

UNIVERSIDADE DE LISBOA

FACULDADE DE CIÊNCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Simulação Monte Carlo do Campo  
de Radiação Produzido por um  
Acelerador Varian Clinac 600C  
usando Cunhas Dinâmicas

Sandra da Costa Henriques Soares

DOUTORAMENTO EM FÍSICA

(FÍSICA NUCLEAR)

2007

UNIVERSIDADE DE LISBOA

FACULDADE DE CIÊNCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Simulação Monte Carlo do Campo  
de Radiação Produzido por um  
Acelerador Varian Clinac 600C  
usando Cunhas Dinâmicas

Sandra da Costa Henriques Soares

**Tese Orientada por:**

Professor Doutor Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta  
Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

DOUTORAMENTO EM FÍSICA

(FÍSICA NUCLEAR)

2007

A ti!

So my own philosophy is that one should share what wisdom he has, one should help others to help themselves, and one should keep going despite heavy weather for there is always a calm ahead. One should also ignore catcalls from the selfish intellectual who cries: *Don't expose the mystery. Keep it all for ourselves. The people cannot understand.* But as I have never seen wisdom do any good kept to oneself, and as I like to see others happy, and as I find the vast majority of the people can and do understand, I will keep on writing and working and teaching so long as I exist.

*L. RON HUBBARD*



# Resumo

O acelerador linear Varian Clinac 600C tem a capacidade de utilizar filtros dinâmicos para modelar o feixe de raios-X produzido. O objectivo deste trabalho consiste na análise das características dosimétricas dos filtros dinâmicos e na sua comparação com os filtros físicos em termos das suas diferenças no modo como afectam o espectro de energia, a fluência energética, a distribuição angular das partículas e a distribuição de dose.

A introdução de aceleradores lineares com sistemas de colimação dinâmicos controlados por computador e técnicas de imagem anatómica e funcional, possibilitaram uma delimitação e localização mais exacta, do volume do alvo.

As técnicas de simulação Monte Carlo são reconhecidas como um método numérico exacto devido à modelação detalhada dos processos físicos que conduzem à deposição de energia.

A geometria da cabeça de tratamento do acelerador Varian Clinac 600C e as distribuições de dose num fantoma de água foram simulados usando os códigos de Monte Carlo GEANT3 e DPM. O filtro dinâmico foi modelado através do movimento, de um dos colimadores superiores, com velocidade constante. As curvas de rendimento de dose em profundidade e os perfis transversais para os filtros físicos e dinâmicos e para o campo aberto foram medidos e comparados com as simulações de Monte Carlo verificando-se um acordo global de 1.5%. Verificou-se também que os efeitos dos filtros dinâmicos nas distribuições espectral e angular do feixe, é muito menos significativo do que os efeitos do filtro físico. Mostrámos, como exemplo que, o filtro físico de 45°, quando comparado com o correspondente campo aberto, pode introduzir um aumento de cerca de 30% na energia média do fotão devido ao efeito de endurecimento do feixe e também introduzir uma redução de dose de

4,5% na região de build-up devido à diminuição da contaminação de electrões pelo filtro físico. Para o filtro dinâmico não se verificou, nem este aumento da energia média nem a redução de dose. O filtro físico quando comparado com o dinâmico, altera significativamente a distribuição espectral do feixe de fotões e estas diferenças dosimétricas são significativas e devem ser realizadas mais investigações de modo a quantificar o impacto da utilização clínica destes feixes.

**Palavras chave:** Monte Carlo, Simulação, Física da Radiação, Radioterapia Externa, Aceleradores Lineares de electrões, Feixes de fotões, Dosimetria, Filtros Dinâmicos.

# Abstract

The Varian Clinac 600C linear accelerator has the possibility of using dynamic wedges to shape the produced x-ray beam. The aim of this work is the study done on the dosimetric characteristics of dynamic wedges and their comparison with the physical wedges in terms of the differences affecting the dose distributions, beam spectra, energy fluence and angular distributions.

The advent of linear accelerators with computer-controlled collimation systems and of functional and anatomical imaging techniques made possible more accurate target volume localization and delineation.

Monte Carlo simulation techniques are known to be an accurate numerical method because of the detailed modelling of the physical processes that lead to energy deposition.

The geometry of the Varian Clinac 600C accelerator head and the dose distributions in a water phantom were simulated with GEANT3 and DPM Monte Carlo code systems. The dynamic wedge was modelled through the constant movement of the upper jaws. The depth dose distributions and lateral profiles for the dynamic wedge, physical wedge and open fields were measured and compared with the Monte Carlo simulations and the global agreement was found to be within 1.5%. It was also found that the effects of a dynamic wedge on beam spectral and angular distributions are much less significant than those produced by a physical wedge. For example, in our study we found out that the 45° physical wedge, when compared with the corresponding open field, can introduce a 30% increase in the mean photon energy due to the beam hardening effect and that it can also introduce a 4.5% dose reduction in the build-up region because of the reduction of the contaminated electrons by the physical wedge. For the dynamic wedge neither this mean-energy

increase nor such dose reduction was found. The physical wedge, when compared to the dynamic wedge, significantly alters the photon-beam spectrum and these dosimetric differences are significant and further investigation must be performed to quantify the impact in clinical use of these beams.

**Keywords:** Monte Carlo, Simulation, Radiation Physics, External Radiotherapy, Linear Accelerator, Photon Beams, Dosimetry, Dynamic Wedge.

# Agradecimentos

Em primeiro lugar, quero agradecer ao Professor Doutor Luis Peralta, por me ter dado a oportunidade de desenvolver este trabalho, acompanhando-o e apoiando-o, bem como a sua disponibilidade, sugestões e ainda pelo incentivo, entusiasmo e encorajamento para o concluir.

Gostaria de agradecer à Doutora Maria do Carmo Lopes, do Centro Regional de Oncologia de Coimbra do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil, pelo constante interesse, entusiasmo e apoio. Não posso deixar de referir toda a sua disponibilidade ao permitir a minha permanência no Centro em alturas de extrema importância para o meu crescimento experimental nesta área, nomeadamente no que se refere ao contacto directo com o processo de dosimetria, planeamento e tratamento.

À Margarida Fragoso um agradecimento muito especial pela amizade, cumplicidade e apoio incondicional, essenciais para a conclusão desta tese.

Ao Adérito Chaves, agradeço a prestimosa colaboração, especialmente no último capítulo desta tese, sem a qual teria sido mais morosa a sua conclusão.

À Andreia Trindade e ao Pedro Silva, agradeço a preciosa ajuda que me prestaram com os seus conhecimentos, ao excelente ambiente de trabalho e espírito de grupo que me proporcionaram e por todas as suas sugestões, essenciais no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Fernando Barão, o meu reconhecimento pelas fantásticas discussões sobre a implementação de filtros físicos usando o código de Monte Carlo GEANT3.

Um agradecimento especial ao Nuno Dias pelo apoio incondicional que me proporcionou no suporte informático.

Agradeço a todos os meus colegas do LIP a amizade que sempre me dispensaram.

Ao Laboratório de Física de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP), na pessoa do Prof. Doutor Mário Pimenta, agradeço todo o apoio prestado

e meios disponibilizados.

Ao P. Henrique Rios, meu orientador espiritual, excelente conselheiro e amigo que sempre me valeu e orientou no verdadeiro caminho.

Ao Professor Doutor Manuel dos Santos Silva, Reitor da Universidade da Beira Interior, um muito obrigada muito especial por toda a força e solidadriedade, sem as quais este projecto não teria sido possível.

Na impossibilidade de enumerar um vasto conjunto de pessoas, a quem estou particularmente agradecida e com quem aprendi muito, fica para todas elas um sincero muito obrigada.

Os meus especiais agradecimentos à minha família, aos meus Pais e às minhas filhas pela sua inesgotável paciência, apoio e confiança sem os quais esta meta não teria sido atingida.

Por último, mas não menos importante, ao José Viegas, por tudo o que me proporcionou nesta etapa.

# Conteúdo

<b>Conteúdo</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xi</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xxiii</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Introdução à Radioterapia</b>	<b>5</b>
1.1 A Evolução da Radioterapia . . . . .	5
1.2 Objectivos da Radioterapia . . . . .	6
1.3 Métodos de Aplicação de Radioterapia . . . . .	10
1.4 Modulação da Intensidade do Feixe . . . . .	10
1.4.1 Princípio da Produção de Fotões . . . . .	10
1.4.2 Filtros Físicos . . . . .	13
1.4.3 Filtros Dinâmicos . . . . .	18
1.5 Medição da Radiação Ionizante . . . . .	20
1.5.1 Câmara de Ionização . . . . .	21
1.6 Dosimetria Básica e Dosimetria Clínica . . . . .	24
1.6.1 Dosimetria Básica . . . . .	24
1.6.2 Dosimetria Clínica . . . . .	25
1.7 Sistemas de Planeamento Comerciais . . . . .	28
<b>2 Dosimetria de Feixes de Fotões Usados em Radioterapia Externa</b>	<b>31</b>
2.1 Descrição dos Feixes de Fotões . . . . .	32
2.2 Secções Eficazes e Coeficientes de Atenuação . . . . .	32

2.3	Interacção de Fotões com a Matéria . . . . .	34
2.3.1	Dispersão de Rayleigh . . . . .	34
2.3.2	Efeito Fotoeléctrico . . . . .	35
2.3.3	Efeito de Compton . . . . .	36
2.3.4	Produção de Pares . . . . .	38
2.3.5	Coefficiente de Atenuação . . . . .	39
2.4	Interacção dos Electrões com a Matéria . . . . .	39
2.4.1	Colisões Inelásticas com Electrões Atómicos . . . . .	41
2.4.2	Colisões Inelásticas com o Núcleo . . . . .	42
2.4.3	Dispersão Elástica . . . . .	43
2.4.4	Secção Eficaz Total . . . . .	44
2.4.5	Poder de Paragem dos Electrões . . . . .	45
2.5	Determinação da Dose Absorvida . . . . .	49
2.5.1	<i>Kerma</i> . . . . .	49
2.5.2	Dose Absorvida . . . . .	50
2.5.3	Parâmetros Físicos Relevantes em Dosimetria Básica . . . . .	51
2.6	Qualidade do Feixe de Raios X . . . . .	57
2.7	Efeito do Tamanho do Campo . . . . .	58
2.8	Dependência da SSD . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Técnicas de Monte Carlo em Radioterapia Externa</b>	<b>61</b>
3.1	Transporte de Electrões . . . . .	62
3.2	Transporte de Fotões . . . . .	67
3.3	<b>GEometry ANd Tracking - GEANT</b> . . . . .	69
3.4	<i>Dose Planning Method</i> – <b>DPM</b> . . . . .	73
3.4.1	Dispersão Múltipla com Energia Perdida . . . . .	73
3.4.2	Método de Transporte de <i>Dobradiça Aleatória</i> (Random Hinge) . . . . .	75
3.4.3	Interacções Catastróficas e Acontecimentos Radiativos . . . . .	76
3.4.4	Transporte de Partículas em Fantomas Voxelizados . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Simulação do Acelerador Linear Varian Clinac 600C</b>	<b>81</b>
4.1	Simulação da Cabeça de Tratamento . . . . .	81
4.2	Obtenção de Espaços de Fases . . . . .	84

4.2.1	Parâmetros de Simulação . . . . .	86
4.3	Análise de Espaços de Fases . . . . .	87
4.3.1	Primeiro Plano de Contabilização . . . . .	88
4.3.2	Segundo Plano de Contabilização . . . . .	93
4.4	Validação da Simulação . . . . .	99
4.4.1	<i>Output Factor</i> . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Filtros Físicos e Dinâmicos</b>	<b>105</b>
5.1	Filtros Físicos . . . . .	107
5.1.1	Análise de Espaço de Fases à Saída do Filtro Físico . . . . .	108
5.1.2	Validação da Simulação . . . . .	113
5.2	Filtros Dinâmicos . . . . .	127
5.2.1	Tabela de Tratamento Segmentada ( <b>STT</b> ) . . . . .	129
5.2.2	Simulação do Filtro Dinâmico . . . . .	131
5.2.3	Análise de Espaço de Fases à Saída do Filtro Dinâmico . . . . .	134
5.2.4	Validação da Simulação . . . . .	139
5.3	<i>Wedge Factor</i> . . . . .	151
5.4	Comparação dos Resultados Obtidos com Filtros Físicos e Dinâmicos	158
<b>6</b>	<b>Aplicações em Dosimetria Clínica</b>	<b>173</b>
6.1	Aplicações Dosimétricas . . . . .	174
6.2	Definição do Feixe . . . . .	175
6.3	Interface com Geometrias CT . . . . .	176
6.3.1	Calibração CT . . . . .	176
6.3.2	Parametrização CT . . . . .	179
6.3.3	Conversão de CT – <i>pixels</i> em DPM – <i>voxels</i> . . . . .	181
6.3.4	Implementação da Interface CT . . . . .	182
6.4	Interface da Fonte . . . . .	182
6.5	Caso Clínico . . . . .	183
	<b>Conclusão</b>	<b>191</b>
	Bibliografia . . . . .	194
	<b>Apresentações e Publicações</b>	<b>205</b>



