LA-7396-M; LASL Group x-6. (1979).
23. R.E. Malenfant, QAD: A Series of Point Kernel General-Purpose Shielding Programs, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3537 (1967).
24. R.L. Engle, J. Greenberg, and M.M. Hendrickson, ISOSHL D - A Computer Code for General Purpose Isotope Shielding Analysis, Pacific Northwest Laboratory Richland, REport BNWL-236 (1966).
25. H.H. Van Tuyl, BREMRAD - A Computer Code for External and Internal Bremsstrahlung Calculations. Hanford Atomic Products Operations Rbport HW - 83784 (1964).
26. G.L. Simmons, J.J. Regimbal, J. Greenberg, E.L. Kelly, Jr., and H.H. Van Tuyl, ISOSHL D-II: Code Revision to include Colculationns of Dose Rate from Shielded Bremsstrahlung Sources, Pacific Northwest Laboratory, Richland, Report BNWL-236 Suppl. (1967).
27. S.N. Cramer and M. Solomito, SPACETRAN: A Code to C.lculate Dose at Detectors at Virious Distances from the Surface of a Cylinder. Oak Ridge National Laboratory RUport ORNL-TM-2592 (1969).
28. Von Baker and Robert L. Childs, FALSTF: Calculator of Response of Detectors External to a Shielding Configuration. Oak Rdige National Laboratory (1979).
29. L. Hjarne and M. Leimdurfer, "A Method for Predicting the Penetration and Slowing Down of Neutron in Reactor Shields", Nucl. Sci. Eng. 24, 165 (1966).
30. L. Hjarne, editor, A User's Manual for the NRL Shield Design Method, Aktiebolaget Atomenergia Report AE-145 (1964).

31. Kj. Nyman et al., A Preliminary User's Manual for the NRL Shield Design Method in FORTRAN Language, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Report AE-FFA-673-RFN-213 (1965).
32. E. Aalto, R. Fraki, and K. Malen, "The Fine Adjustment of the Neutron Penetration in the NRN Method", Nucl. Sci. Eng. 22, 443 (1965).
33. C. Ponti, H. Preusch, and H. Shubart, SABINE: A One-Dimensional bulk Shielding Program, European Atomic Energy Community, Ispra, Italy, Report EUR 3636. e (1967).
34. C. Ponti, SABINE, A One-Dimensional Bulk Shielding Program, European Atomic Energy Community - EURATOM, Report EUR 3636. e Addendum (1969).
35. W.D. Collier and G.C. Curtis, A Two-Dimensional Shielding Program, United Kingdom Atomic Energy Authority, Report TRG-1466 (R).
36. Maiorino, J.R. "Curso Latino-Americano sobre os Benefícios Sócio-Econômicos da Energia Nuclear", IPEN/CNEN, (1987).
37. VITAMIN-C, "171 Neutron, 36 Gamma-Ray Group Cross Section In AMPX and Interface Formats for Fusion and LMFR Neutronics". DLC-41, July 1979.
38. AMPX-II, "Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma-Ray Cross-Section Libraries from data in ENDF Format". PSR-63, April 1984.
39. "Neutron and Gamma-Ray Flux-to-Dose-Rate Factors", American National Standard, ANSI/ANS - 6.1.1 - 1977.

APENDICE I:

ESTE PROGRAMA CALCULA A TAXA DE DOSE EQUIVALENTE.

INICIALIZAÇÃO DA TABELA:

(TAXA DE DOSE EQUIVALENTE)/TAXA DE NEURONS=FACTOR(E)

ENDO-SE O TIPO DE NEURONS, ANTERIORMENTE CALCULADO, FOR-

SE OUTRA A TAXA DE DOSE EQUIVALENTE.

```

*****
*
* (ESTA TABELA DO NEURON É DADA EM KW)
*
* E ==> ENERGIA (DE INVERSÃO) DO NEURON
*
*****

```

DIMENSION BNN(20),X(40),FLUXO(20),FACTOR(20),TAXAS(40),NOME1(20),  
 +NOME2(20),ENG(20),FACTORG(20),FLUXG(20),

READ(5,6) (NOME1(I), I=1,20)

6 FORMATA(20A4)

READ(5,7) (NOME2(I), I=1,20)

7 FORMATA(20A4)

WRITE(6,8) (NOME1(I), I=1,20)

