ou

ESPECIFICAÇÃO DA QUALIDADE DO FEIXE DE ELÉTRONS
A PARTIR DAS DISTRIBUIÇÕES DE IONIZAÇÃO NO EIXO
CENTRAL E UM ESTUDO DOS EFEITOS DAS HETEROGENEI-
DADES NESTAS DISTRIBUIÇÕES

ROLANDO FONSECA FERNANDES

Dissertação apresentada ao
Instituto de Física e Quí-
mica de São Carlos, para a
obtenção do título de MES-
TRE.

Orientador: Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

SÃO CARLOS — 1984

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____
ROLANDO FONSECA FERNANDES

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 18 DE junho DE 1984.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. ROBERT LEE ZIMMERMAN - Orientador

Dr. SILVESTRE RAGUSA

Dr. CARLOS EDUARDO VELOSO DE ALMEIDA

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

À

minha mãe

minha esposa

e meus irmãos

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman que me orientou neste trabalho, por seus ensinamentos, dedicação, paciência e amizade.

Aos meus colegas de turma e em especial os de Física Médica, Adelaide de Almeida, Luiz Galego Martinez, Rita Elaine Franciscato Corte, e Thomaz Guillard Neto, pelo estímulo, amizade e cooperação.

A todo o Departamento de Física do IFQSC, pelo carinho, que sempre recebi.

Aos técnicos na oficina mecânica de precisão da Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto pelo alto preparo técnico dos simuladores e pela atenção dedicada.

ÍNDICE

Lista de ilustrações.	i
Lista de tabelas.	vi
Introdução.	1
Capítulo I - ESPECIFICAÇÃO DA QUALIDADE DO FEIXE DE ELÉTRONS A PARTIR DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE PROFUNDA NO EIXO CENTRAL	2
1 - Considerações Teóricas.	2
1.1 - Descrição da Distribuição de Dose Absorvida no Eixo Central	2
1.2 - Definições e Discussões dos Parâmetros. . .	5
1.2.1 - Profundidade de Dose Absorvida Máxima, R_{100}	6
1.2.2 - O Alcance Terapêutico. R_{85}	7
1.2.3 - Profundidade Semi-Redutora, R_{50}	10
1.2.4 - Alcance Prático, R_p	12
1.2.5 - Gradiente de Dose, G^*	13
1.2.5.1 - Gradiente de Dose dos Feixes de Elétrons Transformados (Feixes Terapêuticos)	15
1.2.6 - A Dose na Superfície, D_s	27
1.2.7 - Radiação de Fundo de Fótons, D_x	28
1.2.8 - Determinação das Energias nos Aceleradores.	29
1.2.8.1 - Parâmetros de Energia	30
1.2.8.2 - Determinação das Energias	33
2 - Parte Experimental.	40
2.1 - Experiência Preliminar 1: Medida da Distância da Fonte Virtual (S_v) à Superfície do Simulador	40
2.1.1 - Materiais e Métodos	41
2.1.1.1 - Materiais	41
2.1.1.2 - Métodos	48

2.2	-	Experiência Preliminar 2: Efeito do Deslo camento do Ponto Efetivo de Medida nas Câma ras Cilíndricas	56
2.2.1	-	Materiais e Métodos	56
2.2.1.1	-	Materiais	56
2.2.1.2	-	Métodos	56
2.3	-	Experiência Preliminar 3: O Efeito do Mate rial do Simulador nas Curvas de Ionização - Profunda Relativa	59
2.3.1	-	Materiais e Métodos	59
2.3.1.1	-	Materiais	59
2.3.1.2	-	Métodos	59
2.4	-	Medida dos Parâmetros Físicos que Caracte rizam a Qualidade dos Feixes.	67
2.5	-	Discussão dos Resultados.	72
3	-	Conclusões.	79
CAPÍTULO II	-	ESTUDO DOS EFEITOS DAS HETEROGENEIDADES NAS DISTRIBUIÇÕES DE DOSE PROFUNDA.	82
1	-	Considerações Teóricas.	82
1.1	-	O Efeito do Osso na Distribuição de Dose - Profunda.	83
1.2	-	O Efeito do Pulmão na Distribuição de Dose Profunda.	85
2	-	Parte Experimental.	86
2.1	-	Distribuição de Ionização Profunda em um Ma terial Simulando o Pulmão	86
2.1.1	-	Material e Método	86
2.2	-	Experiência Preliminar 1: Levantamento das Curvas Características do Filme Industrial, Kodak, "Industrex-Tipo M"	95

2.2.1	-	Materiais e Métodos	95
2.2.1.1	-	Materiais	95
2.2.1.2	-	Métodos	96
2.3	-	Absorção da Radiação em um Meio Heterogêneo (simulando osso-músculo).	103
2.3.1	-	Materiais e Métodos	103
2.3.1.1	-	Materiais	103
2.3.1.2	-	Métodos	104
2.4	-	Absorção da Radiação em um Meio Heterogêneo (simulando tecido mole, osso e pulmão). . .	112
2.4.1	-	Materiais e Métodos	112
2.4.1.1	-	Materiais	112
2.4.1.2	-	Método	113
2.5	-	Conclusões do Capítulo II	121
CONCLUSÕES GERAIS			122
APÊNDICE.			125
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.			140

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO I

- Fig. 1: Distribuições de Dose Profunda Calculadas para Feixes de Elétrons Largos e Monodirecionais Incidindo Normal à Água.
- Fig. 2: Distribuição Terapêutica de Dose Profunda - Definição dos Parâmetros de Qualidade.
- Fig. 3: Variação dos Parâmetros de Alcance com a Energia mais Provável na Superfície do Simulador.
- Fig. 4: Variação dos Alcances Terapêuticos com a Energia mais Provável na Superfície do Simulador para vários Aceleradores.
- Fig. 5: Variação do Alcance da Profundidade Semi-Redutora com a Energia Média do Feixe dos Elétrons.
- Fig. 6: Dependência do Gradiente de Dose Normalizado na Energia mais Provável na Superfície do Simulador.
- Fig. 7: Variação da Dose na Superfície com a Energia mais Provável na Superfície do Simulador.
- Fig. 8: Dependência da Radiação de Fundo de Fótons com a Energia mais Provável na Superfície para Vários Aceleradores.
- Fig. 9: Distribuições de Energia dos Elétrons: Na Janela de Saída, Na Superfície do Simulador e Na Profundidade (Z).
- Fig. 10: Diagrama Ilustrativo do Acelerador Mevatron XII.
- Fig. 11: Medida da Distância da Fonte Virtual à Superfície para'

o Campo 5x5 para os Feixes de Elétrons com Energias Nominais 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 12: Medida da Distância da Fonte Virtual à Superfície para o Campo 10x10 para os Feixes de Elétrons com Energias Nominais 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 13: Medida da Distância da Fonte Virtual à Superfície para o Campo 15x15 para os Feixes de Elétrons com Energias Nominais 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 14: Medida da Distância da Fonte Virtual à Superfície para o Campo 20x20 para os Feixes de Elétrons com Energias Nominais 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 15: Medida da Distância da Fonte Virtual à Superfície para o Campo 25x25 para os Feixes de Elétrons com Energias Nominais 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 16: Variação da Distância da Fonte Virtual com o Tamanho do Campo Quadrado com as Energias dos Feixes de Elétrons, 3, 7 e 11 Mev.

Fig. 17: Medida do Deslocamento do Ponto Efetivo de Medida para uma Câmara Cilíndrica.

Fig. 18: Curvas de Dose Profunda Medidas na Água e no Plexiglass para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 2,75 Mev.

Fig. 19: Conversão da Curva de Dose Profunda da Fig. 18 Medida no Plexiglass para a Correspondente na Água Utilizando do Fator de Escala, K (Eq. 22).

Fig. 20: Curvas de Dose Profunda Medidas na Água e no Plexiglass para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na

Superfície Igual a 7,53 Mev.

Fig. 21: Conversão da Curva de Dose Profunda da Fig. 20 Medida - no Plexiglass para a Correspondente na Água Utilizando do Fator de Escala, K (Eq. 22).

Fig. 22: Curvas de Dose Profunda Medidas no Plexiglass para as Energias mais Prováveis na Superfície Iguais a 2,45, - 5,85 e 10,67 Mev.

Fig. 23: Diferenças entre as Curvas de Ionização e de Dose Profunda para os Feixes de Elétrons com $E_{p,0} = 2,75$ Mev, - 5,85 Mev e 10,67 Mev.

CAPÍTULO II

Fig. 24: Curvas de Ionização Profunda Medidas nos Simuladores de Plexiglass e Cortiça para o Feixe de Elétrons com $E_{p,0} = 2,75$ Mev.

Fig. 25: Curvas de Ionização Profunda Medidas nos Simuladores de Plexiglass e Cortiça para o Feixe de Elétrons com $E_{p,0} = 5,85$ Mev.

Fig. 26: Curvas de Ionização Profunda Medidas nos Simuladores de Plexiglass e Cortiça para o Feixe de Elétrons com $E_{p,0} = 10,67$ Mev.

Fig. 27: Variação da Razão de Penetração Cortiça-Plexiglass com a Porcentagem de Ionização Profunda para as Energias - mais Prováveis na Superfície Iguais a 2,75, 5,85 e 10,67 Mev.

Fig. 28: Variação da Razão de Porcentagem de Dose Profunda com a Profundidade no Simulador para $E_{p,0} = 2,75, 5,85$ e 10,67

Mev.

- Fig. 29: Calibração dos Integradores de Dose e de Tempo do Console do Mevatron XII em Função da Dose Absorvida na Profundidade de Ionização Máxima para a Energia no Console de 3 Mev.
- Fig. 30: Calibração dos Integradores de Dose e de Tempo do Console do Mevatron XII em Função da Dose Absorvida na Profundidade de Ionização Máxima para a Energia no Console de 7 Mev.
- Fig. 31: Calibração dos Integradores de Dose e de Tempo do Console do Mevatron XII em Função da Dose Absorvida na Profundidade de Ionização Máxima para a Energia no Console de 11 Mev.
- Fig. 32: Curvas Características para o Filme Industrial "Industrex-Tipo M" para as Energias de Console Iguais a 3, 7 e 11 Mev.
- Fig. 33: Diagrama Ilustrando o Sistema Utilizado para Simular Tecido Mole e Osso.
- Fig. 34: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole - Osso) para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 2,75 Mev.
- Fig. 35: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole - Osso) para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 5,85 Mev.
- Fig. 36: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole - Osso) para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 10,67 Mev.

Fig. 37: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole, Osso e Pulmão) para o Feixe de Elétrons - com Energia mais Provável na Superfície Igual a 2,75 Mev.

Fig. 38: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole, Osso e Pulmão) para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 5,85 Mev.

Fig. 39: Curva de Ionização Profunda em um Simulador Heterogêneo (Tecido Mole, Osso e Pulmão) para o Feixe de Elétrons com Energia mais Provável na Superfície Igual a 10,67 Mev.

Fig. 40: Variação do Coeficiente de Espessura Equivalente C.E.E. como Espessura de Pulmão.

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO I

- Tab. 1: Parâmetros de Energia para Especificar os Feixes de Ra
diação.
- Tab. 2: Algumas Características dos Materiais Simuladores mais Usados.
- Tab. 3: Razões dos Poderes de Freamento Total e dos Poderes de Espalhamento Linear para Materiais Diferentes em Rela
ção a Água.
- Tab. 4: Parâmetros que Caracterizam a Qualidade dos Feixes de Elétrons de Mevatron XII.
- Tab. 5: Outros Parâmetros que Caracterizam a Qualidade dos Fei
xes de Elétrons do Mevatron XII.
- Tab. 6: Valores Esperados de Alguns Parâmetros Fornecidos pela Siemens.

CAPÍTULO II

- Tab. 7: Características Físicas Importantes para um Estudo de Absorção em Alguns Meios.

APÊNDICE

- Tab. (A-1) a (A-5): Tabelas das Razões dos Poderes de Freamento Água/Ar, Acrílico/Ar, Poliestireno/Ar em Fun
ção das Profundidades nos Meios Água, Acríli
co e Poliestireno e das Energias Médias na Superfície do Simulador.

CONTRIBUIÇÕES PESSOAIS

$$E_a = E_{p,1} \frac{G_0^*}{G_1^*}$$

(25)

(pág. 38)

$$T_0 = E_{p,1} \frac{(G_0^* - G_1^*)}{c \cdot G_1^*}$$

(26)

(pág. 39)

INTRODUÇÃO

A distribuição da dose absorvida nos feixes de elétrons para radioterapia é comumente especificada por um único parâmetro, a saber, a energia que é determinada a partir do alcance prático. Contudo, o alcance prático é um parâmetro que geralmente não está diretamente relacionado com o intervalo terapêuticamente útil da distribuição de dose profunda. São necessários outros parâmetros para obter uma especificação da distribuição de dose absorvida que é, ainda que simples mais relevante, Almeida, [1]. - Neste trabalho medimos um certo número de tais parâmetros que caracterizam as propriedades principais físicas e terapêuticas dos feixes de elétrons gerados pelo acelerador linear "Mevatron XII" do Hospital das Clínicas da Faculdade de Medicina de Ribeirão Preto - USP. Existem várias razões para introduzir tais parâmetros: o número crescente de diferentes tipos de aceleradores de elétrons e as qualidades dos feixes frequentemente bem diferentes necessitam de uma comparação unificada simples da qualidade de um feixe para outro; e finalmente, de um ponto de vista terapêutico, é importante definir o volume de tratamento de um modo relevante e consistente, não apenas para simplificar as comparações entre diferentes centros de tratamento. Apresentamos também um estudo dos efeitos das heterogeneidades dentro de um meio irradiado (conhecido comumente por "phantom" ou simulador), que quando não levadas em consideração durante um tratamento acarretam prejuízos irreversíveis aos pacientes.

CAPÍTULO I

ESPECIFICAÇÃO DA QUALIDADE DO FEIXE DE ELÉTRONS A PARTIR DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE PROFUNDA NO EIXO CENTRAL

1 Considerações Teóricas

1.1 Descrição da Distribuição de Dose Absorvida no Eixo Central

Para maior entendimento das grandezas e parâmetros aqui estudados, tais como: a) Dose Absorvida, b) Porcentagem de Dose Profunda, c) Medida da dose absorvida, etc.; elaboramos o Apêndice I. Suporemos assim, que tais conceitos já tenham sido previamente assimilados.

A distribuição de dose absorvida profunda, ou simplesmente distribuição de dose profunda em um meio irradiado por um feixe de elétrons terapêuticos (também conhecido por feixe de elétrons transformado — do inglês degraded beam) de uma dada energia, tem um grande número de fatores secundários, como tamanho do campo, distância da fonte à superfície (DFS), composição do meio, etc. A fim de termos uma situação de medida tanto quanto possível independente destes parâmetros, e para facilitar as comparações significativas a serem feitas entre os feixes de elétrons de aceleradores diferentes, as medidas foram efetuadas em um simulador de plexiglass (polimetilmetacrilato, PMMA) mantendo constante a DFS nominal = 100 cm e utilizando campos iguais a 15x15 cm. As curvas de porcentagem de dose profunda não variam apreciavelmente para campos maiores que este tamanho, NACP (1.a) e Markus (2).

A distribuição de dose absorvida ao longo do eixo central de um feixe de elétrons terapêutico é influenciada também

principalmente pela presença de materiais que transformam ou perturbam o feixe original (ou intrínseco) ao longo do seu percurso a partir da janela do acelerador, tais como: as folhas de espalhamento, monitores de transmissão, colimadores e ar (3, 4, 5, 6). Estes materiais influenciam o fluxo de elétrons em três modos diferentes, a saber: pelo estreitamento e alargamento da distribuição da energia dos elétrons, pela geração de elétrons espalhados no colimador, fazendo grandes ângulos com o eixo central do feixe e, finalmente, pela produção de fótons de contaminação (7).

Quando a geometria do feixe é cuidadosamente desenhada, a perturbação da energia do feixe, caracterizada por exemplo pelo fator de espalhamento da energia Γ , geralmente tem influência dominante na distribuição de dose absorvida. Os elétrons espalhados obliquamente pelo colimador depende em grande parte dos fatores geométricos tais como o tamanho efetivo da fonte, materiais e geometria de colimação, e podem ser descritos pelo ângulo de espalhamento quadrático médio do feixe ao atingir o simulador ou paciente. Quando é grande o número de elétrons incidentes obliquamente e perturbados a profundidade da dose máxima é deslocada para a superfície e o gradiente de dose (ver definição adiante) é diminuído consideravelmente, (7).

A contaminação de fótons gerados por bremsstrahlung, - são provenientes principalmente das folhas de espalhamento e outros materiais no feixe. A fração de dose devido à contaminação de fótons depende do material usado para espalhamento e aumenta - quase linearmente com a sua espessura com um resultado aumentado da produção de bremsstrahlung e perda simultânea de elétrons. O efeito da contaminação dos fótons é levada em conta pela subtração do "background" de fótons na definição do gradiente de dose (ver item 1.2.5).

As figuras de (1) a (8) são reproduções do trabalho de Brahme e Svensson, (8).

A figura (1) do trabalho de Brahme e Svensson, (8), re produção do trabalho de Berger e Seltzer, (9), mostra os vários trechos que caracterizam geralmente a distribuição de dose absorvida no eixo central para um feixe largo. Com o aumento da pro - fundidade no "phantom" (ou simulador) a distribuição é caracterizada por: a) dose perto da superfície; b) a dose de "buildup" - dos elétrons secundários; c) a dose de "buildup" dos elétrons - primários devido a inclinação aumentada dos caminhos dos elétrons (3) (em feixes limpos esta secção é freqüentemente côncava para cima); d) a dose máxima onde os elétrons se aproximam da difusão total (3); e) parte descendente com a perda aumentada dos elétrons primários; f) secção da diminuição linear da dose devido ao "straggling" da energia e do alcance dos elétrons primários; - g) a calda dos elétrons que sofreram poucas interações nas primei ras partes dos seus percursos; e finalmente h) o "background" de fótons gerados no meio simulador e no acelerador (pela janela de vácuo, folhas de espalhamento, câmaras de transmissão, ar, colimado dor, etc.).

FIG. 1 - DISTRIBUIÇÕES DE DOSE ABSORVIDA PROFUNDA PARA FEIXES DE ELÉTRONS LARGOS MONODIRECIONAIS INCIDINDO NORMAIS À SUPERFÍCIE DA ÁGUA. AS LETRAS REFEREM-SE ÀS REGIÕES APROXIMADAS ONDE OS PROCESSOS DIFERENTES CARACTERIZAM O FORMATO DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE ABSORVIDA.

1.2 Definições e Discussões dos Parâmetros

Na figura 2 estão ilustradas as definições dos sete diferentes parâmetros de qualidade para a distribuição de dose profunda no eixo central para elétrons. Quatro destes são parâmetros de alcance (R_{100} , R_{85} , R_{50} , R_p), um é uma medida da inclinação ou gradiente da secção inclinada da distribuição de dose profunda (G^*) e duas são as medidas dos níveis de dose de entrada e saída do volume irradiado (D_s , D_x).

FIG. 2-DISTRIBUIÇÃO TERAPEUTICA DE DOSE PROFUNDA COM AS DEFINIÇÕES DE TODOS OS PARÂMETROS USADOS NO TEXTO. D_m É O NÍVEL DA DOSE MÁXIMA ABSORVIDA, D_s É A DOSE SUPERFICIAL MEDIDA NA PROFUNDIDADE DE 0.5 mm (0.05 cm), D_x É O "BACKGROUND" DE FOTONS, G^* É O GRADIENTE DE DOSE, R_{100} É A PROFUNDIDADE DE DOSE MÁXIMA, R_{85} O ALCANCE TERAPEUTICO, R_{50} É A PROFUNDIDADE SEMI-REDUTORA E R_p O ALCANCE PRÁTICO.

1.2.1 Profundidade de Dose Absorvida Máxima, R_{100} (ou simplesmente, profundidade de dose máxima)

A localização do máximo na curva de dose profunda é dependente de um número de parâmetros físicos do feixe de elétrons tais como a energia mais provável medida na superfície do phantom ($E_{p,1}$), o formato da distribuição da energia (que nos mostra uma relação entre os elétrons de baixa e alta energia e, que vemos, por exemplo, que num feixe onde haja muitos elétrons de baixa energia o ponto de dose máxima será superficializado) e da distância da fonte-superfície (D.F.S.). A profundidade de dose absorvida máxima, R_{100} , está definida na Fig. 2 e apresentada na Fig. 3, juntamente com outros parâmetros de alcance do feixe de elétrons, calculados teoricamente.

FIG. 3 - VARIACÃO DAS MEDIDAS DIFERENTES DE ALCANCES COM A ENERGIA DO FEIXE PARA FEIXES DE ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS E MONO-DIRECIONAIS (REF. 4) DA REF. 8). AS LINHAS SÓLIDAS PARA SSD (DFS) IGUAL A 100 cm SÃO OBTIDAS DEPOIS DA APLICAÇÃO DE UMA CORREÇÃO PELA LEI DO INVERSO DO QUADRADO NAS DISTRIBUIÇÕES DE DOSE PROFUNDA PARA A SSD INFINITA.

1.2.2 O Alcance Terapêutico. R_{85}

O alcance terapêutico é o intervalo de profundidade da distribuição de dose profunda que *deveria coincidir com o volume alvo* (ou volume de tratamento). Para uma dada energia do elétron, a largura deste intervalo depende da uniformidade desejada da distribuição na região alvo. É sabido que diferenças menores que 10% na dose absorvida em alguns casos pode causar uma mudança considerável na diferença entre a fração de pacientes curados e aquela sofrendo subsequentemente de complicações, (11), (12); um fato que geralmente torna desejável esforçar-se para uma pequena variação de dose dentro do volume alvo. A uniformidade da distribuição de dose absorvida perpendicular ao feixe pode ser algumas

vezes melhorada pelo aumento de um tanto no tamanho do campo. Si milaramente, a distribuição de dose absorvida paralela ao feixe pode ser freqüentemente melhorada pelo aumento da energia do elétron. Para uma mesma uniformidade em ambas as direções é necessário uma variação da dose em cerca de $\pm 5\%$. Uma tal pequena variação é um compromisso não realístico quando tem que ser encontrado um compromisso entre boa uniformidade e um pequeno volume irradiado (ambas as sugestões acima para aumentar a uniformidade acarretam um aumento do volume irradiado, que é indesejável). O range terapêutico assim tem sido definido como o *intervalo de profundidade dentro da qual a dose absorvida excede 85% do seu valor máximo*, D_M (conf. Fig. 2), Brahme e Svensson, (8), (7). Para a maioria dos feixes de elétrons de alta energia, o range terapêutico - *estende-se da superfície até a profundidade de dose profunda igual a 85% desde que a dose na superfície é freqüentemente maior que -* 85% da D_M .

Fig. 4-O ALCANÇE TERAPEUTICO R_{85} PARA OS DIFERENTES ACCELERADORES DE ELÉTRONS E PARA OS FEIXES TEÓRICOS DOS ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS (REF. 4 DA REF. 8) COMO, UMA FUNÇÃO DA ENERGIA MAIS PROVÁVEL DO ELÉTRON NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR $E_{p,1}$.

Na Fig. (4) vemos que R_{85} aumenta quase linearmente com a energia mais provável na superfície, $E_{p,1}$ até cerca de 40 Mev - para as distribuições calculadas teoricamente para os feixes monoenergéticos, e monodirecionais (ou paralelos). A maioria dos aceleradores clínicos estudados pelos autores apresentam uma variação quase linear de R_{85} com $E_{p,1}$ (mudamos a notação original de $E_{p,0}$) até cerca de 20 Mev, mas um aumento muito mais vagaroso para as altas energias. Isto é devido ao fato de que a distribuição espectral é muito larga na região de alta energia. A distribuição larga é introduzida principalmente quando o feixe é espalhado para obter tamanho de campos grandes. São necessárias folhas de espalhamento espessas em altas energias.

Outras considerações sobre R_{85} sobre o efeito das folhas de espalhamento (utilizadas para tornar os feixes de elétrons,

originalmente praticamente muito estreitos, em feixes largos e divergentes, e o fator de espalhamento de energia Γ na distribuição da energia na superfície do simulador) podem ser estudados no trabalho de Brahme e Svensson, (7) e na Sec. 1.2.5.

1.2.3 Profundidade Semi-Redutora, R_{50}

A profundidade em que a dose absorvida diminui em 50% do seu valor máximo, fora sugerida como uma medida da energia dos feixes de elétrons de alta energia (13,14). Desde que a profundidade semi-redutora está na região alcançada por aproximadamente metade dos elétrons primários, talvez esta esteja mais relacionada com a energia média na superfície do simulador do que com a energia mais provável dos elétrons incidentes (8). Na Fig. 5 vemos traçada a variação de R_{50} com a energia média do elétron na superfície do simulador, $\bar{E}_0$. Para os feixes experimentais, $\bar{E}_0$ foi determinada da relação:

$$\bar{E}_0 = \bar{E}_a - \sum (S_{\text{tot},i} \cdot \Delta l_i) \quad (1)$$

onde $\bar{E}_a$ é a energia média medida na saída da janela do acelerador e medida pelo método da reação nuclear (γ, n) ou utilizando-se de um espectrômetro magnético (15); seguida das perdas totais médias ($S_{\text{tot}} \cdot \Delta l$) quando o feixe de elétrons atravessa os diversos absorvedores que existem entre a superfície externa da janela do acelerador e a superfície do simulador (p.ex., folhas de espalhamento, filtros, câmaras de transmissão, etc.). Os resultados experimentais (8) indicam uma boa relação entre R_{50} e $\bar{E}_0$.

$$R_{50, H_2O} = K \bar{E}_0, \quad K = 0.43 \text{ cm Mev}^{-1} \quad (2)$$

que quase coincide totalmente com os cálculos teóricos obtidos -

por Berger e Seltzer (9) para distribuições de dose profunda de feixes infinitamente largos, monoenergéticos, monodirecionais incidindo sobre um simulador de água semi-infinito.

FIG. 5-VARIAÇÃO DA PROFUNDIDADE SEMI-REDUTORA COM A ENERGIA MÉDIA DO ELÉTRON NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR PARA OS DIFERENTES FEIXES DO BETATRON E DO MICROTRON. PARA ESTES TIPOS DE ACELERADORES O PRIMEIRO ESPALHAMENTO DA ENERGIA DOS ELÉTRONS É TÃO PEQUENO; DA ORDEM DE 50 KEV (VER REF. 18 DA REF. 8) QUE A ENERGIA MÉDIA DO ACELADOR E_0 ESTÁ MUITO PERTO DAQUELA E_0 DE UM ACELADOR MONOENERGÉTICO (VER REF. 19 DA REF. 8) A LINHA PONTILHADA DA HPA (VER REF. 16 DA REF. 8) ESTÁ PROVAVELMENTE MELHOR RELACIONADA COM A ENERGIA MAIS PROVÁVEL $E_{p,0}$ AS LINHAS SÓLIDAS E TRACEJADAS SÃO TOMADAS A PARTIR DOS CÁLCULOS DE MONTE CARLO POR BERGER E SELTZER (VER REF. 4 DA REF. 8)

Na Tabela 2 de uma secção posterior, ilustramos as equações principais para o cálculo de alguns parâmetros de energia. A Fig. 3, mostra claramente que R_{50} tem uma dependência maior com a D.F.S. do que R_p , particularmente em energias altas onde a radiação de fundo de fótons é considerável.

