

João Emílio Peixoto

CÁLCULO DOS ÍNDICES DE DOSE EQUIVALENTE PARA ELÉTRONS
DE 5,0 A 22,0 MeV PELO MÉTODO DE MONTE CARLO

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1979 -

AGRADECIMENTO

- ao Professor Odilon Antônio Paula Tavares, Orientador deste trabalho, cujo apoio e segurança me foram fundamentais;

- ao Professor Hans Peter Nette, idealizador deste trabalho, pela oportunidade oferecida, e cujas discussões me foram de grande importância;

- ao Dr. Rex Nazarê Alves e Dra. Dagmar Carneiro da Cunha Reis, ex-Diretor e atual Diretora do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, pelo incentivo e facilidades proporcionadas;

- ao Professor Dietrich Harder e seu colaborador, Dr. Rainer Blohm, do Instituto de Física Médica e Biofísica da Universidade de Göttingen (R.F.A.), pela inestimável colaboração em algumas etapas deste trabalho;

- à Dra. Anna Maria Campos de Araújo, grande amiga, e demais colegas da Divisão de Proteção Radiológica e Aplicações das Radiações do Instituto de Radioproteção e Dosimetria, pela colaboração, amizade e estímulo a mim dispensados nos vários anos de convívio;

- à Helena de Souza Ferreira, pela eficiência e carinho que dedicou à composição gráfica deste trabalho;

- aos colegas do Instituto de Radioproteção e Dosimetria e do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, pela amizade e apoio;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas que me proporcionou oportunidade de estudos e desenvolvimento científico.

RESUMO

Os índices de dose equivalente em profundidade e na superfície de uma esfera de material equivalente ao tecido mole foram determinados pelo método de Monte Carlo para irradiações com elétrons de 5,0 a 22,0 MeV. Estudou-se o efeito de diferentes geometrias de irradiação que simulam a incidência de feixes unidirecionais, opostos, rotatórios e isotrópicos. Os valores máximos de dose equivalente observados ocorrem na camada superficial de 1 cm de espessura, e são atribuídos a efeitos de espalhamento múltiplo e alcance dos elétrons. O fator de isotropia varia de 2,48 para elétrons de 5,0 MeV a 1,89 para 22,0 MeV. Procura-se mostrar também que um detector de $0,5 \text{ g/cm}^2$ de espessura de parede e com resposta isotrópica pode ser utilizado para a medida do índice de dose equivalente para elétrons rápidos. Finalmente, discute-se o conceito alternativo de dose equivalente média para fins de proteção radiológica.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	iv
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	ix
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO I</u> - FUNDAMENTOS TEÓRICOS	5
1.1 - Introdução	5
1.2 - Perda de Energia de Elétrons por Ionização	5
1.3 - Distribuição da Perda de Energia de Elétrons por Ionização	8
1.4 - Perda de Energia de Elétrons por Bremsstrahlung	10
1.5 - Deflexão Angular	13
1.6 - Comprimento da Trajetória	17
<u>CAPÍTULO II</u> - APLICAÇÃO DO MÉTODO DE MONTE CARLO À DETERMINAÇÃO DOS ÍNDICES DE DOSE EQUIVALENTE	19
2.1 - Introdução	19
2.2 - Definições e Hipóteses Básicas	19
2.3 - Organização do Cálculo	22
2.4 - Geometrias de Irradiação e Cálculo da Dose Equiva lente	22
<u>CAPÍTULO III</u> - RESULTADOS E DISCUSSÕES	28
3.1 - Lei de Similaridade	28
3.2 - Normalização	30
3.3 - Dose Equivalente de Referência, H_0	31
3.4 - Índice de Dose Equivalente para Feixes Unidirecio nais	34

3.5 - Índices de Dose Equivalente para Feixes Unidirecionais e Opostos	38
3.6 - Efeitos Decorrentes da Geometria de Irradiação ...	39
3.7 - Dose Equivalente Média, \bar{H}	44
3.8 - Projeto de Dosímetro para Elétrons	46
3.9 - Conclusão	48
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	51

LISTA DE FIGURAS

<u>Fig.</u>	<u>Pág.</u>
2.3.1 - Fluxograma das operações para o cálculo dos índices de dose equivalente pelo método de Monte Carlo	23
2.4.1 - Definições dos eixos e planos de referência do simulador esférico. Na irradiação unidirecional, o feixe monoenergético e semi-infinito de elétrons é paralelo ao eixo AA'. Na irradiação "rotatória", o eixo central do feixe (DM) gira no plano AA'CC' em intervalos angulares $\pm\alpha$	24
2.4.2 - Representação do plano central da esfera de carbono dividido em anéis de seção reta de largura d	25
3.3.1 - Valores da dose absorvida, normalizada para a fluência, em função da profundidade em um simulador de carbono de superfície plana e semi-infinita para a incidência normal de um feixe unidirecional de diâmetro infinito.....	32
3.3.2 - Valores máximos de dose em profundidade, mostrados na Fig. 3.3.1, em função da energia inicial dos elétrons.....	32
3.3.3 - Dose absorvida, em função da profundidade em simulador de carbono de superfície plana e semi-infinita para incidência normal de um feixe puntiforme de elétrons	33
3.4.1 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para feixes unidirecionais de elétrons. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV	34

- 3.4.2 - Esquema para o esclarecimento do "efeito de incidência tangencial" da radiação. Devido à superposição de partes de feixes elementares incidindo em uma região muito inclinada da esfera, pode ocorrer valores de dose equivalente maiores que H_0 (região tracejada) 35
- 3.5.1 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para dois feixes de elétrons unidirecionais e opostos. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV 38
- 3.6.1 - Doses relativas em esferas de água ($r = 15,0$ cm) para irradiação uniforme e isotrópica com elétrons de alta energia. As distribuições de dose têm simetria esférica. As energias iniciais para uma esfera de material equivalente ao tecido mole, para as mesmas distribuições de dose, seriam 0,974 vezes às usadas para a água..... 40
- 3.6.2 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para diferentes geometrias rotacionais de irradiação. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV 43
- 3.6.3 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) em planos paralelos ao plano equatorial AA'CC' com distâncias y do centro. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . A energia inicial para material equivalente ao tecido mole é 21,43 MeV 44

LISTA DE TABELAS

<u>Tab.</u>	<u>Pag.</u>
3.4.1 - Valores dos índices de dose equivalente superficial para elétrons incidentes em diferentes geometrias	36
3.4.2 - Valores dos índices de dose equivalente em profundidade para elétrons incidentes em diferentes geometrias.....	37
3.6.1 - Valores do fator de isotropia e do índice de dose equivalente para incidência unidirecional e isotrópica do feixe de elétrons	41
3.7.1 - Dose equivalente média, \bar{H} , e valores aproximados de dose equivalente média, \bar{H}'	45
3.8.1 - Avaliação da dose absorvida (D_f) para a profundidade fixa de $0,5 \text{ g/cm}^2$ em simulador plano de carbono	47

INTRODUÇÃO

Recentemente, a Comissão Internacional de Proteção Radiológica (ICRP)⁽¹⁾ propôs a adoção de novos conceitos e de definições que permitem a solução do problema básico em proteção radiológica: a quantificação unificada do risco associado a um indivíduo exposto à radiação ionizante.

Com base na conclusão de que a dose absorvida pelo corpo humano, D, é insuficiente para prever tanto a severidade como a probabilidade de dano à saúde proveniente de irradiações não especificadas, a Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação (ICRU)⁽²⁾ adotou uma quantidade que melhor pode ser correlacionada com os efeitos danosos mais importantes devidos a exposição à radiação. Esta quantidade, denominada "Dose Equivalente" (simbolizada por H), em um ponto do corpo humano, é definida pela equação

$$H = D.N.Q$$

onde D é a dose absorvida, Q o fator de qualidade da radiação (no caso de elétrons de alta energia $Q = 1$) e N o produto de quaisquer outros fatores modificantes. Para irradiações externas ao corpo humano é adotado, até hoje, o valor $N = 1$.

Para fins de proteção radiológica, no caso de irradiação externa, o valor máximo da dose equivalente no tronco humano aparece como uma superestimativa da dose equivalente média recebida pelo corpo inteiro, ou ainda, da "dose equivalen-

te efetiva" definida pelo ICRP⁽¹⁾. Desta forma, o valor máximo da dose equivalente pode ser utilizado para comparações com os limites primários de dose equivalente no corpo inteiro quando não for possível a sua determinação nos diferentes órgãos.

A adoção do tronco do corpo humano como região de maior interesse em proteção radiológica deve-se ao fato de que no tronco está localizada a maioria dos órgãos considerados mais radio-sensíveis. Por esta razão o ICRU⁽³⁾ propôs um modelo simulador do tronco humano que permite uma estimativa suficientemente precisa do máximo da dose equivalente no tecido mole do tronco. De acordo com este modelo, o índice de dose equivalente, H_I , em um ponto é definido como sendo igual ao "máximo de dose equivalente dentro de uma esfera de 30 cm de diâmetro centrada neste ponto e constituída de material equivalente ao tecido mole de densidade 1 g/cm^3 ". Nesta esfera é destacada uma camada superficial de espessura 0,07 mm que cobre a camada basal da epiderme. Os efeitos da radiação naquela são considerados desprezíveis e, por conseguinte, não é necessário que se determine a dose equivalente naquela camada. A esfera é ainda dividida em uma camada que se estende de 0,07 mm até 1,0 cm de profundidade e em um núcleo de 14 cm de raio. Em consequência, define-se um índice em profundidade, $H_{I,d}$, e um índice superficial, $H_{I,s}$, que expressam o máximo de dose equivalente no núcleo interno e na camada superficial de 1,0 cm de espessura, respectivamente. Enquanto H_I é conhecido por "índice irrestrito", o índice em profundidade e o índice superficial são denominados "índices de dose equivalente restritos". O maior dos índices restritos é tomado como o índice irrestrito.

De acordo com este novo conceito, Drexler e Kramer⁽⁴⁾ e Kramer⁽⁵⁾ calcularam os índices de dose equivalente para fótons na região de energia 0,025 a 10 MeV, com diferentes geometrias de irradiação. Chen⁽⁶⁾ calculou também os índices de dose equivalente para neutrons de 0,1 a 20 MeV.

Com o objetivo de fornecer dados adicionais de interesse em proteção radiológica, foram calculados no presente trabalho, pelo método de Monte Carlo, os índices de dose equivalente para irradiação externa com elétrons no intervalo de energia de 5,0 a 22,0 MeV. Para simular a interação dos elétrons com o meio absorvedor foram utilizadas: a) a teoria de espalhamento múltiplo de Molière⁽⁷⁾ com correções de Bethe⁽⁸⁾ para ângulos de espalhamento grandes; b) teoria de distribuição de energias de Landau⁽⁹⁾ com correções para efeitos de densidade⁽¹⁰⁾; c) seções de choque eficazes de Bethe-Heitler⁽¹¹⁾ para a produção de "bremsstrahlung". São também discutidos os parâmetros físicos mais importantes que influenciam os índices de dose equivalente para elétrons de alta energia interagindo com um simulador esférico (alcance dos elétrons, geometria de irradiação, forma esférica do meio absorvedor e efeitos de espalhamento).