8 FORMATA(1X,20A4,/)

WRITE(6,9) (NOME2(I), I=1,20)

9 FORMATA(1X,20A4,/)

READ(5,1000) TEGN,LEGG

000 FORMATA(2I3)

READ(5,10) (BNN(I), I=1,LEGN)

READ(5,10) (ENG(I), I=1,LEGG)

10 FORMATA(6I2,3)

M=LEGN-1

N=LEGG-1

READ(5,10) (FLUXN(I), I=1,N)

READ(5,10) (FLUXG(I), I=1,N)

A SEGUIR A ENERGIA SERÁ COMPARADA PARA SABER EM QUE INTERVALO EST-

Á SE ENCONTRA.

ESTES INTERVALOS DE ENERGIA E O QUE DETERMINA QUAIS OS PARÂMETROS

M, B, C, D QUE SÃO NECESSÁRIOS.

DO S=1,N  
 BNN(I)=(BNN(I)+BNN(I+1))\*0.5

147000(I),GR=0.01,AND=1,N(I),I=1,01-07) GO TO 20

147000(I),GR=1.0,AND=1,N(I),I=1,01-02) GO TO 30

147000(I),GR=0.01,AND=1,N(I),I=1,01-1) GO TO 40

IF(FNN(I).GE.0.1.AND.FNN(J).LT.0.5) GO TO 50  
IF(FNN(I).GE.0.5.AND.FNN(J).LT.1.0) GO TO 60  
IF(FNN(I).GE.1.0.AND.FNN(J).LT.2.5) GO TO 70  
IF(FNN(I).GE.2.5.AND.FNN(J).LT.5.0) GO TO 80  
IF(FNN(I).GE.5.0.AND.FNN(J).LT.7.0) GO TO 90  
IF(FNN(I).GE.7.0.AND.FNN(J).LT.10.0) GO TO 100  
IF(FNN(I).GE.10.0.AND.FNN(J).LT.14.0) GO TO 110  
IF(FNN(I).GE.14.0.AND.FNN(J).LT.20.0) GO TO 120

20 A=-1.2514E+01  
B= 0.0E+00  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

30 A=-1.2210E+01  
B= 1.7165E-01  
C= 2.6034E-02  
D= 1.0273E-03  
GO TO 200

40 A=-8.9302E+00  
B= 7.2440E-01  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

50 A=-3.6632E+00  
B= 9.0037E-01  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

60 A=-8.9359E+00  
B= 5.0696E-01  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

70 A=-8.9359E+00  
B=-5.5979E-02  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

80 A=-9.2022E+00  
B= 3.2193E-01  
C= 0.0E+00  
D= 0.0E+00  
GO TO 200

90 A=-8.4741E+00

```
B=-1.2018E-01
C= 0.0E+00
D= 0.0E+00
GO TO 200
```

```
100 A=-2.2247E+00
B= 0.0E+00
C= 0.0E+00
D= 0.0E+00
GO TO 200
```

```
110 A=-1.1228E+01
B= 1.0352E+00
C= 0.0E+00
D= 0.0E+00
GO TO 200
```

```
120 A=-9.1202E+00
B= 2.4395E-01
C= 0.0E+00
D= 0.0E+00
GO TO 200
```

FATOR(I) É O FATOR DE FLUXO PARA TAXA DE DOSE EQUIVALENTE EM FUNÇÃO DA ENERGIA.

```
200 X(I)=ALOG(FYN(T))
FATOR(I)=EXP(A+B*X(I)+C*(X(T)*X(I))+D*(X(I)*X(T)*X(T)))
```