1.2.4 Alcance Prático, R_p

O alcance prático ou projetado R_p (ver fig. 2) é o conceito de alcance mais freqüente em uso para correlação com a energia do elétron (15, 17 e 18). A energia calculada a partir do alcance prático está mais relacionada com a energia mais provável do elétron na superfície do simulador, (8).

$$E_{p,1} \cong E_{p,a} - \Delta E_{col} \quad (I)$$

onde ΔE_{col} = perda de energia dos elétrons por colisão.

Os fatores que influenciam na medida do alcance prático são: a) diâmetro do feixe e do detetor; b) divergência do feixe. Para a situação a) temos dois arranjos geométricos ideais - que podem ser recomendados que resultam em valores idênticos para o alcance prático, Nüsse (14), ICRU (15):

- 1) Medida usando um detetor com o diâmetro $d_d > R_p$ em um feixe com um diâmetro bem pequeno $d_f \ll d_d$;
- 2) Medida em um feixe com um diâmetro $d_f > R_p$ usando um detetor com diâmetro muito pequeno $d_d \ll d_f$.

b) Divergência do feixe: Se R_p é medido movendo-se um pequeno detetor na direção de profundidades maiores no material absorvedor' (simulador), temos que levar em consideração a divergência do feixe. A ionização medida diminui em proporção ao aumento da área do feixe com o aumento da distância da fonte. Se J_g é a ionização por unidade de massa dentro da cavidade do detetor, a correção para este efeito é obtida a partir do valor medido, J'_g , usando a relação:

$$J_g = J'_g \left(\frac{S_v + z}{S_v} \right)^2 \quad (II)$$

onde, S_v é a distância da fonte virtual à superfície do simulador (ver experiência preliminar 1).

Um outro fator a considerar, na medida do alcance prático e da profundidade semi-redutora; é aquele que diz respeito ao processo utilizado para as suas obtenções, isto é, os protocolos' do ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements (15), e o da AAPM (American Association of Physicists in Medicine) (19) recomendam que R_p e R_{50} sejam ambos medidos a partir de uma curva de ionização profunda, ao passo que o protocolo do NACP - (Nordic Association of Clinical Physics) (20) recomendam que R_p e R_{50} sejam medidos a partir de uma curva de dose profunda. Este problema é analisado com mais detalhes na Sec. 1.2.8.2 e através da Fig. (23).

Após o término das definições dos parâmetros que caracterizam o feixe de elétrons, apresentamos na Sec. 1.2.8 um rápido estudo dos parâmetros de energia e as relações empíricas para os respectivos cálculos.

1.2.5 Gradiente de Dose, G^*

A diferença mais significativa entre a distribuição de dose profunda de um feixe de elétrons e a de um feixe de fótons é a diminuição muito mais íngreme (ou acentuada) na dose além do alcance terapêutico para o feixe de elétrons. Esta queda rápida na dose para os feixes de elétrons é uma grande vantagem quando existem órgãos além de tumor que devem ser protegidos da irradiação desnecessária. O gradiente de dose ao longo do eixo central é uma medida útil do declive das distribuições de dose absorvida. A fim de se obter uma medida do gradiente de dose (8,7) que é, até possível, independente da energia e da contaminação do feixe para os feixes intrínsecos, definiu-se um *gradiente de dose normalizado*.

$$G^* = \left| \frac{dD}{dz} \right|_{\max} \cdot \frac{R_p}{D_M - D_x} \quad (3)$$

onde $\left| \frac{dD}{dz} \right|$ é o gradiente de dose absoluto com a parte linear da curva extrapolada até o nível de dose máxima, e z é a profundidade no simulador. Da Fig. 2, podemos reescrever G^* , como:

$$G^* = \frac{R_p}{R_p - R_q} \quad (3a)$$

A partir de uma distribuição conhecida de dose profunda, o gradiente de dose pode ser obtido simplesmente pela extrapolação da secção mais inclinada da distribuição, que já fora utilizada para a obtenção do alcance prático, até que esta intercepte a parte reta horizontal definida como radiação de fundo de fótons, D_x ; e o nível de dose máxima D_M (ver Fig. 2). O gradiente de dose é agora obtido pela divisão do alcance prático pela distância entre estas duas intersecções. Esta medida da inclinação mais acentuada da distribuição de dose absorvida é (como vemos - das Eqs. (3) e (3a)) um número adimensional. Vemos da Fig. 6, que para os feixes monoenergéticos é da ordem de 3 e, varia muito pouco com a energia mais provável na superfície do simulador, $E_{p,1}$ - (na figura denotado por $E_{p,0}$) porque o aumento no alcance prático com $E_{p,1}$ balanceia a diminuição no gradiente de dose absoluto da distribuição de dose profunda. Para uma dada energia mais provável dos elétrons, são obtidos valores diferentes do gradiente de dose dependendo da largura Γ_0 da distribuição de energia dos elétrons do feixe medida na superfície do simulador, Brahme e Svensson, (7). A Fig. 6 mostra ambos os dados teóricos (21) e os experimentais (8) obtidos a partir dos feixes de elétrons terapêuticos. Pode ser observado que muitos dos feixes de elétrons de alta energia usados para terapia tem os gradientes de dose completamente baixos, devido principalmente aos seus largos espectros de energia provenientes dos espalhamentos nas folhas de espalha-

mento e outros materiais pré-absorvedores.

FIG. 6- DEPENDÊNCIA DO GRADIENTE DE DOSE G^* NA ENERGIA MAIS PROVÁVEL DO ELÉTRON NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR $(E_{p,1})$ PARA FEIXES DE ELÉTRONS MONOENERGÉTICOS (VER REF. 4 DA REF. 8) E PARA OS FEIXES DE ACELERADORES DE TERAPIA.

1.2.5.1 Gradiente de Dose dos Feixes de Elétrons Transformados (Feixes Terapêuticos)

Para os feixes de elétrons largos monoenergéticos e paralelos o gradiente de dose normalizado G_0^* (o índice 0 passa a designar os feixes monoenergéticos e monodirecionais) varia levemente entre 3 a 3,5 para as energias mais prováveis entre 5 a 40 MeV e DFS igual a 100 cm [conf. Fig. 6, Brahme e Svensson, (8)]. O gradiente de dose G_1^* (o índice 1 passa a designar as grandezas t_i

radas do feixe transformado) de um feixe terapêutico de energia mais provável na superfície do simulador, $E_{p,1}$ e alcance prático $R_{p,1}$, é obtido pela transformação ou perturbação (daí o nome transformado ou perturbado) de um feixe inicialmente paralelo e monoenergético (conhecido também por feixe intrínseco) de energia E_0 (não confundir com a notação de energia média na superfície $\bar{E}_0$) - por uma camada ΔR do material do simulador. G_1^* pode ser relacionado com o gradiente G_0^* como mostrado por Brahme e Svensson (8). - Neste trabalho, os autores idealizaram uma geometria de irradiação onde um meio homogêneo e semi-infinito é irradiado no vácuo. Afirmam os autores que "a distribuição de dose absorvida *não se altera* quando deslocamos uma pequena parte ΔR da superfície frontal do simulador na direção do feixe incidente monoenergético". - Contudo, apresentam-se duas situações diferentes, pois uma é aquela em que o próprio feixe monoenergético atinge diretamente a superfície do simulador e a outra, é aquela em que o feixe espalhado por ΔR atinge a superfície do simulador. A única e pequena diferença que acreditamos existir nestas distribuições provém da parte referente ao "background" dos raios-X, pois de acordo com os autores, temos:

$$\Delta R = R_{p,0} - R_{p,1}$$

ou

$$R_{p,1} = R_{p,0} - \Delta R \quad (4)$$

Como, de acordo com a afirmação anterior dada pelos autores, a distribuição de dose absorvida não se altera (a menos na região de background dos raios-X), da definição dada pela Eq. (3) vem:

$$G_1^* = \left| \frac{dD}{dz} \right|_{\max} \cdot \frac{R_{p,1}}{D_M - D_{x_1}} \quad e$$

$$G_0^* = \left| \frac{dD}{dz} \right|_{\max} \cdot \frac{R_{p,0}}{D_M - D_{x_0}}$$

que dividindo-a, membro a membro, resulta:

$$G_1^* = \frac{R_{p,1}}{(D_M - D_{x_1})} \cdot \frac{(D_M - D_{x_0})}{R_{p,0}} \cdot G_0^*$$

e como D_{x_1} e D_{x_0} são muito pequenas em relação a D_M , vem:

$$G_1^* = \frac{R_{p,1}}{R_{p,0}} \cdot G_0^* \quad (5)$$

Isolando $R_{p,1}$ da Eq. (4) e substituindo em (5), vem:

$$G_1^* = \left(1 - \frac{\Delta R}{R_{p,0}} \right) \cdot G_0^* \quad (6)$$

Por outro lado, se isolamos $R_{p,0}$ da Eq. (4) e substituimos em (5), encontramos:

$$G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \frac{\Delta R}{R_{p,1}}} \quad (7)$$

Se supomos que o alcance prático é diretamente proporcional à energia mais provável na superfície do simulador, a Eq. (6) torna-se:

$$G_1^* = G_0^* \left(1 - \frac{\Delta E_p}{E_0} \right) \quad (8)$$

onde ΔE_p é a perda de energia mais provável dos elétrons incidindo em ΔR :

$$\Delta E_p = E_0 - E_{p,1} \quad (8.1)$$

"A diminuição da energia no pré-absorvedor ΔR — conti

nuam os autores — não influencia significativamente o gradiente de dose do feixe perturbado originado em ΔR (índice 1) desde que o gradiente de dose é uma função que varia muito pouco (conf. Fig. 6), com a energia do feixe monoenergético. Em vez disso, o gradiente de dose do feixe transformado diminui principalmente porque este feixe tem um espalhamento de energia grande. Este espalhamento pode ser definido assumindo uma proporcionalidade em ΔE_p , e a largura total da distribuição de energia (conhecida por espalhamento da energia, Γ) tomada em relação à metade do seu máximo:

$$\Delta E_p = c \Gamma \quad (9)$$

onde c é um número adimensional que depende fracamente da energia do feixe e do material do simulador (22). A largura Γ na superfície é denotada por Γ_0 e calculada pela Eq. (9). Substituindo ΔE_p dada pela Eq. (9) na Eq. (4), vem:

$$G_1^* = G_0^* \left(1 - \frac{c \Gamma}{E_0} \right) \quad (10)$$

Para a água e $\Delta R \approx 1 \text{ g/cm}^2$ (1 cm), c nas Eqs. (9) e (10) tem um valor de 5,1 para os elétrons de 10 Mev e 5,7 para os elétrons de 40 Mev, de acordo com a teoria apresentada por Landau, (23). Se em vez disso aplicamos a teoria mais precisa de Blunch e Westphal, (24), que inclui o espalhamento devido as perdas por radiação; o valor de c para os elétrons de 40 Mev é reduzido para 5,2.

Ainda de acordo com os autores (8) temos que as hipóteses que conduziram à Eq. (15) diferem em três modos fundamentalmente diferentes das condições pertinentes aos feixes usados pela radioterapia: (i). O feixe incidente não pode ser mantido tão infinitamente largo, monodirecional e monoenergético; (ii) não

existe vácuo entre os pré-absorvedores (folhas de espalhamento, monitores, etc.) e o simulador; (iii) as folhas de espalhamento e os outros materiais de pré-absorção são raramente de mesma composição que o simulador.

As diferenças mencionadas no item (i) podem ser levadas em consideração utilizando a Eq. (10) somente nas distribuições medidas em feixes largos (1,2) depois da correção pela Lei do Inverso do Quadrado (25) e a inclusão do espalhamento da energia do acelerador em Γ , (8). A correção para a divergência do feixe pelo uso da Lei do Inverso do Quadrado não é às vezes precisa o suficiente desde que a geometria pode diferir da simetria esférica (p.ex., o feixe do acelerador é muitas vezes sugerido como completamente monodirecional, a presença dos vários absorvedores em diferentes posições altera a distância efetiva da fonte à superfície e tem de ser considerado a distribuição das energias e dos ângulos dos elétrons, passando pelos pré-absorvedores desde que é usado somente um pequeno ângulo para terapia).

A presença do ar, sublinhado em (ii), provido que o espalhamento da energia devido ao ar seja incluído em Γ ; somente pode influenciar a distribuição de dose perto da interface entre o ar e o paciente e portanto não no gradiente de dose.

Finalmente, no item (iii), as diferenças na composição entre os materiais pré-absorvedores e o paciente não influenciam a Eq. (10) desde que esta contém somente a largura da metade da distribuição da energia, o formato da qual é muito parecida para diferentes materiais com a mesma Γ , (24). A diferença de materiais muda a distribuição dos elétrons secundários de baixas energias e assim a secção de "buildup" da distribuição de dose (15). Contudo, este efeito é reduzido pela filtração considerável dos elêtrons de baixa energia no ar, causada principalmente pelo alto poder de espalhamento de massa de tais elétrons. A Eq. (9) pode as

sim ser usada para estimar a diminuição no gradiente de dose e a diminuição subsequente no alcance terapêutico com a quantidade de material espalhador no feixe".

A Eq. (10) pode ser comparada com os resultados experimentais de Benedetti, (26) que mediu o espectro de energia e o acompanhamento das distribuições de dose. Para um feixe de um betatron com $E_0 \approx E_a = 44.3$ Mev espalhado por uma folha de 1,2 mm - de chumbo; suas medidas dão um espalhamento de energia $\Gamma = 4,1$ MEV (recalculada de seus dados medidos para 1,0 mm de chumbo). O gradiente de dose tomado de suas medidas para DFS = 100 cm, 15 x 15 cm, e com uma folha de chumbo de 1,2 mm foi 1,38. Da Eq. (10) esperaríamos $G_1^* = 2,7 [1 + (5,2 \times 4,1/44,3)] = 1,40$. $G_0^* = 2,7$ foi tirado dos dados teóricos de Berger e Seltzer, (21), (conf. Fig. 6).

Uma comparação similar pode ser feita para as curvas de dose profunda de um microtron (27). O espalhamento da energia Γ calculado com e sem uma folha no feixe foram 0,32 e 0,125 Mev, - respectivamente, incluindo a correção para as perdas de energia - por radiação (24). O valor de G_0^* foi tirado da Fig. 6. A partir destes valores, os gradientes podem ser computados como segue: - G_1^* (sem folha) = $3,3 \times [1 - (5,1 \times 0,125/10,2)] = 3,09$ e, do mesmo modo, G_2^* (com folha) = 2,77. Os valores medidos a partir das curvas de dose profunda foram 3,0 e 2,7, respectivamente. A concordância entre estes experimentos e a teoria é melhor do que poderia se esperar, considerando todas as aproximações envolvidas.

O estudo que agora se segue, bem como as conclusões, - são baseados no trabalho de Brahme e Svensson (7). A partir da Eq. (7) e das conclusões estudadas anteriormente, colocaremos agora o gradiente de dose do feixe terapêutico (G_1^*) em função de gradiente G_0^* do feixe monoenergético (intrínseco), da constante Γ de espalhamento da energia e do ângulo quadrático médio, $\bar{\theta}^2$, de espa

lhamento da distribuição angular dos elétrons espalhados pela superfície do simulador.

A redução no gradiente de dose do feixe transformado - (ou feixe terapêutico) é proveniente de dois processos diferentes na camada ΔR , estudada anteriormente. O primeiro é devido ao alargamento da distribuição da energia pela flutuação (straggling) da perda da energia e o segundo, é devido ao alargamento da distribuição angular pelas interações de espalhamento múltiplo. A largura aumentada da distribuição de energia pode ser, como já vimos anteriormente; melhor caracterizada pela largura total na metade do máximo da distribuição da energia:

$$\Delta E_p = c \Gamma, \text{ que por (8.1), fica}$$

$$\Gamma = \frac{E_0 - E_{p,1}}{c} \quad (9.a)$$

A distribuição angular é melhor caracterizada pelo ângulo quadrático médio $\bar{\theta}^2 = T \cdot \Delta R$, onde T é o poder de espalhamento linear do meio [Brahme, (5) e ICRU, (15)]. Se supomos que uma fração ϵ da diminuição do gradiente de dose é proveniente do espalhamento da energia e conseqüentemente $(1-\epsilon)$ a fração proveniente de alargamento da distribuição angular, a Eq. (7) torna-se: (ver Apêndice I).

$$G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \epsilon \cdot \frac{c \Gamma}{E_{p,1}} + (1 - \epsilon) \cdot \frac{\bar{\theta}^2}{T \cdot R_{p,1}}} \quad (11)$$

Dos dados experimentais de Harder, (22) e do espalhamento angular teórico de Brahme, (10), o valor do parâmetro adimensional ϵ é 0,45. Para feixes terapêuticos limpos o espalhamento angular dos elétrons na superfície $\bar{\theta}^2$ é muito pequeno quando as folhas são colocadas em grandes distâncias da superfície e assim atuam como uma pequena fonte de elétrons aproximadamente paralelos.

Para os feixes terapêuticos o espalhamento da energia é composto geralmente de várias contribuições,

$$\Gamma = \Gamma_{\text{acel}} + \Gamma_{\text{folha}} + \Gamma_{\text{ar}} \quad (12)$$

onde Γ_{acel} se origina do próprio feixe proveniente do acelerador, Γ_{folha} proveniente da janela de vácuo folhas de espalhamento, - monitores de transmissão, etc. e Γ_{ar} finalmente, proveniente do ar. O espalhamento da energia produzido pelas folhas de espalhamento e outros componentes podem ser também calculadas da teoria mencionada (24), e pode ser obtido uma relação similar à Eq.(9.a). Contudo, a constante c terá um valor substancialmente menor para materiais de número atômico alto do que para os materiais de simulador de número atômico baixo, sendo tão baixo quanto 2 a 3 para materiais como o urânio, chumbo e ouro, Berger, (29).

Se a porcentagem de dose profunda correspondente a 85% cair na parte linear da distribuição de dose profunda (conf. Fig. 2), podemos derivar uma expressão analítica simples que relaciona o alcance prático com o alcance terapêutico. Da Fig. 2, podemos então escrever:

$$\left| \frac{dD}{dz} \right|_{\text{max}} = \frac{D_M - D_x}{R_p - R_q} = \frac{D_{85} - D_x}{R_{p,1} - R_{85}}$$

que substituída na Eq. (3), resulta:

$$G_1^* = \frac{R_{p,1}}{D_M - D_x}$$

$$G_1^* \cdot (D_M - D_x) \cdot (R_{p,1} - R_{85}) = R_{p,1} (D_{85} - D_x)$$

$$R_{p,1} - R_{85} = \frac{R_{p,1} (D_{85} - D_x)}{G_1^* (D_M - D_x)}$$

$$R_{85} = R_{p,1} - \frac{R_{p,1} (D_{85} - D_x)}{G_1^* (D_M - D_x)}$$

mas, $D_{85} = 85\%$ de $D_M = 0,85D_M$. Assim,

$$R_{85} = R_{p,1} - \frac{R_{p,1} (0,85D_M - D_x)}{G_1^* (D_M - D_x)}$$

$$R_{85} = R_{p,1} \cdot \left[1 - \frac{0,85D_M - D_x}{G_1^* (D_M - D_x)} \right] \quad (13)$$

Para $D_x < 10\%D_M$, a Eq. (13) se reduz a:

$$R_{85} = R_{p,1} \left(1 - \frac{0,85}{G_1^*} \right) \quad (14)$$

com erro menor que 1%.

Esta última equação mostra claramente a influência do gradiente de dose, e conseqüentemente do espalhamento da energia Γ , no alcance terapêutico.

Se a expressão para o gradiente de dose, Eq. (11), é substituída na Eq. (14), obtemos:

$$R_{85}(E_{p,1}, \Gamma, \bar{\Theta}^2) = R_{p,1} \left\{ 1 - \frac{0,85}{G_0^*} \left[1 + \frac{\epsilon c \Gamma}{E_{p,1}} + (1-\epsilon) \frac{\bar{\Theta}^2}{T R_{p,1}} \right] \right\} \quad (15)$$

que pode ser escrita:

$$R_{85}(E_{p,1}, \Gamma, \bar{\Theta}^2) = R_{85}(E_{p,1}, 0, 0) - K_1 \Gamma - K_2 \frac{\bar{\Theta}^2}{T} \quad (16)$$

onde

$R_{85}(E_{p,1}, 0, 0)$ = Alcance terapêutico do feixe monoenergético com energia $E_{p,1}$.

$$R_{85}(E_{p,1}, 0, 0) = R_{p,1} \left(1 - \frac{0,85}{G_0^*}\right) \quad (17)$$

$$K_1 = \frac{0,85 \cdot R_{p,1} \cdot c \cdot \epsilon}{G_0^* \cdot E_{p,1}} \approx 0,30 \text{ (cm.Mev}^{-1}\text{)} \quad (18.a)$$

$$K_2 = \frac{0,85 (1-\epsilon)}{G_0^*} \approx 0,14 \quad (18.b)$$

tomando

$$\frac{R_{p,1}}{E_{p,1}} = K = 0,52 \text{ cm.Mev}^{-1} \text{ [Markus, (40)]}$$

$c = 5,0$; $\epsilon = 0,45$ e $G_0^* = 3,4$ (para feixes monoenergéticos e monodirecionais com $10 \text{ Mev} \leq E_{p,1} \leq 35 \text{ Mev}$).

Vemos da Eq. (16) e de K_1 calculado, que para cada Mev do espalhamento da energia do feixe, o alcance terapêutico é diminuído assim de aproximadamente 0,3 cm comparado ao de um feixe monoenergético com a mesma energia mais provável e conseqüentemente o mesmo alcance prático que o do feixe transformado. Relembremos, que nas Eqs. de (13) a (18.b), temos:

$R_{p,1}$ = Alcance prático do feixe transformado (ou terapêutico).

$E_{p,1}$ = Energia mais provável do feixe de elétrons transformado na superfície do simulador. Esta energia na literatura aparece como $E_{p,0}$.

G_1^* = Gradiente de dose normalizado do feixe transformado.

G_0^* = Gradiente de dose normalizado do feixe monocromático e monodirecional (Fig. 6).

No trabalho de Brahme e Svensson (7), vemos uma comparação entre 3 microtrons e 1 betetron, sendo que os feixes de um

microtron e do betatron comportam-se como feixes transformados, e os outros microtrons como quase monoenergéticos. Da Tab. 1 do referido trabalho vemos que as energias mais prováveis dos microtron quase monoenergético e a daquele com feixe transformado; são aproximadamente iguais (13,6 e 13,4 Mev respectivamente) e consequentemente os mesmos alcances práticos (6,7 e 6,6 respectivamente). Contudo, ainda da mesma tabela 1 vemos que ambos têm espalhamentos da energia bem diferentes (0,2 e 1,6 Mev respectivamente). Pode assim ser concluído que *feixes de elétrons com idênticos alcances práticos e consequentemente com idênticas energias mais prováveis $E_{p,1}$, deram alcances terapêuticos diferentes* (4,8 e 4,4 cm respectivamente). De modo geral, de acordo com Atherton (30) e Calamini (31) o espalhamento da energia é tipicamente de cerca de 6% de $E_{p,1}$ para um acelerador linear de onda viajante (travelling wave) e 12% de $E_{p,1}$ para um acelerador linear com onda estacionária (standing wave).

Para maiores estudos sobre as influências dos pré-absorvedores nos alcances terapêuticos, recomendamos o trabalho, já citado anteriormente, de Brahme e Svensson (7); Svensson e Hettinger (16) e o trabalho teórico de Brahme (10).

A importância da geometria do feixe é mostrada no trabalho de Brahme e Svensson (7), de onde destacamos algumas características importantes na construção e definição do feixe de elétrons de modo a obtê-los tão próximos quanto possível dos feixes monoenergéticos:

- 1) O tamanho efetivo da fonte de elétrons deveria ser tão pequeno quanto possível para simplificar a colimação e para evitar os elétrons espalhados que fazem grandes ângulos com o eixo do feixe;
- 2) A distância efetiva da fonte à superfície não deveria ser diminuída consideravelmente abaixo da distân

cia normalizada de 100 cm, por exemplo pelos materiais de espalhamento no feixe, Brahme, (32);

- 3) O feixe de elétrons deveria ser colimado de tal modo que tanto quanto possível uns poucos elétrons provenientes dos instrumentos de limitação do feixe possam ser espalhados dentro do feixe; [Svensson, (33)].
- 4) A quantidade de materiais pré-absorvedores (ou perturbadores) no feixe deveria ser minimizada para manter baixo o espalhamento da energia, a perda de energia e a contaminação de fótons [Svensson, (4), Brahme, (5)].

A fim de preencher as condições acima, é utilizando no acelerador microtron de 22 Mev (ver Fig. 4 da ref. 7) um sistema com duas folhas de espalhamento [Brahme, (5), Svensson e Brahme, (34)], Kazlova e Shishov (36) e Brahme (32)]. A folha do espalhamento primária espalha o feixe, e a segunda folha é formada para planar a distribuição de dose para um alto grau de uniformidade. - As espessuras e os formatos são otimizados tais que uma menor quantidade possível de material de espalhamento é colocada no feixe. A segunda folha é espessa no centro do feixe e colocada moderadamente perto da folha primária (~ 10 cm) a fim de se ter um pequeno tamanho efetivo da fonte e uma distância efetiva da fonte à superfície bem definida e perto de 100 cm. Maiores detalhes sobre o microtron de 22 Mev, ver o trabalho de Brahme e Svensson (7). O nosso acelerador Mevatron XII (Siemens) é constituído - dessas duas folhas que juntamente com outras de suas características próprias (fornecidas pelo fabricante) estão resumidas na Sec. 2.1.1.1.

1.2.6 A Dose na Superfície, D_s

A dose de entrada em um volume irradiado por um feixe terapêutico é geralmente de grande interesse desde que esta é de importância para o grau obtido de tolerância da pele. As profundidades das camadas sensitivas à radiação são geralmente da ordem de 0,5 mm, a profundidade que também é acessível para as medidas precisas da dose absorvida com muitos detetores (36, 37), inclusive com uma câmara plana-paralela, que tem o seu ponto efetivo de medida na superfície da mesma. A dose na superfície ou na pele D_s é definida assim como a razão da dose absorvida a uma profundidade de 0,5 mm e a dose máxima (conf. Fig. 2 e ref. 8).