# Lista de Figuras

1.1	Probabilidade de se obter o controlo tumoral ( $P_{tumor}$ ) e probabilidade de eliminação de tecidos normais ( $P_{tecido}$ ). $D_0$ representa a dose óptima para o tratamento e a linha a tracejado indica a probabilidade de sucesso da terapia. . . . .	9
1.2	Imagem de um acelerador linear e da mesa de tratamento. . . . .	11
1.3	Representação esquemática da cabeça de tratamento de um acelerador linear, onde se encontram representados os principais componentes utilizados na produção do feixe de fótons. O filtro físico está colocado na posição típica, abaixo dos colimadores secundários. . . .	12
1.4	Esquema da relação geométrica entre o acelerador linear e a mesa de tratamento de um acelerador linear, (retirado da ref [Kle85a]). . . . .	13
1.5	Exemplo de um mapa de distribuição de curvas de isodose A, com $SSD = 80$ cm, para um campo aberto de $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> ; B, com $SAD = 100$ cm, profundidade do isocentro 10 cm e tamanho do campo em relação ao isocentro $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> , (retirado da ref. [Kha94a]). . . . .	14
1.6	Exemplo de um mapa de distribuição de curvas de isodose para um filtro físico de 45° A, normalizado a $d_{max}$ ; B, normalizado a $d_{max}$ sem o filtro, num campo aberto de $8 \times 10$ cm <sup>2</sup> e $SSD = 80$ cm, (retirado da ref. [Kha94a]). . . . .	15
1.7	Imagens de distribuição de isodoses calculadas para um tumor na mama a) com modificador do feixe e b) sem modificador de feixe (As imagens foram cedidas pelo Miguel Capela do IPOFG-CROC). . . . .	16

1.8	Parâmetros dos feixes em cunha, $\theta$ é o ângulo em cunha, $\phi$ é o <i>ângulo dobradiça</i> , e S a distância entre as extremidades do filtro, (retirado da ref. [Kha94a]). . . . .	17
1.9	Representação esquemática da diferença entre um filtro físico e um filtro dinâmico. . . . .	18
1.10	Ilustração de uma câmara de ionização cilíndrica. . . . .	21
1.11	Câmaras de ionização flexíveis, à prova de água, utilizadas para medição da distribuição de dose em fantasmas de água monotorizados. . . . .	22
1.12	<i>Array</i> de câmaras de ionização LA48, desenhado especialmente para medições dosimétricas de campos dinâmicos – Imagem retirada do catálogo <i>Ionizing Radiation Products from PTW – Edition 2004/2005</i> . 23	23
1.13	Electrômetro multicanal MULTIDOS para dosimetria absoluta, medições <i>in - vivo</i> e controle de qualidade em radioterapia – Imagem retirada do catálogo <i>Ionizing Radiation Products from PTW – Edition 2004/2005</i> . . . . .	23
1.14	Definição de volume alvo. . . . .	26
2.1	Representação esquemática do efeito fotoelétrico. Neste exemplo, um electrão é ejectado da camada orbital L e substituído por outro da camada M produzindo emissão de radiação característica. . . . .	35
2.2	Representação esquemática do efeito de Compton. Um fotão incidente interactua com um electrão. O electrão de recuo é emitido segundo um ângulo $\varphi$ e o fotão é disperso segundo um ângulo $\theta$ . . . . .	36
2.3	Representação esquemática da produção de pares. Posteriormente o positrão interage com o electrão do meio material e aniquila-se produzindo fotões de 511 keV. . . . .	38
2.4	Secções eficazes em a) água e em b) tungsténio ( $Z=74$ , $A=184$ ) para os processos de Rayleigh, Fotoelétrico, Compton e Produção de Pares, no campo de Coulomb do núcleo e dos electrões (imagem obtida em <a href="http://physics.nist.gov/PhysRefData">http://physics.nist.gov/PhysRefData</a> , base de dados de NIST) . . . . .	40
2.5	Representação esquemática da produção de <i>bremstrahlung</i> . . . . .	42
2.6	Secção eficaz total para o alumínio ( $Z=13$ ) representando ionizações, excitação atômica e <i>bremstrahlung</i> (figura cedida por A. Trindade [Tri02]). 45	45

2.7	Taxa de perdas de energias total, por colisão e radiativas de electrões em água . . . . .	48
2.8	Ilustração do conceito de <i>kerma</i> : o fóton de energia $E = h\nu$ interage com o meio de massa $dm$ , no ponto P e transfere parte da sua energia sob a forma de energia cinética de um electrão. O electrão, por sua vez, transfere a sua energia para o meio através de pequenas colisões entre os pontos P e P'. A energia transferida em P por unidade de massa é designada <i>kerma</i> . Um dos raios $\gamma$ transporta energia para fora do volume de massa $dm$ . . . . .	50
2.9	Representação da distribuição da dose absorvida e <i>kerma</i> em função da profundidade . . . . .	51
2.10	Diagrama exemplificativo da definição de curva de dose em profundidade num fantoma de água . . . . .	53
2.11	Curvas experimentais de dose em água, normalizadas ao respectivo valor máximo, para feixes de fótons de energias nominais de 6 MV e 18 MV . . . . .	53
2.12	Diagrama exemplificativo da definição de <i>off-axis ratio</i> num fantoma de água . . . . .	55
2.13	Perfis transversais de dose de um feixe de fótons de energia nominal 4 MV, para um campo de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a uma SSD = 100 cm, medidos às profundidade de 1.0 cm ( $d_{max}$ ), 5.0 cm, 10.0 cm e 20.0 cm . . . . .	56
3.1	Simulação do transporte de um electrão ao longo de um passo de história condensada . . . . .	66
3.2	Representação das principais subrotinas do código de MC GEANT3 .	71
3.3	Representação do transporte de um electrão ao longo de um passo de história condensada pela técnica <i>dobradiça aleatória</i> . . . . .	76
4.1	Acelerador Varian Clinac 600C. . . . .	82
4.2	Cabeça de tratamento de um acelerador linear, (retirado da ref. [Kle85a]).	82
4.3	Terapia com raios - X e electrões, (retirado da ref. [Kha94b]). . . . .	83

4.4	Geometria da cabeça de tratamento do acelerador linear Varian Clinac 600C em modo de fótons 4 MV. . . . .	85
4.5	Espectros de energia de fótons ao nível do primeiro módulo. . . . .	89
4.6	Distribuição de energia média do feixe de fótons em função do raio no primeiro nível de caracterização. . . . .	90
4.7	Distribuição de fluência do feixe de fótons em função do raio no primeiro nível de caracterização. . . . .	90
4.8	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar no primeiro nível de caracterização. . . . .	91
4.9	Energia média do feixe de fótons em função do ângulo polar no primeiro nível de caracterização. . . . .	92
4.10	Distribuição de energia de electrões contaminantes no fim do primeiro nível de caracterização. . . . .	92
4.11	Espectros de energia de fótons de 4 MV, calculados com Monte Carlo, para um campo aberto de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . .	94
4.12	Espectros de energia de electrões secundários, calculados com Monte Carlo para um feixe de fótons de 4 MV, para um campo aberto de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	94
4.13	Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo, para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . .	95
4.14	Espectro de energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização para os campos de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	96
4.15	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar para um campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . .	98
4.16	Curvas de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo a) de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , b) de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	100
4.17	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 10 cm e d) 20 cm de profundidade . . . . .	101

4.18	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 10 cm e d) 20 cm de profundidade . . . . .	102
4.19	Perfil transversal de dose para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, a a) 0,3 cm; b) 1,1 cm; c) 13,5 cm e d) 25 cm de profundidade . . . . .	103
4.20	Valores de OF calculados e medidos em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C. . . . .	104
5.1	Esquema de um filtro em cunha. . . . .	105
5.2	Determinação do ângulo do filtro pelas recomendações da IEC e da ICRU. . . . .	106
5.3	Geometria dos colimadores secundários ( <i>upper jaws</i> e <i>lower jaws</i> ) do acelerador linear Varian Clinac 600C, com um filtro físico de $15^\circ$ , para um campo de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . O segundo plano de contabilização está localizado imediatamente a seguir ao filtro físico. A azul estão representados os fótons e a vermelho os electrões. . . . .	108
5.4	Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	109
5.5	Energia média em função da distância ao eixo central para fótons que chegam ao 2º plano de contabilização utilizando filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ em campos de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	110
5.6	Fluência energética de fótons de 4 MV, calculadas com Monte Carlo, usando filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	111
5.7	Fluência energética electrões secundários, calculadas com Monte Carlo para um feixe de fótons de 4 MV, usando filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	112
5.8	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, para filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ , num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	113

5.9	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , usando filtros físicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ .	114
5.10	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , usando filtros físicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ .	115
5.11	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , usando filtros físicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ .	116
5.12	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $15^\circ$ , a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 13.5 cm e d) 20 cm de profundidade.	117
5.13	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $30^\circ$ , a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 13.5 cm e d) 20 cm de profundidade.	118
5.14	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $45^\circ$ , a a) 1 cm; b) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.	119
5.15	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $60^\circ$ , a a) 1 cm; b) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.	120
5.16	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $15^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.	121
5.17	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $30^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.	122
5.18	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $45^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.	123

5.19	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $60^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade. . . . .	124
5.20	Perfil transversal de dose para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $15^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade. . . . .	125
5.21	Perfil transversal de dose para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $30^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade. . . . .	126
5.22	Perfil transversal de dose para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de $45^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade. . . . .	127
5.23	Princípio utilizado para determinação do ângulo do filtro dinâmico, a partir da linha de isodose em água. . . . .	132
5.24	Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . .	135
5.25	Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao 2º plano de contabilização para as cunhas dinâmicas de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ , num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	136
5.26	Fluência energética de fótons para filtros dinâmicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ , num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . .	137
5.27	Fluência energética de elétrons para filtros dinâmicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ , num campo a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . .	138
5.28	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, de filtros dinâmicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ , num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	139
5.29	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ . . .	140

5.30	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ .	141
5.31	Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ .	142
5.32	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $15^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	143
5.33	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $30^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	144
5.34	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $45^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	145
5.35	Perfil transversal de dose para um campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $60^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	146
5.36	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $15^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	147
5.37	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $30^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	148
5.38	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $45^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	149
5.39	Perfil transversal de dose para um campo $15 \times 15 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando um filto dinâmico de $60^\circ$ a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade. . . . .	150

5.40	Perfil transversal de dose para um campo $20 \times 20 \text{ cm}^2$ para um feixe primário de 4 MeV, usando filtros dinâmicos de, a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ , a 10cm de profundidade. . . . .	151
5.41	Valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , $20 \times 20 \text{ cm}^2$ e $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ) e os obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ), para os filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ e os correspondentes WF (valores medidos no acelerador Varian Clinac 600C do IPOFG – CROC). . . . .	153
5.42	Valores de WF calculados e medidos, para um filtro físico de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e $60^\circ$ , em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C. . . . .	154
5.43	Valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ) e os obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ), para os filtros dinâmicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ e os correspondentes WF (valores medidos no acelerador Varian Clinac 600C do IPOFG – CROC). . . . .	156
5.45	Comparação dos valores de WF, calculados e medidos, entre os filtros físicos e dinâmicos, em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C. . . . .	156
5.44	Valores de WF calculados e medidos, para os filtros dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e $60^\circ$ , em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C. . . . .	157
5.46	Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	159
5.47	Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e campo aberto. . . . .	160

5.48	Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização , num campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e campo aberto. . . . .	161
5.49	Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização , num campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para os filtros físico e dinâmico de $45^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	161
5.50	Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	162
5.51	Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	163
5.52	Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	164
5.53	Fluência energética de electrões, num campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	165
5.54	Fluência energética de electrões, num campo de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	166
5.55	Fluência energética de electrões, num campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	167
5.56	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	168
5.57	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	169

5.58	Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a) $15^\circ$ ; b) $30^\circ$ ; c) $45^\circ$ e d) $60^\circ$ e para o campo aberto. . . . .	170
5.59	Razão entre os filtros físico e dinâmico de $45^\circ$ em função do ângulo polar, num campo de a) $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b) $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e c) $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . .	171
6.1	Conversão de números CT em densidade. No intervalo $-1000 \leq H \leq -98$ foram usadas as expressões 6.6 e 6.8. Neste intervalo a densidade do ar e dos tecidos adiposos foram interpolados por uma recta. Para valores $H \geq 100$ foi aplicada a equação 6.4 [SBS00] . . . . .	180
6.2	Conversão de números CT em composição química de acordo com os materiais definidos por Schneider <i>et al.</i> para a máquina Siemens Somaton Plus 4 [SBS00] . . . . .	181
6.3	Representação esquemática da posição das <i>jaws</i> para o campo1. . . .	184
6.4	Imagem CT . . . . .	185
6.5	Imagem CT com a visualização da incidência dos campos de tratamento. . . . .	186
6.6	Imagem CT com <i>Beam's Eye View</i> (BEV) do campo mamário interno. . . . .	187
6.7	Imagem CT com corte do isocentro onde se podem ver as isodoses de 90%, 95%, 105% e 110%. . . . .	187
6.8	Imagem obtida a partir do sistema de planeamento Oncentra MasterPlan do IPOFG – CROC. . . . .	188
6.9	Imagens CT (a), c) e e)) e imagens obtidas com o código de Monte Carlo DPM (b), d) e f)). . . . .	189



# Lista de Tabelas

2.1	Principais processos de interacção de fotões com a matéria. . . . .	34
2.2	Principais processos de interacção de electrões e positrões com a matéria	41
4.1	Parâmetros de transporte do código GEANT3. . . . .	86
4.2	Aberturas dos colimadores secundários para os três campos de radiação considerados. . . . .	93
4.3	Energia média do feixe de fotões em função do campo geométrico . .	95
4.4	Aceitação angular dos colimadores secundários em função das dimensões do campo de radiação para os campos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . . . . .	97
4.5	Valores de <i>output factor</i> calculados e medidos em função da dimensão do campo de radiação. . . . .	104
5.1	Energia média do feixe de fotões (medida em relação ao eixo central) em função da inclinação da cunha, para os campos geométricos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . São também apresentados os valores obtidos para o campo aberto. . . . .	109
5.2	Principais diferenças entre filtros físicos <i>Physical Wedge</i> (PW), <i>Dynamic Wedge</i> (DW) e <i>Enhanced Dynamic Wedge</i> (EDW). . . . .	130
5.3	Energia média do feixe de fotões (medida em relação ao eixo central) em função da inclinação da cunha, para os campos geométricos de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . São apresentados também os valores obtidos para o campo aberto. . . . .	135

5.4	Razão entre o WF do campo de maior dimensão e o de menor dimensão, medidos no acelerador Varian Clinac 600C e obtidos por simulação de Monte Carlo. . . . .	153
5.5	Desvios encontrados entre os valores medidos e os valores calculados para os campos de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , e para os filtros físicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ . . . . .	155
5.6	Desvios encontrados entre os valores medidos e os valores calculados para os campos de radiação de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , $15 \times 15 \text{ cm}^2$ e $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , e para os filtros dinâmicos de $15^\circ$ , $30^\circ$ , $45^\circ$ e $60^\circ$ . . . . .	158
6.1	Parâmetros utilizados na simulação dos campos de radiação aplicados à paciente. . . . .	185

# Introdução

A Radioterapia tem sido uma das principais modalidades utilizadas no tratamento de doenças malignas, praticamente desde a descoberta dos raios X, em 1895, e da descoberta do radioisótopo  $^{226}\text{Ra}$ , em 1898. Trata-se de um tratamento muito eficaz não apenas no controlo mas também na cura da doença. Desde o início, o seu avanço tem dependido do trabalho de físicos e engenheiros, particularmente no desenvolvimento de aceleradores de alta energia para feixes de electrões e fótons, e na introdução de fontes radioactivas na prática clínica.