CALCULANDO A TAXA DE DOSE EQUIVALENTE  
FLUX=FLUXO INTEGRADO (NESTE CASO PARTICULAR)

```
TAXDOS(I)=FLUXN(T)*FATOR(I)
```

```
5 CONTINUE
```

```
WRITE(6,11)
```

```
11 FORMAT(/,1X,'GRUPO',2X,'ENERGIA MED',6X,'FLUXO',14X,'FATOR',12X,  
* 'TAXA DE DOSE EQUIV')
```

```
WRITE(6,14)
```

```
14 FORMAT(11X,'(MFV)',6X,'(#/CM**2-S)',3X,'(REM/HR)/(#/CM**2-S)',  
*10X,'(REM/HR)')
```

```
WRITE(6,12) (T,FYN(I),FLUXN(I),FATOR(I),TAXDOS(I),I=1,N)
```

```
12 FORMAT(3X,I2,4X,1P9.3,5X,1P9.3,10X,1P9.2,15X,1P9.3)
```

```
SOMTOT=0.0E+00
```

```
J=0
```

```
SOYA=0.0E+00
```

```
K=M
```

```
700 DO 200 T=1,K
```

```
SOMATE=TAXDOS(I)
```

```
SOYA=SOYA+SOMATE
```

```
300 CONTINUE
```

```
SOMTOT=SOYA+SOMTOT
```

```
IF(J-1) 4000,4001,4001
```

```
4000 WRITE(6,301) SOMA
```

```
301 FORMAT(/,2X,'TAXA DE DOSE EQUIV. DEVIDO A NEUTRON =',2X,1P9.3)
```

```
GO TO 900
```

```
4001 WRITE(6,302) SOMA
```

```

302 FORMAT(/,2X,'TAXA DE DOSE EQUIV. DEVIDO A GAMA      =',2X,1P9.3)
WRITE(6,303) SOMTOT
303 FORMAT(/,2X,'TAXA DE DOSE EQUIVALENTE TOTAL      =',2X,1P9.3)
GO TO 950
900 DO 1001 I=1,N
ENG(I)=(ENG(I)+ENG(I+1))*0.5
IF(ENG(I).GE.0.01.AND.ENG(I).LT.0.03) GO TO 500
IF(ENG(I).GE.0.03.AND.ENG(I).LT.0.50) GO TO 510
IF(ENG(I).GE.0.50.AND.ENG(I).LT.5.00) GO TO 520
IF(ENG(I).GE.5.00.AND.ENG(I).LT.15.0) GO TO 530
C
500 A=-2.0477E+01
B=-1.7450E+00
C=+0.0000E+00
D=+0.0000E+00
GO TO 600
C
510 A=-1.3626E+01
B=-5.7117E-01
C=-1.0954E+00
D=-2.4297E-01
GO TO 600
C
520 A=-1.3133E+01
B=+7.2008E-01
C=-3.3603E-02
D=+0.0000E+00
GO TO 600
C
530 A=-1.2791E+01
B=+2.9309E-01
C=+1.0873E-01
D=+0.0000E+00
C
600 X(I)=ALOG(ENG(I))
FATORG(I)=EXP(A+B*X(I)+C*(X(I)*X(I))+D*(X(I)*X(I)*X(I)))
TAXDOS(I)=FLUXG(I)*FATORG(I)
1001 CONTINUE
WRITE(6,11)
WRITE(6,14)
WRITE(6,13) (I,ENG(I),FLUXG(I),FATORG(I),TAXDOS(I), I=1,N)
13 FORMAT(3X,I2,4X,1P9.3,5X,1P9.3,10X,1P9.3,15X,1P9.3)
SOMA=0.0E+00
J=1
K=N
GO TO 700
950 STOP
END

```

## APENDICE II

DADOS DE ENTRADA PARA O PROGRAMA DO APÊNDICE I.

```
**** CUFSC IAEA PLINDAGEM ( 4 + 4 GRUPOS NEUTRON + GAMA ) ****
***** FATORES DE CONVERSÃO FLUXO-TAXA DE DOSE *****
5 5
17.3333 E+008.200000E-015.530000E-036.820000E-071.000000E-11
14.000 E+004.000000E+002.500000E+001.000000E+001.000000E-02
1.00000 E+001.00000 E+001.00000 E+001.00000 E+00
1.00000 E+001.00000 E+001.00000 E+001.00000 E+00
```

Cartão 1 e 2 : Formato (20A4)  
- Reservados para títulos

Cartão 3 : Formato (2I3)  
LEGN - Número de grupos de neutrons + 1  
LEGG - Número de grupos de gama + 1

Cartão 4 : Formato (6E12.3)  
ENN(I) - Limites superiores de cada grupo de neutrons + limite inferior do último grupo (energias decrescentes em MeV).  
Cartão 4 é repetido até cobrir as LEGN entradas.

Cartão 5 : Formato (6E12.3)  
ENG(I) - Limites superiores de cada grupo de gamas + limite inferior do último grupo (energias decrescentes em MeV).  
Cartão 5 é repetido até cobrir as LEGG entradas.