Embora os feixes de elétrons de alta energia na maioria das situações que ocorrem na prática sejam apenas uma das componentes de feixes mistos de radiação, os índices de dose equivalente para elétrons podem ser utilizados, em conjunto com os valores de índices já obtidos para outros tipos de radiação, para a estimativa da dose equivalente em indivíduos expostos a feixes mistos de radiação.

Os resultados obtidos neste trabalho podem servir também como base à introdução do conceito de índice de dose equivalente na prática de proteção radiológica, especialmente quando se discute a calibração de detetores e os métodos de medida que podem ser utilizados na determinação desta quantidade.

No Capítulo I, são apresentados os fundamentos teóricos das regras de seleção de perda de energia, mudança de direção, comprimento de trajetória e deslocamento espacial do elétron ao longo do seu caminho dentro do meio absorvedor.

A aplicação do método de Monte Carlo à determinação dos índices de dose equivalente está descrita no Capítulo II. Este capítulo também contém as definições e hipóteses básicas adotadas na simulação dos processos físicos de espalhamento de elétrons.

No Capítulo III são discutidos os resultados obtidos no cálculo dos índices de dose equivalente e apresentado um projeto de dosímetro para elétrons. Finalmente, discute-se o conceito alternativo de dose equivalente média para proteção radiológica.

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1.1 - *Introdução*

Para que se possa aplicar o método de Monte Carlo à determinação dos índices de dose equivalente para irradiação externa de elétrons, torna-se necessário conhecer, para cada etapa da trajetória dos elétrons no meio absorvedor, as regras de seleção da perda de energia $E_n - E_{n+1}$, da mudança de direção \vec{u}_n para \vec{u}_{n+1} , do comprimento de trajetória $s_{n+1} - s_n$ e do deslocamento espacial $\vec{r}_{n+1} - \vec{r}_n$. Cada um destes parâmetros físicos deve ser avaliado de acordo com as teorias bem conhecidas de espalhamento múltiplo de elétrons. Neste capítulo mostraremos tão somente os resultados que descrevem os mecanismos de perda de energia por ionização e bremsstrahlung, as distribuições de energia e a deflexão angular, mediante os quais os parâmetros necessários ao cálculo de Monte Carlo foram obtidos. Para um estudo aprofundado do espalhamento múltiplo de elétrons na matéria, o leitor pode referir-se às citações bibliográficas do texto.

1.2 - *Perda de Energia de Elétron por Ionização*

Uma maneira simples de se calcular a perda média de

energia por unidade de comprimento nas colisões com elétrons atômicos é considerar a situação em que a energia transferida em cada colisão seja menor que um valor especificado $\epsilon_c^{(*)}$. Assim sendo, seguimos a representação usada por Röhrlich e Carlson (12). A seção de choque de espalhamento de elétrons por elétrons é dada pela fórmula de Möller (13):

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{C}{E} \left\{ \frac{1}{\epsilon^2} + \frac{1}{(1-\epsilon)^2} + \left(\frac{\tau}{\tau+1}\right)^2 - \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \times \frac{1}{\epsilon(1-\epsilon)} \right\} \quad (1.2.1)$$

$$\epsilon \leq 1/2$$

onde E é a energia cinética do elétron incidente, $\tau = E/m_0c^2$, ϵ a energia transferida em unidades de E ,

$$C = \frac{2e^4}{m_0v^2}, \quad (1.2.2)$$

m_0c^2 a energia de repouso do elétron e v a velocidade do elétron incidente. Considerando a perda média de energia por unidade de comprimento de trajetória resultante de colisões com transferência de energia $\epsilon < \epsilon_c$, tem-se:

$$-\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{ds}\right)_{\epsilon_c} = N.Z \int_0^{\epsilon_c} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon, \quad (1.2.3)$$

onde N é o número de átomos por cm^3 do meio absorvedor e Z o número de elétrons por átomo.

(*) No presente trabalho, excluimos do cálculo a contribuição à perda média de energia por unidade de comprimento devido à transferência de energia aos elétrons que são projetados das vizinhanças da trajetória do elétron incidente (raios delta).

A integral na equação (1.2.3) deve ser calculada separadamente para os intervalos $0 \leq \epsilon \leq \epsilon'$ e $\epsilon' \leq \epsilon \leq \epsilon_c$ ($\epsilon' \ll \ll \epsilon_c$). No primeiro intervalo a seção de choque de Møller (para o espalhamento de elétrons livres) não pode ser aplicada pois, neste caso, as ligações dos elétrons atômicos devem ser consideradas. De acordo com a teoria de Bethe⁽¹⁴⁾, para ϵ' pequeno, tem-se:

$$\int_0^{\epsilon'} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon = \frac{C}{E} \left\{ \ln \left(\frac{2E^2 \epsilon (\tau+2)}{I^2} \right) - \beta^2 \right\}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (1.2.4)$$

O potencial médio de ionização, I , em geral é obtido de dados experimentais de ionização de partículas carregadas em diversos materiais. Para finalidades de cálculo, podem ser usados os seguintes valores: $I = 163$ eV para o alumínio, $I = 305$ eV para o cobre, $I = 797$ eV para o ouro e $I = 802$ eV para o chumbo.

No segundo intervalo ($\epsilon' \leq \epsilon \leq \epsilon_c$) a integral da seção de choque de Møller (eq. (1.2.3)) pode ser calculada diretamente. Quando o resultado é combinado com a equação (1.2.4) o parâmetro ϵ' é eliminado e resulta

$$-\left(\frac{dE}{dS}\right)_{\epsilon_c} = NZC \left\{ \ln \frac{E^2 (\tau+2)}{2I^2} + f^-(\tau, \epsilon_c) + \delta \right\} \quad (1.2.5)$$

onde

$$f^-(\tau, \epsilon_c) = -1 - \beta^2 + \left(\frac{\tau}{\tau+1}\right)^2 \frac{\epsilon_c^2}{2} + \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \ln(1-\epsilon_c) + \ln \left[4\epsilon_c (1-\epsilon_c) \right] + \frac{1}{1-\epsilon_c} \quad (1.2.6)$$

Para elêtrons, ϵ_c não pode exceder a 1/2 porque a partícula mais energética na colisão elétron-elétron é considerada a partícula primária.

O parâmetro δ que aparece na equação (1.2.5) representa o efeito de densidade, i.é., uma redução da perda média de energia causada pela polarização do meio. Para avaliar este efeito, foram utilizados os valores de δ calculados por Sterneimer (15,16) expressos como função da velocidade da partícula e de parâmetros que dependem das características do meio:

$$\delta \left[\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] = \begin{cases} 0 & , x < x_0 \\ \ln \left[\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] + C' + a(x_1-x)^m & , x_0 \leq x \leq x_1 \\ \ln \left[\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] + C' & , x \geq x_1 \end{cases} \quad (1.2.7)$$

onde

$$x = 0.21715 \ln \left[\frac{\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] \quad (1.2.8)$$

Os parâmetros x_0 , x_1 , C' , a e m dependem, também, do valor da energia média de excitação. Para a grafita, usam-se os seguintes valores: $I = 78$ eV, $C' = -2,82$, $a = 0,318$, $m = 3,15$, $x_0 = 0,04$ e $x_1 = 2,0$.

1.3 - Distribuição da Perda de Energia de Elêtrons por Ionização

Se um elétron de energia inicial E atravessa uma distância s ele sofre uma perda de energia por ionização, ΔE , cuja

distribuição foi obtida por Landau⁽⁹⁾ para o caso $\Delta E \ll E$. O resultado pode ser expresso da seguinte forma:

$$W_I(\Delta E)d(\Delta E) = W_L(\lambda)d\lambda \quad (1.3.1)$$

onde

$$\lambda = \frac{\Delta E - \overline{\Delta E}}{N.Z.C.s} + \ln \left(\frac{E}{N.Z.C.s} \right) - 1.116 \quad (1.3.2)$$

e $\overline{\Delta E}$ a perda média de energia ($\overline{\Delta E} = -s.dE/ds$).

$$W_L(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty+D}^{i\infty+D} \exp(u \ln u + \lambda u) du \quad (1.3.3)$$

é uma função universal determinada por Landau e tabelada por Börsch-Supan⁽¹⁷⁾.

Blunck e Leisegang⁽¹⁸⁾ refinaram a teoria de Landau considerando com maiores detalhes a ligação dos elétrons atômicos para o caso em que o elétron incidente transfere sua energia. Isto acarreta um alargamento da distribuição de perda de energia, a qual passa a ser escrita do seguinte modo:

$$W_I^*(\Delta E) = \frac{1}{NZCsb\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} W_I(\Delta E - u) \exp\left(-\frac{u}{NZCsb}\right)^2 du \quad (1.3.4)$$

onde o parâmetro b pode ser expresso⁽¹⁹⁾ como

$$b = \sqrt{q\overline{\Delta E}} \frac{Z^{2/3}}{N.Z.C.s} \quad (1.3.5)$$

com $q \approx 20$ eV.

1.4 - Perda de Energia de Elétrons por Bremsstrahlung

Enquanto a teoria clássica supõe que para cada desvio de direção de um elétron haverá a emissão de um quantum de "bremsstrahlung" (radiação de frenamento), a mecânica quântica dá como resultado uma probabilidade muito pequena⁽¹¹⁾ para este processo de perda de energia. Desta forma, somente para um pequeno número de choques haverá a emissão de um fóton. Porém, neste caso, a energia média perdida pelo elétron é muito maior que a prevista pelo modelo clássico. Assim, é possível que a energia irradiada pelo elétron, considerando a média sobre todas as interações seja da mesma ordem de grandeza quando calculada a partir de ambas as teorias. Como as distribuições de energia dos fótons são muito diferentes nas duas teorias, o confronto com os resultados experimentais recomenda a utilização do tratamento quântico para a perda de energia por bremsstrahlung. Devido ao acoplamento do elétron com o campo magnético, os fótons são emitidos com uma probabilidade da ordem de grandeza de 1/137 da seção de choque para o espalhamento elástico. Na teoria de Mott⁽²⁰⁾ (primeira aproximação de Born) os termos desta ordem de grandeza são desprezados. A maioria dos desvios individuais dos elétrons incidentes é devido aos núcleos atômicos e se realiza através de colisões elásticas. Em uma interação onde ocorre a emissão de radiação, há a distribuição da quantidade de movimento entre o elétron incidente, o núcleo alvo e o fóton de radiação. O fóton pode, por conseguinte, ter, no máximo, uma quantidade de movimento correspondente à energia $h\nu_{\text{máx}} = E$, sendo E a energia do elétron antes da interação. Sendo a quantidade de movimento do fóton, em geral, muito me -

nor que a de um elétron de mesma energia, a quantidade de movimento inicial será repartida principalmente (exceto para energias muito altas do elétron incidente) entre o núcleo e o elétron. Por outro lado o fóton emitido poderá adquirir qualquer direção. À medida que a energia incidente aumenta, haverá a emissão preferencial dos fótons e elétrons secundários na direção de incidência dos elétrons primários. O ângulo formado entre a direção do fóton emitido e o elétron primário é da ordem de grandeza de m_0c^2/E .