A dose na superfície é freqüentemente cerca de 90% ou menos por causa da região de "buildup" dos elétrons primários e secundários e, na maioria dos feixes terapêuticos, também por causa da contaminação pelos elétrons e fótons de baixas energias (27 e 37). Na Fig. 7, a dose superfície é traçada como uma função da energia mais provável dos elétrons na superfície para vários tipos de aceleradores (37) e comparado com os resultados teóricos (2).

FIG. 7 - VARIAÇÃO DA DOSE NA SUPERFÍCIE COM A ENERGIA MAIS PROVÁVEL DO ELÉTRON. EM VÁRIOS FEIXES DE ALTA ENERGIA, É ENCONTRADO A PARTIR DA TEORIA UMA DOSE SUPERFÍCIE MAIS BAIXA QUE A ESPERADA, ISTO É EXPLICADO PRINCIPALMENTE PELO "BUILDUP" DE CONTAMINAÇÃO DOS RAIOS X E ELÉTRONS DE BAIXA ENERGIA.

1.2.7 Radiação de Fundo de Fótons, D_x

A dose proveniente da radiação de fundo de fótons está definida na Fig. 2 como a extrapolação para trás da distribuição de dose absorvida em direção ao ponto onde definimos o alcance - prático. Os fótons são gerados por uma contaminação do próprio - feixe primário, pelos pré-absorvedores e pelos fótons gerados no próprio simulador.

Na Fig. 8, são mostrados os resultados teóricos para os feixes monoenergéticos e monodirecionais e incluem assim somente os fótons gerados no meio. Os resultados experimentais dos feixes terapêuticos contém uma fração considerável de fótons de con

taminação desde que estes feixes são geralmente espalhados pelas folhas de metal e outros detalhes de construção que produzem bremsstrahlung.

FIG. 8 - DEPENDÊNCIA DA RADIAÇÃO DE FUNDO DE FÓTONS COM A ENERGIA MAIS PROVÁVEL DO ELÉTRON NA SUPERFÍCIE. A FRAÇÃO DE D_x QUE É PRODUZIDA NO SIMULADOR PODE SER ESTIMADA DA CURVA MAIS BAIXA PARA UMA D.F.S. DE 100cm. O RESTANTE DA RADIAÇÃO DE FUNDO DE FÓTONS É DEVIDO AOS FÓTONS (GERADO) NA CABEÇA DE TRATAMENTO (PRINCIPALMENTE GERADOS NAS FOLHAS DE ESPALHAMENTO)

1.2.8 Determinação das Energias nos Aceleradores

O conhecimento da qualidade da radiação é necessário porque os valores dos poderes de freamento (stopping powers) e os fatores de perturbação recomendados nos protocolos do NACP (20) e pelo recente da AAPM (18), para a dosimetria com câmara de ioniza

ção; são dependentes da energia. Para os feixes de elétrons, é recomendado usarmos para descrever a qualidade do feixe, quando - especificada a partir da distribuição de dose absorvida; o alcance prático R_p ou a energia $E_{p,1}$, G_1^* e preferivelmente o alcance terapêutico R_{85} [Brahme e Svensson, (8) e NACP, (20)]. Na prática, desde que os aceleradores são calibrados a partir do alcance prático R_p , medidos através das curvas de dose profunda, resolvemos caracterizar as mesmas por $E_{p,1}$. Para fins de dosimetria, - contudo, resolvemos adotar $\bar{E}_0$ (energia média dos elétrons na superfície) para caracterizar a qualidade da radiação pelos motivos alegados acima, baseados nas conclusões apresentadas por Brahme e Svensson, (8) e NACP, (20).

1.2.8.1 Parâmetros de Energia

O feixe intrínseco do acelerador, isto é, o feixe de elétrons quase antes da janela de saída do acelerador mas depois dos ímãs que mudam a direção da trajetória original do feixe; tem uma certa distribuição de energia. Esta pode ser caracterizada - pela sua energia máxima ($E_{m,a}$), sua energia mais provável ($E_{p,a}$), sua energia média $\bar{E}_a$, e o seu espalhamento da energia Γ_a ; onde o índice a significa acelerador. Por outro lado, como esta distribuição é muito estreita, ela pode ser suficientemente caracterizada por um único valor $E_a = E_{p,a}$. Quando o feixe passa através da janela de saída e pelos materiais diferentes da janela até a superfície do simulador a energia diminuirá e aumenta o espalhamento da energia. Assim, parâmetros análogos de energia podem ser definidos para a superfície do simulador, sendo: índice 1 para a energia mais provável, $E_{p,1}$ e índice 0 para a energia média $\bar{E}_0$ e, para qualquer profundidade z no simulador, o índice z . Estes di

ferentes parâmetros de energia são recomendados e resumidos na Tab. 1 e Fig. 9, que são reproduções respectivas das Tab. 1 e Fig. 1 do protocolo do NACP, (20) onde o índice 0 foi substituído pelo índice 1. Seus usos principais são:

FIG. 9 - A DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA DOS ELÉTRONS EM FRENTE DA JANELA DO ACELERADOR (a), NA SUPERFÍCIE DO SIMULADOR (o), E NA PROFUNDIDADE (z) DO SIMULADOR. A ORDENADA MOSTRA A DISTRIBUIÇÃO DIFERENCIAL NA ENERGIA DO FLUXO PLANO UNIDIRECIONAL, N , NORMALIZADO PARA O SEU VALOR NA ENERGIA MAIS PROVÁVEL.

TAB. 1: Parâmetros de Energia para Especificar os Feixes de Radiação.

PARÂMETRO	USO	DETERMINAÇÃO		INTERVALO DE ENERGIA
$E_{p,a}$	E_a No console do acelerador	$E_{p,a} = E_{p,1} + \sum S_{col,i} \cdot \Delta L_i$	Eq. (19)	$1 \text{ Mev} \leq E_{p,a} \leq 50 \text{ Mev}$
$E_{p,1}$	Especificação da distribuição da dose absorvida	$E_{p,1} = C_1 + C_2 \cdot R_{p,H_2O} + C_3 (R_{p,H_2O})^2$ $C_1 = 0,22 \text{ Mev}$ $C_2 = 1,98 \text{ Mev.cm}^{-1}$ $C_3 = 0,0025 \text{ Mev.cm}^{-2}$	Eq. (20)	$1 \text{ Mev} \leq E_{p,1} \leq 50 \text{ Mev}$
$\bar{E}_0$	Como referência para as constantes dosimétricas	$\bar{E}_0 = C_4 \cdot R_{50,H_2O}$ $C_4 = 2,33 \text{ Mev.cm}^{-1}$	Eq. (21)	$5 \text{ Mev} \leq \bar{E}_0 \leq 30 \text{ Mev}$

$E_{p,a}$ (energia mais provável em frente da janela do acelerador): para um dado feixe do acelerador são freqüentemente usados diferentes conjuntos de folhas de espalhamento ou desaceleradores. Contudo, os instrumentos de energia são construídos comumente para dar uma medida da energia dos elétrons do feixe intrínseco. Assim, é recomendado [NACP, (20)] que o medidor de indicação da energia e o conjunto de seleção da energia no console sejam calibrados com um parâmetro de energia que é independente dos materiais do feixe. $E_{p,a}$ deveria ser o parâmetro para se usar para este propósito.

$E_{p,1}$ (ou $E_{p,0}$, na literatura): é a energia mais provável do feixe de elétrons na superfície. Como já dissemos anteriormente, é usada para indicar a energia de uma distribuição de do

se profunda (8,20). Através do alcance prático medido através de uma distribuição de dose profunda, é utilizada para a calibração das energias dos aparelhos pelos fabricantes.

$\bar{E}_0$ (a energia média na superfície do simulador): deve, como dito na Sec. 1.2.8, ser usada para a determinação dos valores apropriados das razões dos poderes de freamento e dos fatores de perturbação utilizados nos cálculos da dose absorvida quando utilizamos do processo de ionização para a sua medida. Nos protocolos do NACP, (20) e da AAPM, (18) estas grandezas são fornecidas em função de $\bar{E}_0$.

1.2.8.2 Determinação das Energias

$E_{p,1}$ deverá ser determinada pela análise da curva de dose profunda no eixo central (20) fazendo o uso da relação empírica entre o alcance prático, R_p , e $E_{p,1}$ (Tab. 1). Para medidas efetuadas em simulador de água, no intervalo, $7 \text{ Mev} \leq E_{p,1} \leq 20 \text{ Mev}$, a Eq. (20) da Tab. 1 dá, dentro de $\pm 1\%$ o mesmo valor de $E_{p,1}$ que a equação recomendada pelo NACP de 1972 (1): $R_{p,H_2O} = 0,52 E_{p,1} - 0,3$; de acordo com o NACP de 1980, (20). Fora do intervalo citado a diferença aumenta. Para o intervalo $1 \text{ Mev} \leq E_{p,1} \leq 50 \text{ Mev}$ a Eq. (20) ajusta com os dados experimentais de Markus, (2), Harder e Schulz, (38) e aqueles de Berger, et cols., (39), de acordo com o NACP, (20), dentro de $\pm 2\%$.

O NACP de 1980, (20) afirma que as curvas de dose profunda e ionização profunda medidas na água dão dentro de 1 a 2 mm o mesmo valor de R_p . Esta afirmação pelo NACP provém do trabalho de Svensson e Hettinger, (16). Tanto o protocolo da AAPM, (19), - quanto o protocolo do NACP, (20) recomendam que $E_{p,1}$ seja calculada a partir da medida de R_p em uma curva de ionização profunda.

Acima de 10 Mev, poderão ser usadas ambas as câmaras plana-paralela e cilíndrica [NACP, (20)] mas abaixo de 10 Mev deveriam ser usadas somente as câmaras planas-paralelas por que estas têm melhor definido o ponto efetivo de medida [NACP, (20); AAPM, (19)]. Para energias acima de 10 Mev um simulador de água será usado, enquanto que abaixo de 10 Mev poderá ser usado um simulador de água ou de plástico (acrílico ou poliestireno). Campos grandes devem ser usados, isto é $\geq 12 \times 12$ cm para energias até 20 Mev e $\geq 20 \times 20$ cm para energias maiores [NACP, (20)]. Com alguns plásticos como simuladores a relação entre R_p na água e o R_p no plástico pode ser calculado pela fórmula [Markus, (40), DIN, (41)].

$$\frac{R_{p,H_2O}}{R_{p,pl}} = \frac{\rho_{pl}}{\rho_{H_2O}} \cdot \frac{(\frac{Z}{A})_{ef,pl}}{(\frac{Z}{A})_{ef,H_2O}} = K \quad (22)$$

Nesta equação $(Z/A)_{ef} = \sum f_i (Z_i/A_i)$, onde f_i é a fração por peso do elemento constituinte de número atômico Z_i e de massa atômica relativa A_i . ρ é a densidade. O índice pl representa plástico - (plexiglass ou poliestireno). A Eq. (22) pode ser usada para materiais com $(Z^2/A)_{ef} < 4$ [DIN, (41)]. A Eq. (22) também pode ser usada para converter todas as profundidades no plástico para aquelas na água com uma exatidão suficiente para os propósitos **clínicos** [Mattson, et. cols., (42) e NACP (43)].

O fator K é apresentado no protocolo da AAPM, (19), como um *fator de escala* e para os simuladores de PMMA e Poliestireno fornece os valores respectivos de 1,11 e 0,965 quando as profundidades são medidas em cm, conforme valores medidos por Loevinger, etc. cols., (44). Nesse trabalho, Loevinger define uma "densidade efetiva", que é dada pela razão da penetração na água pela aquela no material plástico. Entende-se ainda que para um mesmo valor de porcentagem de ionização profunda relativa, as penetra -

ções na água e no plástico são dadas pelas profundidades respectivas naqueles materiais que correspondam àquele mesmo valor de porcentagem de ionização profunda.

Em nosso trabalho, as energias mais prováveis $E_{p,1}$ indicadas nas curvas de porcentagem de ionização profunda foram calculadas com $K = 1,11$, de acordo com Loevinger, et. cols., (45), e AAPM, (19).

TAB. 2: Algumas Características dos Materiais Simuladores (reprod. da Tab. 2 do protocolo do NACP, (20)).

MATERIAL SIMULADOR	COMPOSIÇÃO	DENSIDADE (g.cm ⁻³)	$(\frac{Z}{A})_{ef}$	K
Água	H ₂ O	1	0,555	1,000
Poliestireno	C ₈ H ₈	1,05	0,538	1,018
Perspex	C ₅ H ₈ O ₂	1,18	0,540	1,148
A-150	ver ICRU (54)	1,12	0,548	1,106

$\bar{E}_0$ deverá ser determinada a partir da Eq. (21) e da Tab. 1 relacionando-a com a profundidade semi-redutora R_{50} , definida como a profundidade correspondente à porcentagem de dose profunda igual a 50% em um simulador de água (Fig. 2). No protocolo da AAPM, (19), recomenda-se que R_{50} seja obtida a partir de uma curva de porcentagem de ionização profunda onde a porcentagem de io

nização cai a 50%. Contudo, como veremos na parte experimental, - o erro introduzido na determinação da dose absorvida na profundidade de R_{100} [profundidade recomendada para calibração, conf. Tab. 3 da ref. (20)] não é maior que 0,3% quando medimos R_{50} a partir da curva de porcentagem de dose profunda ou da curva de porcentagem de ionização profunda. Por outro lado, analisando as Tabs. V, VI e VII do protocolo recente da AAPM, (19), vemos que uma variação de 10% no valor de $\bar{E}_0$ não acarreta um erro maior que 1% nas razões dos poderes de freamento e conseqüentemente na medida da dose absorvida. A equação linear (21) deverá ser usada no intervalo indicado, ou seja; $5 \text{ Mev} \leq \bar{E}_0 \leq 50 \text{ Mev}$. Para energias menores que 5 Mev a relação dada pela Eq. (20) entre o alcance prático R_p , e a energia mais provável $E_{p,1}$, pode ser usada para o cálculo de $\bar{E}_0$. A demonstração é a que se segue:

Mudando a notação de $E_{p,a} = E_a$ na Eq. (I), resulta:

$$E_{p,1} \cong E_a - \Delta E_{\text{col}} \quad [\text{Eq. (19) na Tab. 2}]$$

A energia $\bar{E}_0$ é calculada [ICRU, (15)] por:

$$\bar{E}_0 = E_a - \Delta E_{\text{tot}} \quad (23)$$

onde:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{tot}} &= \text{perda de energia total dos elétrons} = \Delta E_{\text{col}} + \Delta E_{\text{rad}} \text{ e} \\ \Delta E_{\text{rad}} &= \text{perda de energia dos elétrons por radiação.} \end{aligned}$$

Isolando E_a da Eq. (19) e substituindo na Eq. (23), vem:

$$\bar{E}_0 \cong E_{p,1} + \Delta E_{\text{col}} - \Delta E_{\text{tot}}$$

e substituindo nesta última o valor de ΔE_{tot} dada pela Eq. (23), - resulta:

$$\bar{E}_0 \approx E_{p,1} - \Delta E_{\text{rad}}, \text{ que em baixas energias se reduz a:}$$

$\bar{E}_0 \approx E_{p,1}$, pois em baixas energias as perdas de energia por radiação nas folhas de espalhamento (que são de alto Z) é desprezível.

A Eq. (21) é estritamente válida somente para uma D.F.S. infinita mas pode também ser usada para uma D.F.S. abaixo até 100 cm para energias $\bar{E}_0$ até aproximadamente 20 Mev [NACP, (20)]. Para energias maiores que esta, deverá ser feita correções pela lei do inverso do quadrado.

$E_{p,a}$ [ou simplesmente E_a , conf. ref. (15)] deverá ser calculada pela Eq. (19) da Tab. 2. O cálculo significa que devemos adicionar $E_{p,1}$, as perdas de energia dos elétrons em todos os materiais de espalhamento no feixe de radiação, p.ex. janela, folhas de espalhamento, câmara da transmissão e ar. Deve ser bem conhecida a espessura dos vários materiais, Δx_i , que o feixe atravessa desde o lado interno da janela do tubo de aceleração até a superfície do simulador, bem como os poderes de freamento de colisão para cada material $S_{\text{col},i}$.

Supondo que o feixe intrínseco é aproximadamente monoenergético e que a perda de energia mais provável ΔE_p (perdida pelos elétrons nos pré-absorvedores) é aproximadamente igual $= \Delta E_{\text{col}}$ [perda de energia por colisão, conforme ICRU, (15)], podemos a partir da Eq. (19) juntamente com a Eq. (8), mudando a notação de E_0 por E_a ; deduzir uma equação que permite estimar esta última em função dos gradientes, como segue:

Da Eq. (19), temos:

$$E_a = E_{p,1} + \Delta E_{col} : (E_a):$$

$$1 = \frac{E_{p,1}}{E_a} + \frac{\Delta E_{col}}{E_a}, \text{ ou}$$

$$\frac{\Delta E_{col}}{E_a} = 1 - \frac{E_{p,1}}{E_a} \quad (24)$$

que substituída na Eq. (8), com $E_0 = E_a$ e $\Delta E_{col} \sim \Delta E_p$, vem:

$$G_1^* = G_0^* \left(1 - 1 + \frac{E_{p,1}}{E_a} \right) = G_0^* \frac{E_{p,1}}{E_a}$$

ou ainda,

$$E_a = E_{p,1} \frac{G_0^*}{G_1^*} \quad (25)$$

A partir da afirmação dada na Sec. 1.2.5.1 por Atherton, (30) e Calamini, (31), também podemos deduzir uma equação para estimar E_a como segue:

$$\Gamma_0 = 0,12 E_{p,1}$$

a partir da Eq. (19), vem:

$$E_a = E_{p,1} + \Delta E_p \approx E_{p,1} + \Delta E_{col}$$

mas $\Delta E_p = \Gamma_0 \cdot c$, vem:

$$E_a = E_{p,1} + \Gamma_0 \cdot c, \text{ que pela hipótese acima resulta:}$$

$$E_a = E_{p,1} + 0,12 E_{p,1} \cdot c$$

$$E_a \equiv E_{p,1} (1 + 0,12 \cdot c), \text{ que para } c = 5,0, \text{ vem:}$$

$$E_a = E_{p,1} \cdot 1,6 \text{ ou}$$

$$\boxed{E_a = 1,6 E_{p,1}} \quad (25.a)$$

Podemos estimar Γ_0 (espalhamento da energia na distribuição de energia, na superfície do simulador), como segue:

Substituindo E_a dada pela Eq. (25) na Eq. (19), vem:

$$E_{p,1} \cdot \left(\frac{G_0^*}{G_1^*} \right) = E_{p,1} + \Delta E_{col},$$

mas $\Delta E_{col} \approx \Delta E_p$. Assim,

$$E_{p,1} \cdot \left(\frac{G_0^*}{G_1^*} \right) = E_{p,1} + \Delta E_p,$$

que substituindo o valor de ΔE_p dado pela Eq. (9), resulta:

$$E_{p,1} \cdot \left(\frac{G_0^*}{G_1^*} \right) = E_{p,1} + \Gamma_0 \cdot c$$

$$E_{p,1} \cdot \left(\frac{G_0^*}{G_1^*} - 1 \right) = \Gamma_0 \cdot c, \text{ ou}$$

$$E_{p,1} \cdot \left(\frac{G_0^* - G_1^*}{G_1^*} \right) = \Gamma_0 \cdot c, \text{ ou finalmente:}$$

$$\boxed{\Gamma_0 = E_{p,1} \frac{(G_0^* - G_1^*)}{c \cdot G_1^*}} \quad (26)$$

Nesta equação, medimos G_1^* na curva de dose profunda, G_0^* obtemos a partir da Fig. 6 e $E_{p,1}$ é calculada a partir da Eq.(20). Como já dissemos na Sec. 1.2.5.1, c é um número adimensional que

depente fracamente com a energia e com o material do simulador. Podemos assim, tomar para o simulador de plexiglass (PMMP) o mesmo valor igual a 5,0 para a água (8, 23 e 24).

Para o cálculo de $E_{p,1}$ em energias abaixo de 5 Mev, Morris e Owen, (45) deduziram para medidas no poliestireno a equação:

$$R_{p,polies} = 0,528 E_{p,1} - 0,098 \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (27)$$

para $0,8 \text{ Mev} \leq E_{p,1} \leq 3 \text{ Mev}$

2. Parte Experimental

A parte experimental do Cap. 1 é essencialmente formada pelas distribuições de ionização profunda. A partir destas curvas obtivemos todos os valores possíveis das grandezas que caracterizam a qualidade dos feixes de elétrons. Como já dissemos na Sec. 1.2.4, o alcance prático é influenciado, além do diâmetro do detector e do feixe, também pela divergência do feixe. Vimos também nesta mesma seção que a divergência pode ser corrigida determinando a distância virtual da fonte à superfície do simulador - S_v , e depois aplicamos a Eq. (II). Consideramos então, como uma experiência preliminar a medida das distâncias das fontes virtuais à superfície.

2.1 Experiência Preliminar 1: Medida da Distância da Fonte Virtual (S_v) à Superfície do Simulador

2.1.1 Materiais e Métodos

2.1.1.1 Materiais

A. Características do Acelerador "Mevatron XII" (Siemens)

O feixe terapêutico de elétrons é conseguido através da aceleração dos elétrons, liberados por um canhão de elétrons que fornece elétrons em uma velocidade de aproximadamente $1/4$ da velocidade da luz e que são acelerados por um potencial de 15 Kv para dentro de um guia de onda estacionária. Este guia de ondas é constituído por algumas células, dentro do qual percorre uma microonda de modesta potência de entrada. O guia de onda é desenhado de tal forma que o campo elétrico ao longo do eixo de sua estrutura é muito intenso dentro das células e essencialmente zero entre as células. O campo elétrico da microonda é paralelo ao eixo do guia de onda, relativamente uniforme ao longo do eixo e é dirigido opostamente de célula a célula (isto é, está separadamente de 180° em fase). Os elétrons são injetados dentro do guia de onda quando o campo elétrico oscilante da microonda está em uma direção de modo a fornecer uma força positiva ao elétron, que será acelerado em altas velocidades. Os elétrons, que são injetados dentro do guia, de modo a serem atuados por uma força negativa pelo campo elétrico da microonda, são desacelerados e são rejeitados. Os elétrons capturados viajam em punhados ordenados pelas forças de aceleração favoráveis geradas dentro do guia de ondas. Quando um elétron ganha energia cinética, a velocidade aumenta e se aproxima da velocidade da luz. Desde que a velocidade dos elétrons varia desde 24% da velocidade da luz até essencialmente 100%, o comprimento das células deve ser mudado de modo a manter constante o tempo de percurso dentro da célula.

Após a aceleração, o feixe de elétrons é defletado por 270° em direção ao isocentro por um campo magnético de um sistema de focalização acromático de desvio da trajetória do feixe. O sistema consiste de três campos magnéticos; um campo magnético central com a intensidade do campo aumentando para fora que está cercado por dois campos magnéticos homogêneos. Elétrons com energia levemente mais baixa ou mais alta que aquela pré-selecionada são desviados de tal modo que os seus caminhos e direção são corrigidos dentro de certos limites. Os elétrons de energias significativamente mais baixas ou mais altas que a pré-selecionada são filtrados para fora do feixe por um filtro de fenda mecânico.

Finalmente, os elétrons passam por uma janela constituída por duas folhas de aço inoxidável com espessuras de 0,04 mm e 0,05 mm separadas por uma camada de água de 1,57 mm de espessura. Depois de atravessarem a janela, os elétrons passam através de um sistema constituído por duas folhas de espalhamento para obter uma distribuição de intensidade homogênea. A primeira folha encontrada pelo feixe em seu percurso (folha primária) é de tungstênio com espessura de 0,15 mm. Esta folha primária serve para espalhar o feixe tornando-o divergente e de utilidade para tratamento. O material desta folha é de alto número atômico para minimizar a perda de energia causada pela mesma. A sua espessura deverá ser mínima de modo a produzir uma contaminação mínima de elétrons secundários que mudam o espectro de energia na direção das energias mais baixas. A segunda folha (folha secundária) serve para produzir um campo de radiação homogêneo principalmente pela absorção. A folha é feita de material de baixo número atômico, no caso de alumínio. A sua espessura diminui do eixo central do feixe para a borda. Pela troca da folha primária como uma função da energia dos elétrons é conseguida uma excelente homogeneidade do campo para todas as energias, embora mantendo a espessura to

tal do material da folha no feixe de elétrons tão baixa quanto - possível.

O feixe é monitorado por uma câmara formada por uma grade de de fios no ar com um potencial de 600 Volts.

Fig. 10-a) DIAGRAMA ILUSTRATIVO DO ACELERADOR LINEAR "MEVATRON XII" MOSTRANDO O GUIA DE ONDA, SISTEMA DE DEFLEXÃO DA TRAJETÓRIA E ALVO PARA PRODUÇÃO DE RAIOS-S.

Fig. 10 (cont) - b) SISTEMA DE DEFLEXÃO DA TRAJETÓRIA

c) PRODUÇÃO DOS FEIXES DE ELÉTRONS TERAPEUTICOS

B. Sistema de Medida

Como sistema de medida foi utilizado um dosímetro digital da PTW-Freiburg, constituído por duas partes distintas: a denominada de DL-4 é um medidor de taxa de dose e, a DI-4 mede a dose integrada. Na DL-4 é conectado o cabo de alimentação da câmara e para cada câmara a uma chave que a conecta a uma voltagem de polarização fixa. O aparelho pode ser usado em ambientes onde a umidade relativa do ar é cerca de 85%.

As variações na taxa de exposição devido as influências externas são como segue:

a) Instabilidade na Voltagem de Alimentação Externa

Para variações de $\pm 15\%$ nos valores nominais das tensões (110, 220 e 240 V) a variação da razão da leitura pela taxa de ex

posição é menor que 0,05%.

b) Influência da Temperatura:

No intervalo de temperatura de uso ($+10^{\circ}\text{C}$ a $+40^{\circ}\text{C}$) a mudança da razão entre a leitura e a taxa de exposição é menor que $\pm 0,5\%$.

c) Influência da Umidade:

O aparelho tem um sistema que permite colocar o amplificador e os resistores ôhmicos altos em uma temperatura constante de $+42^{\circ}\text{C}$. Ao atingir esta temperatura nenhuma umidade pode condensar-se nas partes de alta isolação da unidade.

O DL-4 tem um tempo de estabilidade longo, pois a razão entre a leitura e a taxa de exposição é constante durante 1 ano - com um desvio padrão de $\pm 0,5\%$ se utilizamos de uma câmara aberta (troca massa com o ambiente) em conexão com uma fonte radioativa e fazemos a correção da leitura devido a variação da densidade do ar.

O DL-4 apresenta uma chave que permite variar a velocidade da leitura. Como o nosso dosímetro está conectado ao integrador DI-4, usamos esta chave com a constante do tempo igual a 0,4 seg. Quando o nosso dosímetro é acoplado a um traçador a constante de tempo longo é usada igual a 2 seg.

Dentro das recomendações do fabricante, a corrente de fuga é de $\pm 5 \times 10^{-15}$ Amp.