Cartão 6 : Formato (6E12.3)  
FLUXN(I) - Fluxos de neutrons ( $\neq$  neutrons/cm<sup>2</sup>xseg) do maior para o menor grupo de energia.  
Cartão 6 é repetido até cobrir todos os grupos de neutrons.

Cartão 7 : Format (6E12.3)

FLUXG(I) - Fluxos de gamas ( $\neq$  gamas/cm<sup>2</sup>xseg)  
do maior para o menor grupo de  
energia. Cartão 7 é repetido até  
cobrir todos os grupos de gamas.

\*\*\*\* CURSO TAPA BLINDAGEM ( 4 + 4 GRUPOS NEUTRON + GAMA ) \*\*\*\*

\*\*\*\*\* FATORES DE CONVERSAO FLUXO-TAXA DE DOSE \*\*\*\*\*

GRUPO	ENERGIA MED (MEV)	FLUXO (#/CM**2-S)	FATOR (REM/HR)/(#/CM**2-S)	TAXA DE DOSE EQUIV (REM/HR)
1	9.077E+00	1.000E+00	1.47E-04	1.471E-04
2	4.128E-01	1.000E+00	7.79E-05	7.791E-05
3	2.765E-03	1.000E+00	3.62E-06	3.625E-06
4	3.410E-07	1.000E+00	4.12E-06	4.179E-06

TAXA DE DOSE EQUIV. DEVIDO A NEUTRON = 2.328E-04

GRUPO	ENERGIA MED (MEV)	FLUXO (#/CM**2-S)	FATOR (REM/HR)/(#/CM**2-S)	TAXA DE DOSE EQUIV (REM/HR)
1	9.000E+00	1.000E+00	8.771E-06	8.771E-06
2	3.250E+00	1.000E+00	4.413E-06	4.413E-06
3	1.750E+00	1.000E+00	2.930E-06	2.930E-06
4	5.050E-01	1.000E+00	1.191E-06	1.191E-06