Em Radioterapia, o tratamento é feito com radiações ionizantes, pelo que, sendo utilizadas doses de radiação altas, qualquer erro no procedimento pode acarretar graves consequências ao paciente, inclusive a sua morte. É, por isso, necessário ter um grande controlo da qualidade da radiação, para que a dose absorvida no volume alvo seja realmente a necessária.

As técnicas de simulação Monte Carlo (MC) tornaram-se reconhecidas como um método numérico preciso devido à modelação detalhada dos processos físicos que conduzem à deposição de energia. Estas técnicas têm sido aplicadas à Medicina para a descrição de campos de radiação e cálculo de quantidades dosimétricas. Em Radioterapia, elas são consideradas rigorosas no estudo da resposta de detectores de radiação na dosimetria dos feixes de radiação e também no cálculo de distribuições de dose absorvida em tecidos biológicos.

Foi por volta da década de 1950/1960 que os primeiros feixes de fótons de alta energia para tratamento em Radioterapia foram disponibilizados. No entanto, devido à inexistência de técnicas de imagem que permitissem obter informação anatómica detalhada, esta modalidade terapêutica só era utilizada em situações nas quais era possível estimar com alguma confiança a dose administrada, visto o cálculo da dose ser feito por métodos aproximados. Durante a década de 1970, começou a utilizar-se, de forma mais sistemática, os códigos de MC para a simulação das cabeças de

tratamento de aceleradores lineares. Contudo, a utilização destes códigos era feita de uma forma não optimizada e limitações de recursos computacionais constituíam um grande desafio. No entanto, o desenvolvimento de códigos mais poderosos permitiu a simulação completa de aceleradores lineares de diferentes arquitecturas. A introdução de aceleradores lineares com sistemas de colimação dinâmicos controlados por computador e técnicas de imagem anatómica e funcional possibilitaram uma delimitação e localização mais exacta do volume do alvo.

Em tratamentos de doenças oncológicas têm sido utilizadas técnicas cada vez mais sofisticadas, como é o caso da IMRT (*Intensity Modulated RadioTherapy*), de modo a melhorar o ajuste da radiação aos volumes dos tumores. Para se conseguir o objectivo de modulação e compensação da dose, os aceleradores lineares mais recentes estão equipados com sistemas de distribuição de feixes mais autónomos usando colimadores dinâmicos.

Estas novas modalidades de tratamento usando colimadores dinâmicos na modulação da intensidade, aumentam a complexidade do cálculo dosimétrico uma vez que é necessário juntar ao tradicional problema tridimensional, uma nova variável, o tempo.

O acelerador Varian Clinac 600C permite a utilização de filtros dinâmicos para modelar o feixe de raios - X produzido. O presente trabalho pretende, não só, estudar e analisar as características dos filtros dinâmicos e compará-los com os filtros físicos no que diz respeito ao modo como afectam o espectro de energia, a fluência energética, a distribuição angular das partículas e a distribuição de dose, mas também contribuir para um melhor conhecimento das incertezas associadas à utilização de filtros dinâmicos nos tratamentos de Radioterapia Externa (RTE).

No **primeiro Capítulo** faz-se uma introdução à Radioterapia, aos conceitos fundamentais de dosimetria básica e clínica. Faz-se também uma abordagem aos sistemas de planeamento e ao percurso de um paciente num departamento de Radioterapia.

No **segundo Capítulo** definem-se os principais processos de interacção dos fótons com a matéria e algumas grandezas dosimétricas tendo como objectivo a caracterização das distribuições de dose, que se obtêm experimentalmente ou com algum algoritmo numérico. Será discutida a precisão com que elas podem ser calcu-

ladas durante o planeamento do tratamento e o seu impacto no grau de sucesso da terapia com feixes de fotões .

No **terceiro Capítulo** são abordados os diferentes métodos desenvolvidos para o cálculo de dose com feixes de fotões , especialmente nos algoritmos convencionais de MC para o transporte electromagnético electrão – fotão . Os códigos de MC utilizados neste trabalho foram, o GEANT3, para a simulação da geometria da cabeça de tratamento do acelerador e o código DPM para a simulação das distribuições de dose num fantoma de água.

No **quarto Capítulo** descreve-se o processo de simulação e caracterização de vários campos de radiação de fotões produzidos pelo acelerador linear Varian Clinac 600C, através dos códigos de MC GEANT3 e DPM. Analisam-se distribuições fundamentais para se perceber o transporte de radiação ao longo da cabeça do acelerador, obtendo-se uma informação detalhada dos sistemas de filtragem e colimação .

No **quinto Capítulo** são analisadas e comparadas distribuições dosimétricas relevantes para a compreensão do transporte da radiação quando se utilizam filtros físicos e dinâmicos.

No **sexto Capítulo** é apresentada uma pequena abordagem a aplicações clínicas.



# Capítulo 1

## Introdução à Radioterapia

A Radioterapia é uma das principais modalidades de tratamento de doenças oncológicas. A vantagem da utilização de radiações ionizantes no tratamento de tumores deve-se ao facto das células neoplásicas apresentarem uma maior radiosensibilidade do que os tecidos saudáveis.

Paralelamente ao desenvolvimento das fontes de radiação, reconheceu-se que era necessário definir e medir a quantidade de radiação prescrita e posteriormente administrada. A criação do Comité Internacional de Unidades Radiológicas (*International Committee on Radiological Units* - ICRU), em 1925, actualmente designado por Comissão Internacional de Unidades e Medidas em Radiação, foi fundamental para a definição e estabelecimento das grandezas dosimétricas actualmente usadas em radioterapia.

### 1.1 A Evolução da Radioterapia

Em 1940, ocorreram os principais avanços na radioterapia. Foram essencialmente dois os desenvolvimentos tecnológicos: o primeiro foi a produção artificial de radionuclídeos, em reactores e aceleradores de partículas usados em física nuclear e de altas energias, para utilização como fontes de terapia, como é o caso do  $^{60}\text{Co}$  e do  $^{18}\text{F}$ ; o segundo foi o acelerador linear, baseado no desenvolvimento tecnológico do radar que, em radioterapia, se tornou a fonte mais importante.

A par destes desenvolvimentos técnicos aconteceram também desenvolvimentos na área da clínica. Foram aplicados métodos científicos para a análise dos resultados

clínicos e desenvolvida uma base sólida de tratamento do cancro com radiação em vários países da Europa e nos Estados Unidos. Concomitantemente, foi também desenvolvida a radiobiologia que forneceu aos métodos clínicos informação sobre a resposta dos tecidos cancerosos e sãos à radiação ionizante, permitindo melhorar e desenvolver técnicas de tratamento. Todo este trabalho permitiu um melhor e maior conhecimento dos métodos dosimétricos e a sua subsequente formalização.

Durante este período, os perigos da radiação e a conseqüente necessidade de protecção radiológica dos profissionais de saúde e paciente, tornaram-se mais claros, sendo evidente que, desde o princípio, os radioterapeutas estavam cientes dos efeitos imediatos ou determinísticos do limite de dose a ser fornecido ao tumor. Posteriormente, os efeitos estocásticos, tais como a indução do cancro, tornaram-se mais evidentes, de modo que o tratamento com radiação se tornou restrito aos pacientes cuja doença colocava em risco a sua vida e para os quais não existia outra forma efectiva de terapia (ICRP 1985). Contudo, existem ainda algumas condições, não malignas, que continuam a ser tratadas com radiações ionizantes, como é o caso dos adenomas da hipófise. Adicionalmente, desenvolvimentos em protecção radiológica permitiram um controlo mais firme na quantidade de radiação que pode ser recebida pelos profissionais de saúde trabalhando com radiações ionizantes. Este facto teve conseqüências no desenho e eficácia do equipamento de tratamento e, em particular, permitiu o desenvolvimento de sistemas de manipulação remota de fontes radioactivas, seladas, usadas em braquiterapia.

Os desenvolvimentos dos computadores e das técnicas computacionais produziram as influências mais importantes no planeamento de um tratamento em radioterapia. Apesar de inicialmente terem sido encaradas apenas como máquinas de cálculo, que permitiam que a tarefa de planeamento de tratamento fosse mais rápida e rigorosa, foram imediatamente reconhecidos como uma ferramenta essencial no processo de optimização da dose a administrar ao tumor, poupando os tecidos saudáveis.

## 1.2 Objectivos da Radioterapia

As células neoplásicas multiplicam-se rapidamente e estão fora do controlo dos mecanismos normais do corpo. Nos neoplasmas malignos, as células têm a capaci-

dade de criar metástases, isto é, de se espalharem invadindo outros tecidos. Existem muitos tipos de células cancerígenas: algumas crescem em conjunto formando uma massa sólida dentro ou sobre a superfície de um tecido ou órgão – tumores; outras, tais como a leucemia e os linfomas, movem-se livremente pelo corpo, através do sangue ou do sistema linfático. Se o cancro não for tratado, inibirá e finalmente destruirá a função do tecido ou órgão hospedeiro.

O objectivo da terapia do cancro é a remoção ou eliminação das células neoplásicas e o impedimento da sua posterior proliferação. As principais formas de tratamento são: a cirurgia para a remoção do tumor; a quimioterapia, que utiliza drogas para eliminar ou prevenir a proliferação das células cancerígenas; a imunoterapia, que consiste em 'armadilhar' o corpo dos seus próprios meios de defesa; e a radioterapia, ou seja, a utilização de radiações ionizantes. Estas formas de tratamento podem ser combinadas ou usadas isoladamente.

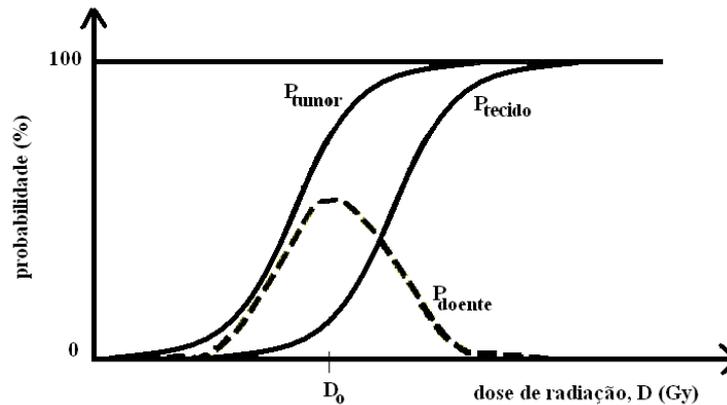
Em radioterapia pretende-se, portanto, fornecer a um volume tumoral definido, uma dose de radiação, medida com exactidão, com o mínimo de dano possível nos tecidos saudáveis circundantes. Deste modo, consegue-se erradicar o tumor, melhorar a qualidade de vida e prolongar a sobrevivência do paciente. O seu sucesso requer que o tumor e todas as microextensões nos tecidos circundantes recebam uma quantidade de radiação suficiente para provocar a sua morte celular. Simultaneamente é necessário salvaguardar os tecidos ou órgãos são envolventes, limitando a quantidade de radiação que eles recebem. Todos os tipos de células podem ser eliminados pela radiação ionizante mas a dose requerida para se conseguir eliminar um dado tipo de células é extremamente variável, isto é, as células apresentam radiosensibilidades diferentes. O principal problema, durante a irradiação, é que o tumor não é tratado isoladamente, isto é, a massa tumoral está localizada no, ou dentro do, tecido, cuja função tem que ser conservada após o tratamento, e envolvida por estruturas saudáveis, através das quais é necessário direccionar o feixe de radiação. Por outro lado, a massa tumoral também se pode espalhar e infiltrar nesses tecidos, sendo por isso inevitável que, como se pretende eliminar completamente o tumor, alguns tecidos são recebam igualmente uma dose alta de radiação.