O DL-4 juntamente com DI-4 têm uma sensibilidade à radiação de fundo de 10^{-8} Amp. $\cdot$ R $^{-1}$.seg. Se o aparelho está em um lugar onde a taxa de exposição de fundo é 2 mR/h, esta radiação provocará uma corrente de cerca de 7×10^{-15} A. A corrente que corres

ponde ao menor valor de medida na escala mais sensível do DL-4 é cerca de 3×10^{-12} Amp. Isto significa que a radiação de fundo provoca uma corrente de cerca de 0,2% da menor corrente mensurável.

A razão entre a leitura e a taxa de dose no intervalo de medida em todos os três intervalos é constante de $\pm 0,5\%$.

d) Influência do Tamanho dos Campos e da Radiação de Fundo sobre os Cabos das Câmaras

Como os campos usados em terapia e na calibração do acelerador são os maiores que aqueles usados para a calibração das câmaras, uma parte maior do talo da câmara, do seu cabo ou acoplamento ou do seu cabo de extensão é irradiado. A corrente induzida pela radiação é de 10^{-14} Amp.seg. $R^{-1}.cm^{-1}$ nas partes do talo e cabo da câmara. A irradiação da cavilha de conexão e soquete da câmara resulta no corrente de 10^{-13} Amp. $R^{-1}.s.$

A radiação de fundo induz sobre o talo da câmara e no seu cabo de alimentação e na extensão uma corrente de 10^{-14} Amp. $R^{-1}.seg.cm^{-1}$. Sobre as partes de acoplamento uma corrente de 10^{-13} Amp. $R^{-1}.seg.$

Através de um potenciômetro instalado no dosímetro é possível variar o ganho de amplificador e ajustar o mostrador do DL-4 de tal modo que a medida de dose possa ser em (Rads) ou Gray (Gy).

As influências sobre o integrador DL-4 são as mesmas que atuam sobre o DL-4; e as incertezas também são as mesmas.

A câmara de ionização utilizada na medida de todas as curvas de dose profunda foi uma câmara plana-paralela, da PTW-Freiburg; projetado pelo Dr. Benno Markus, (48) e do tipo M23343. Suas características principais são:

Volume Nominal	= 0,04 cm ³
Diâmetro da Cavidade	= 5 mm
Diâmetro do Eletrodo Central	= 3,5 mm
Profundidade da Cavidade	= 2,0 mm
Material da Parede	= Polietileno Grafitado (CH ₂)
Espessura da Parede	= 0,03 mm = 2,7 mg.cm ⁻²
Corrente de Fuga da Câmara	= 2x10 ⁻¹⁶ Amp
Corrente de Fuga do Cabo	= ± 2x10 ⁻¹⁴ Amp.cm ⁻¹ .Rad ⁻¹ .seg
Menor Dose	= 1 rad
Menor Corrente	= 10 ⁻¹¹ Amp.Rad ⁻¹ .seg
Coefficiente de Coleção	= 99,5% (140 mrad a 70 mrad)
Radiação Pulsada	= feixe de elétrons

A única câmara cilíndrica utilizada foi aquela da experiência preliminar 2, Tipo M2333z e também da PTW-Freiburg. Suas características principais são:

Volume Nominal	= 0,3 cm ³
Corrente de Fuga	= ± 4x10 ⁻¹⁵ Amp
Voltagem de Polarização	= 500 V
Potencial de Guarda	= 100 mV
Menor Exposição	= 2 R
Corrente de Fuga do Cabo	= 10 ⁻¹⁴ Amp.R ⁻¹ .seg.cm ⁻¹
Material da Parede	= Plexiglass (C ₅ H ₈ O ₂) com balanceamento de grafite internamente. - Densidade = 1,2 g.cm ⁻³
Espessura da Parede	= 0,5 mm = 60 mg/cm ³
Coefficiente de Coleção	= Para radiação contínua no intervalo de 10 ³ R/seg a 2x10 ³ R/seg é de 99,5%

Para radiação pulsada temos 99,5%
para uma exposição entre 350 a 200
mR por pulso

Raio Interno = 5,0 mm

2.1.1.2 Métodos

Nos feixes de elétrons, por causa de fatores tais como o sistema magnético de focalização, folhas de espalhamento e colimadores, há uma geração de elétrons secundários que se somam ao feixe primário dando surgimento a uma fonte virtual que geralmente não coincide com a janela do acelerador.

Existem diversas maneiras de se determinar experimentalmente a posição virtual da Fonte:

- 1) Projeção da imagem e medida da separação projetada de um par de fios de aço paralelos em um filme. Este método é útil quando o tamanho da fonte virtual é pequeno, projetando uma imagem nítida dos fios [ICRU, (15) e Pohlit, (46)].
- 2) Variação do tamanho do campo com a distância no final do colimador [Fehrentz, et. cols., (47)]. Este método apresenta a mesma limitação do método anterior.
- 3) Medida da variação do rendimento em função da distância nominal da fonte [Briot e Dutreix, (6)].

Utilizamos este último método, onde supomos que o rendimento varia proporcional ao quadrado da distância. Assim, o gráfico de $1/\sqrt{\text{leitura}}$ versus distância da abertura do colimador à câmara, deveria ser de uma reta. As medidas foram feitas para todas as energias variando-se a distância nominal de 100 (coincidindo com a superfície do colimador) até 140 cm para todos tamanhos de campos existentes: (5x5)cm, (10x10)cm, (15x15)cm, (20x20)cm e (25x25)cm. Para cada posição da câmara em relação às superfícies

dos colimadores efetuamos 3 medidas e tiramos o valor médio. Para todas as medidas manteve-se sempre constante a mesma dose no monitor do acelerador. Verificamos, antes de efetuarmos as medidas, - que a sala atingisse o equilíbrio térmico e no dosímetro o zero estabilisasse. Tomamos o cuidado para verificar se o detetor da va a mesma resposta no início e no final das medidas. Para tanto, medíamos as temperaturas e pressões atmosféricas no início e no término das medidas e com uma fonte de ^{90}Sr especialmente dese nhada pelo fabricante, verificamos que as leituras no início e no final das medidas não variavam mais do que 1% em relação ao valor estipulado pelo fabricante na época das medidas.

Após o levantamento dos valores médios das medidas, ex traímos-lhes as respectivas raízes quadradas e calculamos os seus respectivos valores inversos. Estes valores finais foram normalizados em relação àquele obtido na superfície do colimador, que re cebeu o valor 1,0.

As Figs. (11) a (15) mostram os resultados experimen - tais. Ficamos surpresos em verificar, após repetirmos as experi - ências, que os pontos não estavam alinhados, mas que pareciam es tar interligados por parábolas. Parece que um efeito proveniente do espalhamento dos elétrons no ar, juntamente com a colimação di minui em uma certa quantidade o número de elétrons que deveriam a tingir o detetor. Para resolver o impasse, utilizamos o critério de que uma família de parábolas com os seus vértices passando por um mesmo ponto devem apresentar uma família de tangentes todas e las passando pelo mesmo ponto (o vértice). Tomamos então, os - dois primeiros pontos para cada campo e energia e, traçamos as re tas. O prolongamento destas retas até o eixo das ordenadas nos dá a distância da fonte vertical à janela do acelerador. A sub - tração da distância nominal (100 cm) menos a distância da fonte à janela dá a distância da fonte virtual à superfície do simulador.

Fig.11- INFLUÊNCIA DA ENERGIA NA POSIÇÃO VIRTUAL DA FONTE PARA UM TAMANHO DE CAMPO DE 5x5cm DEFINIDO A 1 METRO.

Fig.12- INFLUÊNCIA DA ENERGIA NA POSIÇÃO VIRTUAL DA FONTE PARA UM TAMANHO DE CAMPO DE 10x10 cm DEFINIDO A 1 METRO.

Fig.13- INFLUÊNCIA DA ENERGIA NA POSIÇÃO VIRTUAL DA FONTE PARA UM TAMANHO DE CAMPO DE 15x15 cm DEFINIDO A 1 METRO.

Fig.14- INFLUÊNCIA DA ENERGIA NA POSIÇÃO VIRTUAL DA FONTE PARA UM TAMANHO DE CAMPO DE 20x20 cm DEFINIDO A 1 METRO.

Fig.15-INFLUÊNCIA DA ENERGIA NA POSIÇÃO VIRTUAL DA FONTE PARA UM TAMANHO DE CAMPO DE 25 x 25 cm DEFINIDO A 1 METRO.

Vemos ainda das Figs. (11 a 15) que para um tamanho de campo fixo, a posição virtual da fonte afasta-se mais da posição nominal no sentido do feixe a medida que a energia diminui devido ao alto poder de espalhamento dos elétrons de baixa energia. Para uma energia fixa, a posição virtual da fonte desvia-se mais da posição nominal à medida que o tamanho do campo diminui.

Para facilitar a utilização desses dados clinicamente, - eles foram delineados de maneira a fornecer a distância virtual - em função do tamanho do campo (Fig. 16).

Fig.16- VARIAÇÃO DA DISTÂNCIA DA FONTE VIRTUAL (S_v) A SUPERFÍCIE DO SIMULADOR COM O LADO DO CAMPO QUADRADO.

2.2 Experiência Preliminar 2: Efeito do Deslocamento do Ponto Efetivo de Medida nas Câmaras Cilíndricas

2.2.1 Materiais e Métodos

2.2.1.1 Materiais

Utilizamos para esta experiência, dosímetro da PTW descrito anteriormente juntamente com as mesmas duas câmaras de ionização: a plana-paralela e a cilíndrica.

Para simulador usamos o plexiglass (polimetilmetacrilato PMMA), que é formado por placas com dimensões (30x30)cm e com espessuras variáveis de 1,0 a 10,0 mm. O simulador foi construído pela PTW e juntamente com as placas comuns, o fabricante forneceu placas de modo a acomodar perfeitamente as câmaras de ionização escolhidas. A câmara plana-paralela, acomodada assim nessas placas, ficava com a sua superfície (onde vemos o eletrodo central) paralela e no mesmo nível da superfície de uma das placas. A câmara cilíndrica foi acomodada na respectiva placa onde o centro do seu volume sensível ficava a uma profundidade de 7,0 mm da superfície.

2.2.1.2 Métodos

O método da câmara de ionização é bem estabelecido para profundidades iguais ou maiores que aquela da dose máxima. Nas medidas das curvas de ionização profunda relativa deverá ser levado em conta o efeito do deslocamento do ponto efetivo de medida nas câmaras cilíndricas. Se nenhuma correção é aplicada para o deslocamento, quando utilizamos feixes de elétrons, o erro na razão dose/ionização pode ser mais de 20% quando utilizamos uma câ

mara de 6,0 mm de diâmetro [Hettinger, et. cols., (49)]. O ponto efetivo de medida fora determinado pela extrapolação do deslocamento geométrico das curvas de ionização profunda, medido para diferentes tamanhos de câmaras cilíndricas até uma de tamanho zero. O ponto efetivo de medida para as câmaras cilíndricas varia levemente com a energia $E_{p,1}$ dos elétrons, e com a profundidade - e é de 0,5 r a 0,75 r em frente do centro da câmara, onde r é o raio interno da câmara) (Hettinger, et. cols., (49); Dutreix e Dutreix, (50), Johansson et cols., (53) e NACP, (20). O NACP, (20) recomenda para elétrons uma correção para o ponto efetivo - das câmaras cilíndricas igual a 0,5 r.

O ponto efetivo de medida das câmaras planas-paralelas' é suposto estar na própria superfície do eletrodo central, [ICRU, (15) e NACP, (20)].

Tomando o cuidado para que abaixo das câmaras de ionização tivéssemos sempre uma condição de retro-espalhamento total [igual a aproximadamente 10,0 mm segundo Loevinger, et. cols., (44)] alinhamos cada câmara com o eixo central do feixe passando pelos seus pontos de referência respectivos, sendo que na plana-paralela este está situado no centro do eletrodo central e na cilíndrica, a 9,5 mm da extremidade do seu volume sensível. Escolhemos um campo de (15x15)cm, energia nominal (energia indicada no console) igual a 11 Mev e, irradiamos as câmaras com 3 leituras - para cada placa (profundidade) aumentada, e tiramos os respectivos valores médios. Estes valores médios foram normalizados em relação àquele obtido para a profundidade de ionização máxima. Além de tomarmos o cuidado de verificarmos e tentarmos manter sempre o mesmo alinhamento feixe-câmara; verificamos que as câmaras de ionização, quando colocadas em suas respectivas fontes de ^{90}Sr de referência, apresentavam variações nas respostas menores que 1% em relação aos valores respectivos esperados para a data da expe

riência.

A Fig. (17) mostra as curvas de ionização profunda para as duas câmaras estudadas. Vemos que as duas curvas estão deslocadas de 2,0 mm, correspondendo a um valor, em relação à câmara cilíndrica estudada, de 0,8 r, pois esta câmara tem um raio interno igual a 2,5 mm.

Fig.17- CURVAS DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA MEDIDAS NO PLEXIGLASS (PMMA) PARA OS ELETRÔNS DE ENERGIA MAIS PROVÁVEL IGUAL A 10,67 Mev E CAMPO 15x15 cm. O CENTRO DA CÂMARA CILÍNDRICA FOI ESCOLHIDO COMO PONTO DE MEDIDA.

Baseado nesta experiência e nas conclusões citadas Sec. (2.2.1.2) e pelo fato de não podermos medir as ionizações, com a câmara cilíndrica, para as profundidades menores que 7,0 mm; resolvemos adotar para todas as experiências que se seguem a câmara plana-paralela, Tipo M23343. Com esta câmara, temos a vantagem principal de não precisarmos efetuarmos a correção nas profundidades de medida pelo efeito do deslocamento do ponto efetivo de medida.

2.3 Experiência Preliminar 3: O Efeito do Material do Simulador nas Curvas de Ionização Profunda Relativa

2.3.1 Materiais e Métodos

2.3.1.1 Materiais

Utilizamos do dosímetro DL-41/DI-4 mais a câmara plana-paralela.

Como simuladores, usamos o plexiglass (PMMA) e a água. O simulador de água utilizado é parte do Sistema MP-2 fabricado pela PTW-Freiburg que consiste basicamente de um tanque com água onde temos montado um sistema eletromecânico para o movimento do detetor dentro da água. Para o controle automático e preciso do movimento do detetor fora da sala de irradiação, o sistema MP-2 tem uma parte eletrônica digital que fornece as posições do detetor dentro d'água.

2.3.1.2 Métodos

Analisando o corpo humano vemos que este é em grande -

parte constituído por tecido mole (músculo). A água tem sido recomendada [ICRU, (15), NACP, (20)] para simular tecido mole, devido ao fato de apresentar algumas características semelhantes do ponto de vista da absorção da radiação. Contudo, para feixes de elétrons de baixa energia, onde a profundidade de ionização máxima é somente uns poucos milímetros, é muito difícil fazer as medidas em um simulador de água. Além deste fato, temos os problemas relacionados com isolação contra umidade, que se não forem perfeitos, podem causar sérios e irreparáveis danos às câmaras.

Um material equivalente a água ideal deveria ter o mesmo poder de espalhamento linear e o mesmo poder de freamento linear que a água para a energia dos elétrons, na superfície do simulador e para energias mais baixas dos elétrons nas grandes profundidades. Se estas condições são preenchidas então a taxa de fluxo em qualquer ponto dentro do simulador de água seria a mesma - que aquela no material substitutivo na mesma profundidade linear' se os materiais são identicamente irradiados [Mattsson, et cols., (42)].

Utilizando da Eq. (3.a), que relaciona o gradiente de dose normalizado com os parâmetros de alcance; podemos demonstrar facilmente que este parâmetro apresenta um mesmo valor independente do meio, quando irradiamos estes dois meios (p.ex. água e plexiglass) nas mesmas condições.

A Tab. 3 dá as razões dos poderes de espalhamento e dos poderes freamento lineares para materiais diferentes relativos a água [Seltzer e Berger, (52) e Nahum e Polak, (53)]. É óbvio que nenhum dos materiais de simuladores comumente usados, isto é, PMMA poliestireno e A-150 satisfazem estas condições.

As Figs. (18) e (20) mostram as medidas de ionização - profunda relativa realizada com simuladores de água e de plexi-glass.

TAB. 3: Razões dos Poderes de Freamento Total (S_{tot}) e dos Poderes de Espalhamento Linear (T) para Materiais Diferentes em Relação à Água. S_{tot} é obtido de Seltzer e Berger, (54) e T de Nahum e Polak, (55).

ENERGIA Mev	PMMA / Água		A-150/Água		Poliestireno / Água	
	$\frac{(S_{tot})_m}{(S_{tot})_{\text{água}}}$	$\frac{T_m}{T_{\text{água}}}$	$\frac{(S_{tot})_m}{(S_{tot})_{\text{água}}}$	$\frac{T_m}{T_{\text{água}}}$	$\frac{(S_{tot})_m}{(S_{tot})_{\text{água}}}$	$\frac{T_m}{T_{\text{água}}}$
0,5	1,158	1,038	1,133	0,940	1,032	0,840
1,0	1,153	1,035	1,124	0,939	1,029	0,837
2	1,150	1,037	1,117	0,940	1,025	0,839
5	1,146	1,035	1,108	0,937	1,019	0,835
10	1,141	1,034	1,099	0,937	1,011	0,834
15	1,136	1,035	1,092	0,936	1,004	0,834
20	1,133	1,035	1,086	0,935	0,998	0,832
40	1,120	1,031	1,065	0,934	0,977	0,831

Analisando a Tab. 3 do trabalho de Mattsson, et. cols., (42) verificamos que parece ser possível converter todas as profundidades de medidas no simulador de plexiglass para aquelas na água que resultam nos mesmos valores de ionização ou dose profunda. Utilizando da Eq. (22), que relaciona os alcances práticos medidos na água com aqueles medidos no simulador plástico; convertermos as profundidades das curvas de ionização do plexiglass para aquelas na água de mesmo valor de porcentagem de ionização.

Fig.18-CURVAS DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA (% IP) MEDIDAS NA ÁGUA E NO PLEXIGLASS PARA OS ELETRÓNS DE $E_{p,0} = 2.75 \text{ Mev}$

Fig.19- CURVA DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA MEDIDA NO PLEXIGLASS E RECALCULADA PARA A CURVA DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA PARA ÁGUA.

Fig.20- CURVA DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA
MEDIDA NO PLEXIGLASS E NA ÁGUA PARA OS
ELÉTRONS DE $E_{p,0} = 7,53 \text{ Mev}$.

Fig.21-CURVA DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA MEDIDA NO PLEXIGLASS E RECALCULADA PARA A CURVA DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA PARA A ÁGUA.

Como resultado, obtivemos as Figs. (19) e (21) que mostram que as medidas realizadas no simulador de plexiglass podem ser convertidas para aquelas na água com uma precisão bastante boa dentro das necessidades clínicas. Não conseguimos realizar o mesmo estudo com o feixe de elétrons de energia nominal de 11 Mev, porque a câmara plana paralela, apesar de todos os cuidados previamente tomados, danificou-se porque foi destruída a sua proteção contra a umidade. Contudo, vemos ainda do mesmo trabalho uma perfeita coincidência entre as curvas de plexiglass convertidas para a água e aquela na água para feixes de elétrons com $E_{p,1} = 20$ Mev.

Destas experiências e com o auxílio da Eq. (22) concluímos que um simulador de plexiglass é, dentro das precisões clínicas desejadas, um bom simulador em substituição pelo de água. Ainda, além deste material ser facilmente adquirido no mercado e de ser também facilmente trabalhado, tem a vantagem de não acarretar os problemas provenientes da umidade. Considero esta vantagem - muito importante, pois além de ser quase impossível, em nosso país, qualquer reparo nestas câmaras temos que repará-las ou adquirir novas por preços bastante elevados. Geralmente, poucas instituições podem se submeter a tais despesas e ficarem por tempo longo sem este instrumento.

De todas as experiências preliminares até aqui realizadas conseguimos escolher a câmara de ionização e o material que simule a água, e conseqüentemente o músculo. Assim, até o término de nosso trabalho utilizaremos a câmara plana paralela, Tipo M23343 como instrumento de detecção e o plexiglass (PMMA) como simulador do músculo.

2.4 Medida dos Parâmetros Físicos que Caracterizam a Qualidade dos Feixes de Elêtrons.

Utilizamos o dosímetro PTW, DL-4/DI-4, a câmara plana - paralela, Tipo M23343 e do simulador de plexiglass. Obtivemos as curvas de porcentagem de ionização profunda para os feixes de elétrons de energias nominais de 3, 7 e 11 Mev gerados pelo "Meva tron XII" (Fig. 22) variando a espessura de plexiglass colocada sobre o detetor.

Fig.22- CURVAS DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA (% IP) MEDIDAS NO PLEXIGLASS, PARA AS ENERGIAS MAIS PROVÁVEIS INDICADAS E MEDIDAS COM UM CAMPO DE 15x15 cm.

Antes de iniciarmos as medidas esperamos sempre a sala atingir equilíbrio térmico e o dosímetro estabilizar o zero. No início e no final do levantamento dos dados para cada curva, verificamos que as respostas da câmara em uma fonte de ^{90}Sr apresentavam uma variação menor que 1% em relação àquelas previstas pelo fabricante para os dias em que efetuamos as medidas.

Os cuidados tomados para manter o mesmo arranjo geométrico foram aqueles descritos anteriormente. Cada ponto das curvas foram obtidas a partir de três exposições iguais e com uma dose no marcador do monitor (console) igual a 100 Rad por exposição. As energias indicadas na Fig. (22) são as energias mais prováveis na superfície $E_{p,1}$ e calculadas utilizando a Eq. (20) onde o alcance prático na água foi substituído em função do alcance prático no plexiglass através do fator de escala = 1,11. Mudamos a notação de $E_{p,1}$ para $E_{p,0}$ para facilitar uma comparação dos valores encontrados com os de outros aparelhos caracterizados por $E_{p,0}$.

Como já dissemos anteriormente (ver Sec. 1.2.6.2) existe uma pequena diferença entre uma curva de porcentagem de dose profunda e a de porcentagem de ionização profunda. Podemos demonstrar, a partir do conceito de porcentagem de dose profunda (ver Apêndice), que os valores de porcentagem de ionização profunda podem ser convertidos nos de porcentagem de dose profunda na mesma profundidade, por:

$$\% \text{ D.P. } (d, E_{p,1}) = \% \text{ I.P. } (d, E_{p,1}) \cdot \frac{[S_{\text{PMMA,ar}}] \bar{E}_{0,d}}{[S_{\text{PMMA,ar}}] \bar{E}_{0,d_{\text{máx}}}} \quad (28)$$

onde, $S_{\text{PMMA,ar}}$ = razão dos poderes de frenamento de massa do plexiglass em relação ao do ar [ver tabelas no Apêndice].

$d_{\text{máx}} = R_{100}$ = Profundidade de ionização ou de dose máxima.

A Fig. (23) mostra a diferença entre as duas grandezas. Não pudemos traçar a curva de % D.P. para todos os pontos a partir da curva de % I.P. por falta de mais valores das razões de poder de freamento tiradas daquelas tabelas no Apêndice.

Todas as grandezas possíveis de serem calculadas ou obtidas a partir da Fig. (22) [é que são importantes, pois definem as qualidades dos feixes (3, 7 e 11 Mev)] estão contidas nas Tabs. (4) e (5).

Fig. 23 - DISTRIBUIÇÃO DE PORCENTAGEM DE DOSE PROFUNDA E PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, ONDE AS CURVAS DA PORCENTAGEM PROFUNDA FORAM CALCULADAS DE ACORDO COM A EQUAÇÃO (28) E OS VALORES DOS PODERES DE FREAMENTO FORAM TIRADOS DA REFERÊNCIA 19.

TAB. 4: Parâmetros que Caracterizam a Qualidade dos Feixes de Elétrons Gerados pelo "Mevatron XII"

E.C. (Mev)	R_p (cm)			R_{85} (cm)		R_{50} (cm)		(A) $E_{p,1}$	(B) $\bar{E}_0$	(C) (D) E_a		G_1^*	G_0^*	T_0 (Δ) (Mev)	R_{100} (cm)		(D_s/D_M) $\times 100$ H_2O	(D_x/D_M) $\times 100$ H_2O	(E) K_1 cm. Mev ⁻¹	(F) K_2	(G) R_0 (cm) na H_2O
	H_2O	Polies	PMMA	H_2O	PMMA	H_2O	PMMA	(Mev)	(Mev)	(Mev)					H_2O	PMMA					
3	1,32	1,30	1,15	0,65	0,57	0,92	0,80	2,75	2,75 **	4,41	4,41	1,67	2,67	0,33	0,34	0,30	91,6	0,3	0,30	0,18	1,24
				0,56				2,83	2,83 **												
				Eq. (14)																	
7	2,93	2,88	2,55	1,82	1,59	2,30	2,00	5,85	5,17	7,68	9,36	2,34	3,07	0,70	1,03	0,90	88,2	0,4	0,27	0,15	3,56
				1,62				6,02	5,35												
				Eq. (14)																	
11	5,42	5,32	4,72	3,47	3,02	4,22	3,68	10,67	9,52	16,01	17,01	2,24	3,36	1,28	0,92	0,80	96,8	0,6	0,25	0,14	6,31
				2,92				11,00	9,84												
				Eq. (14)																	

$T_0(\Delta) = 12\% E_{p,1}$ (refs. 30, 31).

* com K = 1,11 [Loevinger, (44); AAPM, (19)] na Eq. (20): $R_{p,H_2O} = 1,11 R_{p,PMMA}$

** com K = 1,148 [NACP, (20)] na Eq. (20): $R_{p,H_2O} = 1,148 R_{p,PMMA}$

- (A): segundo a Eq. (20)
- (B): segundo a Eq. (21)
- (C): segundo a Eq. (25)
- (D): Segundo a Eq. (25.a)
- (E): Segundo a Eq. (18.a)
- (F): Segundo a Eq. (18.b)
- (G): Segundo a Eq. (31)

TAB. 5: Características dos Feixes de Elétrons do "Mevatron XII"

ENERGIA NO CONSOLE (Mev)	Γ_0 (I) (Mev)	$R_{85}^{(*)}$ (cm)	$\bar{O}^2$ (II) (rd ²)
3	0,33	0,78	$5,1 \times 10^{-1}$
7	0,37	1,84	$3,2 \times 10^{-1}$
11	1,07	3,53	$3,7 \times 10^{-1}$

$R_{(85)}^{(*)} = R_{85}(E_{p,1}, 0, 0) = R_{p,1} \left(1 - \frac{0,85}{G_0^*}\right)$ Eq. (17)

(I) De acordo com Eq. (26).

(II) De acordo com os valores medidos para R_{85} , R_{85}^* , $\bar{E}_0$ e os valores calculados de Γ_0 , K_1 e K_2 .

2.5 Discussão dos Resultados

Para maior entendimento dos valores apresentados na Tab.