A seção de choque diferencial de bremsstrahlung para a emissão de um fóton de energia entre $h\nu$ e $h\nu+d(h\nu)$ por um elétron incidente de energia cinética E e energia total $E+m_0c^2$ pode ser descrita (21) por

$$\frac{d\sigma_{bs}}{d(h\nu)} = \sigma_0 B_{bs} Z^2 \frac{E+m_0c^2}{E} \frac{1}{h\nu} \quad (1.4.1)$$

onde

$$\sigma_0 = \frac{r_0^2}{137} = 0,580 \text{ milibarn/núcleo} \quad (1.4.2)$$

(r_0 é o raio clássico do elétron) e B_{bs} é uma função que varia lentamente com E e Z .

A integração da equação (1.4.1) fornece a perda total de energia, por unidade de comprimento de trajetória, em consequência da emissão de bremsstrahlung:

$$-\left(\frac{dE}{ds}\right)_{bs} = N \int_0^E h\nu d\sigma_{bs} = N\sigma_0 Z^2 (E+m_0c^2) \int_0^1 B_{bs} d\left(\frac{h\nu}{E}\right) \quad (1.4.3)$$

onde N é o número de átomos por centímetro cúbico do absorve-

dor ($N\sigma_0 \approx 3,5 \times 10^{-4} \rho A^{-1} \text{ cm}^{-1}$, sendo ρ a densidade do meio expressa em g/cm^3 e A o peso atômico).

O valor da integral

$$\bar{B}_{bs} = \int_0^1 B_{bs} d\left(\frac{h\nu}{E}\right) \quad (1.4.4)$$

resulta, para energias inferiores a $E = 1 \text{ MeV}$, independente de Z e aproximadamente igual a 5,3. Para energias em torno a 10 MeV o valor de \bar{B}_{bs} varia de 11 a 13 e com pequena dependência com Z . Para energias superiores a 10 MeV, \bar{B}_{bs} tende aos valores limites 15 para o chumbo e 18 para a água⁽²¹⁾.

A seção de choque total de bremsstrahlung σ_{bs} é definida como a fração de energia total $E+m_0c^2$ que é emitida resultante da passagem do elétron por uma espessura do absorvedor que contenha 1 átomo por unidade de área:

$$\sigma_{bs} = - \frac{dE}{E + m_0c^2} \cdot \frac{1}{N \cdot ds} \quad (1.4.5)$$

Mediante (1.4.3) e (1.4.4) tem-se, também,

$$\sigma_{bs} = \sigma_0 Z^2 \int_0^1 B_{bs} d\left(\frac{h\nu}{E}\right) = \sigma_0 Z^2 \bar{B}_{bs} \quad (1.4.6)$$

e, finalmente,

$$-\left(\frac{dE}{ds}\right) = N(E+m_0c^2)\sigma_{bs} \quad (1.4.7)$$

A expressão aproximada para a seção de choque total de bremsstrahlung sem correção de "screening" obtém-se da

teoria quântica (21,22).

No intervalo de energia relativística, $m_0c^2 \ll E \ll \ll 137 m_0c^2 Z^{-1/3}$ obtêm-se a expressão:

$$\sigma_{bs} = 4 \left[\ln \left(2 \times \frac{E + m_0c^2}{m_0c^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \sigma_0 Z^2 \quad (1.4.8)$$

válida para elétrons de 0,5 a 40 MeV interagindo com o carbono.

As contribuições importantes na produção de bremsstrahlung aparecem somente em energias acima de 1 MeV. Nesta região de energia, a seção de choque σ_{bs} , pode ser calculada de acordo com a equação (1.4.8) quando se despreza o efeito de blindagem pelos elétrons externos ("screening"). Consequentemente, para o intervalo de energia acima especificado, a perda média de energia por unidade de comprimento de trajetória devido a bremsstrahlung pode ser calculada mediante as equações (1.4.7) e (1.4.8), por

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{ds} = 7 \times 10^{-4} \frac{Z(Z+1)}{A} (\tau+1) \left\{ \ln [2(\tau+1)] - \frac{1}{3} \right\} \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \quad (1.4.9)$$

onde a substituição de Z^2 por $Z(Z+1)$ foi feita para se levar em conta, aproximadamente, o efeito de blindagem atômica (23).

1.5 - Deflexão Angular

Sejam $\vec{u}_n = (\theta_n, \phi_n)$ e $\vec{u}_{n+1} = (\theta_{n+1}, \phi_{n+1})$ as direções inicial e final para cada etapa do cálculo (veja Cap. II), ω e ξ as deflexões polar e azimutal devidas ao espalhamento

múltiplo no decorrer de cada etapa. θ e ϕ são coordenadas esféricas de um sistema com eixo polar z, enquanto ω e ξ são definidos em relação a um sistema de coordenadas esféricas cujo eixo polar coincide com a direção do elétron incidente. Tem-se, então, as relações entre as mudanças de direção e as deflexões devido ao espalhamento múltiplo:

$$\cos\theta_{n+1} = \cos\theta_n \cos\omega + \sin\theta_n \sin\omega \cos\xi \quad (1.5.1)$$

$$\sin(\phi_{n+1} - \phi_n) = \frac{\sin\omega \sin\xi}{\sin\theta_{n+1}} \quad (1.5.2)$$

$$\cos(\phi_{n+1} - \phi_n) = \frac{\cos\omega - \cos\theta_n \cos\theta_{n+1}}{\sin\theta_n \sin\theta_{n+1}} \quad (1.5.3)$$

A deflexão azimutal ξ distribui-se uniformemente entre 0 e 2π , desde que o meio seja isotrópico e que sejam desprezados os efeitos de polarização. O ângulo de deflexão deve ser selecionado de uma das muitas distribuições de espalhamento múltiplo existentes na literatura. Todas elas permitem selecionar a perda de energia levando em consideração a aproximação de "atenuação contínua", mas não consideram as flutuações da perda de energia.

A distribuição de Molière⁽⁷⁾ leva em consideração o efeito de grandes deflexões ocasionais (tais deflexões são desprezadas em uma aproximação do tipo gaussiana). Ela é formulada em termos do ângulo de espalhamento "reduzido":

$$v = \omega/\chi_c \sqrt{B} \quad (1.5.4)$$

onde χ_c e B são parâmetros que contêm a dependência com a trajetória e a energia. Esta distribuição tem a forma

$$F_M(\omega)\omega d\omega = \nu d\nu \left\{ 2 \exp(-\nu^2) + \frac{f^{(1)}(\nu)}{B} + \frac{f^{(2)}(\nu)}{B^2} + \dots \right\} \quad (1.5.5)$$

onde $f^{(1)}$ e $f^{(2)}$ são funções puramente numéricas tabeladas por Molière (7) e Bethe (8).

Molière estabeleceu um esquema para a avaliação dos parâmetros χ_c e B que entram na distribuição (1.5.5) quando as perdas de energia são tratadas na aproximação de atenuação contínua. O método de Molière envolve o cálculo dos parâmetros intermediários χ_c , χ_a^2 , $\overline{\chi_a^2}$ da seguinte maneira:

$$\chi_c'^2 = \frac{4\pi N Z^2}{p^2 v^2} \quad (1.5.6)$$

(p é a quantidade de movimento do elétron defletido)

$$\chi_c^2 = \int_0^s \chi_c'^2 \left[s'(E) \right] ds' = \int_{E_{n+1}}^{E_n} \chi_c'^2(E') \left| \frac{dE}{ds} \right|^{-1} dE' \quad (1.5.7)$$

$$\chi_a^2 = a \cdot Z^{2/3} \left[1,13 + 3,76 (Z/137\beta)^2 \right] \quad (1.5.8)$$

com $a = 6,8 \times 10^{-5}$ para elétrons e

$$\ln \overline{\chi_a^2} = \frac{1}{\chi_c^2} \int_{E_{n+1}}^{E_n} \chi_c'^2(E') \ln \chi_a^2(E') \left| \frac{dE}{ds} \right|^{-1} dE' \quad (1.5.9)$$

O parâmetro B é obtido resolvendo-se a equação transcendente,

$$B - \ln B = \ln \frac{\chi_c^2}{1,167 \overline{\chi_a^2}} \quad (1.5.10)$$

A teoria de Molière só leva em consideração as colisões elásticas com o campo coulombiano dos núcleos atômicos ,

1.6 - Comprimento da Trajetória

O comprimento de trajetória, Δs_n de um elétron entre duas etapas foi calculado através do modelo de atenuação contínua

$$\Delta s_n = s_{n+1} - s_n = \int_{E_{n+1}}^{E_n} (-dE/ds)^{-1} dE . \quad (1.6.1)$$

Desta forma, conhecendo-se os valores de E_n e E_{n+1} e adotando-se para $-dE/ds$ a expressão dada por (1.2.5) é possível determinar os valores de Δs_n .

A dimensão de cada trajetória, isto é, os intervalos de comprimento $\Delta s_n = s_{n+1} - s_n$ sendo pequenos (no máximo igual a 200 mg/cm²) em relação às dimensões do meio absorvedor apresentam as seguintes vantagens:

- a) nas aplicações de cálculo de Monte Carlo em problemas com condições de contorno geométricas (por exemplo: a deflexão e a transmissão de elétrons em camadas de matéria), a maioria das etapas do cálculo está localizada no interior do meio. Assim, as teorias de espalhamento múltiplo em meios não limitados poderão ser utilizadas. Os efeitos decorrentes da geometria do meio não necessitam ser considerados em uma etapa da história na qual o elétron escapa do meio. Nesta única etapa, as grandezas físicas associadas ao elétron não variam muito, de tal forma que uma aproximação simples pode ser utilizada.
- b) a deflexão angular e a energia perdida em uma etapa da trajetória simulada são pequenas de tal modo que as teo -

rias de espalhamento múltiplo com estas restrições podem ser empregadas.

CAPÍTULO II

APLICAÇÃO DO MÉTODO DE MONTE CARLO À DETERMINAÇÃO DOS ÍNDICES DE DOSE EQUIVALENTE

2.1 - *Introdução*

Os métodos de simulação por computador constituem um instrumento importante na solução de problemas que surgem no contexto da Física Radiológica, para os quais as teorias de espalhamento múltiplo não bastam para solucioná-los completamente. No presente trabalho foi empregada uma aproximação na qual o cálculo numérico não tem um papel exclusivo, mas serve para combinar em um esquema coerente várias teorias de espalhamento múltiplo existentes. Cada teoria cobre, com boa precisão, apenas um aspecto do fenômeno de difusão, e a combinação dos vários modelos teóricos fornece grande flexibilidade para o cálculo. Pelo método de Monte Carlo, pode-se simular, por amostragem randômica, o espalhamento múltiplo coulombiano de elétrons a fim de se obter a solução dos problemas de transporte de elétrons através de camadas de matéria.

2.2 - *Definições e Hipóteses Básicas*

A simulação de todos os processos físicos de espalhamento de elétrons seria muito trabalhosa, pois, mesmo em um

pequeno trecho da trajetória do elétron, ocorre um grande número de interações coulombianas. Um método alternativo consiste em agrupar várias colisões consecutivas do elétron em um único evento, e simular o processo de difusão deixando a partícula executar uma trajetória randômica construída artificialmente. Mesmo quando um elétron atravessa uma camada fina do material do meio absorvedor, ele experimenta um número enorme de colisões acarretando em pequenas perdas de energia e deflexões, além de um número relativamente pequeno de *colisões catastróficas*, nas quais o elétron perderá a maior parte de sua energia ou poderá ser defletido em um ângulo grande. O efeito combinado de todas as colisões é um processo complexo de difusão e perda gradativa de energia, cuja descrição completa requer uma teoria elaborada.