A eliminação das células através da radiação é estocástica, isto é, é de natureza estatística, uma vez que depende da ocorrência de acontecimentos ionizantes indi-

viduais. Contudo, quando se considera o efeito da radiação num grande número de células, quer seja uma massa tumoral ou um órgão, ele é determinístico, isto é, existe um limiar de dose abaixo do qual não é observado nenhum efeito clínico. Isto encontra-se ilustrado na figura 1.1 onde estão representadas três curvas de probabilidade do resultado terapêutico em função da dose de radiação administrada: uma para o tumor,  $P_{tumor}$  (TCP – **T**umor **C**ontrol **P**robability), a outra para o tecido são,  $P_{tecido}$  (NTCP – **N**ormal **T**issue **C**omplication **P**robability) e outra para o sucesso da radioterapia,  $P_{doente}$ . As incertezas na dose absorvida pela lesão influenciam a probabilidade de resposta do tecido tumoral,  $P_{tumor}$  e do tecido saudável,  $P_{tecido}$ , à radiação. Este controlo é estimado pela probabilidade da eliminação total das células neoplásicas do volume – alvo no final do tratamento com radiação ionizante [BN00]. A resposta do tecido tumoral ao tratamento com radiação ionizante está correlacionada com os níveis de incerteza da dose absorvida ( $D$ ) através da relação:

$$D_N = \frac{\Delta(P_{tumor})}{\Delta D/D} \quad (1.1)$$

onde  $D_N$  é o gradiente da dose - resposta, normalizada, retirada da curva de dose - resposta para tumores e tecidos saudáveis—Figura 1.1. Nesta figura podemos ainda observar como uma incerteza na dose fornecida,  $D_0$ , influencia a probabilidade de complicações nos tecidos saudáveis, isto é, doses superiores podem produzir, nesses tecidos, efeitos secundários indesejáveis. Num tratamento a dose óptima é conseguida com um valor máximo de  $P_{tumor}$  e um mínimo de  $P_{tecido}$ . Os valores máximos admissíveis para os desvios relativos entre dose calculada e medida são de  $\pm 5\%$  [ICR76b]. Se irradiarmos o tumor com doses muito pequenas, a probabilidade de o controlarmos é muito pequena. No entanto se o irradiarmos com doses muito elevadas colocamos a vida do paciente em risco. Para que a terapia por radiação tenha sucesso é necessário encontrar a dose óptima que maximize a probabilidade de cura sem complicações. De acordo com isto, os tumores tratados com sucesso são aqueles para os quais a curva do tumor se situa à esquerda da curva que limita os tecidos são. Neste caso, a dose requerida é menor do que a dose que produz um número significativo de complicações nos tecidos normais. Nesta figura podemos confirmar que o principal objectivo da radioterapia consiste em fornecer o máximo de dose possível à região tumoral de forma a obter-se a maior probabilidade de com-



**Figura 1.1:** Probabilidade de se obter o controlo tumoral ( $P_{tumor}$ ) e probabilidade de eliminação de tecidos normais ( $P_{tecido}$ ).  $D_0$  representa a dose óptima para o tratamento e a linha a tracejado indica a probabilidade de sucesso da terapia.

pleta regressão do tumor. Como a dose fornecida ao tumor é limitada pela necessidade de se restringir a quantidade de radiação que os tecidos normais vão receber, a probabilidade de dano clínico significativo dos tecidos normais tem de se situar num nível aceitável. No entanto, existem tumores para os quais estes objectivos são incompatíveis, como é o caso do cancro do estômago, onde a radiosensibilidade dos tecidos normais é muito maior do que a do tumor.

Em alguns pacientes, para os quais a doença se encontra num estadio bastante avançado a radioterapia pode tornar-se mais limitativa, adquirindo um sentido paliativo, isto é, em vez de ser administrada com propósitos radicais ou de cura, a radiação é fornecida em menores doses obrigando a uma regressão parcial do tumor para um alívio sintomático temporário.

O sucesso radioterapêutico é maior quando as duas curvas da figura 1.1 estão bastante separadas. A optimização da técnica de tratamento permite que uma dose maior seja fornecida ao volume - alvo sem que se aumente a dose nos tecidos são circundantes. Contudo, não é possível reduzir-se a dose nos tecidos normais no caso do tumor se encontrar infiltrado. A forma e as posições relativas da curva de resposta de dose dependem do tempo total e do número de fracções de tratamento. A optimização inclui também a selecção do esquema de fraccionamento mais adequado.

## 1.3 Métodos de Aplicação de Radioterapia

O tratamento de doenças oncológicas com radiação ionizante pode ser efectuado de três formas diferentes, com aplicação de:

- fontes de radiação externas ao paciente – radioterapia externa
- fontes radioactivas seladas em contacto com o volume tumoral – braquiterapia
- fontes radioactivas não seladas – medicina nuclear de terapia

A radioterapia externa é a forma de tratamento com radiação mais utilizada. A aplicação clínica desta técnica consiste na utilização de fontes de radiação ionizante exteriores ao paciente. Os tratamentos são, na sua maioria, efectuados com feixes de fotões produzidos em unidades de quilovoltagem (kV), em aceleradores lineares de electrões ou fontes radioactivas. Se os feixes de fotões são obtidos através da interacção de electrões primários com um alvo, produzem um espectro policromático. Se forem obtidos pelo decaimento radioactivo de isótopos, originam um espectro discreto. As energias máximas de feixes policromáticos produzidos por aceleradores lineares, variam tipicamente entre 4 MeV e 25 MeV.

Na Braquiterapia, o tratamento é feito usando fontes radioactivas seladas, colocadas em contacto com o volume tumoral. Desta forma, consegue-se uma aplicação localizada que minimiza o dano dos tecidos saudáveis que envolvem o tumor. Esta forma de tratamento é usada em tumores de pequenas dimensões e localizados em locais de fácil acesso para aplicação das fontes. A terceira modalidade de tratamento é através da utilização de fontes radioactivas não seladas que, quando administradas ao paciente se ligam preferencialmente ao tecido tumoral. Esta é a forma de tratamento menos utilizada e é geralmente administrada fora do departamento de radioterapia.

## 1.4 Modulação da Intensidade do Feixe

### 1.4.1 Princípio da Produção de Fotões

O acelerador linear é uma máquina na qual campos eléctricos de grande intensidade são utilizados para acelerar electrões. A aceleração de electrões num campo eléctrico

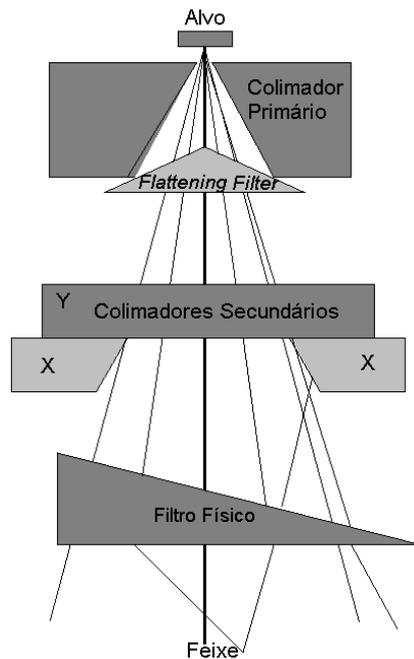
criado por uma diferença de potencial entre dois eléctrodos apenas permite obter partículas de relativa baixa energia. Uma energia mais elevada é conseguida se forem utilizados potenciais alternados para aumentar o campo de aceleração, mas tal foi apenas possível no final da Segunda Guerra Mundial, devido à invenção do klistrão, desenvolvido para o radar [Kle85a] – Figura 1.2.



**Figura 1.2:** Imagem de um acelerador linear e da mesa de tratamento.

O coração do acelerador linear é o guia de ondas que funciona como um condutor de microondas e é onde a aceleração dos electrões ocorre, (retirado da ref. [Kle85a]). A energia necessária para acelerar os electrões é fornecida ao guia de ondas por uma fonte de microondas (klistrão ou magnetrão), sob a forma de pulsos de pequena duração. Numa das extremidades do guia de ondas existe um canhão de electrões que fornece e injecta electrões, em fase com os pulsos das ondas de rádio no guia. Consequentemente, os electrões são acelerados pelas ondas de radiofrequência, adquirindo uma energia elevada. Este feixe de electrões emerge da estrutura aceleradora e entra na cabeça de tratamento, embatendo num alvo de elevado número atómico, geralmente tungsténio.

A figura 1.3 ilustra a estrutura da cabeça de tratamento de um acelerador linear.

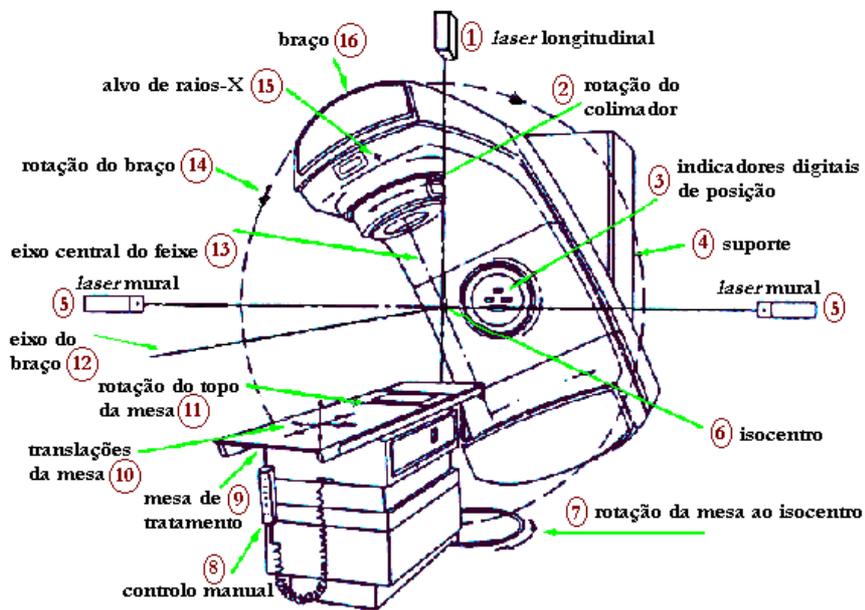


**Figura 1.3:** Representação esquemática da cabeça de tratamento de um acelerador linear, onde se encontram representados os principais componentes utilizados na produção do feixe de fótons. O filtro físico está colocado na posição típica, abaixo dos colimadores secundários.

Na colisão do feixe de electrões com o alvo de tungsténio, são produzidos fótons de *bremsstrahlung*, que têm um espectro de energia contínuo e cujo máximo é igual à energia inicial dos electrões. Isto é, se a energia dos electrões incidentes for de 4 MeV, os fótons terão um espectro abrangendo um intervalo de energias de 0 a 4 MeV. Em radioterapia este feixe é referido como um feixe de 4 MV. O alvo é suficientemente espesso para parar a totalidade dos electrões primários mas suficientemente fino para não absorver significativamente os fótons produzidos. O colimador principal define a dimensão máxima do campo de fótons. O *flattening filter* é, habitualmente, feito de chumbo, e a sua função é modular a intensidade inicial do feixe distribuindo-o uniformemente em fluência energética. Em seguida, este feixe, atravessa uma câmara de ionização que monitoriza a taxa de fluência, em unidades de monitor (MU), e a uniformidade do feixe. A câmara está calibrada de tal forma que 1 MU corresponde à dose de 1 cGy, obtida em água para uma profundidade e um campo de referência pré-definidos. Abaixo da câmara de ionização estão colocados dois colimadores

secundários, constituídos por duas mandíbulas na direcção X e duas na direcção Y, que transformam um feixe num campo quadrado ou rectangular. Finalmente, imediatamente a seguir aos colimadores secundários, podem ser colocados objectos modificadores do feixe, como é o caso dos filtros físicos.

Na figura 1.4, está representada uma relação geométrica do movimento do braço do acelerador (*gantry*) e da mesa de tratamento de um acelerador linear. Embora a mesa de tratamento não faça parte do sistema de fornecimento de radiação, é o factor principal na instalação da *gantry* e do posicionamento do paciente.



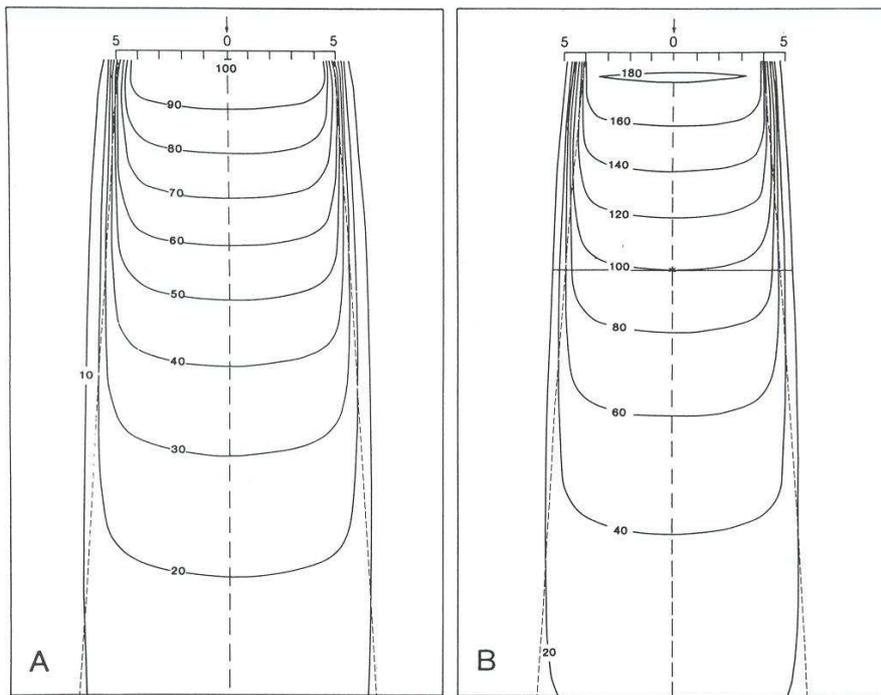
**Figura 1.4:** Esquema da relação geométrica entre o acelerador linear e a mesa de tratamento de um acelerador linear, (retirado da ref [Kle85a]).