4, ressaltamos:

- 1) Os valores de $\bar{E}_0$ e $\bar{E}_{p,1}$, para o feixe com energia nominal de 3 Mev, são iguais porque supusemos que $\bar{E}_0 = E_{p,1}$, de acordo com a demonstração dada na Sec. (1.2.6.2). A Eq. (20), foi utilizada então para obtermos $\bar{E}_0$.
- 2) O primeiro valor apresentado na coluna de $\bar{E}_0$ foi calculado a partir da Eq. (21), onde substituímos R_{50,H_2O} por $(1,11 \times R_{50,PMMA})$ onde 1,11 = fator de escala segundo Loevinger, et cols., (44) e AAPM, (19). O 2º valor na mesma coluna foi obtido pela substituição de R_{50,H_2O} na Eq. (21) por $R_{50,H_2O} = 1,148 R_{50,PMMA}$, de acordo com Mattsson et cols., (42) e NACP, (20).- No caso de 3 Mev, utilizamos na Eq. (20) $R_{p,H_2O} = 1,11 R_{p,PMMA}$ para o cálculo do primeiro valor aproximado de $\bar{E}_0$ e $R_{p,H_2O} = 1,148 R_{p,PMMA}$, para o cálculo do segundo.

Para fins de dosimetria, ou seja, do cálculo da dose em uma profundidade maior ou igual a R_{100} verificamos que é desprezível o erro introduzido nas razões dos poderes de freamento quando calculamos $\bar{E}_0$ utilizando um fator de escala igual a 1,11 ou 1,148 para a razão entre o alcance R_{50} na água e aquele no plexiglass. Utilizando da Fig. (23), verificamos que se tomamos o valor de R_{50} de uma curva de porcentagem de ionização profunda ou na de dose profunda, o erro introduzido nas razões dos poderes de freamento é de 0,3% para 11 Mev e 0% para 3 Mev. Assim, para os fins de dosimetria, é indiferente tomarmos os valores de R_{50} a partir de uma curva de porcentagem de ionização profunda ou na de porcentagem de dose profunda.

- 3) Os primeiros valores na coluna de $E_{p,1}$ foram calculados a partir da Eq. (20) onde $R_{p,H_2O} = 1,11 R_{p,PMMA}$ e os segundos valo

res com $R_{p,H_2O} = 1,148 R_{p,PMMA}$. Utilizando dos fatores de escala 1,11 e 0,965 respectivamente para o plexiglass e poliestireno dados na Sec. (1.2.6.2) verificamos que a relação entre os alcances no plexiglass para o poliestireno obedecem a $R_{p,poliest} = 1,15 R_{p,PMMA}$. Assim convertemos, para a energia console 3 Mev, o alcance prático no plexiglass para o poliestireno (ver valores na coluna de R_p) e multiplicamos pela sua densidade ($= 1,05 \text{ g.cm}^{-3}$, Tab. 2). Substituímos então o valor final na Eq. (27) e encontramos: $\bar{E}_0 = 2,83 \text{ Mev}$. Vemos que concorda, dentro de 1,5% aproximadamente com o primeiro valor de $\bar{E}_0$ (para 3 Mev no console) e dentro de cerca de 0,7% com o segundo valor.

- 4) Na coluna dos alcances terapêuticos (R_{85}) os primeiros valores foram obtidos medidos a partir das curvas de porcentagem de dose profunda na Fig. (23) pois este está mais relacionado (de acordo com a sua definição) com "o intervalo de dose dentro do qual a dose absorvida excede 85% do seu valor máximo" (conf. ref. 8). Ainda da Fig. (23), podemos constatar que os valores de R_{85} medidos sobre as curvas de porcentagem de dose profunda e as de porcentagem de ionização profunda diferem de 1,8% para os elétrons com $\bar{E}_{p,0} = 2,75 \text{ Mev}$ e no máximo até 13,5% para os elétrons com $\bar{E}_{p,0} = 10,67 \text{ Mev}$. Acreditamos que esta grande diferença encontrada é devido ao fato de que o feixe apresenta uma grande quantidade de elétrons de baixa energia que, estão contaminando o feixe e distorcendo a distribuição de dose profunda desde a superfície até o início da região do gradiente de dose. Esta conclusão se baseia no fato que a profundidade de ionização máximo para o feixe de energia nominal igual a 11 Mev é menor do que aquele para 7 Mev. Estes elétrons de baixa energia (de acordo com a Sec. 1.1) são espalhados obliquamente e são gerados por algum problema no feixe intrínseco e/ou -

nos sistemas de definição do feixe. Acreditamos, que ao ser sanado tal problema esta diferença deverá diminuir um pouco. - Os valores na água foram obtidos multiplicando os valores do plexiglass por 1,148.

Os segundos valores da coluna de R_{85} foram calculados a partir da Eq. (14) que na sua dedução supusemos que R_{85} caía na parte linear da curva. Essa diferença entre o valor medido e o calculado é proveniente de dois fatos: a) R_{85} não cai na região linear das curvas e, b) os valores de R_p e do gradiente foram tomados a partir das curvas de porcentagem de ionização profunda. - Como R_{85} foi medido a partir da curva de porcentagem de dose profunda, o gradiente também deveria ser medido também sobre a mesma curva. Isto não foi possível, porque como já dissemos na Sec. 2.4, faltou-nos mais valores das razões dos poderes de freamento. Assim, uma comparação com os valores calculados tem sentido quando comparamos os valores calculados com aqueles que encontramos nas curvas de porcentagem de ionização profunda: 0,56, 1,55 e 2,66; respectivamente para as energias no console de 3, 7 e 11 Mev. Mesmo assim, vemos que os valores calculados pela Eq. (14) ainda são maiores do que $\pm 1\%$ previstos na Sec. (1.2.5.1). Por outro lado, se as curvas de ionização profunda tivessem a parte linear mais alongada na direção do nível dose máxima, veríamos que os valores calculados estariam concordantes exatamente com os valores medidos (observe que quando extrapolamos as partes lineares das curvas de ionização profunda na direção do nível de ionização máxima, observamos que o nível de 85% intercepta as extrapolações das regiões lineares exatamente nos pontos de abscissas iguais aos valores calculados).

5) Os valores de E_a foram calculados de acordo com as Eqs. (25) e (25.a). Acreditamos que (dentro das aproximações teóricas efetuadas) a Eq. (25) é mais apropriada, pois aplica-se a qual -

quer acelerador para o qual tenhamos medido apenas o gradiente de dose normalizado e a energia mais provável. A única hipótese que introduzimos no cálculo desta energia (utilizando a Eq. (25)), foi a de supormos que o gradiente de "ionização normalizado" fosse igual ao gradiente de dose dado pela Eq. (3). No entanto, podemos definir analogamente ao gradiente de dose profunda normalizado, o *gradiente de ionização profunda normalizado* (G_I^*).

$$G_I^* = \left| \frac{dI}{dz} \right|_{\text{máx}} \times \frac{R_{p,I}}{I_M - I_X} \quad (29)$$

onde I subentende-se por ionização profunda e conseqüentemente I_M e I_X são respectivamente as ionizações máxima e aquela devido ao "background" de fótons. Podemos definir então analogamente à Eq. (3.a).

$$G_I^* = \frac{R_{p,I}}{R_{p,I} - R_{q,I}} \quad (29.a)$$

onde o índice I nos alcances significa que foram medidos a partir da curva de ionização profunda.

Dividindo membro a membro a Eq. (3.a) pela Eq. (29.a) - encontramos:

$$G_D^* = \frac{R_{p,D}}{R_{p,I}} \cdot \frac{(R_{p,I} - R_{q,I})}{(R_{p,D} - R_{q,D})} \cdot G_I^* \quad (30)$$

onde o índice D refere-se aos valores de alcances medidos na curva de dose profunda.

Como não pudemos traçar totalmente a curva de porcentagem de dose profunda, ficamos impossibilitados de avaliar o quanto E_a , ou melhor o seu valor estimado; é afetado pelo valor do gradiente medido em uma curva ou em outra. Contudo a-

creditamos, analisando a curva de absorção para $E_{p,0}$ igual a 10,67 Mev da Fig. (23) e aquela da Fig. 6, da referência (19); que as diferenças entre os valores destes dois gradientes deva ser menor que 3%. Havendo a possibilidade futura de receber uma tabela mais completa das razões dos poderes de freamento, pretendemos se possível anexar ao presente trabalho uma estimativa mais precisa para a citada diferença entre os gradientes. Outro fato importante a considerar é aquele proveniente do fato de que suposemos (na dedução) que a perda de energia mais provável era aproximadamente igual à perda da energia por colisão. O protocolo do ICRU, (15) não diz de que ordem de grandeza é a diferença entre as duas perdas de energias. Fica assim, aberta uma oportunidade para maiores investigações sobre o assunto.

Os valores obtidos para a porcentagem de dose na superfície ou na pele ($D_s/D_M \cdot 100$) foram obtidas convertendo a profundidade de 0,5 mm na água para o PMMA, usando o fator de escala igual a 1,148, que resulta uma profundidade igual a 0,44 mm no PMMA.

Os valores das porcentagens de dose da radiação de fundo de fótons ($D_X/D_M \cdot 100$) foram obtidos convertendo as profundidades no plexiglass para as correspondentes na água, no ponto onde inicia o "background" (parte reta horizontal) das curvas de ionização profunda. Essas profundidades foram convertidas para aquelas na água através do fator de escala igual a 1,148 e foram rotuladas por R_0 . Este parâmetro de alcance parece na literatura [Hine e Brownell, (62)] como alcance máximo absoluto e pode ser calculado pela integração da perda de energia por colisão - $(\frac{dE}{dx})_{col}$:

$$R_0 = \int_0^T \frac{-dE}{-(\frac{dE}{dx})_{col}} \quad (31)$$

Os valores calculados (estimados) para Γ_0 na Tab. 5 foram obtidos a partir da Eq. (26). As considerações sobre a precisão e confiabilidade estão contidas nas mesmas dadas para a estimativa de E_a pela Eq. (25), pois a mesma envolve o gradiente de ionização profunda ou de dose profunda, dependendo assim de quanto eles diferem um do outro.

Os valores de $\bar{\Theta}^2$ foram calculados a partir do alcance terapêutico para os feixes intrínsecos, Eq. (17); K_1 , Eq. (18.a); K_2 , Eq. (18.b); Γ_0 , Eq. (26) e dos valores dos poderes de espalhamento linear, $T = \frac{\bar{\Theta}^2}{\rho \cdot \ell} \cdot \rho$ onde os valores $\frac{\bar{\Theta}^2}{\rho \cdot \ell}$ são dados pela Tab. 2.3 do protocolo do ICRU, (15) para aqueles valores de $\bar{E}_0$ da Tab. 4.

Finalmente, a Tab. 6 mostra alguns poucos valores esperados para os feixes gerados pelo Mevatron XII e a relação empírica (que não se sabe quem e como foi determinada) utilizada pela Siemens para a calibração das energias mais prováveis na superfície.

TAB. 6: Valores Esperados de Alguns Parâmetros Fornecidos pela Siemens, na água

Limites de % Dose Profunda	3 Mev	7 Mev	11 Mev
	Profundidades (cm)		
100% (D_M)	0,3 ± 0,2	0,9 ± 0,2	1,5 ± 0,2
80% (D_{80})	0,7 ± 0,2	1,9 ± 0,2	3,2 ± 0,2
20% (D_{20})	1,2 ± 0,2	3,1 ± 0,2	5,0 ± 0,2
R_P	1,3 ± 0,2	3,4 ± 0,2	5,5 ± 0,2

A fórmula fornecida pelo fabricante para o cálculo da energia mais provável na superfície é:

$$E_{p,1} = \frac{R_p + 0,26}{0,51} \quad (32)$$

ou

$$E_{p,1} = 1,96 R_p + 0,509 \quad (32.a)$$

A Eq. (32) foi obtida da folha de demonstração da performance' do acelerador e utilizada para o cálculo de $E_{p,1}$ para os valores das curvas levantadas pelo fabricante na água, em 18/10/78.

Convertendo com um fator de escala igual a 1,11 [AAPM, (19)], os nossos valores dos alcances práticos da Tab. 4 para os respectivos na água, encontramos: $R_p = 1,28, 2,83$ e $5,23$ cm respectivamente para as energias nominais de 3, 7 e 11 Mev. Vemos que todos os alcances práticos medidos na água estão a baixo dos valores recomendados pelo fabricante, sendo que o valor para 7 Mev difere de 20,0% para menos do valor recomendado.

Substituindo os nossos valores esperados de R_p para água na Eq. (32.a), vem: $E_{p,1} = 3,02$ Mev, $6,06$ Mev e $10,76$ Mev respectivamente para os feixes com as energias nominais de 3, 7 e 11 Mev. Vemos que dois dos valores encontrados diferem significativamente dos valores encontrados na Tab. 4 (9,8% e 3,6% a mais para 3 e 7 Mev, respectivamente). Como a equação fornecida pelo fabricante é desconhecida e não conhecemos a sua origem experimental, não podemos confiar nos valores fornecidos calculados através da mesma.

Finalmente, analisando os nossos valores nas profundidades de ionização profunda correspondentes a 100%, 80% e 20% verificamos que as profundidades respectivas a estes valores convertidos através do produto por 1,11 diferem quase todas (para menos) daqueles estabelecidos pelo fabricante (Tab. 6).

3. Conclusões

Verificamos que com uma câmara plana-paralela e um simulador de plexiglass podemos obter as curvas de ionização profunda e a partir destas aquelas que deveríamos esperar na água.

Observamos também que o uso do simulador de plexiglass não acarreta diferenças significativas para o cálculo da dose em profundidade, quando utilizamos os fatores de escala recomendados para converter os alcances do plexiglass para água e, que estão relacionados com a energia média na superfície do simulador.

Vimos também que existe uma diferença significativa e conceitual entre as curvas de ionização e de dose profunda. Contudo, indicamos como converter os valores de uma curva para a obtenção dos valores respectivos na outra. Na nossa opinião, as curvas de dose profunda deveriam ser utilizadas para a obtenção das grandezas que caracterizam a qualidade, pois todas a menos do alcance R_p estão relacionadas com dose ou com a sua medida. Assim, destas primeiras conclusões que somadas à vantagem de não acarretar problemas provenientes da umidade (que o caso dos simuladores de água) e, ainda de serem facilmente adquiridos e trabalhados no mercado; recomendamos o uso do material plexiglass (com as especificações indicadas na Tab. 2) como material de simulador.

Com o simulador constituído por placas de plexiglass com espessura variável e uma câmara plana paralela levantamos as curvas de ionização profunda. A partir destas curvas obtivemos os parâmetros recomendáveis para caracterizar a qualidade dos feixes de elétrons do nosso acelerador linear, a saber: $\bar{E}_0$, $E_{p,1}$ (ou $E_{p,0}$), G_1^* e R_{85} . Além destes, ainda estimamos os valores da energia na janela de saída do acelerador para o feixe intrínseco e a largura da distribuição de energia na superfície do simulador, utilizando os valores dos gradientes da dose medidos e aque

les dos feixes intrínsecos e as energias mais prováveis na superfície do simulador. As precisões daquelas equações utilizadas ficaram restritas àquelas que fizemos em relação a perda da energia mais provável (perda da energia mais provável igual aproximadamente a perda da energia por colisão) e pelas possíveis diferenças consideráveis que possam existir entre os valores dos gradientes' medido a partir da curva de ionização profunda e aquele medido na curva de dose profunda.

Devido a dificuldades de se poder medir o espectro de energizados feixes de elétrons na superfície, pelos físicos hospitalares, achamos que os fabricantes o deveriam fornecer, pois este espectro diz quase tudo sobre a curva de dose profunda medida.- O fabricante forneceria além do espectro de energia, também as curvas de dose profunda para aqueles tamanhos do campo utilizados para os propósitos da definição dos parâmetros de qualidade e de calibração das doses. Com o espectro de energia dos elétrons e com as curvas de dose profunda (vejam bem, curvas de dose profunda) poderíamos de maneira mais segura e científica constatar - quaisquer variações permitidas para as grandezas que definem a qualidade. Verificada a validade das equações deduzidas para Γ_0 e E_a , poderíamos obter um valor aceitável para a razão entre o valor esperado para a largura do espectro e aquele calculado. Variações maiores que aquela permitida poderiam indicar, além da comparação entre as curvas de dose profunda medidas e a esperada; o porquê das pequenas variações (aceitáveis ou não) no formato da curva de dose profunda. Vimos, por exemplo, que o nosso feixe de 11 Mev nominais mostravam uma profundidade de ionização máxima a baixo daquela para 7 Mev e concluímos, que a explicação para tal fato provinha de uma contaminação maior (que aquela do feixe de 7 Mev) de elétrons secundários. Com uma análise daquela razão entre as larguras do espectro poderíamos explicar tal fato, ou se

ja: um valor maior para Γ_0 calculado em relação aquele esperado corresponderia a uma razão menor que 1 e um espectro mais largo. Por outro lado, um espectro mais largo, significaria uma contaminação maior (no feixe primário) de elétrons secundários e portanto uma superficialização da dose nas primeiras camadas do simulador, podendo acarretar efeitos indesejáveis durante e depois de um tratamento.

Finalmente verificamos que os feixes de elétrons fornecidos pelo nosso acelerador não estão de acordo com o previsto pelo fabricante, pois além das discrepâncias nos valores esperados dos alcances existe uma incerteza maior ainda nos valores das energias mais prováveis, oriundas do fato de que o fabricante usa uma equação de onde não sabemos a sua procedência experimental.

CAPÍTULO II

ESTUDO DOS EFEITOS DAS HETEROGENEIDADES NAS DISTRIBUIÇÕES DE DOSE PROFUNDA

1 Considerações Teóricas

Vários autores discutiram os efeitos das inhomogeneidades sobre as distribuições de dose devido aos elétrons (55, 56, 57 e 58), e, como indicado por Boone, et cols., (59) os efeitos podem ser apreciáveis. Um número de esforços foram realizados para levar em consideração estas inhomogeneidades no planejamento de um tratamento por radiação. Contudo, a situação é bem complicada, e, apesar de que a absorção dos elétrons é decidida principalmente pelo número de elétrons por grama, que é quase constante para todos os materiais exceto o hidrogênio; o espalhamento depende fortemente no número atômico. Desde que a dose em qualquer ponto é determinada pela dose proveniente do feixe primário mais a dose proveniente dos elétrons espalhados, a dose absorvida será diferente nos materiais de densidade diferentes. A distribuição de dose também depende no alcance dos elétrons que é inversamente proporcional à densidade do material irradiado quando Z/A é virtualmente constante e os números atômicos não diferem radicalmente. As distribuições de dose absorvida são normalmente medidas na água, cuja densidade é aproximadamente equivalente àquela do tecido mole, mas é essencial determinarmos as distribuições de dose quando estão envolvidos diferentes tipos de tecidos do corpo e cavidades de ar, Boone, et cols., (59). Várias situações se apresentam, como, por exemplo, quando é desejada a dose no tecido muscular além de uma inhomogeneidade tal como o osso, ou quando é desejada a dose na própria inhomogeneidade.

1.1 O Efeito do Osso na Distribuição de Dose Profunda

A distribuição de dose dentro do osso ou na interface e nas áreas circundantes bem próximas pode ser bem pronunciado, como indicado por Breitling e Vogel, (56) e Laughlin, et cols., (58), devido à mudança na contribuição da radiação espalhada. No nosso trabalho medimos estes efeitos para os nossos feixes de elétrons em questão. Por outro lado, necessita-se frequentemente saber qual é a dose no tecido subjacente que é blindado pelo osso, nas distâncias além do efeito imediato desta contribuição espalhada. A alteração na distribuição de dose é devida então à mudança no alcance ou na atenuação do feixe de elétrons. Como dissemos anteriormente na introdução, esta é dependente da densidade do material na forma $\frac{\rho NZ}{A}$ que é o número de elétrons por centímetro cúbico.

Por exemplo, se a densidade do ramo da mandíbula (maxilar) é $1,85 \text{ g/cm}^3$, com um número de elétrons igual a $3,0 \times 10^{23}$ elétrons/g e para a água é igual a $3,36 \times 10^{23}$ elétrons/g; a razão das densidades de elétrons para osso/músculo é:

$$\frac{1,85 \text{ g/cm}^3 (3,0 \times 10^{23} \text{ elétrons/g})}{1,00 \text{ g/cm}^3 (3,36 \times 10^{23} \text{ elétrons/g})} = \frac{5,55}{3,36} = 1,65$$

Este é interpretado com o significado de que 1 cm de osso compacto é equivalente a espessura de 1,65 cm de tecido mole, desde que a absorção dos elétrons de altas energias depende principalmente do número de elétrons por centímetro cúbico no caminho do feixe. Este fato foi mostrado com dosímetros medindo a dose *in vivo* a poucos centímetros atrás da mandíbula, Boone, et cols., (60). A correção acima não leva em conta o aumento na dose devido ao espalhamento aumentado dentro do osso ou nas suas proximidades, mas é usada para computar a dose em profundidades além da heterogenei-

dade, como segue:

$$\text{Profundidade} + [(1,65 - 1) \times \text{Espessura do Osso}] = \text{P.E} \quad (33)$$

onde, P.E = Profundidade Efetiva.

A porcentagem de dose na profundidade efetiva (P.E) é o valor em uma curva de dose profunda no simulador de água tendo a profundidade efetiva como a sua abscissa. Este valor é corrigido então pelo efeito do inverso do quadrado:

$$\% \text{ D.P}_{\text{calc.}} = \% \text{ D.P}_{\text{P.E}} \times \left(\frac{S_V + \text{P.E}}{S_V + \text{P.F}} \right)^2 \quad (34)$$

onde

$\% \text{ D.P}_{\text{calc.}}$ = porcentagem de dose profunda na profundidade física (profundidade de que desejamos saber a dose) com o desconto do osso.

P.E = Profundidade Equivalente.

P.F = Profundidade Física.

$\% \text{ D.P}_{\text{P.E}}$ = Porcentagem de dose profunda no material de densidade unitária na profundidade equivalente.

S_V = Distância da Fonte Virtual à superfície da pele (conf. os valores da Fig. (16)).

A concordância entre os valores calculados neste modo e os valores *in vivo* é aparente, Boone, et cols., (59).

Em contraste marcante com a atenuação da dose produzida pelo osso compacto da mandíbula é a ausência de atenuação pelo osso do esterno para os elétrons de 12 a 15 Mev, (62). Através de cinco amostras frescas dos ossos esterno achou-se uma densidade média de $1,15 \text{ g/cm}^3$. Assim, a razão das densidades de elétrons - do esterno/tecido mole é:

$$\frac{1,15 \text{ g/cm}^3 (3,0 \times 10^{23} \text{ elétrons/g})}{1,00 \text{ g/cm}^3 (3,36 \times 10^{23} \text{ elétrons/g})} = \frac{1,15}{1,12} = 1,03$$

que mostra que para os propósitos de absorção a espessura unitária do esterno é essencialmente igual à espessura unitária do tecido muscular.

Analisando a expressão dada pela Eq. (34), segundo eixo central do feixe de radiação, vemos que a distribuição de dose absorvida devido a presença do osso compacto da mandíbula desloca essa distribuição para a superfície, pois o valor da porcentagem de dose profunda real que chega em um ponto além da heterogeneidade é menor do que aquele obtido no mesmo ponto na ausência da inhomogeneidade. Isto pode ser visualizado quando substituímos a espessura t da heterogeneidade por uma espessura $1,65 \frac{(\text{cm de H}_2\text{O})}{\text{cm de osso}} \times t$ (cm) de osso. A profundidade obtida então em termos de material de densidade unitária é maior do que aquela do ponto desejado se todo o simulador fosse somente de material de densidade unitária.

1.2 O Efeito do Pulmão na Distribuição de Dose Profunda

O efeito do pulmão na distribuição de dose profunda é importante, porque um grande número de lesões malignas estão localizadas na região torácica. Uma destas lesões é aquela proveniente do carcinoma nos cânceres mamários. Verificou-se que nos tratamentos destes tumores com elétrons cerca de 1/3 dos pacientes apresentaram sintomas de moderado a mínimo de pneumonites provenientes da radiação, Boone, et cols., (59). Neste mesmo trabalho, verificou-se que existe uma diminuição na dose entre a parede torácica e o pulmão comparada com aquela esperada para a água. Também constatou-se que este efeito é significativo clinicamente para feixes de elétrons de 6 Mev.

Como a parede torácica é relativamente fina, da ordem de 1 a 3 cm, a dose na parede torácica bem como aquela no pulmão é afetada pela mudança no espalhamento proveniente do pulmão. A dose no pulmão é dependente em duas coisas: a diminuição no espalhamento e na atenuação, com estas operando em direções opostas, Almond, et cols., (69).

2 Parte Experimental

2.1 Distribuição de Ionização Profunda em um Material Simulando o Pulmão

2.1.1 Material e Método

O trabalho de Boone, et cols., (59) apresenta uma relação de densidades de doze amostras do tecido pulmonar de cachorros que resulta um valor médio da densidade igual a $0,35 \text{ g/cm}^3$. Escolhemos então a cortiça com densidade igual a $0,35 \text{ g/cm}^3$ para simular o material do tecido pulmonar. Este simulador foi construído com placas de mesmas dimensões daquelas do plexiglass (30 x 30 cm) e com as espessuras variando de 1,0 até 10,0 mm. Construímos também, com duas placas de 10 mm de espessura cada, uma cavidade de tal modo que a superfície da câmara plana paralela, utilizada nas experiências do Cap. I ficasse no nível da superfície de uma delas. Em termos de (g/cm^2) vemos que para obtermos uma condição de retroespalhamento total equivalente àquela no plexiglass (vimos que precisamos de cerca de 1,0 cm de PMMA) precisamos ter cerca de 3,5 cm de cortiça abaixo do detetor. Utilizamos 5,0 cm. Assim, com o detetor acomodado nas duas placas de 1,0 cm e estas sobre 5,0 cm de cortiça, fomos irradiando, variando a pro

fundidade do detetor pela adição das placas de cortiça, procurando sempre manter o centro do eletrodo central alinhado com o centro do campo. Para cada placa acrescida, ou melhor, profundidade, efetuamos 3 exposições iguais mantendo para cada exposição um valor constante no marcador de dose integrada no console igual a 100 Rad. Tomou-se assim, para cada profundidade, o respectivo valor médio das leituras integradas.

No início e no final das experiências verificamos quais as leituras da câmara na fonte de ^{90}Sr nas condições de equilíbrio térmico ambiente. Verificamos que os valores das leituras, obtidas comparadas com aqueles valores esperados para as datas em questão; eram sempre menores que 1%.

As Figs. de (24) e (26) apresentam as curvas de ionização profunda para o plexiglass e para a cortiça para aquelas energias mais prováveis na superfície medidas no Cap. I. As curvas no plexiglass são aquelas obtidas no Cap. I e apresentadas na Fig. (22).