O procedimento fundamental que possibilita o cálculo da perda de energia de um elétron ao longo de sua trajetória consiste em agrupar as várias etapas do espalhamento múltiplo em uma única *etapa condensada*. As probabilidades de transição para cada etapa condensada são avaliadas a partir das teorias apropriadas de espalhamento múltiplo, e o número de etapas condensadas em uma trajetória é tomado suficientemente pequeno (não maior que 300), tal que um grande número de trajetórias possa ser calculado em um tempo razoável.

Nos cálculos dos índices de dose equivalente para elétrons pelo método de Monte Carlo são aceitas as seguintes hipóteses:

- i) os centros das interações (átomos e elétrons) estão distribuídos ao acaso, embora não necessariamente com densidade

uniforme, e as correlações entre as posições dos diferentes átomos e elétrons não são levadas em consideração. Esta hipótese permite que se considere o meio absorvedor como uma estrutura macroscópica;

ii) o elétron, durante a passagem pelo meio, interage com um átomo ou um elétron de cada vez. Isto implica em não considerar as interferências quânticas (difração de elétrons) resultantes do espalhamento coerente em diversos centros de interação. A trajetória da partícula é então idealizada como um caminho em "zig-zag", consistindo em vãos livres interrompidos por colisões súbitas nas quais a energia e a direção do elétron variam.

De forma a reduzir o tempo de cálculo, abandonou-se a descrição detalhada da história do elétron e fez-se somente o registro instantâneo de determinados pontos durante a passagem do elétron pelo meio. Organizando estes registros instantâneos em sequência, tem-se um quadro da história completa do elétron, o qual pode ser usado na solução de vários problemas de difusão. Os instantes quando estes registros instantâneos são tomados podem ser representados pelas *histórias condensadas* do elétron do seguinte modo:

$$0, s_1, s_2, \dots, s_n, \dots$$

$$E_0, E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$$

$$\vec{u}_0, \vec{u}_1, \vec{u}_2, \dots, \vec{u}_n, \dots$$

$$\vec{r}_0, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n, \dots$$

onde E_n é a energia cinética, \vec{u}_n a direção e \vec{r}_n a posição do

elêtron após ter atravessado a trajetória s_n . Uma história condensada é obtida deixando-se o elêtron percorrer uma trajetória randômica e na qual uma etapa do estado n para o estado $n+1$ leva em consideração o efeito combinado de várias colisões.

2.3 - Organização do Cálculo

Uma vez escolhido o tipo de grupamento, o cálculo foi desenvolvido de modo similar àqueles encontrados no tratamento de problemas de transporte de neutrons ou radiação gama na matéria. As dificuldades decorrentes das condições de contorno e da configuração do meio puderam ser eliminados com relativa facilidade. O desenvolvimento do cálculo exigiu, contudo, uma grande quantidade de informações previamente armazenadas na memória, como também muito tempo de processamento. Na Fig. 2.3.1 é mostrado o fluxograma das operações realizadas no cálculo dos índices de dose equivalente. Um programa FORTRAN V foi organizado de acordo com a sequência das operações mostrada no fluxograma. Foram utilizadas as disponibilidades de cálculo do computador UNIVAC 1108 do GWD (Gesellschaft für wiss. Datenverarbeitung mbH Göttingen, RFA).

2.4 - Geometrias de Irradiação e Cálculo da Dose Equivalente

A primeira parte do cálculo de Monte Carlo consistiu em simular a irradiação de uma esfera com um feixe monoenergético e paralelo de elêtrons (geometria unidirecional), computando as histórias a partir do momento em que os elêtrons atin

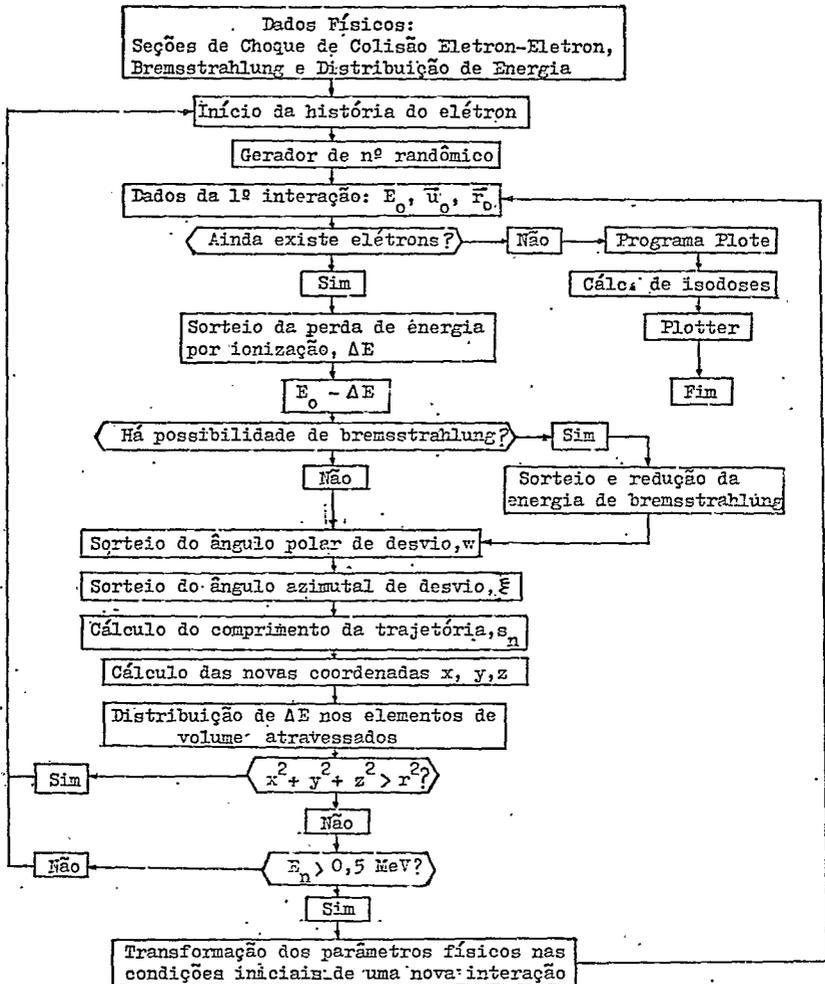


Figura 2.3.1 - Fluxograma das operações para o cálculo dos Índices de dose equivalente para elétrons pelo método de Monte Carlo.

gem a superfície da esfera. De forma a registrar as distribuições de dose equivalente dentro do meio, a esfera foi dividida em elementos de volume. No caso de irradiação unidirecional há uma simetria de rotação em torno do eixo AA' paralelo ao feixe e que passa pelo centro da esfera (Fig. 2.4.1). Os elementos de volume foram escolhidos de acordo com a seguinte geometria: a esfera foi dividida em fatias paralelas de espessura d e com as superfícies perpendiculares ao eixo de simetria AA'. Cada uma destas fatias foi ainda dividida em anéis concêntricos de largura também igual a d . Os anéis externos são limita-

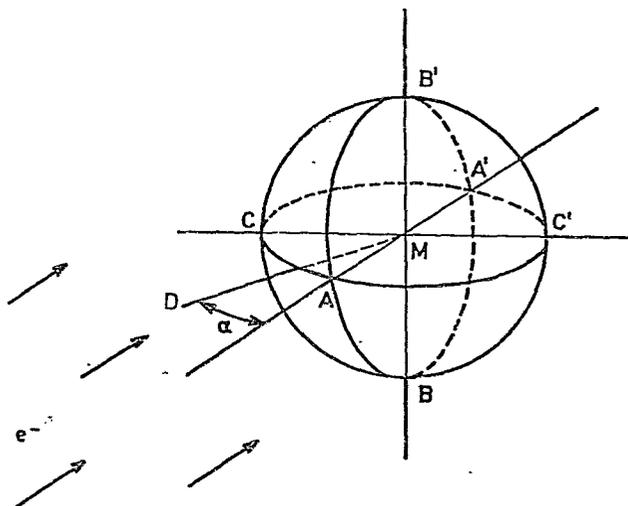


Figura 2.4.1 - Definição dos eixos e planos de referência do simulador esférico. Na irradiação unidirecional, o feixe monoenergético e semi-infinito de elétrons é paralelo ao eixo AA'. Na irradiação "rotatória", o eixo central do feixe (DM) gira no plano AA'CC' em intervalos angulares $\pm\alpha$.

dos pela superfície da esfera. O centro da seção reta de cada anel foi considerado como o ponto representativo do valor médio da dose neste anel (ver Fig. 2.4.2). A seção reta dos anéis não poderia ser escolhida muito pequena porque senão haveria um número excessivo de pontos de registro de dose e, por conseguinte seria necessário um espaço também muito grande de unidades de memória de computador. Além do mais, estes anéis apresentariam uma flutuação estatística muito grande da energia

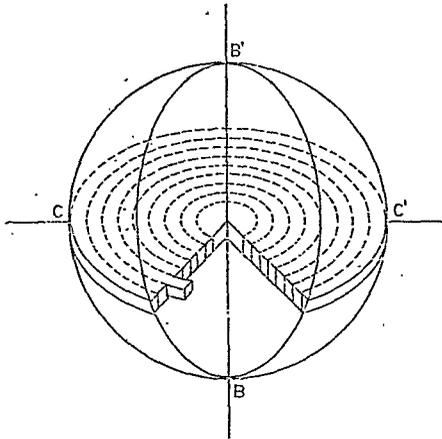


Figura 2.4.2 - Representação do plano central da esfera de carbono dividido em anéis de seção reta de largura d.

depositada. Para elétrons de energia inicial inferior a 9,0 MeV tomou-se a espessura apropriada $d = 0,25$ cm, enquanto que para energias iniciais maiores do que 9,0 MeV utilizou-se $d = 0,5$ cm (estes valores de d são aplicáveis no caso de se ter uma esfera de carbono). Para cada anel, a dose absorvida foi obtida como o quociente entre a energia depositada neste anel e a sua

massa. Todas as doses absorvidas foram consideradas como doses equivalentes (no caso de elétrons de alta energia), e a seguir convertidas em "doses equivalentes relativas" quando se divide pela dose equivalente de referência H_0 (ver Seção 3.3).

Para se obter a representação gráfica das distribuições de dose, foi desenvolvido um programa auxiliar que traça as curvas de isodose no plano AA'BB'. Para cada fatia da esfera, este programa determina o par de anéis adjacentes cujas doses relativas associadas limitam, superior e inferiormente, um valor de dose relativa previamente estabelecido. O programa realiza então uma interpolação linear para encontrar a posição apropriada deste valor pré-determinado. Devido à simetria de rotação o plano AA'BB' apresenta a mesma distribuição de dose que todos os planos que contêm o eixo AA'. Uma vez conhecida a distribuição de dose neste plano (AA'BB') pode-se obter, por interpolação, a dose absorvida em cada ponto da esfera.

A seguir, estudou-se a distribuição de dose equivalente dentro de uma esfera quando irradiada com um feixe paralelo e rotatório de elétrons. Para tal, o eixo do feixe incidente foi simulado percorrendo um intervalo angular $\pm\alpha$ no plano AA'CC' (Fig. 2.4.1). Obteve-se a distribuição de dose para este tipo de irradiação através de uma regra de adição (com um fator de peso correspondente à largura do intervalo elementar escolhido) dos valores de dose calculados para a irradiação unidirecional. No programa a regra de adição pode ser aplicada para planos paralelos ao plano AA'CC' ou ainda para o plano AA'BB'. Desta forma, pode-se encontrar as regiões onde se localizam os valores máximos de dose equivalente.