## 1.4.2 Filtros Físicos

Frequentemente, filtros especiais ou blocos absorventes, são colocados no percurso do feixe de modo a modificar a sua distribuição de isodose. Os *filtros físicos* são os modificadores do feixe mais utilizados. Estes absorventes têm uma forma inclinada e provocam uma atenuação progressiva da intensidade do feixe, originando uma distribuição de dose oblíqua, em relação à sua posição normal. Os filtros são colocados na cabeça do acelerador abaixo do sistema de colimação secundário – Figura 1.3.

Os filtros físicos são geralmente feitos de um material denso, tal como o chumbo ou o aço. Estão montados num suporte plástico, transparente, que é colocado na cabeça do acelerador a uma distância específica da fonte e apresentam um conjunto discreto de inclinações possíveis.

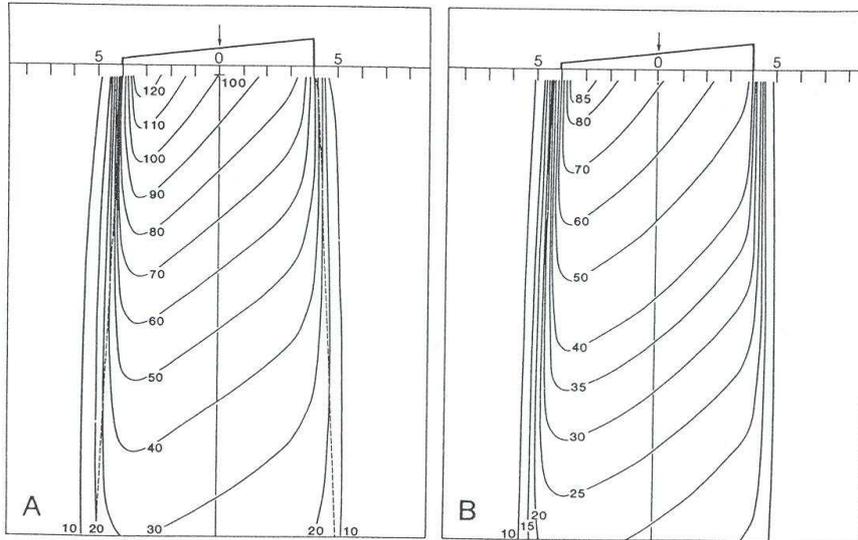
Se não existirem modificadores físicos na direcção do feixe, a sua intensidade, definida como o número de fótons por unidade de área, é praticamente constante. Consequentemente, as linhas desenhadas em pontos de igual dose, linhas de isodose, são paralelas à superfície e originam uma distribuição de dose plana. Da figura 1.5 verifica-se que, qualquer que seja a profundidade, a dose é sempre maior no eixo central do feixe diminuindo gradualmente na borda do feixe. Junto das bordas do feixe (esta região é denominada *penumbra*), a taxa de dose decresce rapidamente em função da distância lateral ao eixo do feixe.



**Figura 1.5:** Exemplo de um mapa de distribuição de curvas de isodose A, com  $SSD = 80$  cm, para um campo aberto de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>; B, com  $SAD = 100$  cm, profundidade do isocentro 10 cm e tamanho do campo em relação ao isocentro  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>, (retirado da ref. [Kha94a]).

Quando um filtro físico é interposto no feixe a sua intensidade é reduzida de uma

quantidade que depende da quantidade de material que o feixe tem que atravessar. Deste modo, obtém-se uma distribuição de dose em que as curvas estão inclinadas em relação à sua posição normal e o grau de inclinação depende do declive do filtro – Figura 1.6.

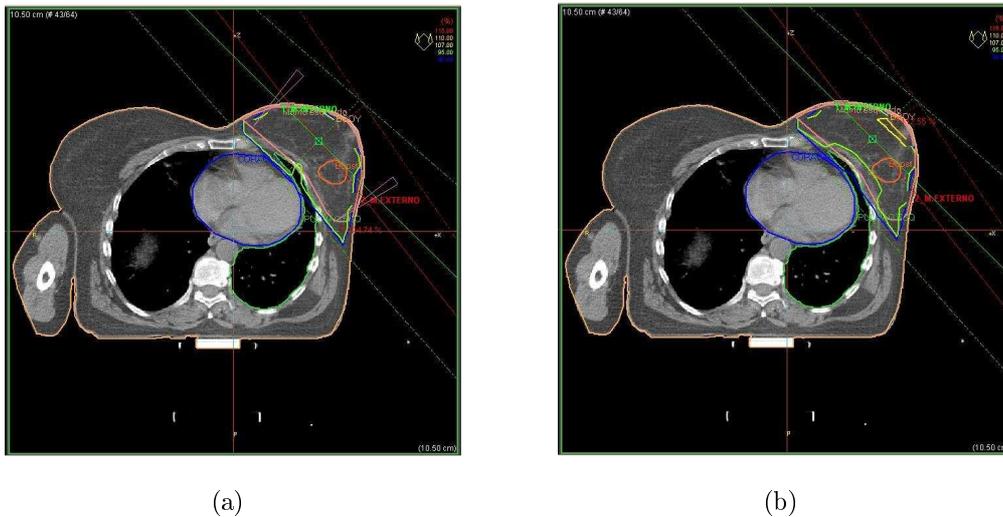


**Figura 1.6:** Exemplo de um mapa de distribuição de curvas de isodose para um filtro físico de  $45^\circ$  A, normalizado a  $d_{max}$ ; B, normalizado a  $d_{max}$  sem o filtro, num campo aberto de  $8 \times 10$  cm<sup>2</sup> e SSD = 80 cm, (retirado da ref. [Kha94a]).

O termo *ângulo em cunha* refere-se ao ângulo através do qual cada curva de isodose é inclinada em relação à direcção central do feixe a uma profundidade específica [ICR76a]. Desta definição podemos concluir que este é o ângulo que a curva de isodose faz com a direcção de incidência do feixe, como indicado na figura 1.6.

A presença do filtro em cunha altera a dose que vai ser distribuída à saída da máquina e este efeito tem que ser tomado em consideração no planeamento do tratamento. Este efeito é caracterizado pelo *factor de cunha*, definido como a razão entre as doses obtidas com e sem a cunha, num determinado ponto do fantoma de água ao longo do eixo central.

Em geral, os filtros em cunha alteram a qualidade do feixe preferencialmente atenuando os fótons de baixa energia (endurecimento do feixe). E, em menor extensão, devido à dispersão Compton, estes filtros provocam a degradação da energia do feixe (amolecimento do feixe).



**Figura 1.7:** Imagens de distribuição de isodoses calculadas para um tumor na mama a) com modificador do feixe e b) sem modificador de feixe (As imagens foram cedidas pelo Miguel Capela do IPOFG-CROC).

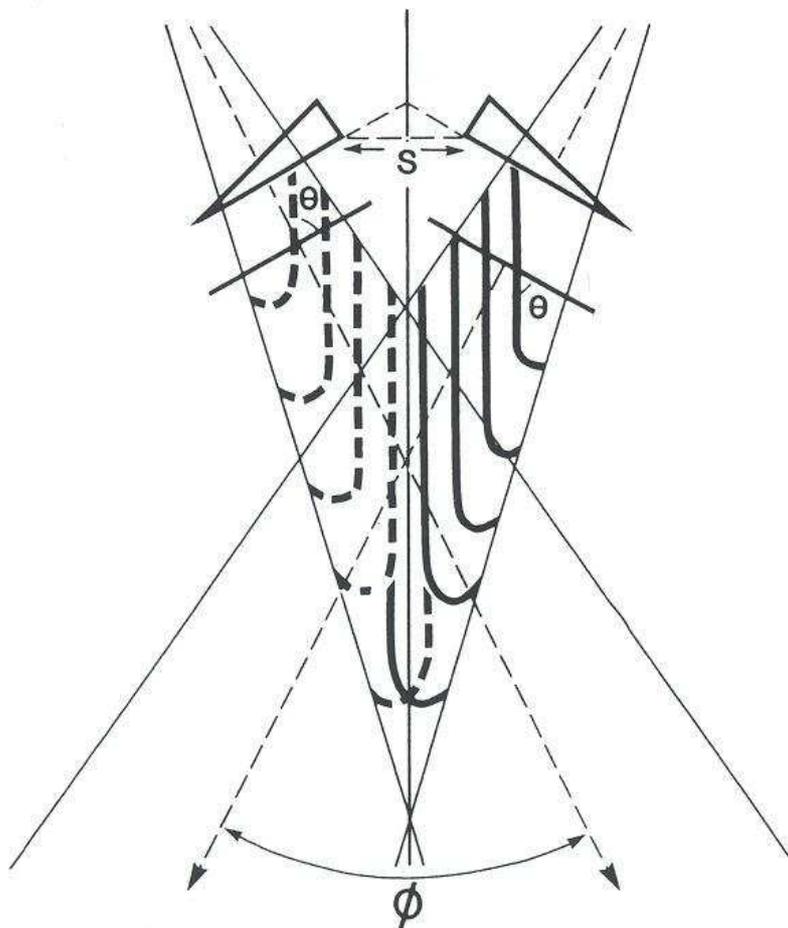
Na figura 1.7 está representada a imagem de uma paciente em que o planeamento foi feito a) com filtro físico e b) sem filtro físico. Foi utilizado um filtro físico de  $15^\circ$ . Na imagem a) a azul estão representadas as curvas de isodose de 90% e a verde a de 95%, que envolve quase perfeitamente o volume alvo (rosa/creme). A região não abrangida é a que se encontra à superfície da mama. Os pontos quentes (representados a amarelo), isodoses superiores a 107%, não se visualizam. Na imagem b) verifica-se que a curva de 95% começa a cortar o volume alvo na região interna e as curvas de isodose de 107% e 115% (amarelo) começam a surgir próximo da região externa da mama.

O tratamento usando apenas uma incidência do feixe de fótons é raramente usado, pelo que, na maioria dos tratamentos, para se obter a distribuição de dose requerida dentro do tumor, são requeridas duas ou mais incidências do feixe.

Tumores relativamente superficiais, estendendo-se desde a superfície até alguns centímetros de profundidade, podem ser irradiados por dois feixes em cunha, colocados do mesmo lado do paciente. Quando se posicionam os dois filtros com as superfícies mais espessas adjacentes uma à outra, consegue-se uma distribuição angular do campo praticamente uniforme. Neste caso, cada feixe em cunha, apresenta uma redução de dose na superfície, em relação à região mais profunda, de modo que

o gradiente de dose na região sobreposta (região alvo) é minimizado e fora desta região a dose desaparece rapidamente, como é clinicamente pretendido.

Os parâmetros  $\theta$  (ângulo em cunha),  $\phi$  (*ângulo dobradiça*) e S (separação entre as cunhas), afectam a região alvo em termos da sua profundidade, forma e distribuição de dose e estão representados na figura 1.8, [Kha94a]. O *ângulo dobradiça* é o ângulo entre os eixos centrais dos dois feixes e S a distância entre as extremidades mais densas da cunha projectadas na superfície.



**Figura 1.8:** Parâmetros dos feixes em cunha,  $\theta$  é o ângulo em cunha,  $\phi$  é o *ângulo dobradiça*, e S a distância entre as extremidades do filtro, (retirado da ref. [Kha94a]).

A relação entre  $\theta$  e  $\phi$  que fornece a distribuição de dose mais uniforme, na região alvo, é dada pela equação:

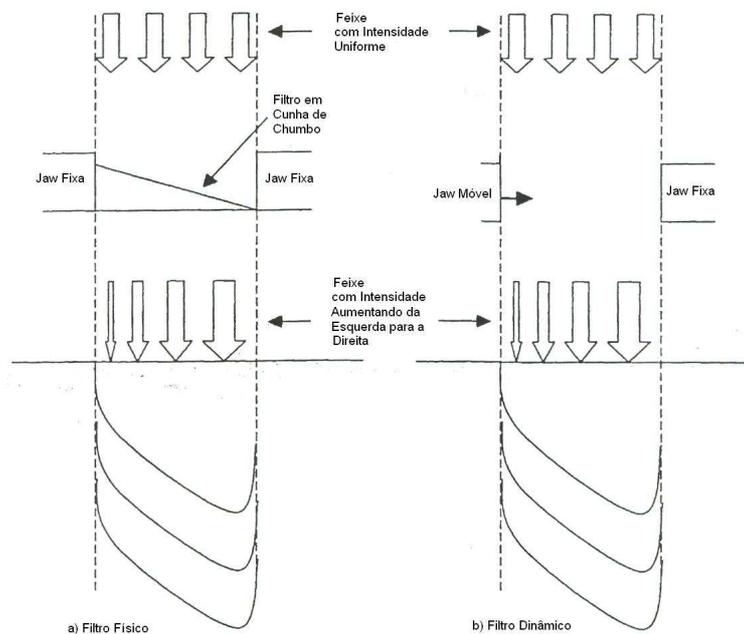
$$\theta = 90^\circ - \phi/2 \quad (1.2)$$

Esta equação baseia-se no princípio de que, para um dado *ângulo dobradiça*, o ângulo em cunha deve ser tal que as curvas de isodose de cada campo são paralelas ao eixo central bissector de  $\phi$ . De acordo com estas condições, quando as isodoses são combinadas, a distribuição resultante é uniforme.

Apesar da equação 1.2 ser útil no planeamento do tratamento, a sua aplicação a técnicas mais complexas que envolvem filtros em cunha, compensadores e reduções de campo para o mesmo paciente, torna-se muito difícil. Por isso, actualmente, o sistema de planeamento manual foi substituído por sistemas de planeamento computadorizados.