Fig. 24 - CURVAS DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, MEDIDAS NO PLEXIGLASS E CORTIÇA, PARA O FEIXE DE ELÉTRONS COM $E_{p,0} = 2,75$. E COM UM CAMPO DE $15 \times 15 \text{ cm}$.

Fig. 25- CURVAS DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA MEDIDAS NO PLEXIGLASS E CORTIÇA, PARA O FEIXE DE ELÉTRON COM $E_{p,0} = 5,85 \text{ Mev}$ E COM UM CAMPO DE $15 \times 15 \text{ cm}$.

Fig. 26 - CURVAS DA PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA MEDIDAS NO PLEXIGLASS E CORTIÇA, PARA O FEIXE DE ELÉTRONS COM $E_{p,0} = 10,67 \text{ Mev}$ E COM UM CAMPO DE $15 \times 15 \text{ cm}$.

Vemos nas Figs. (24 a 26) que de modo geral a porcentagem de dose profunda na cortiça é maior do que aquelas no plexiglass para as respectivas profundidades em (cm) naqueles simuladores. Isto ocorre porque a penetração dos elétrons é maior na cortiça. Vemos também que, se colocarmos as profundidades em termos de (g/cm^2) (a espessura em cm vezes a densidade do material) a partir de uma profundidade maior ou igual ao do máximo no plexiglass os mesmos valores de profundidades correspondem a valores menores de porcentagem de ionização profunda na cortiça que aqueles no plexiglass. Isto acontece por causa da diminuição da quantidade de radiação espalhada na cortiça, que tem um número atômico efetivo menor que ao do plexiglass.

A partir das Figs. (24 a 26) traçamos as Figs. (27) e (28). Na Fig. (27) vemos as curvas das razões de penetração da cortiça relativas àquelas no plexiglass para os feixes de elétrons de energias mais prováveis 2,75, 5,85 e 10,67 Mev. A razão de penetração é obtida convertendo as profundidades nas cortiças e no plexiglass, que correspondem a um mesmo valor de porcentagem de ionização profunda, em (g/cm^2) . O quociente entre estas duas profundidades respectivas resulta na razão de penetração da cortiça relativa àquela no plexiglass. Como, a cortiça e o plexiglass aqui simulam respectivamente o tecido pulmonar e o tecido muscular; a razão de penetração cortiça-plexiglass é a razão de penetração no pulmão relativa àquela no músculo:

Observamos que a razão de penetração diminui com a energia mais provável e parecem convergir para um valor constante em torno de 0,90 a partir de uma porcentagem de ionização profunda por volta de 60%. De modo geral, vemos que para uma dada energia mais provável a razão de penetração atinge um valor mínimo nas profundidades de ionização máxima de ambos os simuladores. Vemos que para a energia mais provável igual a 2,75 Mev a razão de penetração

tração cresce rapidamente a partir da porcentagem de ionização máxima, atinge um máximo em torno do nível de 96% e começa a diminuir levemente até perto de 60%, a partir da qual atinge o valor de 0,90 e permanece praticamente constante. Já a curva de energia 5,85 Mev cresce mais suavemente a partir das profundidades de ionização máxima e atinge o mesmo valor aproximadamente constante de 0,90 no nível de 60%. Finalmente, para a energia mais provável de 10,67 Mev, vemos que esta cresce também rapidamente, mas não tanto que a de 2,75 Mev, até atingir praticamente um platô em torno do nível de 60%, onde a razão de penetração assume aproximadamente o valor de 0,90.

A Fig. (27) pode ser interpretada como segue: para obtermos um mesmo valor de porcentagem de ionização no plexiglass, na cortiça, vemos que a profundidade (cm g/cm^2) na cortiça correspondendo a este valor é em geral menor que aquela no plexiglass (pois a razão de penetração é em geral < 1). Por exemplo, o ponto de máxima dose no plexiglass, para 3 Mev, está situado em uma profundidade igual a $0,35 \text{ g/cm}^2$ (0,3 cm). A profundidade correspondente na cortiça para 100% da ionização profunda estará a $0,71 \times 0,35 = 0,25 \text{ g/cm}^2 \approx 0,71 \text{ cm}$. Por outro lado, se depositamos no ponto de máximo do plexiglass uma dose absorvida de 100 Rads, na profundidade 0,7 cm de um simulador só de cortiça teremos uma dose de 100 Rads. É interessante observarmos que em todas as Figs. (20 a 26) vemos que o intervalo de 60% a 20% na ionização profunda cai em todas as curvas sobre a região do gradiente de ionização profunda, onde a porcentagem de ionização profunda varia linearmente com a profundidade.

Fig. 27 - RAZÕES DE PENETRAÇÃO DOS ELÉTRONS NA CORTIÇA (ÍNDICE C) RELATIVO ÀQUELA NO PLEXIGLASS (ÍNDICE PMMA) CAMPO 15x15 cm.

Fig. 28 - RAZÕES DE PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA, PRODUZIDA PELOS ELÉTRONS NA CORTIÇA (ÍNDICE C) RELATIVA AQUELA NO PLEXIGLASS (ÍNDICE PMMA) COM CAMPO 15x15cm.

A Fig. 28 mostra as razões de porcentagem de ionização profunda da cortiça pela obtida no plexiglass. Como já dissemos, quando tomamos as profundidades em (cm), vemos que a porcentagem de ionização profunda é muito maior na cortiça porque os elétrons penetram mais na cortiça.

2.2 Experiência Preliminar 1: Levantamento das Curvas Características do Filme Industrial, Kodak, "Industrex-Tipo M"

2.2.1 Materiais e Métodos

2.2.1.1 Materiais

Utilizamos um lote de filmes industrial, "Industrex-Tipo M", fabricado pela Kodak. As dimensões das folhas eram de 35 x 45 cm e cada uma envelopada individualmente de modo que podiam ser usadas diretamente sob a luz ambiente. Utilizou-se de 3 tanques para o processamento, sendo que um era o revelador, outro o fixador e no terceiro mantínhamos água corrente. Os banhos do revelador e fixador foram preparados com as substâncias fornecidas pela Kodak e de acordo com as suas recomendações.

O fabricante recomendava que estes filmes fossem processados manualmente, com um tempo no revelador igual a 5,0 minutos com a temperatura igual a 20°C. O tempo no fixador não deveria ser menor que 2,0 minutos.

Os filmes foram irradiados em um simulador de plexiglass e as suas densidades óticas lidas com um densitômetro da RMI, com o diâmetro do foco luminoso igual a 2,0 mm, com detetor de fotodiodo e medindo densidades óticas de 0 a 3,0 com uma reprodutibilidade 0,01 D.O.

Para a medida da dose absorvida na profundidade de irra

dição utilizamos da câmara plana-paralela utilizadas nas experiências anteriormente o dosímetro de PTW.

2.2.1.2 Métodos

A experiência mostra que a dosimetria com filme é um método prático excelente [Ehrlich, (64); Granke, et cols., (65); - Dudley, (66)], particularmente para os elétrons de altas energias [Dutroix, (67), Ovadia, (68); Spira, et cols., (69) e Garsou, - (70)].

A variação da densidade ótica como uma função do logaritmo da exposição é representada pela curva sensitométrica ou curva característica.

Para algumas emulsões, a densidade acima do "fog" é proporcional ao logaritmo da exposição (que é o caso do filme "Industrex"). A inclinação da curva depende das condições de processamento, temperatura e tempo de revelação.

As medidas relativas entre duas séries de filmes processados separadamente requerem cuidado na reprodução das condições de processamento e estão restritas aos filmes de um mesmo lote. A precisão que pode ser esperada [Dutroix, (71)] pode ser resumida como segue:

No mesmo filme:	2%
Nos filmes processados simultaneamente:	3%
Nos filmes processados separadamente:	5%
(condições de processamento idênticas)	

Antes de irradiarmos os filmes calibramos os monitores de dose integrada e de tempo do acelerador em função da dose absorvida na profundidade de ionização máxima, para os três feixes de

elétrons (3, 7 e 11 Mev). Para tanto, utilizamos do simulador de plexiglass descrito nas experiências anteriores, o dosímetro DL-4/DI-4 da PTW e a câmara plana paralela. O campo de irradiação foi o 15 x 15 cm e para cada dose no monitor e energia do feixe tomamos 3 leituras. O valor médio destas foi utilizado para o cálculo da dose absorvida. O rendimento do aparelho ficou na marca dos 300 Rad/min. Para cada exposição anotou-se o tempo registrado - respectivo.

Para o cálculo da dose absorvida utilizamos da Eq. (A)' do Apêndice. Como as leituras de ionização na profundidade de ionização máxima são as mesmas que aquelas na água na sua respectiva profundidade de ionização máxima (43), utilizamos as razões - dos poderes de freamento para água onde convertimos os $R_{100, PMMA}$ para os respectivos na água (Tab. 4 - Cap. I) e as energias $\bar{E}_0$ medidas no Cap. I (Tab. 4).

As Figs. (29 a 31) mostram os resultados das calibrações dos integradores de dose e tempo do acelerador em função das doses no ponto de ionização máxima. As escalas dos tempos foram escolhidas de tal modo, que para obtermos aquelas doses integradas indicadas nas ordenadas com 300 Rad/min, deveríamos obter a aqueles valores de tempos respectivos. Se os indicadores de dose e tempo integrados estivessem perfeitamente ajustados, era de se esperar que as retas coincidissem. Além de não coincidirem vemos que para doses integradas grandes o desvio entre a dose integrada e o tempo respectivo esperado, aumenta. Isto pode também ser constatado nas observações. Vemos também, que este desvio aumenta com o aumento da energia do elétron no console.

Fig. 29 - VERIFICAÇÃO DA LINEARIDADE DOS RELÓGIOS MARCADORES DE DOSE INTEGRADA E TEMPO NO CONSOLE COM A DOSE INTEGRADA NA PROFUNDIDADE DE IONIZAÇÃO MÁXIMA PARA O CAMPO 15x15 cm, MATENDO NO RELÓGIO DE DOSE "RATE" O VALOR CONSTANTE DE 300 Rad/min.

Fig. 30- VERIFICAÇÃO DA LINEARIDADE DOS RELÓGIOS MARCADORES DE DOSE INTEGRADA E TEMPO NO CONSOLE COM A DOSE INTEGRADA NA PROFUNDIDADE DE IONIZAÇÃO MÁXIMA, PARA O CAMPO 15x15 cm, MANTENDO NO RELÓGIO DE "DOSE RATE" O VALOR CONSTANTE DE 300 Rad/min.

Fig. 31-VERIFICAÇÃO DA LINEARIDADE DOS RELÓGIOS MARCADORES DE DOSE INTEGRADA E TEMPO NO CONSOLE COM A DOSE INTEGRADA NA PROFUNDIDADE DE IONIZAÇÃO MÁXIMA PARA O CAMPO 15 x 15 cm, MANTENDO NO RELÓGIO DE "DOSE RATE" O VALOR CONSTANTE DE 300 Rad/min.

O motivo de calibrarmos também o integrador de tempo, veio do fato de que observamos que o aparelho não integrava, ou melhor, não indicava sempre o mesmo tempo integrado para as mesmas doses monitoras e que também correspondiam a valores de dose absorvida diferentes. Assim, com as duas curvas de calibração, poderíamos controlar os dois marcadores de dose e tempo. Se para uma dada dose monitor pré-selecionada obtivéssemos em duas exposições dois valores diferentes para o tempo integrado, do gráfico obteríamos dois valores distintos para a dose no ponto de máximo. Tomaríamos então o valor médio destes valores.

Para a obtenção das curvas características tivemos o cuidado de verificar se o filme estava sempre bem ajustado entre as placas de plexiglass de modo a evitar a presença de ar entre as superfícies do filme e das placas. Para conseguir tal intento, com o próprio localizador (colimador) comprimíamos as placas sobre o filme. O campo de irradiação escolhido foi (15 x 15) cm. Anotamos as doses e tempos integrados para cada irradiação e juntamente com as Figs. (29 a 31) obtivemos as doses respectivas.

Antes de iniciarmos os processamentos dos filmes, tomamos o cuidado de agitar as soluções do revelador e do fixador para uma maior homogeneização das mesmas. O tempo no banho revelador ficou entre 4 e 4,5, minutos porque constatamos que as temperaturas indicadas nestes banhos eram 24 ou 22°C. Esta diminuição no tempo de revelação teve que ser efetuada porque:

- a) Temperaturas abaixo da recomendada e utilizando o tempo recomendado acarretam uma sub revelação proveniente de uma menor velocidade de revelação.
- b) Temperaturas do revelador além da recomendada e utilizando o mesmo tempo recomendado implica uma superrevelação.

Assim, dentro de certos limites, estas variações na velocidade da revelação podem ser compensadas pelo aumento ou dimi-

nuição no tempo de revelação (Radiograph in Modern Industry, 4ª Ed., Kodak, Cat. Nº 1456508, 1980).

A Fig. (32), mostra as curvas características resultantes para os três feixes de elétrons. Acreditamos que estas curvas - são independentes das energias dos feixes de elétrons e que as pequenas variações registradas são devidas às variações nos processos. Vemos que os filmes "Industrex", nas regiões aproximadamente lineares, podem ser expostos a doses de radiação relativamente altas, entre 12 a 30 rads.

Fig. 32-CURVAS CARACTERÍSTICA DO FILME KODAK "INDUSTREX, TIPO M-KODAK"

2.3 Absorção da Radiação em um Meio Heterogêneo (simulando osso -músculo)

2.3.1 Materiais e Métodos

2.3.1.1 Materiais

Sistemas Dosimétricos:

- a) Dosímetro digital da PTW-Freiburg com medidores de taxa de Dose (DL-4) e de dose integrada (DI-4).
- b) Câmara plana-paralela, Tipo M 23343 da PTW - Freiburg.
- c) Filmes industrial, Kodak, "Industrex" - Tipo M.

Simuladores:

- a) Placas de plexiglass com dimensões 30 x 30 e espessuras variáveis, simulando o tecido muscular.
- b) Placas de alumínio com dimensões 30 x 30 e espessuras variáveis - veis de 1,0 a 10,0 mm, foram utilizadas para simular o tecido ósseo. Para simular as costelas utilizamos 5 mm de Al $\approx$ 0,7 cm de osso compacto. Apesar de verificarmos que a absorção em termos de elétrons/cm³ no alumínio é 1,41 aquela no osso (ou seja, 1 cm de alumínio equivale a absorção de 1,41 cm de osso); resolvemos adotar o alumínio porque queríamos constatar o aumento de dose dentro do alumínio e na interface alumínio-plexiglass provenientes de um aumento na radiação espalhada que cresce com o número atômico (vemos que o número atômico efetivo do alumínio é bem próximo daquele do osso).

A Tab. 7 abaixo [reprod. da Tab. V-4, (72)] ilustra algumas características do ponto de vista da absorção da radiação, para alguns materiais.

TAB. 7: Características Físicas Importantes para um Estudo de Absorção em Alguns Meios.

MATERIAL	DENSIDADE (g.cm ⁻³)	Nº ATÔMICO EFETIVO	Nº DE ELÉTRONS/g ($\frac{NZ}{A}$)
Alumínio	2,70	13	$2,9 \times 10^{23}$
Osso	1,85	13,8	$3,0 \times 10^{23}$
Água	1,00	7,42	$3,34 \times 10^{23}$
Músculo	1,00	7,42	$3,36 \times 10^{23}$
Plexiglass	1,18	6,47	$3,28 \times 10^{23}$

2.3.1.2 Métodos

Para construirmos o simulador que permitisse o estudo a que nos propusemos, tivemos que perfurar diversas placas de modo a obter cavidades que pudessem acomodar a câmara plana-paralela - com a sua superfície paralela e no mesmo nível da profundidade de sejada. As profundidades (ou espessuras) escolhidas foram tais - que pudessem simular uma parede torácica com cerca de 1,0 cm de tecido muscular e simulassem a espessura das costelas, que são da ordem de 0,5 cm de espessura. Para o caso de 3 Mev, simulamos pa ra a parte muscular da parede torácica: 0,7 cm.

A Fig. (33) mostra uma visão em corte, passando pelo maior diâmetro da câmara no simulador do sistema por nós idealizado e que ilustra as experiências feitas, p.ex., para o feixe de e létrons com energia nominal igual a 3,0 Mev. Todas as medidas i niciaram a partir das profundidades de ionização máxima no plexi-glass para cada feixe de energia diferente. Todas as medidas fo ram normalizadas em relação aos valores respectivos nessa profun-didade. O tamanho de campo utilizado em todas as medidas foram (15x15) cm.

Fig. 33 - DIAGRAMA ILUSTRANDO O ARRANJO EXPERIMENTAL UTILIZADO PARA SIMULAR MÚSCULO-OSSE-MÚSCULO (VISTO DE UM PLANO CORTANDO A CAMARA - PLANA-PARALELA EM SEU DIÂMETRO).

Quando medimos a ionização naquelas profundidades que antecedem a heterogeneidade, o volume sensível estava mais envolvido pelo alumínio do que pelo plexiglass; e de acordo com Klevenhagen, et cols., (73) as primeiras camadas do meio retroespalhador contribuem mais com o efeito de retroespalhamento. Ainda, do trabalho de Klevenhagen, podemos estimar a quantidade de radiação retroespalhada pelo alumínio, naqueles pontos por:

$$FRE = A - B \cdot \exp(-kZ) \quad (35)$$

onde:

FRE = Fator de retrodispersão para os elétrons, $A = 1,95$ e $B = 1,03$ e variam muito pouco com a energia dos elétrons. k é uma constante que depende da energia dos elétrons (cresce muito quando $\bar{E}_z$ diminui). Na Eq. (35), Z é o número atômico do meio retroespalhador. Substituindo os valores acima, juntamente com $k = 0,0145$ (para $\bar{E}_z = 4,6$ Mev), vemos que $FRE = 1,097$, isto é, a quantidade de radiação retroespalhada que atingiria aquelas profundidades em relação a quantidade da radiação primária deveria ser por volta de 9,7%. Vemos que na profundidade igual a 5,0 mm os valores medidos pelo filme e pela câmara diferem de 9,6% e na interface a diferença é de 16% ! Nestes cálculos, subestimamos o valor de k , que cresce bastante com a diminuição da energia, Klevenhagen, et cols., (73). Além disto, os valores medidos com filme são valores de porcentagem de dose profunda (pois foram obtidos a partir dos valores das doses em profundidades) e que são maiores que os respectivos de ionização profunda (ver Fig. 23 - Cap. II). Vemos ainda, que a medida que o volume suporte do volume sensível mais se afasta do alumínio penetrando no plexiglass - os valores tendem a se aproximarem daqueles valores medidos pelo filme (ver o último ponto na curva medida com o filme).

Os dados ainda ilustram uma maior atenuação dos elétrons pela presença do alumínio por causa da sua densidade e também por causa do aumento da dose dentro do alumínio devido ao aumento da radiação espalhada.

As Figs. (35) e (36) são os resultados obtidos utilizando o mesmo simulador heterogêneo da experiência anterior só que com uma espessura equivalente ao músculo, sobre o alumínio, igual a 1,0 cm. Nestas duas experiências vemos um pico nítido indicando uma superdosagem dentro do alumínio nas profundidades iguais a 1,0mm e 1,8 mm para as respectivas energias mais prováveis de 5,85 Mev e 10,67 Mev. Em ambas as curvas detetamos também um aumento de ionização profunda nas interfaces, devido ao aumento da qualidade de radiação espalhada pelo alumínio. Na Fig. (35) a câmara de ionização não detetou picos de superdosagem pelos motivos alegados anteriormente para $E_{p,0} = 2,75$ Mev. Mas, nesta experiência, os valores de porcentagem de dose profunda medidas com os filmes se aproximam mais das curvas de ionização, pois como a energia do feixe é maior, menor é a razão dos poderes de freamento que converte os valores de uma curva nos valores da outra.

Na Fig. (36) vemos que a câmara de ionização já começava a detetar um aumento de ionização dentro da inhomogeneidade proveniente do aumento da radiação espalhada. Isto porque a energia dos elétrons retroespalhados são provavelmente maiores que daqueles provenientes das experiências anteriores e que portanto conseguem atravessar o material de suporte do volume sensível da câmara e atingir este volume. A super ionização (consequentemente a superdosagem) dentro do alumínio, nas experiências com 5,85 e 10,67 Mev foram respectivamente iguais a 7,2 e 16%.

Fig.35- PORCENTAGEM, DE IONIZAÇÃO PROFUNDA PRODUZIDA POR ELETRONS DE $E_{p,o} = 5,85 \text{ Mev}$ EM UM SIMULADOR DE PLEXIGLASS, EM QUE FOI INTRODUTIDO 5mm DE ALUMÍNIO COMEÇANDO NA PROFUNDIDADE DE 10,0 mm.

Fig. 36-PORCENTAGEM, DE IONIZAÇÃO PROFUNDA PRODUZIDA POR ELETRONS DE $E_{p,0} = 10,67 \text{ Mev}$ EM UM SIMULADOR DE PLEXIGLASS EM QUE FOI INTRODIZIDO 5mm DE ALUMÍNIO COMEÇANDO NA PROFUNDIDADE DE 10,0 mm.

Logo, uma absorção de 100 Rad na profundidade de ionização máxima deverá corresponder respectivamente naqueles pontos de 107,2 e 116 rads. Com 200 rads por dia na profundidade de ionização máxima no plexiglass (ou na equivalente no músculo) após 20 aplicações teríamos respectivamente por volta de 288 e 640 Rads absorvidos a mais no osso naquelas profundidades equivalentes no alumínio, onde constatamos os picos de superdosagem.

2.4 Absorção da Radiação em um Meio Heterogêneo (simulando tecido mole, osso e pulmão)

2.4.1 Materiais e Métodos

2.4.1.1 Materiais

O dosímetro e a câmara de ionização foram os mesmos das experiências anteriores.

Para construir o simulador em que pudéssemos simular tecido mole, osso e pulmão, utilizamos as mesmas placas de acrílico (plexiglass) e de alumínio anteriores. Além destas, utilizamos as placas de cortiça das experiências da Sec. 2.1, só que em algumas delas fizemos algumas cavidades que permitissem acomodar a câmara plana-paralela para investigar a absorção simulando pulmão. O arranjo experimental foi o mesmo que o mostrado na Fig. 33, com a diferença de que substituímos as placas embaixo do alumínio pela cortiça. Embaixo dos 10 cm de cortiça colocamos 2,0 cm de plexiglass.

Para as três energias estudadas ficamos com os seguintes simuladores: a) Para $E_{p,0} = 2,75$ Mev tivemos (visto da direção de incidência dos feixes): 0,6 cm de plexiglass, 0,5 cm de alumínio, 10 cm de cortiça e 2,0 cm de plexiglass; b) Para as e-

nergias $E_{p,0} = 5,85$ e $10,67$ Mev tivemos: 1,0 cm de plexiglass, - 0,5 cm de alumínio, 10 cm de cortiça e 2,0 cm de plexiglass.

2.4.1.2 Método

O arranjo experimental foi semelhante ao descrito anteriormente, onde substituímos as placas de plexiglass atrás do alumínio pelas de cortiça.

A obtenção dos dados e os cuidados tomados para a obtenção dos dados foram os mesmos descritos nas experiências anteriores.

As Figs. (37 a 39) mostram os resultados experimentais resultantes.

Vemos na Fig. 37, que por causa da profundidade escolhida para a cortiça, e devido à energia do feixe de elétrons considerada; o efeito do alumínio na distribuição foi dominante, ou seja, a radiação absorvida no simulador comportou-se como se não existisse a cortiça e só existisse o plexiglass e o alumínio. Na interface alumínio cortiça, devido às considerações tecidas anteriormente na experiência determinada pela Fig. (34) vemos uma diminuição da ionização por causa da diminuição da radiação espalhada.

Na Fig. (38) vemos que dentro do alumínio a radiação comporta-se como nas experiências anteriores: uma maior atenuação pelo alumínio devido ao aumento da sua densidade e da quantidade de radiação espalhada em seu interior. Na interface e até alguns milímetros dentro da cortiça a quantidade de radiação espalhada pelo alumínio começa a diminuir frente à diminuição da radiação espalhada proveniente da cortiça (que é igual à quantidade de plexiglass na frente do alumínio mais aquela em plexiglass equivalente à espessura de 0,5 cm de alumínio e de 0,93 cm de cortiça).

Fig. 37- PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA PRODUZIDA POR ELÉTRONS DE $E_{p,0} = 2,75 \text{ Mev}$ EM SIMULADOR HETEROGÊNEO CONSTITUIDO DE PEXIGLASS, ALUMÍNIO E CORTIÇA. NA FRENTE DO ALUMÍNIO TEMOS 6,0 mm DE PEXIGLASS E ATRÁS 100,0 mm DE CORTIÇA.

Fig. 38 - PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA PRODUZIDA POR ELETRONS DE $E_{p,0} = 5,85 \text{ Mev}$ EM SIMULADOR HETEROGÊNEO CONSTITUIDO DE PLEXIDAS, ALUMÍNIO E CORTIÇA. NA FRENTE DO ALUMÍNIO TEMOS 10,0 mm DE PLEXI-GLASS E ATRAS 100,0 mm DE CORTIÇA.

Fig. 39 - PORCENTAGEM DE IONIZAÇÃO PROFUNDA PRODUZIDA POR ELÉTRONS DE $E_{p,o} = 10,67 \text{ Mev}$ EM SIMULADOR HETEROGÊNEO CONSTITUÍDO DE PLEXIGLASS, ALUMÍNIO E CORTIÇA. NA FRENTE DO ALUMÍNIO TEMOS 10,0 mm DE PLEXIGLASS E ATRAS 100,0 mm DE CORTIÇA.

Por volta da profundidade igual a 2,43 cm a porcentagem de ionização torna-se igual àquela obtida no simulador homogêneo de plexiglass. A partir deste ponto, a radiação começa a penetrar mais na cortiça por causa da diminuição de sua densidade e sem qualquer influência das camadas anteriores.

A Fig. (39) mostra o mesmo pico no alumínio detectado pela câmara na experiência anterior. A partir de uma certa profundidade além da interface, a radiação comporta-se como nas experiências descritas na Sec. 2.1 com a diferença de que nas profundidades na cortiça perto do alumínio a distribuição é alterada pelas diferenças no espalhamento entre o alumínio e a cortiça. Se não tivéssemos o alumínio, deveríamos obter uma ionização mais baixa no plexiglass em frente da cortiça devido à uma diminuição da radiação retroespalhada pela cortiça. No entanto, como tivemos o alumínio na interface com a cortiça, a ionização aumentou porque a radiação espalhada pelo alumínio era bem maior que a perda proveniente daquela originada pela cortiça.