No caso do feixe incidente de elétrons girar no in -

tervalo $\pm 180^\circ$, o método de adição utilizado no presente trabalho foi comparado com outro programa de cálculo pelo método de Monte Carlo que simula diretamente uma rotação completa do feixe. Foi encontrada uma boa concordância entre as distribuições de dose obtidas por ambos os métodos, o que confirma a regra de adição empregada no presente cálculo. O caso de irradiação de uma esfera com dois feixes unidirecionais e opostos foi também tratado usando o método de adição.

De modo a simular a irradiação de uma esfera com um feixe isotrópico de elétrons, a esfera foi dividida em corôas esféricas de espessura d e utilizada uma única direção de incidência do feixe. Neste caso, a dose média para cada corôa esférica, obtida como quociente entre a energia depositada e a massa da corôa, tem o mesmo valor que para o feixe isotrópico de elétrons.

CAPÍTULO III

RESULTADOS E DISCUSSÕES

3.1 - Lei de Similaridade

O programa para o cálculo de Monte Carlo utilizado no presente trabalho foi escrito considerando como meio absorvedor do feixe de elétrons uma esfera de carbono (grafita*) com densidade $\rho = 1,8 \text{ g/cm}^3$. Para transformar os resultados obtidos nesta esfera de carbono nos valores que seriam obtidos caso se tivesse feito uso de uma esfera de material equivalente ao tecido mole com densidade $\rho = 1,0 \text{ g/cm}^3$, foi aplicada a Lei de Similaridade de Harder⁽²⁵⁻²⁷⁾. De acordo com esta lei, as distribuições espaciais da fluência de elétrons relativísticos dentro de dois meios absorvedores são geometricamente equivalentes se nos dois casos for utilizado o mesmo parâmetro Z/E e se as condições de contorno geométricas correspondentes tiverem como fator de escala a razão entre os alcances práticos de elétrons** nos respectivos meios. E é a energia cinética inicial dos elétrons e Z o número atômico do meio que, no caso de misturas ou compostos químicos, deve ser substituído por

* A escolha de grafita como meio absorvedor para os cálculos das distribuições de dose em profundidade deve-se ao fato de que este material é muito usado nos estudos teóricos e experimentais de detecção de radiação ionizante.

** Na versão original da Lei de Similaridade, é considerado como fator de escala a razão entre os alcances de elétrons na aproximação de atenuação contínua ("continuous slowing down approximation") mas, no caso presente, a razão entre os alcances práticos fornece melhor aproximação.

$$Z' = \left(\sum_i p_i Z_i^2 / A_i \right) / \left(\sum_i p_i Z_i / A_i \right) , \quad (3.1.1)$$

onde p_i são as frações em peso e A_i os pesos atômicos dos componentes do meio. Para um meio absorvedor equivalente ao tecido mole de composição padrão adotada pela ICRU⁽²⁾ (Hidrogênio 10,1%, Carbono 11,1%, Nitrogênio 2,6% e Oxigênio 76,2%), obtêm-se $Z' = 6,49$. Para a água, $Z' = 6,60$. Desta forma, consegue-se uma igualdade no parâmetro Z/E quando as energias iniciais para a interação com o carbono são tomadas de um fator $6/6,49 = 0,924$ em relação às correspondentes energias escolhidas para a interação com o material equivalente ao tecido mole. Para simular a interação com a água, utilizando-se o carbono como meio absorvedor, deve-se considerar as energias iniciais dos elétrons diminuídas de um fator $6/6,60 = 0,909$. A inclusão da água como meio absorvedor deve-se ao fato de se poder utilizá-la mais facilmente nos trabalhos experimentais de confirmação da Lei de Similaridade.

Utilizando a fórmula de Markus⁽²⁸⁾,

$$\left(\sum_i p_i Z_i / A_i \right) \rho R_p = 0,285E - 0,137 , \quad (3.1.2)$$

(válida para $Z < 8$ e $5 \leq E \leq 35$), onde R_p são os alcances práticos em centímetros e E a energia inicial dos elétrons em MeV, foi determinado que, na região de energia estudada, uma esfera de $(8,4 \pm 0,1)$ cm de raio é similar tanto a uma esfera de tecido mole como a uma esfera de água com 15 cm de raio. Por conseguinte, todos os cálculos foram feitos para uma esfera de carbono de 8,4 cm de raio. Na apresentação dos resultados, deve-se ter cuidado em evitar confusões entre os valores das energias iniciais dos elétrons correspondentes ao carbono, o teci

do mole e a água.

O limite superior (22 MeV) para a energia incidente está ligado ao fato de que o programa de cálculo possui um quadro de dados físicos ("data file") para o carbono limitado a 20 MeV. Por outro lado, o limite inferior de 5 MeV foi escolhido porque a história dos elétrons só é seguida até o mínimo de 0,5 MeV. Os elétrons com energia abaixo deste valor foram considerados, no programa, como absorvidos no elemento de volume onde ocorreria a última interação.

3.2 - Normalização

A dose absorvida no carbono, D, foi convertida em dose absorvida relativa tomando-se o quociente daquela por um valor de dose absorvida de referência, D_0 . O valor de referência foi definido como o máximo de dose em profundidade calculado para um feixe paralelo incidindo em um absorvedor de superfície plana e semi-infinita. Para este cálculo, considerou-se o feixe de elétrons com a mesma fluência e energia que o utilizado nos cálculos dos simuladores esféricos (ver Seção 3.3). Este valor de referência foi o escolhido porque ele representa o índice de dose equivalente no caso limite de uma irradiação unidirecional, e também por ser a quantidade recomendada pela ICRU⁽²⁹⁾.

Na apresentação dos resultados, fez-se necessário o uso de valores relativos de dose porque a Lei de Similaridade fornece representações gráficas semelhantes somente para distribuições de doses relativas⁽²⁶⁾. De acordo com a Lei de Simi

laridade, as razões D/D_0 calculadas para o carbono são válidas para material equivalente ao tecido mole (ou a água) quando são usados os valores das energias iniciais dos elétrons apropriadas para estes materiais (ver Seção 3.1). Usando o fator de qualidade $Q = 1$, as distribuições espaciais de doses absorvidas relativas (D/D_0) podem ser finalmente identificadas com as distribuições de doses equivalentes relativas (H/H_0).

3.3 - Dose Equivalente de Referência, H_0

Como mencionado na Seção 3.2, as distribuições de dose absorvida foram normalizadas em relação ao máximo de dose absorvida (D_0) calculado para um feixe unidirecional de elétrons incidindo perpendicularmente à superfície plana e semi-infinita de um simulador de carbono. No caso particular de elétrons de energia 5-22 MeV a dose absorvida D_0 resulta ser numericamente igual à dose equivalente H_0 . Sabe-se, a partir dos fundamentos da dosimetria de elétrons, que a razão entre D e a fluência de elétrons incidentes, ϕ , depende da energia inicial do feixe de partículas, porque a fluência cresce com a profundidade devido ao espalhamento múltiplo⁽³⁰⁾. Esta dependência com a energia é mostrada nas Figs. 3.3.1 e 3.3.2 nas quais estão apresentados os valores absolutos para o carbono.

A dispersão dos valores calculados pelo método de Monte Carlo em relação à curva apresentada na Fig. 3.3.2 mostra a magnitude do erro decorrente da divisão do absorvedor em elementos de volume discretos.

Na Fig. 3.3.3 são mostradas as doses absorvidas, em

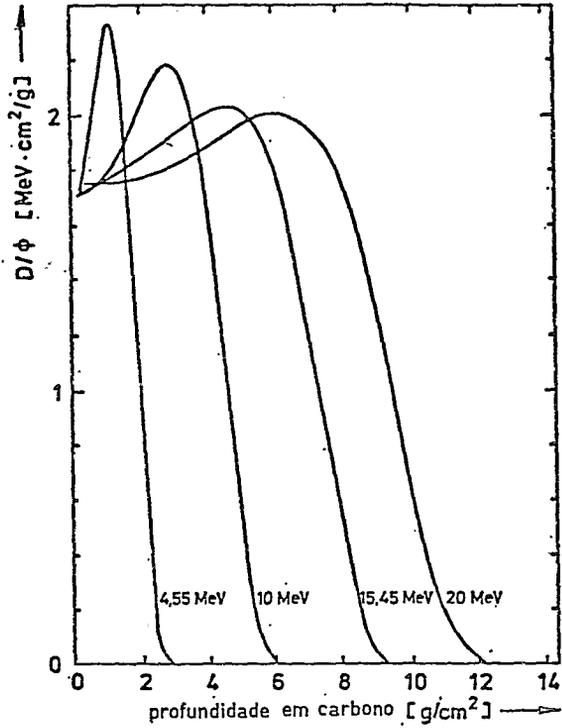


Figura 3.3.1 - Valores da dose absorvida, normalizada para a fluência, em função da profundidade em um simulador de carbono de superfície plana e semi-infinita para a incidência normal de um feixe unidirecional de diâmetro infinito.

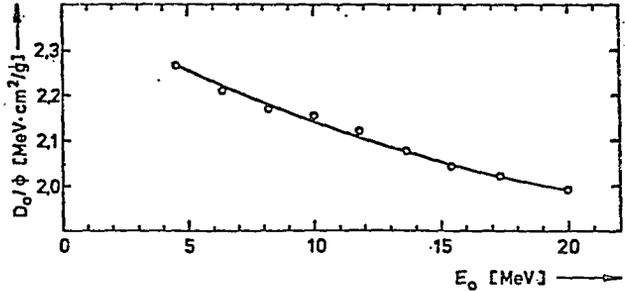


Figura 3.3.2 - Valores máximos de dose em profundidade, mostrados na Fig. 3.3.1, em função da energia inicial dos elétrons.

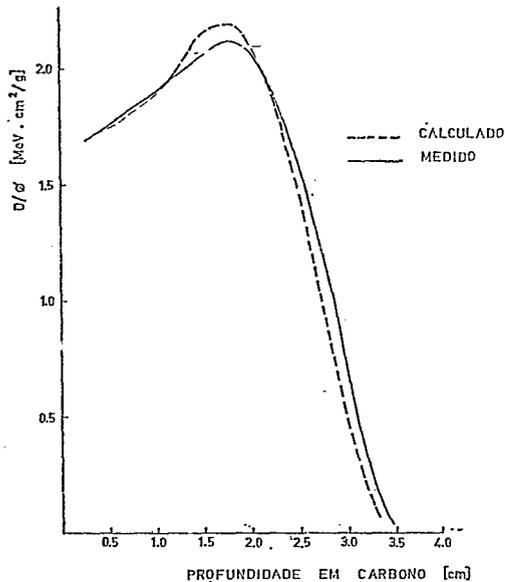


Figura 3.3.3 - Dose absorvida, em função da profundidade em simulador de carbono de superfície plana e semi-infinita para incidência normal de um feixe puntiforme de elétrons.

função da profundidade, num simulador plano, semi-infinito, de carbono quando irradiado com um feixe de elétrons unidirecional de 10,63 MeV. A curva tracejada refere-se a doses estimadas pelo presente cálculo de Monte Carlo. A curva contínua representa um traçado a olho pelos pontos experimentais por nós obtidos, utilizando as disponibilidades de irradiação no Beta-tron de 35 MeV do Instituto de Física da Universidade de Würzburg R.F.A.. Verifica-se que há um bom acordo entre os valores calculados e as doses medidas, o que leva a concluir que o método de cálculo desenvolvido no presente trabalho é adequado

para simular doses absorvidas em profundidade.