### 1.4.3 Filtros Dinâmicos

Filtro dinâmico é o termo utilizado para descrever o método de criação de uma distribuição de dose oblíqua sem a utilização de filtros físicos. A figura 1.9 ilustra o princípio de funcionamento do filtro dinâmico. Nesta técnica, uma das mandíbulas



**Figura 1.9:** Representação esquemática da diferença entre um filtro físico e um filtro dinâmico.

do colimador secundário move-se através do feixe de radiação por controlo computadorizado. A sombra crescente, criada pelo movimento da mandíbula, provoca uma alteração na intensidade do feixe. Programando correctamente o movimento da mandíbula obtém-se uma distribuição de dose oblíqua equivalente à obtida com o filtro físico (Figura 1.9 a)). O conceito de filtro dinâmico foi proposto em 1978 por Kijewski et al. [KCB78], e mais tarde apoiado por D. Leavitt [LMML90] que integrou completamente o movimento do colimador no sistema de controlo do acelerador linear. A *Varian Oncology Systems* foi a primeira empresa a comercializar aceleradores com filtros dinâmicos. Nesta tese foi usado o sistema de colimação dinâmico do acelerador linear Varian Clinac 600C.

Os dados do controlo computadorizado para mover o colimador são guardados num ficheiro chamado Tabela Segmentada de Tratamento – STT (*Segmented Treatment Table*). Esta tabela define a fracção de dose total a ser administrada, em função da posição do colimador, à medida que este se move.

Se na direcção do feixe de fotões é colocado um modificador físico alguns desses fotões são dispersos pelo material que o constitui. A energia média dos fotões dispersos é menor do que a energia média do feixe primário. Alguns dos fotões dispersos mantêm-se no feixe primário e os restantes saem do feixe contribuindo para a dose *periférica*. Os fotões que permanecem no feixe primário dão origem a um aumento na dose superficial ao contrário do que acontece quando se utiliza um campo aberto [Pub83], isto é, um campo sem modificadores de feixe.

Quando se usam filtros dinâmicos, não existem atenuadores físicos na direcção do feixe, e o colimador move-se apenas durante parte do tratamento. Assim, o número de fotões dispersos criado é reduzido, diminuindo significativamente a dose na superfície do paciente e na região periférica [LK97b]. Neste caso não existe atenuação do feixe mas sim uma modulação unidimensional da sua intensidade, o que provoca o mesmo efeito de um filtro físico em relação à distribuição de dose. Em todas as situações clínicas, é fundamental irradiar o tumor com doses elevadas e as estruturas sãs, adjacentes, com doses baixas. Particularmente, diminuindo a dose na superfície diminui a probabilidade de desenvolvimento de reacções na pele [LK97b], e diminui a hipótese de aparecimento de um segundo cancro. Por exemplo, quando se considera a dose periférica na mama saudável durante a irradiação, as medições mostram que

a dose periférica com os filtros dinâmicos é inferior à observada com o filtro físico por um factor de dois [WOE<sup>+</sup>97]. Podemos então concluir que a utilização das cunhas dinâmicas proporcionam vantagens clínicas em relação à distribuição de dose e à dose na periferia do campo, principalmente nos tratamentos de mama [Lea97].

## 1.5 Medição da Radiação Ionizante

Quando os raios X começaram a ser usados para diagnóstico e terapia, foram feitas tentativas para medir a radiação ionizante com base nos seus efeitos químicos e biológicos. Em radioterapia, por exemplo, foi definida a grandeza **Skin Erythema Dose** – SED, como a quantidade de radiação X ou  $\gamma$  que produzisse vermelhidão na pele humana. Contudo, como é óbvio, esta grandeza tinha muitos inconvenientes. Pelo que foi mais tarde substituída por outra grandeza mensurável mais rigorosa, o *roentgen* – (R), que foi, em 1928, adoptada pelo ICRU como a medida de exposição à radiação X e  $\gamma$  [Kha94c].

Um dosímetro de radiação é um aparelho que mede ou calcula, directa ou indirectamente, as grandezas exposição, *kerma*, dose absorvida (ou dose equivalente), ou as suas variações temporais, ou ainda grandezas relacionadas com a radiação ionizante.

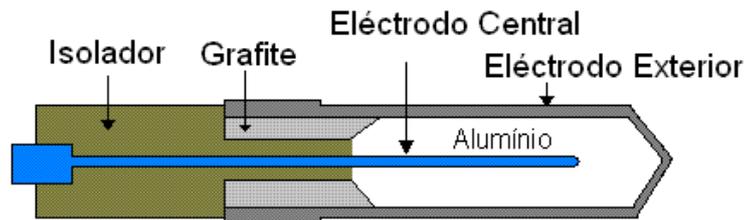
Para que um dosímetro funcione como dosímetro de radiação ele tem que ter, pelo menos, uma propriedade física que seja função da grandeza dosimétrica a medir e que possa ser usada para radiação dosimétrica com calibração correcta. De forma a serem úteis, os dosímetros devem exhibir algumas características fundamentais. Por exemplo, em radioterapia o conhecimento exacto da dose absorvida em água num ponto específico e a sua distribuição espacial é tão importante como a possibilidade de fornecer a dose a um órgão de interesse do paciente. Neste contexto, as propriedades dosimétricas requeridas são rigor e precisão, linearidade, dependência de dose ou taxa de dose, resposta em energia, dependência direcciona e resolução espacial.

### 1.5.1 Câmara de Ionização

É claro que, nem todos os dosímetros podem satisfazer todas estas características. A escolha deve ser feita tendo em consideração os requisitos da medição. Em radioterapia, por exemplo, para calibração do feixe são recomendadas câmaras de ionização e outros dosímetros capazes de medir a distribuição de dose (dosimetria relativa) ou verificar a dose.

As câmaras de ionização têm vários formatos e dimensões, mas em geral apresentam as seguintes propriedades:

- A câmara de ionização é constituída por uma cavidade preenchida com gás (em geral ar) que contém no centro um eléctrodo colector e é envolvida por uma parede exterior condutora – Figura 1.10. A parede e o eléctrodo colector estão separados por um isolador de alta qualidade que reduz a corrente de fuga quando se aplica à câmara a tensão de polarização.



**Figura 1.10:** Ilustração de uma câmara de ionização cilíndrica.

- Geralmente as câmaras possuem um eléctrodo de guarda para favorecer a redução da corrente de fuga. Este eléctrodo intercepta a corrente de fuga, permitindo que esta flua para a terra passando pelo eléctrodo colector. Assegura também a melhor uniformização do campo eléctrico no volume sensível da câmara, favorecendo a recolha de carga.
- Medições com câmaras de ionização abertas em ar requerem correcções de temperatura e pressão que contam para a variação da massa de ar no volume da câmara, devido a mudanças de pressão e temperatura ambiente.

Neste trabalho, a dosimetria foi realizada com câmaras de ionização flexíveis de 0.125 cc da PTW (*Semiflex Ionization Chambers*) – Figura 1.11.



**Figura 1.11:** Câmaras de ionização flexíveis, à prova de água, utilizadas para medição da distribuição de dose em fantasmas de água monitorizados.

Estas câmaras são especialmente desenhadas para medidas de dose em fantasmas de água monitorizados. Têm uma banda nominal de energia de 30 kV a 50 MV para fotões e 6 MeV a 50 MeV para electrões. O material da parede é grafite e a cobertura protectora acrílica. Os anéis de guarda são desenhados acima do volume activo. Em cada câmara é incluída uma cápsula de acumulação (*build-up cap*) acrílica para medições de feixes de  $^{60}\text{Co}$  em ar. Para cada medição requer-se uma correcção da densidade do ar. Estas câmaras são cilíndricas com um diâmetro interior de 5.5 mm e ideais para dosimetria tridimensional em fantasmas de água.

Para as medições dosimétricas com os filtros dinâmicos, foi utilizado o *array* de câmaras de ionização LA48 – Figura 1.12.



**Figura 1.12:** Array de câmaras de ionização LA48, desenhado especialmente para medições dosimétricas de campos dinâmicos – Imagem retirada do catálogo *Ionizing Radiation Products from PTW – Edition 2004/2005*.

Este array inclui o último desenvolvimento tecnológico *fluid – filled* em câmaras de ionização, apresenta uma resolução espacial inferior a 1 mm e foi desenhado especialmente para medições dosimétricas de campos dinâmicos. Este array possui 47 câmaras de ionização espaçadas de 8 mm entre si. É utilizado em conjunto com um electrómetro multicanal MULTIDOS com 48 canais– Figura 1.13.



**Figura 1.13:** Electrómetro multicanal MULTIDOS para dosimetria absoluta, medições *in – vivo* e controle de qualidade em radioterapia – Imagem retirada do catálogo *Ionizing Radiation Products from PTW – Edition 2004/2005*.

## 1.6 Dosimetria Básica e Dosimetria Clínica

Em radioterapia, a exactidão com que a dose pode ser fornecida ao tumor, minimizando os efeitos secundários sobre os tecidos sãos vizinhos, é de extrema importância. Por detrás da irradiação de um tumor existe um processo complexo de medições e cálculos que permite fornecer com rigor a dose prescrita pelo médico radioterapeuta. Este processo encontra-se dividido em duas fases: a dosimetria básica e a dosimetria clínica.

### 1.6.1 Dosimetria Básica

A dosimetria básica é efectuada num fantoma de água e consiste na obtenção, para os diferentes campos de radiação, de:

- Curvas de Rendimento em Profundidade (PDD - *P*ercent *D*epth *D*ose)

Quando o feixe de fótons interage com o meio material transfere a sua energia para os electrões que o constituem. Estes electrões, antes de depositarem a sua energia, percorrem pequenos percursos no material. Por este motivo, verifica-se, na superfície do material, um aumento inicial da dose em profundidade até um valor máximo a partir do qual a dose começa então a diminuir. A profundidade a que ocorre o máximo de deposição de dose ( $d_{max}$ ) e a taxa de diminuição de dose, são funções da energia do feixe.

- Perfis Transversais de Dose

Um perfil de dose é uma curva que representa a variação da dose ao longo de uma linha perpendicular à direcção do feixe a partir do eixo central. Os perfis dos feixes, para cada tamanho de campo, são medidos a diferentes profundidades.

Os fantasmas de água são meios universalmente aceites para calibração de um acelerador linear porque a água possui as mesmas propriedades de absorção e dispersão que os músculos e tecidos do corpo humano.

Os dados dosimétricos dos feixes de radiação são obtidos a partir do fantoma de água e de câmaras de ionização, com base em protocolos onde se definem as condições padrão.

A distribuição de dose ao longo do eixo central dá-nos apenas uma parte da informação necessária para uma descrição rigorosa de dose no paciente. As distribuições de dose bidimensionais e tridimensionais são obtidas combinando os dados das curvas de rendimento em profundidade e dos perfis transversais.

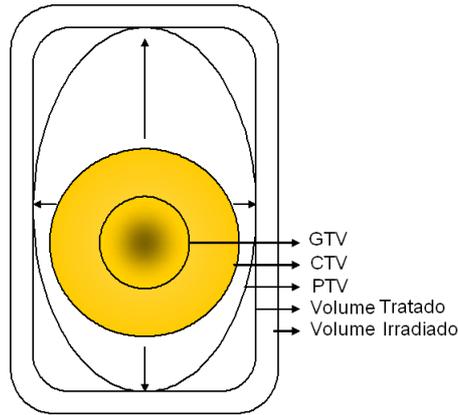
## 1.6.2 Dosimetria Clínica

A dosimetria clínica consiste no cálculo de distribuições de dose em tecidos do corpo humano. Como um paciente não apresenta uma forma superficial e volumétrica regular nem um meio homogéneo, como no caso do fantoma de água onde os dados dosimétricos básicos são recolhidos, estes não são suficientes para o cálculo de distribuições de dose correspondentes a determinado plano de tratamento. Temos, por isso, que dispor de informação adicional, como por exemplo o contorno do corpo, a posição dos órgãos vitais, posição e extensão do tumor e as respectivas densidades. A informação desejada pode ser obtida, por exemplo, através de imagens de tomografia computadorizada (CT) e/ou de ressonância magnética (MR).

Com o surgimento de novas ferramentas em radioterapia, como é o caso dos filtros dinâmicos, cada vez mais utilizadas na prática clínica para uma crescente variedade de tumores, a complexidade dos processos de tratamento tem mostrado a necessidade de se aperfeiçoarem mecanismos para a garantia de um controlo de qualidade efectivo. Portanto, para assegurar que os pacientes sejam tratados de maneira segura, além da constância dos parâmetros físicos, é necessário verificar-se o planeamento do tratamento.

No âmbito dos sistemas de planeamento, os modelos de cálculo de dose devem servir para fornecer resultados rápidos e rigorosos para todas as combinações de campos de tratamento relevantes.

O planeamento de um tratamento em radioterapia externa prossegue logo que o conjunto de informações anteriores seja obtido. Depois, procede-se à escolha do tipo de radiação, da energia mais adequada, das direcções de incidência, tamanho dos campos de radiação e eventual utilização de moduladores do feixe de forma a irradiar um determinado volume alvo causando o menor dano aos órgãos sãos adjacentes e o mais homoganeamente possível.



**Figura 1.14:** Definição de volume alvo.

A dosimetria básica e a realização do planeamento dos tratamentos são da responsabilidade do físico médico, no entanto, a delimitação do volume alvo e dos órgãos em risco compete ao médico radioterapeuta, englobando várias etapas, figura 1.14. Em primeiro lugar, tem que ser definida a extensão palpável e visível do tumor, *Gross Tumor Volume* (GTV), em seguida, é necessário marcar, em torno do GTV, uma margem que considere a proliferação subclínica local de células tumorais, o *Clinical Target Volume* (CTV) e, finalmente, em torno do CTV tem que ser incluída outra margem que tem que ter em conta a variação na dimensão e na posição dos tecidos relativamente ao feixe de tratamento, tratando-se do *Planning Target Volume* (PTV). O PTV tem em conta, não apenas os movimentos respiratórios do paciente, mas também as alterações provocadas no seu posicionamento para a realização do tratamento. O planeamento dos tratamentos com recurso a sistemas computadorizados sofisticados, baseados em algoritmos de cálculo progressivamente mais complicados, é realizado sobre o PTV.