A partir das Figs. (38) e (39) podemos definir um *coeficiente de espessura equivalente*, C.E.E., que multiplicado pela espessura da cortiça (ou pulmão) permite determinar a distribuição de dose no tecido pulmonar. Batizamos a distribuição de ionização profunda obtida no simulador homogêneo de (I) a partir da interface do alumínio, cortiça e, (II) a obtida no simulador heterogêneo (ver indicação nas Figs.) e definimos:

$$\text{C.E.E.} = \frac{X_I}{X_{II}} \quad (36)$$

$$\text{onde } [Y_{II}]_{X_{II}} = [Y_I]_{X_I}$$

e Y refere-se à porcentagem de ionização profunda na profundidade X (medida a partir da interface) e os índices (I) e (II) signifi-

cando respectivamente curva padrão no plexiglass e curva plexiglass alumínio-cortiça.

A parte descendente da curva do plexiglass pode ser descrita [Laughlin, et cols., (74)] pela equação:

$$\% \text{ I.P.} = 110 - 10.e^{\mu x} \quad (37)$$

onde x é medido a partir da profundidade do ponto de 100% no eixo central da curva de ionização profunda. Se a curva do plexiglass (ou da água) é conhecida, então μ pode ser encontrado:

$x = c + X_1$, que substituído em (37), resulta:

$$[\% \text{ I.P.}]_{\text{plexiglass}} = [Y_I]_{X_I} = 110 - 10.e^{\mu(X_I+c)} \quad (38)$$

que aplicando logaritmo natural, resulta:

$$\mu = \frac{\ln \left[\frac{110 - (Y_I)_{X_I}}{10} \right]}{X_1 + c} \quad (39)$$

onde c é a diferença entre a interface e a profundidade do ponto de 100% na curva do plexiglass e c pode ser positivo ou negativo.

Isolando X_I da Eq. (36) e substituindo na Eq. (38), resulta:

$$[Y_{II}]_{X_{II}} = 110 - 10.e^{\mu[X_{II} \cdot (C.E.E.)+c]} \quad (40)$$

Para os raios divergentes existirá uma correção pela lei do inverso do quadrado, dado por:

$$S = \left[\frac{S_v + d_0 + (C.E.E.) \cdot X_{II}}{S_v + d_0 + X_{II}} \right]^2 \quad (41)$$

$$e [Y_{II}]_{X_{II}} = [Y_I]_{X_I} \cdot S \quad e \quad (42)$$

$$[Y_{II}]_{X_{II}} = \{ 110 - 10e^{\mu [X_{II} (C.E.E.) + c]} \} \times$$

$$\times \left[\frac{S_v + d_0 + (C.E.E.) \cdot X_{II}}{S_v + d_0 + X_{II}} \right]^2 \quad (43)$$

Desde que Y_{II} é medido em X_{II} , μ pode ser calculada a partir da curva da água, e S_v , d_0 e c são conhecidos, a equação - pode ser resolvida para C.E.E.

Os resultados dos valores de C.E.E. obtidos a partir - das Figs. (38) e (39) são mostrados na Fig. (40) em função da pro fundidade na cortiça. As medidas têm mostrado que os valores de C.E.E. são aproximadamente independentes de d_0 , c , e μ a uma dada profundidade X_{II} para os valores usuais de d_0 encontrados (isto - é, de 1 a 2 cm), Almond, et cols., (63). Se tomarmos para 7 e 11 Mev o valor médio entre os valores obtidos de C.E.E. até 1,0, ve mos que os valores indicados para aquelas condições são: 0,739 e 0,566, respectivamente. Se na Eq. (36), convertermos os valo- res de X_I medidos no plexiglass para aqueles respectivos na água e, não levarmos em conta que a curva (II) foi obtida com o plexiglass (e não água) na frente do alumínio; demonstra-se facilmente que os valores de C.E.E. para a água e cortiça são reduzidos pelo fa tor de escala igual a 1,148, para os valores respectivos de 0,493 e 0,643. O protocolo do ICRU, (15) e Laughlin, et cols., (60) a presentam para o pulmão um único valor para C.E.E. é igual a 0,5. Na obtenção deste valor, Laughlin não utilizou o alumínio (ou ma- terial equivalente ao osso) em frente da cortiça nas suas experi- ências. Logo, este valor pode ser considerado correto para pro fundidades no pulmão que não sejam blindadas pelas costelas. Os nossos valores poderiam ser utilizados para profundidades no pul mão que estão abaixo das costelas.

Fig. 40 - VALORES DE C.E.E. OBTIDOS NO PLEXIGLASS PARA AS ENERGIAS 7 E 11, Mev NO CONSOLE E AQUELES MEDIDOS NA ÁGUA POR ALMOND, et cols (63)

Os valores de C.E.E. médios podem ser usados para corrigir as distribuições de dose padrão na água, traçando um raio a partir da fonte e medindo a espessura z da heterogeneidade ao longo deste raio. A atenuação z da inhomogeneidade é equivalente à atenuação $[z \cdot (C.E.E.)]$ na água. Utilizando de experiências análogas àquelas descritas para a cortiça, podemos obter para o osso o valor de C.E.E. igual a 1,1 para o osso esponjoso e igual a 1,8 para o osso compacto, ICRU, (15). Os nossos valores e aqueles recomendados pelo ICRU, (15) não levam em conta as variações de dose nas interfaces e dentro das heterogeneidades. Quando efetuamos as correções acima nas curvas de isodose, vemos que para o caso do osso as curvas deslocam-se para a superfície e para o pulmão as curvas deslocam-se para as profundidades maiores.

2.5 Conclusões do Capítulo II

Dentro e além nos tecidos de baixa densidade, tal como o pulmão, a diminuição na atenuação resulta em um aumento de dose absorvida.

Dentro de um tecido de baixa densidade a diminuição no espalhamento compensa parcialmente a elevação na dose.

A magnitude da dose real dentro e além das regiões de baixa densidade, relativa àquela de um material de densidade unitária, depende de um modo não linear da localidade, extensão e densidade da região inhomogênea.

Além das regiões de alta densidade, tal como o osso, a atenuação aumentada produz um deslocamento dos contornos de dose em direção à superfície da pele com uma diminuição conseqüentemente da dose a uma dada profundidade.

Dentro de um material de alto número atômico, tal como

os ossos e imediatamente além da região de interface existe uma dose elevada devido ao aumento da radiação espalhada.

Novos valores de C.E.E. foram determinados para as correções nas distribuições de isodose para o pulmão em regiões que são blindadas pelas costelas. Estes valores se aplicam para as radiações com energias mais prováveis iguais a 5,85 e 10,67 Mev.

CONCLUSÕES GERAIS

Vimos que a partir de um modelo teórico simples (confirmado experimentalmente), pudemos deduzir uma relação entre o gradiente de dose normalizado de uma distribuição de dose profunda - para um feixe terapêutico, com aquele de um feixe intrínseco que lhe deu origem. Esta relação permite também, além de um estudo detalhado sobre o alcance terapêutico com os materiais dos pré-absorvedores, uma determinação da perda da energia mais provável pelos elétrons nos pré-absorvedores.

Ainda, a partir de algumas aproximações, com aquela relação entre os gradientes terapêutico e intrínseco, pudemos deduzir uma expressão que permite estimar a energia mais provável do feixe intrínseco, e uma outra que permite também estimar a largura da distribuição da energia na superfície.

Com todas as considerações teóricas em mente, a partir de uma curva de ionização profunda, medidas em um simulador sólido de plexiglass (perspex ou lucite) medimos os parâmetros que caracterizam a qualidade dos feixes de elétrons: a energia mais provável da distribuição da energia na superfície do simulador, a energia média (da mesma distribuição de energia), os alcances práticos, terapêuticos, a profundidade semi-redutora os gradientes de dose, as energias mais prováveis na janela do acelerador e a -

largura da distribuição de energia na superfície do simulador. Observamos que existe uma diferença entre uma curva de dose profunda e a de ionização profunda. Verificamos que não existe dentro da literatura uma mesma idéia com respeito a origem e obtenção dos parâmetros, pois uns definem os parâmetros a partir de uma curva de dose profunda e outros a partir de uma curva de ionização. As diferenças encontradas para os parâmetros medidos em uma curva ou outra não são desprezíveis e devem portanto ser considerados. Por outro lado, como a maioria dos parâmetros está direta ou indiretamente relacionada com dose ou com a sua medida, achamos que todos os parâmetros deveriam ser obtidos e definidos a partir de uma curva de dose profunda (também conhecida por curva de porcentagem de dose profunda). Para tanto, as instituições internacionais ou nacionais de físicos radiológicos deveriam publicar tabelas das razões dos poderes de freamento para profundidades de até 20 cm para os simuladores mais usados: plexiglass, poliestireno e água.

Observamos que os valores medidos recomendáveis pelo fabricante para alguns parâmetros não estão compatíveis com os medidos. Achamos que as incertezas fornecidas pelo fabricante para os alcances são muito altos para as energias nominais de 3 e 7 Mev ! Além disso, a equação para o cálculo das energias mais prováveis utilizadas pelo fabricante não deve ser utilizada, pois não conhecemos a sua origem experimental.

Achamos, que o fabricante ao invés de medir os parâmetros de alcance e energias, deveria fornecer o espectro da distribuição da energia na superfície do simulador de água e a curva de distribuição de dose esperada para aquela distribuição de energia para o campo 15 x 15 e/ou para aqueles campos recomendados pelos protocolos de dosimetria. A importância desta recomendação está no fato de que quase todos os parâmetros estão direta ou in

diretamente dependentes ou relacionados com a dose. Desta distri
buição de energia, poderíamos obter parâmetros importantes, tais
como: energia mais provável na superfície, energia média na su
perfície, largura da distribuição (e a partir desta, medir a ener
gia na janela do acelerador) e verificar qual o gradiente de dose
esperado. A largura da distribuição pode também ser relacionado'
com as profundidades de ionização máxima e as doses nas camadas
mais superficiais, etc.

Finalmente, verificamos que as heterogeneidades, tais
como osso ou pulmão acarretam problemas de super e subdosagem. Pa
ra materiais com densidade e número atômicos mais baixos que aque
les da água existe uma maior penetração da radiação dentro da -
inhomogeneidade elevando a dose nesses pontos e diminuindo a dose
nas interfaces. Para os materiais de número atômico e densidades
maiores que a da água verificamos uma superdosagem dentro destes'
materiais, provenientes de um aumento da radiação espalhada, e u
ma superficialização da dose para os pontos que estão além destas
inhomogeneidades. Determinamos também, um coeficiente de espessu
ra equivalente para pontos que estão em materiais de número atômi
co e densidades menores que os da água e que são blindados por ma
teriais com estas características maiores que aquelas da água.

APÊNDICE

Pretendemos com este apêndice dar uma rápida visão sobre alguns conceitos comumente usados por aqueles que trabalham com a Física das Radiações aplicada na Medicina e que são também utilizadas na dosimetria das radiações.

Para maiores detalhes sobre os assuntos abordados, recomendamos que sejam estudadas as referências indicadas.

I. Profundidade de Equilíbrio Eletrônico das Partículas Carregadas

Consideremos um pequeno elemento de volume V' centrado em um ponto P qualquer dentro de um meio sob irradiação. Dizemos que existe equilíbrio eletrônico das partículas carregadas liberadas durante a irradiação dentro do volume V' se observarmos que cada elétron que deixa V' é substituído por outro de energia idêntica entrando no mesmo elemento de volume. Então, a carga produzida em V' será igual àquela produzida pelos elétrons que se originaram em V' [Attix, et cols., (75)]. A profundidade de equilíbrio eletrônico é aquela correspondente ao alcance médio dos elétrons em um meio homogêneo [John, (82)].

II. Dose Absorvida

Em 1954, o International Commission on Radiation Units and Measurements [ICRU, (76)] definiu: "A dose absorvida para qualquer radiação é a quantidade de energia cedida à matéria por unidade de massa do material irradiado no lugar de interesse. Esta será expressada em *rads*. O *rad* é a unidade de dose absorvida

e é 100 ergs/g.

Em 1975, o "International Committee on Weights and Measures" resolveu uniformizar a unidade de dose absorvida dentro do sistema de medida universal conhecido por M.K.S. Em homenagem aos muitos trabalhos prestados por L.H. Gray na área de dosimetria das radiações, definiu-se uma nova unidade de dose absorvida [ICRU, (77)], o Gray (Gy):

$$1 \text{ Gray (1 Gy)} = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ Kg}} = 100 \text{ Rad}$$

II.1 Medida da Dose Absorvida

A dose absorvida em uma dada profundidade de um meio irradiado é geralmente, calculada através de uma medida de ionização produzida naquele ponto. A teoria em que se baseia o cálculo da dose absorvida é aquela conhecida por *teoria da cavidade de Bragg-Gray* [Attix, et cols., (75)]. No livro "Radiation Dosimetry" (75) tem um estudo completo sobre esta teoria e as condições que devem ter as cavidades (ou melhor, os volumes) sensíveis de uma câmara de ionização para que sejam consideradas como 'cavidades de Bragg-Gray. Quando calculamos a dose absorvida através de uma medida da ionização num ponto a uma dada profundidade, utilizando de uma câmara de ionização, temos:

$$D_{\text{água},u} = N_D M_u P_u (S_{\text{água},ar})_u \quad [\text{NACP, (20)}] \quad (\text{A})$$

onde

N_D = Fator que converte a ionização medida pela câmara em dose absorvida. Se a ionização é medida em Coulombs (C), a unidade de $N_D = \frac{\text{Rad}}{\text{C}}$ ou $\frac{\text{Gy}}{\text{C}}$. Se o eletrômetro apenas indica uma leitura que é proporcional à carga, a unidade de N_D será:

$$\frac{\text{Rad}}{\text{leitura (ou div. no monitor)}} \quad \text{ou} \quad \frac{\text{Gy}}{\text{leitura (ou div. no monitor)}}$$

M_u = Leitura do medidor na radiação da qualidade de usuário corrigida para temperatura, pressão, recombinação, umidade, etc., em (C) ou (div. no monitor).

p_u = Fator de perturbação total incluindo: a) as correções para a falta de equivalência a água pelo material da parede da câmara na qualidade de radiação do usuário; b) perturbação do fluxo devido à inserção da cavidade de ar no meio de medida e devido a posição do ponto efetivo de medida da câmara cilíndrica que surge devido à curvatura das câmaras cilíndricas. Para os valores de p_u para uma câmara cilíndrica ver as referências: NACP, (20); NACP, (43), Johansson, et cols., (78).

$S_{(\text{água}, \text{ar})u}$ = Razão do poder de freamento da massa da água em relação ao do ar, no ponto de referência para a medida de dose [ver Tab. 3 da ref. (20)] na energia da radiação do usuário. A energia u deve ser aquela energia média do feixe na profundidade (ou ponto) de referência e é obtida a partir da energia média na superfície do simulador. Se a cavidade é de material de densidade equivalente ao ar e temos equilíbrio eletrônico na cavidade de ar medida, com parede de material equivalente ao ar, então usamos as razões dos poderes de freamento de colisão de massa da água em relação ao ar [Harder, (79)]. As Tabs. destas razões dos poderes de freamento são aquelas abaixo (Tabs. 7 do NACP 80 e Supl. do NACP do 80).

Tab. (A,2) Razões dos poderes de freamento restrito de massa ($\bar{L}/\rho$) para acrílico/ar, segundo AAPM (19)

Prof. g·cm ⁻²	E ₀ (Mev)																			
	60.0	50.0	40.0	30.0	25.0	20.0	18.0	16.0	14.0	12.0	10.0	9.0	8.0	7.0	6.0	5.0	4.0	3.0	2.0	1.0
0.0	0.870	0.874	0.882	0.898	0.909	0.923	0.929	0.936	0.944	0.953	0.963	0.969	0.975	0.983	0.992	1.003	1.023	1.043	1.063	1.083
0.1	0.871	0.875	0.883	0.899	0.910	0.924	0.930	0.937	0.945	0.953	0.964	0.970	0.976	0.984	0.993	1.005	1.025	1.046	1.068	1.093
0.2	0.872	0.875	0.884	0.900	0.911	0.925	0.931	0.938	0.945	0.954	0.965	0.971	0.978	0.986	0.995	1.007	1.028	1.050	1.073	1.101
0.3	0.872	0.876	0.885	0.901	0.912	0.925	0.932	0.939	0.946	0.955	0.966	0.972	0.979	0.988	0.997	1.010	1.031	1.054	1.079	1.106
0.4	0.873	0.877	0.886	0.902	0.913	0.926	0.933	0.939	0.947	0.956	0.967	0.974	0.981	0.990	1.000	1.013	1.035	1.059	1.085	1.107
0.5	0.874	0.878	0.887	0.902	0.914	0.927	0.933	0.940	0.948	0.958	0.969	0.975	0.983	0.992	1.003	1.016	1.040	1.064	1.091	
0.6	0.875	0.879	0.888	0.903	0.915	0.928	0.934	0.941	0.949	0.959	0.970	0.977	0.985	0.994	1.006	1.020	1.044	1.069	1.095	
0.8	0.876	0.880	0.889	0.905	0.916	0.930	0.936	0.944	0.952	0.962	0.974	0.981	0.989	1.000	1.012	1.029	1.054	1.080	1.103	
1.0	0.877	0.882	0.891	0.907	0.918	0.932	0.938	0.946	0.954	0.964	0.977	0.985	0.994	1.006	1.020	1.038	1.064	1.089		
1.2	0.878	0.883	0.893	0.909	0.920	0.934	0.940	0.948	0.957	0.968	0.981	0.990	1.000	1.012	1.028	1.048	1.073	1.097		
1.4	0.880	0.885	0.894	0.910	0.922	0.936	0.943	0.951	0.960	0.971	0.986	0.995	1.006	1.020	1.037	1.057	1.083	1.103		
1.6	0.881	0.886	0.895	0.912	0.924	0.938	0.945	0.953	0.963	0.975	0.990	1.000	1.012	1.027	1.045	1.067	1.091			
1.8	0.882	0.887	0.897	0.914	0.926	0.940	0.947	0.956	0.966	0.978	0.995	1.006	1.019	1.035	1.054	1.076	1.098			
2.0	0.883	0.889	0.899	0.915	0.927	0.942	0.950	0.958	0.969	0.982	1.000	1.012	1.026	1.043	1.063	1.085	1.103			
2.5	0.886	0.892	0.902	0.919	0.932	0.948	0.956	0.965	0.977	0.992	1.014	1.028	1.044	1.063	1.085	1.101				
3.0	0.888	0.895	0.906	0.923	0.937	0.953	0.962	0.973	0.986	1.004	1.029	1.045	1.063	1.083	1.098					
3.5	0.891	0.898	0.909	0.927	0.941	0.959	0.968	0.980	0.996	1.016	1.045	1.063	1.082	1.096						
4.0	0.893	0.900	0.912	0.931	0.946	0.965	0.975	0.989	1.006	1.030	1.062	1.080	1.094							
4.5	0.895	0.903	0.915	0.935	0.951	0.971	0.983	0.998	1.018	1.045	1.079	1.092	1.097							
5.0	0.897	0.905	0.918	0.939	0.956	0.978	0.991	1.008	1.031	1.061	1.090	1.096								
5.5	0.900	0.908	0.921	0.943	0.962	0.986	1.000	1.020	1.045	1.075	1.095									
6.0	0.902	0.910	0.924	0.947	0.968	0.994	1.010	1.032	1.059	1.086										
7.0	0.905	0.915	0.930	0.957	0.981	1.012	1.033	1.058	1.083	1.092										
8.0	0.909	0.920	0.937	0.967	0.995	1.033	1.056	1.080	1.090											
9.0	0.913	0.925	0.945	0.979	1.011	1.055	1.077	1.088												
10.0	0.917	0.931	0.953	0.991	1.029	1.075	1.086													
12.0	0.926	0.943	0.970	1.018	1.067															
14.0	0.937	0.957	0.989	1.051	1.076															
16.0	0.948	0.973	1.011	1.071																
18.0	0.961	0.989	1.036																	
20.0	0.974	1.006	1.055																	
22.0	0.989	1.025																		
24.0	1.004	1.042																		
26.0	1.019	1.050																		
28.0	1.031																			
30.0	1.039																			

Por outro lado, podemos separar os elétrons em dois grupos caracterizados por uma energia de corte Δ , isto é, os que tem uma energia maior que Δ e os que tem uma energia menor. Elétrons com energia maior ou igual a Δ atravessam a cavidade. Os elétrons com energia menor que Δ dissipam a sua energia no ponto onde são gerados. Os elétrons com energia maior que Δ têm a sua energia dissipada somente quando eles atingem um valor menor que Δ . Supõe-se ainda que os elétrons vagarosos (energia menor que Δ) liberados dentro da cavidade provenientes da parede da câmara estão em equilíbrio eletrônico com os outros elétrons vagarosos - liberados pelo gás que se chocam sobre a parede da câmara. O caso em que consideramos apenas os elétrons com energias menores que Δ têm para as razões dos poderes de freamento de massa meio-gás aquelas conhecidas por "razões de poderes de freamento restritos de massa". Se a energia média na profundidade de dosimetria é calculada de acordo com Brahme, (10), e:

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \cdot \frac{S_{tot} \exp(-zxS_{rad}/\bar{E}_0) - S_{col}}{S_{rad}} \quad (B)$$

os valores das razões de poder de freamento de colisão da massa e as razões de poder de freamento restrito de massa diferiram em menosde 1%, [NACP, (20)].

Fornecemos abaixo as razões dos poderes de freamento - restrito de massa do meio em relação ao ar para os simuladores mais conhecidos. Na Eq. (B) acima, temos: z = profundidade no simulador (em cm ou $g.cm^{-2}$) e S_{rad} , S_{col} e S_{tot} são respectivamente as razões dos poderes de freamento por radiação, colisão e total para água/ar.

Tab. (A,3) - Razões dos poderes de freamento restrito de massa (L/g) para poliestireno/ar, segundo AAPM, (19)

Prof. g·cm ⁻²	E_0 (Mev)																			
	60.0	50.0	40.0	30.0	25.0	20.0	18.0	16.0	14.0	12.0	10.0	9.0	8.0	7.0	6.0	5.0	4.0	3.0	2.0	1.0
0.0	0.875	0.878	0.887	0.903	0.915	0.929	0.936	0.943	0.950	0.959	0.970	0.975	0.982	0.990	0.999	1.010	1.030	1.049	1.069	1.089
0.1	0.876	0.879	0.888	0.904	0.916	0.930	0.936	0.943	0.951	0.960	0.970	0.977	0.983	0.991	1.000	1.011	1.032	1.052	1.074	1.100
0.2	0.876	0.880	0.889	0.905	0.917	0.931	0.937	0.944	0.952	0.961	0.972	0.978	0.985	0.993	1.002	1.013	1.034	1.056	1.080	1.109
0.3	0.877	0.881	0.890	0.906	0.917	0.931	0.938	0.945	0.953	0.962	0.973	0.979	0.986	0.994	1.004	1.016	1.038	1.061	1.086	1.114
0.4	0.878	0.882	0.891	0.907	0.918	0.932	0.939	0.946	0.954	0.963	0.974	0.980	0.988	0.996	1.007	1.019	1.042	1.066	1.092	1.116
0.5	0.878	0.883	0.892	0.908	0.919	0.933	0.940	0.947	0.955	0.964	0.975	0.982	0.990	0.999	1.009	1.023	1.046	1.071	1.093	
0.6	0.879	0.883	0.893	0.909	0.920	0.934	0.941	0.948	0.956	0.965	0.977	0.984	0.992	1.001	1.012	1.027	1.051	1.076	1.103	
0.8	0.881	0.885	0.894	0.911	0.922	0.936	0.943	0.950	0.959	0.968	0.980	0.983	0.996	1.006	1.019	1.035	1.060	1.087	1.111	
1.0	0.882	0.887	0.896	0.912	0.924	0.938	0.945	0.952	0.961	0.971	0.984	0.992	1.001	1.012	1.026	1.044	1.070	1.096		
1.2	0.883	0.888	0.898	0.914	0.926	0.940	0.947	0.955	0.963	0.974	0.988	0.996	1.006	1.019	1.034	1.054	1.080	1.105		
1.4	0.884	0.889	0.900	0.916	0.927	0.942	0.949	0.957	0.966	0.978	0.992	1.001	1.012	1.026	1.043	1.064	1.089	1.111		
1.6	0.886	0.891	0.901	0.918	0.929	0.944	0.951	0.959	0.969	0.981	0.997	1.007	1.019	1.035	1.052	1.073	1.098			
1.8	0.887	0.892	0.903	0.919	0.931	0.946	0.954	0.962	0.972	0.985	1.002	1.012	1.025	1.041	1.060	1.083	1.106			
2.0	0.888	0.894	0.904	0.921	0.933	0.948	0.956	0.965	0.975	0.989	1.007	1.018	1.032	1.049	1.069	1.092	1.110			
2.5	0.891	0.897	0.908	0.925	0.937	0.954	0.962	0.972	0.984	0.999	1.020	1.034	1.050	1.070	1.091	1.108				
3.0	0.893	0.900	0.911	0.929	0.942	0.959	0.969	0.979	0.992	1.010	1.035	1.051	1.069	1.090	1.105					
3.5	0.896	0.903	0.914	0.933	0.947	0.965	0.975	0.987	1.002	1.023	1.051	1.067	1.088	1.103						
4.0	0.898	0.905	0.917	0.937	0.951	0.971	0.982	0.995	1.013	1.036	1.068	1.086	1.101							
4.5	0.900	0.908	0.920	0.941	0.956	0.978	0.990	1.005	1.024	1.051	1.085	1.099	1.105							
5.0	0.902	0.910	0.923	0.945	0.961	0.985	0.998	1.015	1.037	1.067	1.097	1.103								
5.5	0.904	0.913	0.927	0.949	0.966	0.992	1.008	1.026	1.051	1.081	1.102									
6.0	0.906	0.915	0.930	0.954	0.972	1.000	1.017	1.038	1.065	1.093										
7.0	0.910	0.920	0.936	0.963	0.984	1.018	1.040	1.063	1.089	1.100										
8.0	0.914	0.925	0.943	0.973	0.998	1.039	1.063	1.086	1.098											
9.0	0.918	0.930	0.950	0.985	1.013	1.061	1.084	1.095												
10.0	0.922	0.936	0.958	0.997	1.030	1.081	1.093													
12.0	0.931	0.949	0.976	1.024	1.067															
14.0	0.942	0.963	0.995	1.056	1.085															
16.0	0.953	0.978	1.016	1.078																
18.0	0.966	0.994	1.041																	
20.0	0.979	1.011	1.061																	
22.0	0.994	1.030																		
24.0	1.008	1.047																		
26.0	1.023	1.057																		
28.0	1.036																			
30.0	1.045																			

Tab. (A,4) - Razões dos poderes de freamento de colisão de massa $(\bar{S}/\rho)_{col.}$ para água / ar, segundo NACP, (20)