3.4 - Índice de Dose Equivalente para Feixes Unidirecionais

O resultado do cálculo de Monte Carlo para as distribuições de dose dentro do simulador esférico de carbono quando irradiado com um feixe unidirecional de elétrons está representado na Fig. 3.4.1, onde podem ser vistas as isodoses para três energias iniciais selecionadas. De acordo com a convenção adotada na Seção 3.2, todos os valores de dose equivalente, para

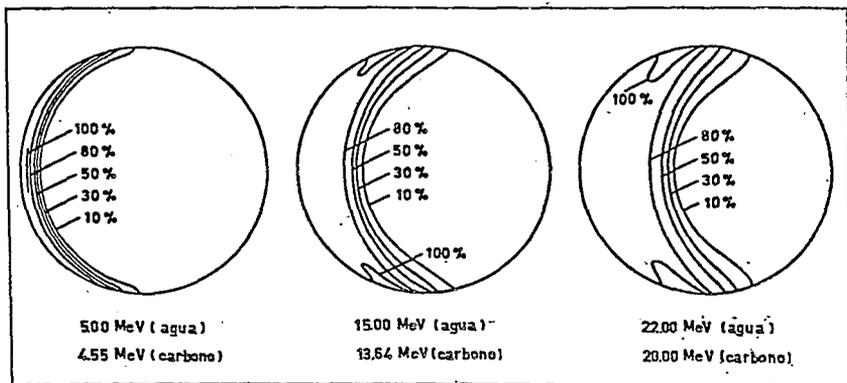


Figura 3.4.1 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para feixes unidirecionais de elétrons. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV.

a mesma energia inicial, são dados em termos de H_0 . O feixe incidente de elétrons entra na esfera da esquerda para a direita. Nesta figura, pode-se observar que junto ao efeito principal de aumento do alcance dos elétrons, observa-se a ocorrência de valores máximos de dose em regiões próximas ao ponto on

de o feixe de elétrons tangencia a esfera. Nestas regiões ocorre o efeito de superposição de elétrons recém-chegados à esfera com os espalhados em pontos dentro da esfera localizados mais à frente, na direção de incidência do feixe. Este efeito, representado na Fig. 3.4.2, pode ser denominado "efeito de incidência tangencial". Em consequência, a amplitude do máximo

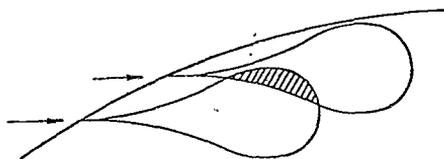


Figura 3.4.2 - Esquema para o esclarecimento do "efeito de incidência tangencial" da radiação. Devido à superposição de partes de feixes elementares incidindo em uma região muito inclinada da esfera, pode ocorrer valores de dose equivalente maiores que H_0 (região tracejada).

de dose pode exceder o máximo de dose em profundidade no eixo central do feixe, o qual é explicado no contexto da Fig.3.3.1. O máximo de dose devido ao "efeito de incidência tangencial" determina o índice de dose equivalente, H_I , para as energias mais altas, enquanto o máximo de dose em profundidade no eixo central do feixe é decisivo para a determinação do índice de dose equivalente para energias mais baixas.

Os índices restritos superficial e em profundidade ($H_{I,s}$ e $H_{I,d}$, respectivamente) normalizados para H_0 foram determinados a partir das distribuições de dose calculadas e são apresentados nas Tabelas 3.4.1 e 3.4.2. Comparando os dados re

TABELA 3.4.1 - Valores dos índices de dose equivalente superficial para elétrons incidentes em diferentes geometrias.

Energia Inicial (MeV)		Índice Relativo de Dose Equivalente Superficial ($H_{1,s}/H_0$)							
Carbono	Água	M.E.T.	Feixe Unidir.	Feixe Opost.	Rotat. $\pm 45^\circ$	Rotat. $\pm 90^\circ$	Rotat. $\pm 135^\circ$	Rotat. $\pm 180^\circ$	Irrad. Isotr.
4.6	5.0	4.9	0.98	0.49	0.95	0.75	0.51	0.39	0.40
6.4	7.0	6.8	1.03	0.51	1.01	0.81	0.55	0.41	0.43
8.2	9.0	8.8	1.02	0.51	1.00	0.82	0.56	0.42	0.44
10.0	11.0	10.7	1.01	0.50	1.00	0.86	0.59	0.44	0.46
11.8	13.0	12.7	1.04	0.52	1.03	0.90	0.64	0.48	0.48
13.6	15.0	14.6	1.07	0.59	1.06	0.96	0.71	0.54	0.50
15.5	17.0	16.0	1.08	0.67	1.06	1.00	0.78	0.66	0.53
17.3	19.0	18.5	1.08	0.75	1.06	1.01	0.82	0.73	0.54
20.0	22.0	21.4	1.06	0.88	1.05	1.03	0.92	0.88	0.56

M.E.T = material equivalente ao tecido mole ⁽²⁾.

TABELA 3.4.2 - Valores dos índices de dose equivalente em profundidade para elétrons incidentes em diferentes geometrias.

Energia Inicial (MeV)		Índice Relativo de Dose Equivalente em Profundidade ($H_{1,d}/H_0$)								
Carbano	Água	M.E.T.	Feixe Unidir.	Feixe Opost.	Rotat. $\pm 450^\circ$	Rotat. $\pm 90^\circ$	Rotat. $\pm 135^\circ$	Rotat. $\pm 180^\circ$	Irrad. Isochr.	
4.6	5.0	4.9	0.99	0.49	0.92	0.70	0.47	0.35	0.20	
6.4	7.0	6.8	0.99	0.49	0.94	0.74	0.50	0.37	0.29	
8.2	9.0	8.8	0.99	0.49	0.94	0.76	0.51	0.38	0.34	
10.2	11.0	10.7	0.99	0.49	0.95	0.80	0.55	0.41	0.38	
11.8	13.0	12.7	0.99	0.49	0.97	0.86	0.60	0.45	0.42	
13.6	15.0	14.6	1.01	0.51	1.00	0.90	0.66	0.50	0.45	
15.5	17.0	16.6	1.03	0.54	1.03	0.95	0.73	0.59	0.48	
17.3	19.0	18.5	1.03	0.59	1.05	0.98	0.80	0.69	0.51	
20.0	22.0	21.4	1.03	0.67	1.05	1.00	0.88	0.83	0.54	

M.E.T. = material equivalente ao tecido mole (2).

lacionados nestas Tabelas, verifica-se que $H_{I,S}$, na quase totalidade dos casos representa o máximo de dose equivalente no intervalo de energias estudado (a única exceção é o caso do feixe unidirecional de energia mais baixa). Isto significa que o máximo de dose equivalente ocorre na camada superficial da esfera. A Fig. 3.4.1 mostra também este resultado.

3.5 - Índices de Dose Equivalente para Feixes Unidirecionais e Opostos

A Fig. 3.5.1 ilustra as distribuições de dose quando dois feixes de elétrons incidem sobre a esfera, na mesma direção, porém em sentidos opostos, cada um representando 50 % da fluência total de partículas. Para as energias mais baixas, o índice de dose equivalente é ainda determinado pelo máximo de

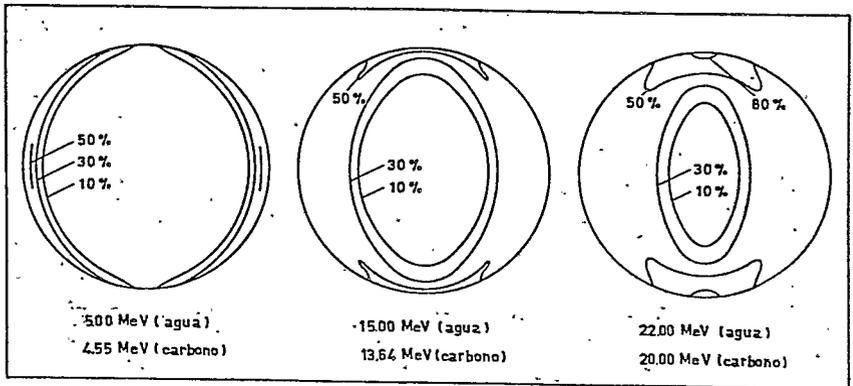


Figura 3.5.1 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para dois feixes de elétrons unidirecionais e opostos. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV.

dose em profundidade no eixo central do feixe. Enquanto que às energias mais baixas não ocorre uma adição significativa das doses produzidas pelos dois feixes opostos, verifica-se, ao contrário, uma superposição considerável das doses para as energias mais altas e próximo à superfície da esfera. Este "efeito de superposição" ocorre juntamente com o "efeito de incidência tangencial". Os resultados obtidos para os índices de dose equivalente, normalizados para H_0 são também apresentados nas Tabelas 3.4.1 e 3.4.2. Estes valores mostram claramente a não aditividade das doses produzidas pelos feixes opostos de baixa energia.

3.6 - Efeitos Decorrentes da Geometria de Irradiação

Para a irradiação isotrópica, a Fig. 3.6.1 mostra os valores normalizados da dose equivalente (H/H_0) obtidos em função da profundidade ao longo de um eixo da esfera e para diferentes energias iniciais dos elétrons. Novamente, o máximo de dose ocorre sempre na superfície da esfera. Estes resultados não concordam com a proposição apresentada no parágrafo C.4 do Suplemento 25 da ICRU⁽³⁾, segundo a qual "em geral, o máximo de dose equivalente no caso de irradiação isotrópica não ocorrerá no mesmo raio que o máximo de dose equivalente no caso unidirecional". Na Fig. 3.4.1 pode ser visto que o máximo de dose para uma irradiação unidirecional ocorre junto à superfície da esfera.

Os índices de dose equivalente nos casos unidirecional (${}_uH_I$) e isotrópico (${}_iH_I$), embora relacionados à mesma flu-

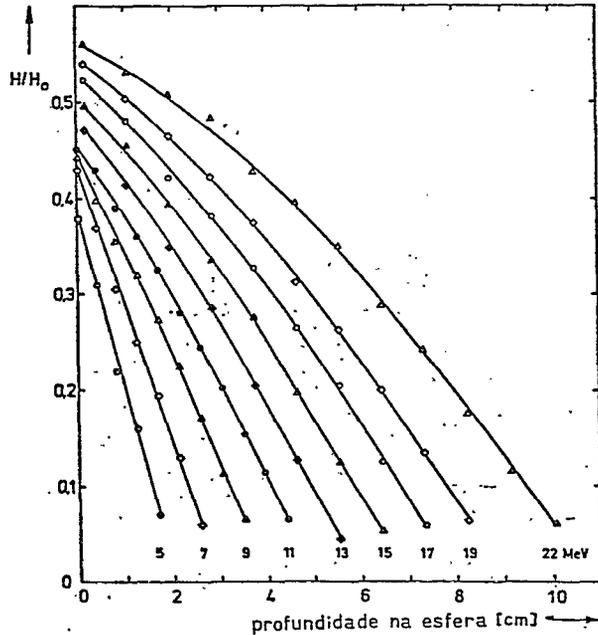


Figura 3.6.1 - Doses relativas em uma esfera de água ($r = 15,0$ cm) para ir radiação uniforme e isotrópica com elétrons de alta energia. As distribuições de dose têm simetria esférica. As energias iniciais para uma esfera de material equivalente ao tecido mole, para as mesmas distribuições de dose, seriam 0,974 vezes às usadas para a água.