TAXA DE DOSE EQUIV. DEVIDO A GAMA = 1.730E-05

TAXA DE DOSE EQUIVALENTE TOTAL = 2.501E-04

APENDICE III : Datos de Entrada para ANISN

REATOR	TRAFI	BLINDAJEM	(AGUA+CONCRETO (ORDENAMIENTO+PARTIDA))											
153		1	0	3	8	2								
	1	0	7	RS	0	2								
	3	4	11	0	28	0								
	28	0	0	1	0	0								
	50	0	0	0	0	1								
	0	0	0	0	1	1								
	0													
16*		0.0	0.0	0.001	1.4208920	0.0								
	0.0	0.0	0.0	0.0	0.5	0.001								
	0.0	0.0	0.0	T										
14*														
0	851463-	8 0	850087-	8 0	820009-	5 0	813263-	5 7R&	0&	0 0	828086-	8		
0	834040-	8 0	855161-	5 0	846905-	5 0	866520-	6 6R&	0&	0 0	895965-	7		
0	854650-	7 0	885724-	5 0	876948-	5 0	882222-	6 0	838888-	8 5R&	0&	0		
0	857601-	6 0	893028-	6 0	816283-	4 0	815707-	4 0	878071-	6 0	899990-	10		
0	827986-	12 4R&	0&	0 0	819967-	8 0	8	0&	0 0	840782-	6 0	833799-	7	
0	876204-	7 0	810264-	7 0	869660-	9 0	825062-	8 3R&	0&	0 0	841972-	8		
0	8	0&	0 0	850627-	6 0	856940-	7 0	866471-	7 0	817781-	6 0	837098-	7	
0	811729-	8 0	888243-	8 2R&	0&	0 0	814653-	7 0	8	0&	0 0	871760-	6	
0	819526-	6 0	818675-	6 0	894432-	7 0	894743-	6 0	815054-	6 0	842950-	8		
0	844366-	7 0	8	0&	0 0	867025-	6 0	8	0&	0 0	820125-	5 0	813423-	5
0	851408-	6 0	829332-	6 0	827747-	6 0	819593-	5 0	819722-	6 0	811321-	7		
0	836686-	7												
3R&	0&	0 0	819969-	510R&	0&	0 0	874464-	5 0	832368-	6 9R&	0&	0		
0	814096-	4 0	810701-	5 0	865339-	9 3R&	0&	0 0	813423-	4 0	810163-	5		
0	838315-	10 0	856961-	12 7R&	0&	0 0	811452-	610R&	0&	0 0	816720-	6		
0	818841-	6 9R&	0&	0 0	853878-	6 0	847705-	6 0	821978-	6 8R&	0&	0		
0	897419-	6 0	829373-	6 0	849396-	8 0	-14396-	7 4R&	0&	0				
3R&	0&	0 0	821717-	510R&	0&	0 0	858245-	5 0	-23837-	7 9R&	0&	0		
0	898863-	5 0	-50062-	6 0	-96192-	8 8R&	0&	0 0	894466-	5 0	-48823-	6		
0	-22757-	9 0	810327-	12 7R&	0&	0 0	818476-	6 3R&	0&	0 0	835144-	3		
6R&	0&	0 0	826690-	6 0	827927-	6 9R&	0&	0 0	875713-	6 0	855994-	6		
0	819591-	6 5R&	0&	0 0	899635-	6 0	843167-	7 0	-17237-	6 0	-12408-	6		
4R&	0&	0												
3R&	0&	0 0	813109-	510R&	0&	0 0	815471-	5 0	-10461-	5 9R&	0&	0		
0	814465-	5 0	-15277-	5 0	-22757-	8 8R&	0&	0 0	854140-	8 0	-14470-	5		
0	-11596-	9 0	-41261-	12 7R&	0&	0 0	824627-	610R&	0&	0 0	825002-	6		
0	832434-	6 9R&	0&	0 0	881320-	6 0	841416-	6 0	832999-	7 8R&	0&	0		
0	846513-	6 0	-19262-	6 0	-18906-	6 0	-10192-	6 4R&	0&	0				
0	810091-	8 0	8	0&	0 0	816257-	5 0	814340-	5 9R&	0&	0 0	832311-	5	
0	832060-	5 0	813007-	5 6R&	0&	0 0	811015-	9 0	8	0&	0 0	837943-	5	
0	837329-	5 0	874935-	7 0	834044-	12 5R&	0&	0 0	823949-	8 0	8	0&	0	
0	837966-	5 2	837942-	5 0	861238-	7 0	8	0&	0 0	834476-	18 4R&	0&	0	
0	814178-	11 0	8	0&	0 0	842746-	6 0	848768-	7 0	816235-	8 0	874399-	10	
0	8	0&	0 0	869405-	8 3R&	0&	0 0	826877-	11 0	8	0&	0 0	856988-	6
0	867587-	7 0	878344-	7 0	876636-	9 0	835246-	10 4R&	0&	0 0	880901-	11		
0	8	0&	0 0	890432-	6 0	823529-	6 0	821717-	6 0	811108-	6 0	873636-	9	
0	835246-	10 3R&	0&	0 0	869823-	7 0	8	0&	0 0	821342-	5 0	820643-	5	
0	857184-	6 0	829189-	6 0	822812-	6 4R&	0&	0						
3R&	0&	0 0	867548-	610R&	0&	0 0	881617-	6 0	-13645-	6 9R&	0&	0		
0	869361-	6 0	-66158-	7 0	-45362-	12 8R&	0&	0 0	863733-	6 0	-54026-	7		
0	8	0&	0 0	-52401-	18 7R&	0&	0 0	812216-	610R&	0&	0 0	819341-	6	
0	822217-	6 9R&	0&	0 0	864723-	6 0	855430-	6 0	825869-	6 8R&	0&	0		
0	892018-	6 0	821715-	6 0	854137-	8 0	-10801-	7 4R&	0&	0				
3R&	0&	0 0	873806-	610R&	0&	0 0	872496-	7 0	-41797-	7 9R&	0&	0		
0	833446-	7 0	-85109-	8 0	-10068-	13 8R&	0&	0 0	826833-	7 0	-66558-	8		
0	8	0&	0 0	832814-	19 7R&	0&	0 0	821329-	6 3R&	0&	0 0	834761-	8	
6R&	0&	0 0	831675-	6 0	822861-	6 9R&	0&	0 0	820360-	6 0	864926-	6		
0	823106-	6 8R&	0&	0 0	812592-	5 0	825118-	7 0	-20125-	6 0	-14572-	6		