									Prof. $\bar{E}_0$ (Mev)						
									(mm)	25	30	35	40	45	50
Prof.	$\bar{E}_0$ (Mev)														
(mm)	1	2	3	4	5	6	7	8							
1	1.136	1.112	1.092	1.074	1.058	1.043	1.031	1.019	0	0.944	0.931	0.923	0.917	0.912	0.907
2	1.144	1.124	1.101	1.081	1.065	1.049	1.037	1.025	10	0.959	0.945	0.935	0.926	0.921	0.917
4	1.151	1.137	1.112	1.090	1.072	1.056	1.042	1.031	20	0.971	0.956	0.944	0.934	0.928	0.924
6	1.157	1.147	1.122	1.099	1.080	1.063	1.048	1.037	30	0.981	0.965	0.952	0.942	0.934	0.930
8		1.154	1.132	1.108	1.088	1.070	1.055	1.042	40	0.992	0.974	0.960	0.949	0.940	0.935
10		1.157	1.142	1.118	1.097	1.078	1.061	1.048	50	1.003	0.983	0.968	0.956	0.946	0.940
12			1.150	1.129	1.106	1.086	1.068	1.055	60	1.016	0.993	0.977	0.963	0.953	0.946
14			1.155	1.139	1.115	1.094	1.074	1.061	70	1.030	1.004	0.986	0.971	0.960	0.952
16			1.157	1.146	1.125	1.104	1.082	1.068	80	1.047	1.016	0.995	0.979	0.967	0.958
18				1.151	1.134	1.112	1.091	1.074	90	1.065	1.030	1.006	0.988	0.974	0.964
20				1.155	1.141	1.121	1.100	1.082	100	1.085	1.045	1.017	0.997	0.982	0.971
25				1.156	1.153	1.141	1.120	1.102	110	1.112	1.062	1.030	1.006	0.991	0.979
30					1.154	1.151	1.137	1.123	120	1.122	1.079	1.043	1.017	0.999	0.986
35						1.152	1.148	1.139	130	1.117	1.101	1.058	1.028	1.008	0.994
40								1.147	140	1.105	1.113	1.073	1.041	1.018	1.002
45								1.146	160	1.099	1.105	1.103	1.068	1.040	1.019
									180		1.094	1.101	1.094	1.064	1.038
									200			1.088	1.094	1.088	1.062
									220				1.081	1.088	1.082
									240				1.083	1.075	1.085
									260					1.072	1.072
									280						1.065

									Prof. $\bar{E}_0$ (Mev)								
									(mm)	9	10	12	14	16	18	20	22
0	1.011	1.002	0.990	0.980	0.972	0.965	0.958	0.952									
5	1.023	1.015	1.001	0.990	0.981	0.974	0.969	0.962									
10	1.036	1.027	1.012	1.000	0.990	0.982	0.975	0.968									
15	1.050	1.038	1.023	1.009	0.998	0.989	0.982	0.974									
20	1.066	1.053	1.033	1.018	1.006	0.997	0.988	0.980									
25	1.083	1.069	1.045	1.027	1.013	1.004	0.995	0.986									
30	1.103	1.087	1.058	1.037	1.022	1.011	1.001	0.993									
35	1.120	1.105	1.072	1.049	1.031	1.018	1.008	0.999									
40	1.138	1.122	1.086	1.060	1.041	1.025	1.015	1.005									
45	1.144	1.137	1.104	1.075	1.053	1.034	1.022	1.011									
50		1.144	1.120	1.091	1.065	1.046	1.031	1.017									
60			1.138	1.119	1.093	1.069	1.051	1.035									
70				1.135	1.117	1.093	1.072	1.055									
80					1.127	1.114	1.094	1.073									
90						1.129	1.118	1.097									
100							1.128	1.118									
110								1.121	1.124								
120									1.105	1.115							

Tab. (A,5) - Razões dos poderes de freamento de colisão de massa $(\bar{S}/\rho)_{col.}$ para água/ar, segundo NACP, (43)

Prof. (mm)	$\bar{E}_0/\text{MeV}$										Prof. (mm)	$\bar{E}_0/\text{MeV}$		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		12	14	16
1	1.128	1.107	1.088	1.068	1.054	1.042	1.032	1.024	1.016	1.009	2	0.998	0.988	0.979
2	1.133	1.112	1.090	1.071	1.056	1.044	1.034	1.025	1.017	1.010	4	1.001	0.990	0.981
3	1.136	1.116	1.094	1.074	1.058	1.046	1.035	1.026	1.019	1.012	6	1.003	0.993	0.984
4	1.137	1.119	1.099	1.079	1.062	1.048	1.037	1.028	1.020	1.013	8	1.007	0.996	0.985
5		1.123	1.103	1.083	1.065	1.051	1.040	1.030	1.022	1.014	10	1.010	0.998	0.989
6		1.127	1.107	1.087	1.069	1.054	1.042	1.032	1.024	1.016	12	1.013	1.001	0.991
8		1.137	1.115	1.096	1.078	1.062	1.048	1.037	1.028	1.020	14	1.017	1.004	0.994
10		1.153	1.124	1.105	1.086	1.070	1.055	1.043	1.033	1.024	16	1.021	1.008	0.997
12			1.127	1.114	1.095	1.078	1.062	1.049	1.038	1.029	18	1.025	1.011	1.000
14			1.130	1.122	1.103	1.086	1.070	1.055	1.044	1.033	20	1.030	1.014	1.002
16			1.147	1.127	1.111	1.094	1.077	1.062	1.049	1.038	25	1.041	1.024	1.010
18				1.130	1.119	1.101	1.084	1.069	1.056	1.044	30	1.054	1.034	1.019
20				1.134	1.125	1.109	1.092	1.076	1.062	1.049	35	1.068	1.045	1.028
25					1.133	1.125	1.109	1.093	1.078	1.064	40	1.082	1.058	1.038
30						1.133	1.124	1.109	1.094	1.080	45	1.096	1.071	1.049
35							1.132	1.124	1.109	1.095	50	1.109	1.084	1.061
40							1.130	1.130	1.127	1.109	55	1.119	1.097	1.073
45								1.129	1.129	1.121	60	1.124	1.103	1.085
50									1.129	1.127	70	1.126	1.122	1.106
55										1.128	80		1.125	1.119
											90			1.124

Quando utilizamos as razões dos poderes de freamento de colisão de massa na Eq. (A), a medida da dose deverá ser no ponto de máximo do meio (água ou plástico). Se o simulador for de material plástico, o ponto de máximo correspondente na água deverá ser calculado de acordo com a Eq. (22) do Cap. 1 com os valores da Tab. 2 do mesmo capítulo. De acordo então com o Supl. do NACP de 80, (43), as leituras nos pontos de máximo na água e no plexiglass estão dentro de 0,3% e podemos usar aquelas razões dos poderes de freamento de colisão de massa para água dadas pelo NACP (20).

O último protocolo da American Association of Physicists in Medicine [AAPM, (19)] dá para o cálculo da dose a relação:

$$D_{\text{meio}} = M N_{\text{gas}} (\bar{L}/\rho)_{\text{gas}}^{\text{meio}} \cdot P_{\text{ion}} \cdot P_{\text{redes}} \cdot P_{\text{parede}} \quad (C)$$

onde

M = leitura do eletrômetro (C ou divisões da escala).

N_{gas} = dose para o gás na cavidade da câmara por leitura do eletrômetro (Gy/C ou Gy/divisão da escala).

$(\bar{L}/\rho)_{\text{gas}}^{\text{meio}}$ = razão dos poderes de freamento restrito de massa do meio em relação ao ar.

P_{ion} = inverso do coeficiente de coleção.

P_{redes} = corrige para o deslocamento do material do simulador pela câmara e depende do tipo e da energia da radiação, o gradiente de dose no ponto de medida e o raio da cavidade de ar da câmara.

P_{parede} = 1, quando a câmara e a sua capa de equilíbrio eletrônico são do mesmo material ou é igual a:

$$\left[\frac{\alpha (\bar{L}/\rho)_{\text{gas}}^{\text{parede}} (\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{parede}}^{\text{meio}} + (1-\alpha) (\bar{L}/\rho)_{\text{gas}}^{\text{meio}}}{(\bar{L}/\rho)_{\text{gas}}^{\text{meio}}} \right]$$

cujas grandezas e valores estão definidos e tabelados no protocolo da AAPM, (19).

A dose na água pode ser obtida pelo protocolo da AAPM, (19), por:

$$D_{\text{água}} = D_{\text{meio}} (\bar{S}/\rho)_{\text{meio}}^{\text{água}} \quad (D)$$

quando o ponto de máximo na água for obtido a partir daquela no plástico como dito acima (ou seja, nos pontos de máximo dos dois meios temos a mesma distribuição espectral).

Do protocolo da AAPM, (19), temos que $(\bar{S}/\rho)_{\text{meio}}^{\text{água}}$ (razão do poder de freamento não restrito de massa da água em relação ao simulador de plástico) é igual a 1,030 para (água/PMMA) e 1,033 para (água/poliestireno).

III. Porcentagem de Dose Profunda (% D.P.)

A figura abaixo ilustra um feixe de radiação incidindo sobre um meio simulador.

Fig.(A₁): Diagrama Ilustrando o Significado dos Parâmetros que Descrevem um Feixe e Usado no Cálculo da Dose no Simulador.

O ponto P simboliza a profundidade de dose máxima e d_m a profundidade onde ocorre esta dose. Seja a dose em P simbolizada por D_m . Podemos expressar a dose em qualquer profundidade além de P (p.ex., P'), como uma porcentagem em relação a dose no ponto P.

$$\% \text{ D.P. } (d, A_m, S_v, Q) = \frac{D_d}{D_m} \times 100 \quad (E)$$

ou seja: Se $D_m \rightarrow 100\%$

$$D_d \rightarrow \% \text{ D.P.}$$

onde D_d = Dose medida em P' na profundidade d.

Vemos da Eq. (E) que a porcentagem de dose profunda é uma relação entre duas doses e que são calculadas a partir das Eqs. (A) ou (C). Ainda, vemos que a % D.P. é dependente do tamanho do campo na profundidade de dose máxima (A_m), da profundidade d onde queremos conhecer a % de dose profunda, da distância da fonte virtual S_v (no caso de feixes de elétrons) e da qualidade da radiação (energia mais provável na superfície). Para fótons de raios-X ou gama, ver, p.ex., a referência (72).

A Eq. (28) da Sec. (2.4) do Cap. I foi deduzida a partir da Eq. (E) como segue:

$$\% \text{ D.P. } (d, A_m, E_p, 1) = \frac{D_d}{D_m} \times 100, \text{ que pela Eq. (A) [ou (C)] resulta:}$$

$$D_d = I_d \times F_d \times \phi(P, T) \times K_C \cdot N_D \cdot p_u (S_{m, ar}) \bar{E}_d$$

$$e \quad D_m = (I_{\max} \cdot F_m \times \phi(P, T) \times K_C) \cdot N_D \cdot p_u (S_{m, ar}) \bar{E}_{d\max}$$

onde

I_d e $I_{m\acute{a}x}$ = Ionização nas profundidades d e d_{max} respectivamente.

$\bar{E}_d$ e $\bar{E}_{dmax}$ = Energia média dos feixes de elétrons nas profundida -
des d e d_{max} respectivamente.

F_d e F_m = Fatores que corrigem as ionizações pela Lei do Inver -
so do Quadrado, de acordo com a Eq. (II) da Sec. -
(1.2.3) do Cap. I; para as profundidades d e d_{max} res -
pectivamente.

$\phi(P,T)$ = Corrige as leituras de ionização, obtidas nas condi -
ções de temperatura T ($^{\circ}K$) e pressão atmosférica (P)
ambientes; para aquelas de calibração [geralmente T_0
= $293.2^{\circ}K$ ($20^{\circ}C$) e $P_0 = 760,0$ mmHg].
$$\phi(P,T) = \frac{P_0}{P} \times \frac{T}{T_0}$$

K_c = Coeficiente de coleção da câmara fornecida pelo fabri -
cante e é cerca de 1,01, ou seja, se o coeficiente -
de coleção é 99,0%, $K_c = [1 + (1 - 0,99)]$.

A eficiência de coleção é estudada por Boag, (80).

Dividindo membro a membro a eq. de D_d pela de D_m , e
substituindo na definição de % D.P., vem:

$$\% \text{ D.P.} = \left(\frac{I_d \cdot F_d}{I_m \cdot F_m} \times 100 \right) \frac{(S_{m,ar}) \bar{E}_d}{(S_{m,ar}) \bar{E}_{dmax}}$$

ou

$$\% \text{ D.P.} = \% \text{ I.P.} \frac{(S_{m,ar}) \bar{E}_d}{(S_{m,ar}) \bar{E}_{dmax}} \quad (\text{C.Q.D.})$$

onde

$$\% \text{ I.P.} = \frac{I_d \cdot F_d}{I_m \cdot F_m} \times 100$$

Para maiores estudos sobre as medidas da dose em profundidade, recomendamos as referências (20, 42, 43 e 19) nesta ordem.

DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO (11) E ERROS EXPERIMENTAIS

. Dedução da Eq. (11), pág. 21

Demonstramos que o gradiente de dose normalizado do feixe terapêutico (G_1^*) está relacionado com aquele do feixe monoenergético e monodirecional, G_0^* por:

$$G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \frac{\Delta R}{R_{p,1}}} \quad (7)$$

onde o termo $\frac{\Delta R}{R_{p,1}}$ é responsável pela diminuição de G_1^* .

De acordo com Brahme, (8), suponhamos que os alcances - práticos dos feixes monoenergético e terapêutico (designados respectivamente pelos índices 0 e 1) sejam diretamente proporcionais às suas energias mais prováveis. Assim,

$$R_{p,0} = k E_0 \quad \text{e} \quad R_{p,1} = k E_{p,1}$$

que subtraídos membro a membro, resulta:

$$R_{p,0} - R_{p,1} = k (E_0 - E_{p,1}), \text{ ou}$$

$$\Delta R_p = k (E_0 - E_{p,1}) \div (R_{p,1})$$

$$\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{k (E_0 - E_{p,1})}{R_{p,1}} = \frac{k (E_0 - E_{p,1})}{k E_{p,1}}$$

$$\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{E_0 - E_{p,1}}{E_{p,1}}$$

Mas, a perda de energia mais provável ΔE_p nos pré-absorvedores é dada por:

$$\Delta E_p = E_0 - E_p = c \Gamma$$

$$\therefore \boxed{\frac{\Delta R_p}{R_{p,1}} = \frac{c \Gamma}{E_{p,1}}} \quad (I)$$

Por outro lado, como $\bar{\Theta}^2 = T \cdot \Delta R$, vem:

$$R = \frac{\bar{\Theta}^2}{T} \div (R_{p,1})$$

$$\boxed{\frac{\Delta R}{R_{p,1}} = \frac{\bar{\Theta}^2}{R_{p,1} \cdot T}} \quad (II)$$

Como a diminuição de G_1^* não é somente devido ao alargamento da distribuição de energia [Eq. (I)] e nem somente pelo alargamento da distribuição angular das múltiplas interações de espalhamento [Eq. (II)], mas sim uma fração ϵ da diminuição de G_1^* - devido ao alargamento da distribuição de energia e conseqüentemente $(1-\epsilon)$ devido ao alargamento da distribuição angular, obtemos:

$$\frac{\Delta R}{R_{p,1}} = \left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.e} + \left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.a}, \quad (III)$$

onde $\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.e}$ = diminuição de G_1^* devido ao alargamento da distribuição de energia (Eq. I).

$$\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.e} = \epsilon \frac{cT}{E_{p,1}} \quad (IV)$$

$\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.a}$ = diminuição de G_1^* devido alargamento da distribuição angular [Eq. (II)].

$$\left(\frac{\Delta R}{R_{p,1}} \right)_{a.d.a} = (1-\epsilon) \frac{\bar{O}^2}{R_{p,1} \cdot T} \quad (V)$$

Substituindo os valores das diminuições de G_1^* devido aos alargamentos das distribuições de energia e angular dadas respectivamente pelas Eqs. (IV) e (V), na Eq. (III) e o resultado na Eq. (7), resulta:

$$G_1^* = \frac{G_0^*}{1 + \epsilon \frac{cT}{E_{p,1}} + (1-\epsilon) \frac{\bar{O}^2}{R_{p,1} \cdot T}} \quad (Eq. 11)$$

(c.q.d.)

. Erros Experimentais

Os desvios padrões encontrados para as medidas das ionizações (a menos das correções dadas pela lei do inverso do quadrado, segundo a Eq. 12) estiveram entre 0 a 0.113 para $E_{p,0} = 2.75 \text{ Mev}$,

de 0 a 0.396 para 5.85Mev e entre 0 a 0.167 para $E_{p,0} = 10,67\text{Mev}$, em relação às unidades de leitura do dosímetro.

Na medida dos alcances práticos e R_{50} os erros estão vinculados às medidas das ionizações citadas acima e ao traçado das curvas. Devido ao traçado das curvas, o erro está estimado entre 0,2 a 0.6mm. Com relação às outras grandezas que caracterizam as qualidades dos feixes temos as mesmas incertezas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Almeida, C.E. de e Almond, P.R. - "Radiology", B111, 439-74, (1974).
- 1.a. Nordic Association of Clinical Physics (NACP) - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.; B11, 603-72, (1972).
2. Markus, B. - Strahlentherapie; B124, 33-64, (1964).
3. Karzmark, C.J.; Loevinger, R.; Steele, R. e Weissbluth, M. - Radiology, B74, 633-60, (1960).
4. Svensson, H. - Acta Rad. Ther. Phys. Biol.; B10, 443-71, - (1971).
5. Brahme, A. - TRITA - EPP - 71-22 e TRITA - EPP - 72-17. Royal Institute of Technology, Stockholm, (1971).
6. Briot, E. e Dutreix, A. - J. Radiol. Életrol.; B57, 447-76, (1976).
7. Brahme, A. e Svensson, H. - Acta Rad. Ther. Phys. Biol.; B18, 244-79, (1979).
8. Brahme, A. e Svensson, H. - Med. Phys.; B3, 95-76, (1976).
9. Berger, M.J. e Seltzer, S.M. - Nat. Bur. Stand (U.S.). Internal Report. 82, 2451, (1982).
10. Brahme, A. - National Institute of Radiation Protection, Stockholm, Rep. No. SSI: 1975-011.
11. Herring, D.F. e Compton, D.M.J. - Computers in Radiotherapy (Brit. Inst. of Radiol., London) - 51-71, (1971).
12. Svensson, H.; Westling, P. e Larsson, L.G. - Acta Rad. Ther. Phys. Biol.; B14, 229-75, (1975).

13. Schulz, R.J. - Ann. N.Y. Acad. Sci.; B161, 119-69, (1969).
14. Hospital Physicist Association (HPA), London, Report. Ser. - No. 4, (1971).
15. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, Report 21, 1972.
16. Svensson, H. e Hettinger, G. - Acta Rad. Ther. Phys. Biol.; - B10, 369-71, (1971).
17. Katz, L. e Penfold, A.S. - Rev. Mod. Phys.; B24, 28-52, - (1952).
18. Nüsse, M. - Phys. Med. Biol.; B14, 315-69, (1969).
19. American Association of Physicists in Medicine (AAPM) - Med. Phys.; B10(6), 741-83, (1983).
20. Nordic Association of Clinical Physics (NACP) - Acta Rad. - Oncology; B19 (Fasc. 1), 58-80, (1980).
21. Berger, M.J. e Seltzer, S.M. - Trabalho apresentado no "12º Congresso Internacional de Radiologia", Tokyo, Japão, 1969.
22. Bethe, H.A. e Ashkin, J. - "Experimental Nuclear Physics", - Emile Segrè, Wiley, N.Y., 1960.
23. Landau, L. - Journal of Physics, USSR; B8, 221-44, (1944).
24. Blunch, O. e Westphal, K. - Z. Phys.; B130, 641-51, (1951).
25. Hospital Physicist Association (HPA) - Brit. J. Radiol. Supl. 11, 83-72, (1972).
26. Benedetti, G.R., dissertação, Würzburg, (1973).
27. Brahme, A.; Hulten, G. e Svensson, H. - "Phys. Med. Biol.;

B20, 39-75, (1975).

28. Harder, D. - IAES Techn. Report Ser. No. 58, (1966), 140: -
 "Spectra of Primary and Secondary Electrons in Material -
 Irradiated by Fast Electrons".
29. Berger, M.J. - Monte Carlo Code System for Electron and Photon
 Transport through Extended Media" - RSIC - CCC - 107; 57-69,
 (1969) - Oak Ridge National Laboratory.
30. Atherton, L. - Phys. Med. Biol.; B21, 453-76, (1976).
31. Calamini, A. - "Deutscher Roentgenkongress", Essen, (1976), AED
 Conf. 168-004.
32. Brahme, A. - "Livro de Resumos", Abstract No. S0348, pág.198,
 "40º Congresso Internacional de Radiologia", Rio de Janeiro,
 (1977).
33. Svensson, H.; Johansson, L.; Larsson, L.G.; Brahme, A.; -
 Lindberg, B. e Reistad, D. - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.;
B16, 145-77, (1977).
34. Svensson, H. e Brahme, A. - Proceedings of AAPM Summer School,
 Burlington, Massachussets, 1976.
35. Kozlov, A.P. e Shishov, V.A. - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.;
B15, 493-76, (1976).
36. Svensson, H. e Hettinger, G. - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.;
B6, 289-67, (1967).
37. Hulten, G. e Svensson, H. - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.; -
B14, 537-75, (1975).
38. Harder, D. e Schulz, H.J. - Proceedings of the European -
 Congress of Radiology, Amsterdam, (1971). Excerpta Medica -

Amsterdam, (1972).

39. Berger, M.J.; Seltzer, S.M. e Hubell, J.H. - "International Symposium on National and International Standardization of Radiation Dosimetry", Atlanta, (1977) (IAEA - SM- 222/85).
40. Markus, B. - Strahlertherapie; B116, 280-61, (1961).
41. DIN 6809/1 (Associação do Padrão Alemão), Clinical Dosimetry; therapeutical application of x-ray, γ -ray and electron beams, (1976).
42. Mattsson, O.L.; Johansson, K.A. e Svensson, H. - Acta Radiol. Oncology; B20, Fasc. 6, 305-81, (1981).
43. Nordic Association of Clinical Physics (NACP) - Suplemento do NACP (ref. 20) - Acta Radiol. Oncology; B20, Fasc. 6, 401-81, (1981).
44. Loevinger, R.; Karzmark, C.J. e Weissbluth, M. - Radiology; B77, 906-61, (1961).
45. Morris, W.T. e Owen, B. - Phys. Med. Biol.; B20, 718-75, (1975).
46. Pohlitz, W. - Dozimetrie zur Betatrontherapie, Georg. Thieme Verlag, Stuttgart, (1965).
47. Fehrentz, D.; Krone, H. e Schröder-Babo, P. - Strahlentherapie; B149, 276-75, (1975).
48. Markus, B - Strahlentherapie; B152, 517-76, (1976).
49. Hettinger, G.; Pettersson, C. e Svensson, H. - Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.; B6, 61-67, (1967).
50. Dutreix, J. e Dutreix A. - Biofisik; B3, 249-66, (1966).
51. Johansson, K.A.; Mattsson, L.O.; Lindborg, L. e Svensson,

- H. - "International Symposium on National and International Standardization of Radiation Dosimetry, Atlanta, 1977. (IAEA-SM-222/35).
52. Berger, M.J. e Seltzer, S.M. - "National Bureau of Standards (NBS-IR 82-2550), U.S. Department of Commerce (1982).
53. Nahum, A.E. e Polak, B. - "Report of Radiation Department", Universidade de Umeå, Umeå, Suécia (1981).
54. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), Washington, Report No 26, (1977).
55. Pohlitz, W. - "Roentgenstrahlen"; B93, 631-60, (1968).
56. Breitling, G. e Vogel, K.H. - Strahlentherapie; B122, 321-63; (1963).
57. Laughlin, J.S. - Brit. J. Radiol.; B38, 143-65, (1965).
58. Laughlin, J.S.; Lundy, A.; Phillips, R.; Chu, F. e Saltar, A. - Radiology; B85, 524-65, (1965).
59. Boone, M.L.M.; Jardine, J.H.; Wright, A.E. e Tapley, N. du V. - Radiology; B88, 1136-67, (1967).
60. Boone, M.L.M.; Crosby, E.H. e Shalek, R.J. - Radiology; B84, 817-65, (1965).
61. Almond, P.R. e Boone, M.L.M. - Radiology; B86, 148-66, (1966).
62. Hine, G.J. e Brownell, G.L. - "Radiation Dosimetry", Academic Press, 1956.
63. Almond, P.R.; Wright, A.E. e Boone, M.L.M. - Radiology; B88, 1146-67, (1967).

64. Ehrlich, M. - National Bureau of Standards - NBS. Handbook
57, Washington, D.C. (1954).
65. Granke, R.G.; Wright, K.A.; Evans, W.W.; Nelson, J.E. e
Trump, J.G. - Amer. J. Radiol.; B72, 302-54, (1954).
66. Dudley, R.A. - "Radiation Dosimetry", G.J. Hine e G.L. -
Brownell, Academic Press, Inc. New York, N.Y. (1956).
67. Dutreix, J.M. - Betatron und Telekobalttherapie, J. Becker e
K.E. Scheer, Eds. Springer Verlag. Hidelberg Alemanha (1958).
68. Ovadia, J. e Ulmann, E.M. - "Isodos e Distribution and -
Treatment Planning"; B84, 754-60, 1960.
69. Spira, J.; Botstein, C.; Eisenberg, B. e Berdan, W. - Amer.
Journal Roentgen.; B88, 262-62, (1962).
70. Garsou, J.L. - "Symposium on High-Energy Electrons", Montreaux,
Switzerland, (1964). A. Zuppinger e G. Poretti, Eds. Springer
Verlag. Berlin, Alemanha.
71. Dutreix, J. e Dutreix, A. - Annals N.Y. Acad. Sci.; B161, 33-
-69, (1969).
72. Johns, H.E. e Cunningham, J.R. - "The Physics of Radiology",
Eds. Charles C. Thomaz Publisher, 3ª ed., 2ª impressão, (1971).
73. Klevenhagen, S.C.; Lamberti, G.D. e Arbadi, A. - Phys. Med.
Biol.; B27, 363-82, (1982).
74. Langhlin, J.S.; Ovadia, J.; Beattie, J.W.; Henderson, W.
J.; Harvey, R.A. e Haas, L.L. - Radiology; B60, 165-53, -
(1953).
75. Attix, F.H.; Roesch, W.C. e Tochlin, E. - "Radiation -
Dosimetry", vol. 1 - Academic Press, Inc., (1968).

76. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) - "Radiology"; B62, 106-53, (1953).
77. International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) - Report 24, (1976).
78. Johansson, K.A.; Mattsson, L.O.; Lindberg, L. e Svensson, H. - International Atomic Energy Agency (IAEA-SM-222/35), - Vienna, (1978).
79. Harder, D. - Strahlentherapie, Supl. Deutscher Röntgen - Kongress (1965).
80. Boag, J.W. - "Radiation Dosimetry"; Attix, F.S.; Roesch, W. C. e Tochlin, E.; Vol. 2, Academic Press, (1968).