A selecção das melhores condições de irradiação, tem como principal objectivo assegurar uma distribuição máxima e uniforme de dose no volume-alvo, sem que os tecidos saudáveis, localizados nos limites da zona irradiada, sejam colocados em risco. Este processo é efectuado durante a fase de planeamento de tratamento [WT00]. Após a localização do volume-alvo, recorre-se a sistemas informáticos para o cálculo de dose, que permitem testar e avaliar diferentes abordagens terapêuticas para obtenção da distribuição de dose prescrita para o tratamento.

Para cada tratamento, o número e as dimensões dos campos de radiação dependem da região que engloba o tumor e os tecidos envolventes (localização do volume – alvo) e da presença de órgãos vitais ou tecidos saudáveis [Wil00]. As combinações mais frequentes incluem irradiações com dois ou mais campos proporcionando uma distribuição de dose elevada e homogénea no interior do volume – alvo e evitando doses excessivas em tecidos saudáveis. Na terapêutica de tumores superficiais, região supraclavicular, nódulos mamários internos ou espinal – medula, em geral, recorre-se a um campo de dimensões apropriadas, controladas por sistemas de colimação mecânicos ou electrónicos existentes em cada uma das unidades de produção de feixes clínicos de fotões.

Os sistemas informáticos recorrem a informação dosimétrica relativa aos feixes de radiação e informação anatómica específica do doente, contida em imagens de tomografia computadorizada (CT – Computed Tomography), ressonância magnética (RM), angiografia, tomografia de emissão de positrões (PET – Positron Emission Tomography) e/ou tomografia computadorizada de emissão de fotões (SPECT – Single Positron Computed Tomography). Com a informação obtida por estes meios de diagnóstico, as estruturas de interesse e o contorno exterior do doente são identificados.

Como no cálculo de dose é necessária elevada rapidez que permita o desenvolvimento interactivo e avaliação das estratégias de tratamento, os algoritmos implementados, nos sistemas de planeamento, baseiam-se em modelos físicos simples, capazes de determinar soluções de problemas de transporte de radiação em geometrias realistas.

O controlo de qualidade destes sistemas, antes e ao longo da sua utilização clínica, é realizado com testes de aceitação e validação [DFM<sup>+</sup>99], consistindo no cálculo da dose em configurações de irradiação bem definidas e na comparação dos resultados do planeamento com os valores experimentais, permitindo subsequentemente, avaliar a exactidão dos algoritmos [VW99]. Estes testes foram criados e realizados por diferentes grupos de investigação tendo-se verificado que podem existir desvios, entre a dose calculada por alguns sistemas de planeamento e a dose medida podendo, em alguns casos, esses desvios ir de 5% a 40%. Estes desvios foram atribuídos a várias causas: a incorrecta execução de procedimentos experimentais de dosimetria básica;

erros no processo de transferência de informação dosimétrica para os sistemas de planeamento [KLR<sup>+</sup>01]; contabilização incorrecta da interacção do feixe de radiação com materiais de composições químicas e densidades diferentes das da água – ar, pulmões [KAN<sup>+</sup>95], tecido ósseo e próteses metálicas [Rob01] – por parte dos algoritmos de cálculo de dose. A influência do cálculo incorrecto de dose no grau de sucesso do controlo do tumor e no aparecimento de lesões secundárias é quantificada de acordo com a probabilidade de resposta, à radiação, do tecido tumoral e do tecido saudável. O controlo tumoral é avaliado pela probabilidade de, no final das sessões de tratamento prescrito, deixarem de existir células neoplásicas no interior do volume-alvo [BN00].

O processo de validação e controlo de qualidade de um sistema de planeamento pode também ser efectuado através da comparação com resultados obtidos por algoritmos de transporte de radiação baseados no método de Monte Carlo. Este é um método microscópico e estocástico que permite a resolução da equação de transporte da radiação, sem perda de generalidade, através da modelação dos processos físicos subjacentes ao processo de deposição de energia. Este método, além de ser utilizado na verificação de sistemas de planeamento, permite obter a informação dosimétrica específica necessária ao desenvolvimento e avaliação dos pressupostos físicos subjacentes aos algoritmos de cálculo de dose e optimização dos protocolos clínicos e experimentais [And91].

## 1.7 Sistemas de Planeamento Comerciais

Em radioterapia, os sistemas de planeamento de tratamento são utilizados para calcular a distribuição de dose e estabelecer os parâmetros necessários ao planeamento de forma automatizada e incluem:

- o cálculo das distribuições de dose relativas para cada equipamento, energia e modalidade de tratamento;
- a soma das doses relativas provenientes dos diferentes feixes;
- o cálculo do número de unidades de monitor para uma dada dose prescrita quando são introduzidos os dados de calibração no sistema de planeamento

- os dados de saída, que devem ser precisos e incluir a distribuição de isodose em forma gráfica [Yu02].

No Serviço de Radioterapia Externa do Centro Regional de Coimbra do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil (CROC-IPOFG) é utilizado o sistema de planeamento **Oncentra MasterPlan** v1.4 da Nucletron.

Este sistema de planeamento possui um algoritmo para o cálculo de distribuições de dose relativas para campos de irradiação que utilizam filtros dinâmicos, baseado na combinação dos dados do feixe num campo aberto e nos dados da STT (secção 1.4.3).

Os sistemas de planeamento devem ser verificados com parâmetros típicos empregues na clínica e com uma dada periodicidade. Essa verificação deve ser independente dos algoritmos de cálculo utilizados pelo sistema de planeamento, utilizando tabelas e gráficos gerados experimentalmente, que deverão ser utilizados para a conferência manual dos cálculos. É recomendado que a unidade monitora calculada pelo sistema concorde com os cálculos manuais em  $\pm 2\%$  [IAE00].

Os modelos de cálculo de dose devem servir, segundo a perspectiva do sistema de planeamento de tratamento, para proporcionar resultados rápidos e rigorosos para todos os tipos de geometria de tratamento relevantes. As incertezas nos cálculos de dose são em larga escala dependentes do problema em análise. Aspectos importantes na concepção de sistemas de planeamento de tratamento não são apenas o rigor dos resultados mas também a logística dos objectos de dados, interfaces, etc.

A aproximação clássica para cálculos de dose em geometrias heterogéneas é corrigir a dose adquirida para uma geometria homogénea semelhante. Os métodos mais recentes calculam a dose incluindo directamente nos modelos, os efeitos das heterogeneidades. A situação para modelar efeitos volumétricos de dispersão é semelhante; vários métodos estimam variações de dispersão enquanto que os modelos mais recentes fazem cálculos baseados directamente no transporte de partículas ou de energia. Apesar do uso de modelos completos de simulação nos sistemas de tratamento modernos, continuam a ser necessárias aproximações simples e adicionalmente mais refinamento nas verificações dos resultados do planeamento do tratamento. Existem numerosas revisões sobre métodos de correcção de heterogeneidades, em geral catalogadas de acordo com a sua capacidade de observar a informação anatómica [PP83],

a sua forma de modelar componentes de dose de fótons primários e dispersos [WP87], ou a quantidade de densidade de informação CT que elas usam para cálculos de dose de fótons dispersos tridimensionalmente [WP90].

No final da década de 90, foi iniciado no *Lawrence Livermore Laboratory*, um projecto de planeamento de tratamento com Monte Carlo com o objectivo de modelar todas as modalidades dos feixes, incluindo fótons [HSBD<sup>+</sup>99]. Pelo que, na próxima década, em vez dos planeamentos de tratamento habituais, o código Monte Carlo deva ser utilizado para a caracterização de feixes.

A difusão da utilização das aplicações de Monte Carlo na física médica foi revista por Mackie (1990), Andreo (1991) e Rogers (2006 [Rog06]). Os fótons sofrem um número limitado de interacções, antes de serem absorvidos, por isso, a sua simulação directa incluindo todas as suas interacções é um processo simples. Contudo, no transporte de electrões, o número de interacções coulombianas com núcleos atómicos é tão grande que a simulação de Monte Carlo directa é impraticável. Isto motivou o desenvolvimento das técnicas de história condensada onde diferentes interacções microscópicas são classificadas em grupos de modo a providenciar uma representação macroscópica detalhada do transporte da partícula [Ber63b]. A história condensada assume que o meio seja localmente homogéneo, o que torna não trivial estudar os efeitos de interface em detalhe. O agrupamento pode ser implementado de formas diferentes usando diferentes aproximações [KB98a]. O cálculo de dose para planeamento de tratamento não é, contudo, tão crítico como a simulação das respostas das câmaras de ionização. Por isso, o Monte Carlo é considerado o método primário para *benchmarking* de aproximações rápidas de cálculo de dose.

Para o cálculo de dose de feixes de fótons, o longo percurso livre médio entre interacções significa que a energia é transferida para o meio em fracções locais através de grandes volumes e é necessária a simulação de um número considerável de fótons para reduzir a incerteza estatística. Os longos tempos de cálculo são um grande problema na terapia conformacional com fótons onde a optimização da distribuição de dose usando algoritmos iterativos requer que a dose seja recalculada muitas vezes durante o planeamento.

## Capítulo 2

# Dosimetria de Feixes de Fótons Usados em Radioterapia Externa

A dosimetria com feixes de fótons baseia-se em métodos que permitem a determinação quantitativa da energia depositada, directa ou indirectamente no meio, pela radiação ionizante. Para descrever o feixe de radiação e a sua interacção com os meios materiais, foram definidas diversas quantidades dosimétricas. Estas quantidades são usadas para descrever feixes de fótons ou feixes de partículas pesadas.

Em radioterapia, a maioria dos tratamentos é efectuada com feixes de fótons produzidos em unidades de quilovoltagem, aceleradores lineares de electrões ou fontes radioactivas. Os feixes, quando obtidos através da interacção de electrões primários com um alvo, são produzidos com um espectro policromático e quando obtidos pelo decaimento radioactivo de isótopos, são produzidos com um espectro discreto. Quando os feixes policromáticos são produzidos por unidades de quilovoltagem apresentam energias nominais de 50–300 kV e, de 4–25 MV se produzidos por aceleradores lineares. Os feixes de fótons obtidos com fontes de cobalto  $^{60}\text{Co}$  são discretos e apresentam um espectro com energias de 1.17 e 1.33 MeV. Os raios X produzidos consistem em fótons característicos do material do alvo e em radiação de *bremstrahlung*.

Na dosimetria de radiações ionizantes existem duas entidades distintas: a que descreve o feixe de fótons em termos de energia e número de fótons que o constituem e outra que descreve a quantidade de energia que o feixe pode depositar num determinado meio material.

A determinação da dose absorvida é um processo complexo constituído por vários passos, desde o conhecimento dos princípios básicos de interacção de partículas com a matéria até à aplicação de protocolos de dosimetria para determinar exactamente a dose absorvida em água. O objectivo deste capítulo é descrever esses passos.

## 2.1 Descrição dos Feixes de Fótons

Os feixes de fótons produzidos em aceleradores lineares são caracterizados por uma distribuição em energia,  $f(E)$ , fluências,  $\Phi$ , e por fluências energéticas,  $\Psi$ .

A fluência,  $\Phi$ , para um feixe de partículas, é definida como:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad [cm^{-2}] \quad (2.1)$$

onde  $dN$  representa o número de partículas e  $da$  a área infinitesimal perpendicular à direcção do feixe, que as partículas atravessam [Tur95]:

A fluência energética,  $\Psi$ , corresponde à quantidade de energia,  $d\bar{E}$ , que atravessa a área  $da$ :

$$\Psi = \frac{d\bar{E}}{da} \quad [MeVcm^{-2}] \quad (2.2)$$

As quantidades anteriores são usadas para descrever feixes monoenergéticos, de modo que, para feixes policromáticos, a energia média,  $\bar{E}$ , é calculada a partir da distribuição espectral  $f(E)$ , da seguinte maneira:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{max}} E f(E) dE}{\int_0^{E_{max}} f(E) dE} \quad (2.3)$$

## 2.2 Secções Eficazes e Coeficientes de Atenuação

Quando se fala em radiações ionizantes, o termo interacção é aplicado a processos nos quais ocorre variação da energia e/ou direcção da radiação [Gre81]. Como estes processos são aleatórios só é possível falar em termos de probabilidade da interacção ocorrer. Esta probabilidade pode ser expressa em termos da secção eficaz ou dos vários coeficientes de atenuação.

O conceito de secção eficaz pode ser entendido como a área efectiva que cada centro difusor (eléctron, núcleo, átomo, etc.) representa, possibilitando a difusão das

partículas incidentes, isto é:

$$\sigma = \frac{N_d}{I} \quad (2.4)$$

onde  $N_d$  representa o número de partículas difundidas por unidade de tempo e  $I$  a intensidade do feixe incidente, isto é, o número de partículas por unidade de área por unidade de tempo.

Quando um fóton interage com um material absorvente de determinada espessura, é completamente absorvido ou disperso pelo referido material. Nestas condições, o número de fótons absorvidos,  $dN$ , é proporcional ao número de fótons incidentes,  $N$ , e à espessura,  $dx$ , do material absorvente, isto é:

$$dN \propto N dx \quad (2.5)$$

ou

$$dN = -\mu N dx \quad (2.6)$$

onde a constante de proporcionalidade  $\mu$  é designada por coeficiente linear de atenuação. O sinal menos indica que o número de fótons diminui com o aumento da espessura do material. A solução da equação diferencial 2.6 pode ser escrita como:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.7)$$

onde  $N(x)$  é o número de fótons transmitidos através do material de espessura  $x$  e  $N_0$  o número de fótons incidentes. Esta atenuação exponencial apenas se aplica a feixes de fótons monoenergéticos. Na prática, os feixes produzidos por aceleradores são constituídos por um espectro de energias, pelo que, a atenuação deixa de ser exponencial [Kha94c].