ência de elétrons, podem ser diferentes. A razão entre esses índices (${}_u H_I / {}_i H_I$) é chamada fator de isotropia, k ⁽³⁾. A Tabela 3.6.1 apresenta os valores de ${}_u H_I$, ${}_i H_I$ e k para o intervalo de energia considerado. A variação de 5 a 25% do fator de isotropia em torno do valor máximo $k = 2$ pode ser considerada pequena.

O Suplemento 25 da ICRU⁽³⁾ também menciona que o fator de isotropia, k , não pode exceder a razão ${}_u H_I / \bar{H}$, onde \bar{H} é a dose média em toda a esfera. Isto pode ser explicado pelo

TABELA 3.6.1 - Valores do fator de isotropia e do índice de dose equivalente para a incidência unidirecional e isotrópica do feixe de elétrons.

Energia Inicial (MeV)			Índice de Dose Equival. Relativo		Fator de Isotropia
Carbono	Água	M.E.T.	u_{H_I}/H_0	i_{H_I}/H_0	u_{H_I}/i_{H_I}
4.6	5.0	4.9	0.99	0.40	2.48
6.4	7.0	6.8	1.03	0.43	2.40
8.2	9.0	8.8	1.02	0.44	2.32
10.0	11.0	10.7	1.01	0.46	2.20
11.8	13.0	12.7	1.04	0.48	2.17
13.6	15.0	14.6	1.07	0.50	2.14
15.5	17.0	16.6	1.08	0.53	2.04
17.3	19.0	18.5	1.08	0.54	2.00
20.0	22.0	21.4	1.06	0.56	1.89

fato de \bar{H} não poder ser maior que i_{H_I} . A comparação entre os valores de \bar{H}/H_0 na Tabela 3.7.1 e os de i_{H_I}/H_0 na Tabela 3.6.1 confirma esta afirmativa. Devido à variação de alcance dos elétrons com a energia inicial, \bar{H} é muito menor que i_{H_I} para baixas energias, aproximando-se, no entanto, de i_{H_I} para as energias maiores.

As Tabelas 3.4.1 e 3.4.2 apresentam também os resultados do cálculo para os índices de dose equivalente, normalizados para H_0 , para geometrias de irradiação nas quais considera-se o feixe incidente unidirecional sobre a esfera girando de $\pm 45^\circ$, $\pm 90^\circ$, $\pm 135^\circ$ e $\pm 180^\circ$ em torno do eixo BB' (ver a Fig. 2.4.1). Os resultados obtidos para a irradiação com rota-

ção de $\pm 45^\circ$ são praticamente os mesmos que para a irradiação unidirecional. Para as energias incidentes menores que 15 MeV, os índices de dose equivalente no caso de rotação de $\pm 180^\circ$ são próximos aos obtidos para a irradiação isotrópica. Porém, para energias acima de 15 MeV, os índices de dose equivalente se aproximam dos valores obtidos para irradiação com feixes unidirecionais e opostos. A diminuição dos valores de $H_{I,s}$ e $H_{I,d}$ para irradiações com ângulos de rotação crescentes também confirma, na região de energia em estudo, uma outra proposição do Suplemento 25 da ICRU⁽³⁾ que diz: "a definição do índice de dose equivalente é conservativa mesmo que seja dada para uma esfera de orientação fixa. Qualquer rotação da esfera no campo de radiação não isotrópico, que corresponderá a uma mudança de direção dentro do campo, pode levar somente a valores menores que a dose equivalente máxima na esfera".

A Fig. 3.6.2 mostra um conjunto de distribuições de dose para diferentes geometrias de irradiação com rotação. O "efeito de incidência tangencial" pode ser visto em alguns casos. Como exemplo ilustrativo da ocorrência do máximo de dose na superfície, a Fig. 3.6.3 apresenta um conjunto de distribuições de dose para a energia incidente de 22 MeV numa esfera de água e ângulo de rotação $\pm 90^\circ$. Os resultados obtidos referem-se ao plano equatorial AA'CC' (ver Fig. 2.4.1) e a quatro planos que lhe são paralelos, distantes 2,0, 4,0, 6,0 e 8,0 cm do centro. Verifica-se que o máximo de dose equivalente encontra-se no plano a 8,0 cm de distância do plano equatorial da esfera.

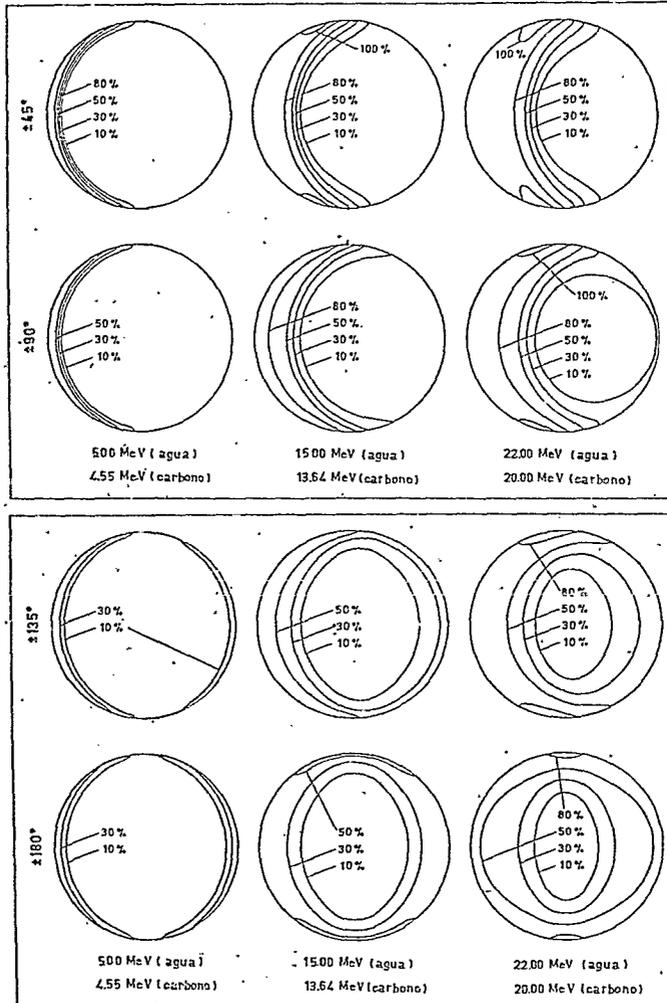


Figura 3.6.2 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) para diferentes geometrias rotacionais de irradiação. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . As energias para material equivalente ao tecido mole são: 4,87 MeV, 14,61 MeV e 21,43 MeV.

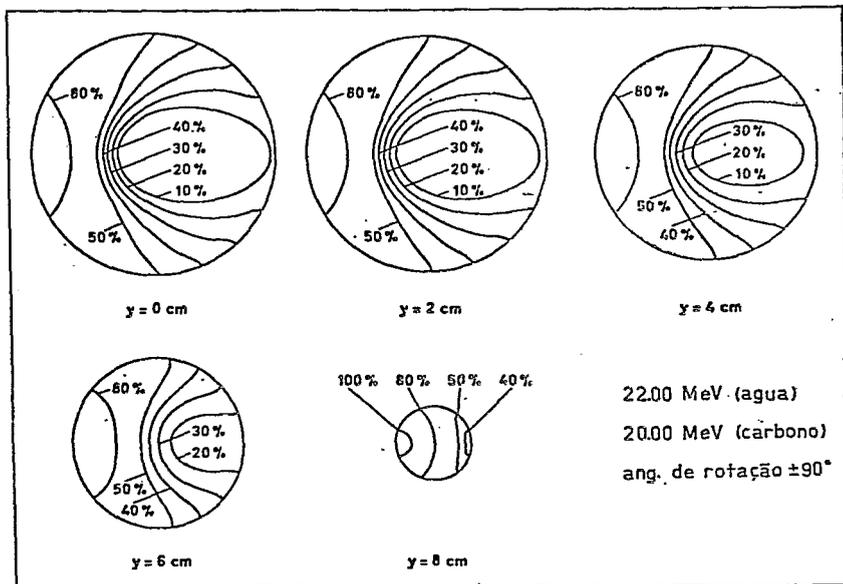


Figura 3.6.3 - Curvas de isodose em esferas equivalentes de água e carbono ($r = 15,0$ cm e $r = 8,4$ cm, respectivamente) em planos paralelos ao plano equatorial AA'CC' com distâncias y do centro. Os valores de dose equivalente estão normalizados para H_0 . A energia inicial para material equivalente ao tecido mole é 21,43 MeV.

3.7 - Dose Equivalente Média, \bar{H}

A avaliação da dose equivalente média, \bar{H} , na esfera de carbono foi feita usando as distribuições de dose para o caso de irradiação unidirecional. A dose equivalente média assim obtida é válida para todas as geometrias de irradiação. Os valores de \bar{H} , normalizados para H_0 , são apresentados na Tabela 3.7.1. Os dados apresentados na coluna 4, em conjunto com os da Tabela 3.4.2 permitem concluir que tanto H_0 como $H_{1,d}$ representam doses superestimadas de \bar{H} para cada uma das geometrias

de irradiação.

TABELA 3.7.1 - Dose equivalente média, \bar{H} , e valores aproximados de dose equivalente média, \bar{H}'

Energia Inicial (MeV)			\bar{H}/H_0	\bar{H}/\bar{H}'
Carbono	Água	M.E.T.		
4.6	5.0	4.9	0.082	0.826
6.4	7.0	6.8	0.122	0.858
8.2	9.0	8.8	0.162	0.868
10.0	11.0	10.7	0.201	0.873
11.8	13.0	12.7	0.241	0.873
13.6	15.0	14.6	0.283	0.870
15.5	17.0	16.6	0.324	0.864
17.3	19.0	18.5	0.363	0.857
20.0	22.0	21.4	0.420	0.844

Um valor aproximado de \bar{H}' da dose equivalente média pode ser introduzido quando não se consideram o espalhamento e a transmissão de elétrons pela esfera de carbono. \bar{H}' é definido como o quociente entre a energia total incidente na esfera, $\pi r^2 \phi E$, e a sua massa, $4\pi r^3 \rho/3$, isto é,

$$\bar{H}' = \frac{3}{4} \frac{\phi E}{\rho r} \quad (3.7.1)$$

Os valores da razão \bar{H}/\bar{H}' são dados na coluna 5, os quais mostram que a fração da energia que escapa da esfera em forma de elétrons espalhados ou transmitidos é cerca de 12 a 18 % no intervalo de energia considerado. Há um máximo de \bar{H}/\bar{H}'

próximo a 10 MeV, e a diminuição do valor desta razão para energias mais altas é devido à maior probabilidade de transmissão de elétrons e à produção de bremsstrahlung. \bar{H}' pode ser obtida mediante a Eq. (3.7.1) desde que sejam conhecidas a fluência ϕ e a energia E dos elétrons incidentes. Na prática, os valores de \bar{H}' podem ser usados como estimativos de \bar{H} .

3.8 - Projeto de Dosímetro para Elétrons

A Comissão Internacional de Unidades e Medidas de Radiação (ICRU) expressa o ponto de vista de que o índice de dose equivalente não é concebido somente com o propósito de determinar doses equivalentes através de cálculos. De acordo com o Suplemento 25 da ICRU⁽³⁾, deve-se considerar a possibilidade de calibrar medidores de radiação para proteção radiológica de maneira a indicar o índice de dose equivalente dentro de uma faixa de incerteza aceitável.

Devido à forma característica da curva de dose absorvida para elétrons rápidos (Fig. 3.3.1), é possível que um detector de parede fina possa ser usado na estimativa de algumas quantidades mencionadas anteriormente. Os valores da dose absorvida, D_f , para a profundidade de $0,5 \text{ g/cm}^2$ em um simulador de carbono semi-infinito e de parede plana acham-se comparados na Tabela 3.8.1 com os valores de D_0 , ${}_u D_I$ e ${}_j D_I$ obtidos também para o carbono.

De acordo com os dados da Tabela, o quociente $D_f/{}_u D_I$ permanece aproximadamente constante no intervalo de energia estudado. Isto significa que um dosímetro construído tendo por

TABELA 3.8.1 - Avaliação da dose absorvida, D_f , para a profundidade de 0,5 g/cm² em um simulador plano de carbono.

Energia Inicial (MeV)	D_f/ϕ [MeV cm ² g ⁻¹]	D_f/D_0	D_f/uD_I	D_f/iD_I
4.6	1.89	0.83	0.84	2.09
6.4	1.81	0.82	0.79	1.90
8.2	1.72	0.79	0.77	1.79
10.0	1.72	0.80	0.80	1.75
11.8	1.73	0.82	0.79	1.71
13.6	1.74	0.84	0.78	1.68
15.5	1.74	0.85	0.79	1.61
17.3	1.75	0.87	0.80	1.60
20.0	1.76	0.88	0.83	1.58

base a medida da dose absorvida em uma profundidade fixa de 0,5 g/cm² seria útil em calibrações que poderiam indicar medidas de ${}_u D_I$ para o carbono (e, conseqüentemente, ${}_u H_I$ para o material equivalente ao tecido mole). Se este instrumento for construído de modo a fornecer uma resposta isotrópica (por exemplo, possuindo uma forma esférica ou cilíndrica e com 0,5 cm² de espessura de parede) ele poderá ser utilizado em medidas de H_I para variações angulares do feixe incidente de até $\pm 45^\circ$. Para uma irradiação isotrópica, um tal instrumento indicaria índices de dose equivalente superestimados em um fator próximo ao fator de isotropia (Tab. 3.6.1), isto é, um fator próximo a dois.

Considerando a dose equivalente média (\bar{H}) uma avaliação próxima da "dose equivalente efetiva"⁽¹⁾, é de interesse a

determinação de \bar{H} em uma situação prática. Tendo em vista que, no intervalo de energia estudado, foi encontrada a relação aproximada $\bar{H} \approx 0,86 \bar{H}'$ (Tab. 3.7.1, coluna 5), a determinação da fluência ϕ e da energia inicial E dos elétrons poderia ser utilizada numa avaliação de \bar{H} (cf. Eq. (3.7.1)).

- As estimativas de ϕ e E poderiam, em princípio, ser realizadas da seguinte maneira: inicialmente obtém-se uma quantidade proporcional à fluência de elétrons com um detector de paredes finas e resposta aproximadamente isotrópica (por exemplo, uma câmara de ionização). Em seguida, para uma espessura de parede constante, obtém-se um valor de dose em uma profundidade fixa (D_f). Os valores de D_f/ϕ , dados na coluna 2 da Tabela 3.8.1 para uma profundidade fixa de $0,5 \text{ g/cm}^2$ em grafita, mostram uma proporcionalidade entre D_f e ϕ . De outra parte, os valores de energia inicial E podem ser obtidos com precisão suficiente pelas técnicas de análise de absorção (por exemplo, usando-se camadas de materiais absorvedores com espessuras conhecidas em um ou mais detectores). É nosso propósito desenvolver esta idéia num trabalho posterior.

3.9 - Conclusão

Os resultados dos cálculos de dose equivalente para incidência de elétrons no intervalo de energia 5,0 - 22,0 MeV em várias geometrias de irradiação mostraram que os valores máximos das doses equivalentes obtidos em um simulador esférico são devidos a três efeitos físicos diferentes. Para energias mais baixas, prevalece o máximo de dose em profundidade no ei-

xo central do feixe, e é decorrente do aumento da fluência ao espalhamento múltiplo dos elétrons. A energias intermediárias, o "efeito de incidência tangencial" produz os valores máximos onde o feixe é quase tangente à superfície esférica. Para energias mais altas, uma superposição de elétrons incidentes na esfera e provenientes de direções diferentes (efeito de superposição) contribui para a ocorrência de valores máximos de dose. Em todas as condições de irradiação estudadas, os valores máximos de dose equivalente ocorrem numa camada externa de 1 cm de espessura.

No intervalo de energia e nas condições geométricas de irradiação investigadas neste trabalho, os índices de dose equivalente em profundidade variam de 0,20 H_0 até 1,05 H_0 e os índices de dose equivalente superficial variam de 0,39 H_0 até 1,08 H_0 , onde H_0 é o valor da dose equivalente de referência em um simulador de superfície plana. O fator de isotropia k varia entre os limites 1,89 e 2,48.

Admite-se a hipótese de que um dosímetro de paredes finas com resposta isotrópica, calibrado em um feixe de elétrons unidirecional para indicar o índice de dose equivalente, poderia fornecer uma estimativa relativamente precisa do índice de dose equivalente real para o caso de incidência de elétrons com geometria de rotação de até $\pm 45^\circ$. Para o caso de incidência isotrópica, este instrumento indicaria valores de dose equivalente superior à dose real por um fator próximo a 2.

Já que os índices de dose equivalente são uma superestimativa da dose equivalente média, e provavelmente da dose

equivalente efetiva para energias mais baixas, a utilização dos índices de dose equivalente como valores de referência deve ainda ser discutida para a sua aplicação nesta região de energia. A utilização da dose equivalente média tem como vantagem prática a possibilidade de adição das contribuições decorrentes de diferentes direções e energias dos elétrons incidentes. Finalmente, este trabalho propõe a utilização de dosímetros com capas de espessuras variáveis para medidas de doses equivalentes médias.

BIBLIOGRAFIA

- (1) Recommendations of the International Commissions on Radiological Protection, Publication 26, (1977), Pergamon Press, Oxford, New York, Frankfurt.
- (2) International Commission on Radiation Units and Measurements, Report 19, (1971), Radiation Quantities and Units.
- (3) International Commission on Radiation Units and Measurements, Report 25, (1976), Conceptual Basis for the Determination of Dose Equivalent.
- (4) G. Drexler, R. Kramer, Relations Between Metrological Quantities and Quantities Relevant in Radiation Protection for External Gamma Exposure, (1977), XIV Congresso Internacional de Radiologia, Rio de Janeiro, Brasil.
- (5) R. Kramer, Ermittlung von Konversionsfaktoren zwischen Körperdosen und relevanten Strahlungskenngrößen bei externer Röntgen- und Gamma-Bestrahlung, GSF-Bericht-S-556, (1979), München, RFA.
- (6) S. Chen, Calculation of neutron fluence-to-dose-index conversion factors for the standard ICRU tissue phantom by the Monte Carlo Method, (1978), Thesis, University of Illinois, USA.
- (7) G. Molière, Theorie der Steuerung schneller geladener Teil-

- chen II, *Z. Naturforschung*, 3a, (1948), 78.
- (8) H.A. Bethe, Molière's theory of multiple scattering .
Phys. Rev., 89, (1953), 1256.
- (9) L. Landau, On the energy loss of fast particles by ionization, *J. Phys. USSR*, 8, (1944), 201.
- (10) R.M. Sternheimer, Density effect for the ionization loss of charged particles. *Phys. Rev.*, 145 (1966), 247.
- (11) A.H. Bethe, W. Heitler, On stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Royal Soc.*, A 146, (1934), 83. .
- (12) F. Rohrlich, B.C. Carlson, Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering. *Phys. Rev.*, 93, (1954), 38.
- (13) O. Møller, Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie, *Ann. Physik*, 14, (1932), 531.
- (14) H.A. Bethe, Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit, *Z. Physik*, 76 (1932) 293.
- (15) R.M. Sternheimer, The density effect for the ionization loss in various materials. *Phys. Rev.*, 88, (1952), 851.
- (16) R.M. Sternheimer, The energy loss of a charged fast particle by Cerenkov radiation. *Phys. Rev.*, 91, (1953), 256.
- (17) W. Börsch-Supan, On the evaluation of the function $\phi(x)$
$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty} u(\lambda n u + \lambda u) du$$
 for real values of λ . *J. Res.*

Nat. Bur. Standards appl. Physics, 13, (1961), 483.

- (18) O. Blunck, S. Leisegang, Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten. *Z. Physik*, 128, (1950), 500.
- (19) O. Blunck, K. Westphal, Zum Energieverlust energiereicher Elektronen in dünnen Schichten. *Z. Physik*, 130, (1951), 641.
- (20) N.F. Mott, On the influence of radiative forces on the scattering of electrons. *Proc. Cambridge Phil.*, 27, (1931) 255.
- (21) R.D. Evans, The atomic nucleus. Em: "Internat. Series in pure and applied physics". McGraw-Hill Book Co., New York (1955).
- (22) H.A. Bethe, J. Ashkin, Passage of radiation through matter. Em: "Experimental Nuclear Physics". Wiley and Sons, New York (1953).
- (23) H.W. Koch, J.W. Motz, Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Physics*, 131, (1959), 920.
- (24) U. Fano, Inelastic collisions and the Molière Theory of multiple scattering. *Physic. Rev.*, 93, (1954), 117.
- (25) D. Harder, Ähnlichkeitsregel für den Durchgang von Elektronen durch dicke Materieschichten, *Biophysik*, 2, (1965), 381.
- (26) D. Harder, Some general results from the transport theo-

- ry of electron absorption, Proc. 2^o Sympos. on Microdosimetry, (1969), Stresa, Itália.
- (27) D. Harder, Similarity of secondary electron tracks in solids and liquids, Proc. 2^o L.H. Gray Conference, (1969), Cambridge, Inglaterra.
- (28) B. Markus, Energiebestimmung schneller Elektronen aus Tiefendosiskurven, *Strahlentherapie*, 116, (1961), 280.
- (29) International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU Report 20: Radiation Protection Instrumentation and its Application, (1971).
- (30) D. Harder, G. Harigel, K. Schultze, Bahnpuren schneller Elektronen, *Strahlentherapie*, 115, (1961), 3.

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas
Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Ci-
entífico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-
minadora os seguintes professores:

Odilon Antonio Paula Tavares

Odilon Antonio Paula Tavares - Presidente

Hans Peter Nette, Ph.D.

Hans Peter Nette

Chung Kai Cheong

Chung Kai Cheong

Rio de Janeiro, 21 de novembro de 1979