Em geral, o coeficiente de atenuação linear depende da energia dos fótons e da natureza do material. Uma vez que a atenuação produzida por um material de espessura  $x$ , depende do número de electrões presentes nessa espessura,  $\mu$  depende da densidade do material. Então, se se dividir  $\mu$  pela densidade  $\rho$ , o coeficiente resultante,  $\mu/\rho$ , será independente da densidade e designa-se por coeficiente de atenuação mássico.

## 2.3 Interacção de Fótons com a Matéria

Os fótons interagem com a matéria, nomeadamente com os tecidos humanos, de uma forma drasticamente diferente da interacção das partículas carregadas. Ao contrário destas, que perdem a sua energia de forma quase contínua, os fótons podem percorrer grandes distâncias num meio material sem interagirem. Ao atravessarem a matéria e na gama de energias dos keV aos MeV, os fótons interagem essencialmente por quatro processos físicos: dispersão de Rayleigh, efeito fotoeléctrico, efeito de Compton e produção de pares. A tabela 2.1 mostra as principais interacções de fótons com a matéria. O mecanismo através do qual os fótons interagem com a matéria sem uma transferência de energia é a dispersão de Rayleigh.

	Processo
Dispersão de Rayleigh	$\gamma N \rightarrow \gamma N$
Efeito Fotoeléctrico	$\gamma N \rightarrow e^- N^*$
Efeito de Compton	$\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$
Produção de Pares	$\gamma N \rightarrow e^+ e^- N$

**Tabela 2.1:** Principais processos de interacção de fótons com a matéria.

### 2.3.1 Dispersão de Rayleigh

A dispersão de Rayleigh é a interacção elástica entre um fóton e um átomo. Os fótons são dispersados pelos electrões ligados ao átomo sem lhes transferirem energia.

A probabilidade de dispersão é maior para fótons de baixa energia e em materiais de grande número atómico,  $Z$ . Neste processo participam todos os electrões do átomo, pelo que também é denominado dispersão *coerente*, sendo a sua distribuição descrita por *factores de forma atómicos*  $F(q, Z)$ . Para a dispersão de fótons não polarizados, a secção eficaz atómica diferencial em ângulo sólido é:

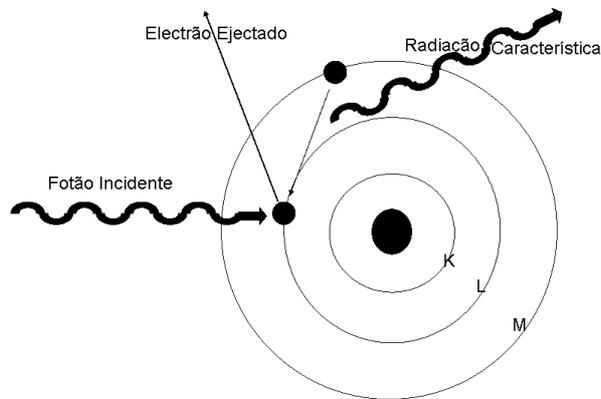
$$\frac{d\sigma_r^a}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 \quad [cm^2 sr^{-1} atomo^{-1}] \quad (2.8)$$

onde  $r_e$  é o raio clássico do electrão e  $q = 2k \sin(\theta/2)$  (com  $k = h\nu/c$ ) é o momento transferido. Quando  $q \rightarrow 0$ , então  $F(q, Z) \rightarrow Z$ . Para um ângulo  $\theta$  fixo, o factor

de forma varia com  $Z^{3/2}$ . Os factores de forma atómicos são derivados a partir dos modelos de Hartree–Fock e de Thomas–Fermi. Este último, adequado para átomos de médio e elevado número atómico, apresenta um potencial atómico que varia pouco numa distância da ordem de grandeza do comprimento de onda de um electrão, podendo-se considerar que a maior parte dos electrões orbitais se encontra no interior de um volume de reduzidas dimensões onde o potencial é constante.

### 2.3.2 Efeito Fotoeléctrico

A baixas energias, o processo dominante é o efeito fotoeléctrico. Este processo envolve a absorção do fotão pelo átomo, sendo um electrão ejectado da sua camada orbital. Depois da emissão do electrão, o átomo fica num estado excitado, com menos um electrão numa das suas camadas electrónicas. O átomo desexcita-se através da ocupação do lugar vago deixado por electrões das camadas superiores, resultando a emissão de raios X de fluorescência ou então pela emissão de electrões de Auger—Figura 2.1.



**Figura 2.1:** Representação esquemática do efeito fotoeléctrico. Neste exemplo, um electrão é ejectado da camada orbital L e substituído por outro da camada M produzindo emissão de radiação característica.

A energia cinética,  $T_{e^-}$ , dos fotoelectrões emitidos, é dada por:

$$T_{e^-} = h\nu_0 - E_b \quad (2.9)$$

onde  $h\nu_0$  é a energia do fotão incidente e  $E_b$  a energia de ligação do electrão. Este efeito é mais provável quando a energia do fotão incidente é ligeiramente superior à

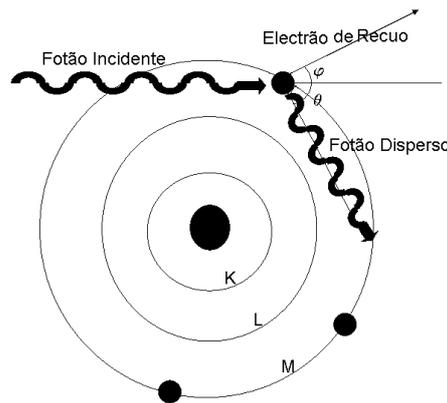
energia de ligação do electrão da sua camada atómica. A secção eficaz é maior para materiais de elevado número atómico e varia com a energia de uma forma complicada com descontinuidades na energia correspondente a cada camada ou sub-camada orbital. Acima da energia da camada orbital K, a probabilidade de absorção de um fóton com energia suficiente para ejectar um electrão com energias não-relativistas é dada por:

$$\sigma_p^a \approx \sqrt{2} \frac{32\pi r_e^2 \alpha^4}{3} \left( \frac{3m_0c^2}{h\nu_0} \right)^m Z^n \quad (2.10)$$

onde  $\alpha = 1/137$  é a constante de estrutura fina,  $m_0$  a massa do electrão e  $Z$  o número atómico do material. O expoente  $n$  varia entre 4 ( $h\nu_0 < 100keV$ ) e 4.6 ( $h\nu_0 > 500keV$ ) e  $m$  entre 3 ( $h\nu_0 < 100keV$ ) e 1 ( $h\nu_0 > 500keV$ ) [Bie00b]. Na região de  $h\nu_0 \leq 0.1MeV$ , o efeito fotoeléctrico é importante para energias superiores à energia de ligação atómica dos electrões do material absorvente e a secção eficaz varia com  $Z^4$  e  $(h\nu_0)^{-3}$ .

### 2.3.3 Efeito de Compton

O efeito de Compton é o processo dominante na interacção de um fóton de energia  $h\nu_0$  com um electrão livre. Nesta interacção o fóton é disperso, cedendo parte da sua energia a um electrão orbital. O electrão é considerado livre enquanto a sua energia de ligação for muito menor do que a energia do fóton—Figura 2.2.



**Figura 2.2:** Representação esquemática do efeito de Compton. Um fóton incidente interacciona com um electrão. O electrão de recuo é emitido segundo um ângulo  $\varphi$  e o fóton é disperso segundo um ângulo  $\theta$ .

O processo de interacção Compton é descrito com base nas leis relativistas de conservação de energia e momento. Neste caso, a energia cinética,  $T_{e^-}$ , do electrão de recuo, disperso com um ângulo  $\varphi$ , é dada por:

$$T_{e^-} = h\nu_0 \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (2.11)$$

com  $\epsilon = h\nu_0/m_0c^2$ , onde  $m_0c^2 = 511$  keV e  $\theta$  é o ângulo do fotão disperso com

$$\cot \theta = \left(1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2}\right) \tan(\theta/2) \quad (2.12)$$

A energia do fotão disperso,  $h\nu$ , com um ângulo  $\theta$  é dada por:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (2.13)$$

A secção eficaz diferencial por unidade de ângulo sólido por electrão, para a interacção de Compton é dada, em primeira ordem, pela relação de *Klein – Nishina* (K-N) [Leo86]:

$$\frac{d\sigma_c^e}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{h\nu}{h\nu_0}\right) \left(\frac{h\nu}{h\nu_0} + \frac{h\nu_0}{h\nu} - \sin^2 \theta\right) \quad [cm^2 sr^{-1} electrão^{-1}] \quad (2.14)$$

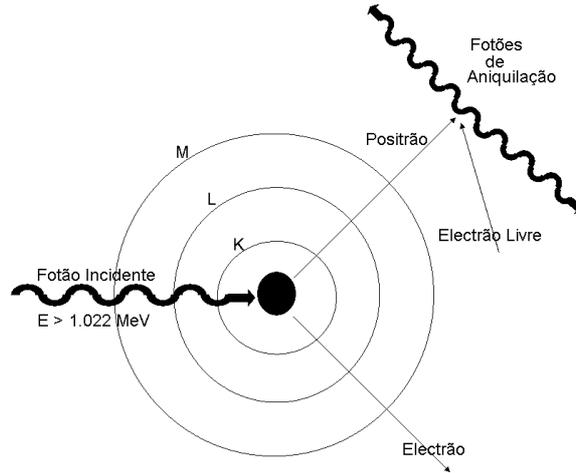
A secção eficaz total por electrão,  $\sigma_c^e$ , é obtida integrando a equação (2.14) sobre todos os ângulos de dispersão  $\theta$ :

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left[ \frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{\ln(1 + 2\epsilon)}{2\epsilon} \right] + \frac{\ln(1 + 2\epsilon)}{2\epsilon} - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right\} \quad (cm^2 electrão^{-1}) \quad (2.15)$$

Para fotões incidentes com  $h\nu_0 \leq 0.01$  MeV, a secção eficaz de K-N é praticamente igual à secção eficaz da dispersão Thompson mas depois decresce gradualmente com fotões de alta energia e torna-se proporcional a  $(h\nu_0)^{-1}$ . Na dispersão de Thompson, sendo um acontecimento elástico, nenhuma energia é transmitida ao electrão. Para fotões incidentes de muito baixa energia, a secção eficaz de K-N tem que ser corrigida para que se tenha em conta a energia de ligação dos electrões. A secção eficaz atómica de K-N,  $\sigma_c^a$ , é proporcional ao número atómico do material,  $Z$ , desde que a teoria de K-N considere a secção eficaz do electrão não ligado,  $\sigma_c^e$ , independente de  $Z$ , de modo que  $\sigma_c^a = Z \cdot \sigma_c^e$  ( $cm^2$  / átomo). O coeficiente de atenuação mássico de Compton,  $\mu_c/\rho$ , é praticamente independente de  $Z$  uma vez que,  $\mu_c/\rho = [N_A \cdot (Z/A)] \sigma_c^e$ . A razão  $Z/A$  vale 1 para o hidrogénio e é da ordem de 0.5 para todos os outros elementos.

### 2.3.4 Produção de Pares

Para fótons com energia superior a 1.02 MeV, o fóton pode converter-se no campo electromagnético do núcleo. A energia disponível é então suficiente para criar um par electrão-positrão – Figura 2.3. Devido à elevada massa nuclear, praticamente não há energia de recuo transferida, sendo a energia excedente relativamente a 1.022 MeV distribuída pelas energias cinéticas do electrão e do positrão. No regime



**Figura 2.3:** Representação esquemática da produção de pares. Posteriormente o positrão interage com o electrão do meio material e aniquila-se produzindo fótons de 511 keV.

ultra-relativista a secção-eficaz de ocorrência da criação de pares é proporcional ao quadrado do número atómico e aumenta com o logaritmo da energia do fóton incidente [Bie00b]:

$$\sigma_{pp}^a \propto Z^2 \ln\left(\frac{2h\nu}{m_0c^2}\right) \quad (2.16)$$

O fóton pode também interagir com o campo electromagnético dos electrões atómicos, ejectando um deles e dando origem à produção de um positrão e dois electrões. Este processo é designado produção tripla. Pode contabilizar-se esta interacção, substituindo-se na equação (2.16),  $Z^2$  por  $Z(Z + 1)$ . O coeficiente de atenuação mássico para a produção de pares,  $\mu_{pp}/\rho$ , é proporcional a  $Z$ , desde que,  $\mu_{pp}/\rho = \sigma_{pp}^a [N_A \cdot (Z/A)]$  e  $Z/A$  seja praticamente constante como já foi dito anteriormente no efeito de Compton.

### 2.3.5 Coeficiente de Atenuação

O coeficiente de atenuação mássico total,  $\mu/\rho$ , é a soma dos coeficientes de atenuação mássico de todas as interacções,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_p}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} + \frac{\mu_r}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} \quad [cm^2g^{-1}] \quad (2.17)$$

onde  $\frac{\mu_p}{\rho}$ ,  $\frac{\mu_c}{\rho}$ ,  $\frac{\mu_r}{\rho}$  e  $\frac{\mu_{pp}}{\rho}$  representam, respectivamente, os coeficientes de atenuação mássico dos efeitos fotoeléctrico, Compton, Rayleigh e produção de pares.

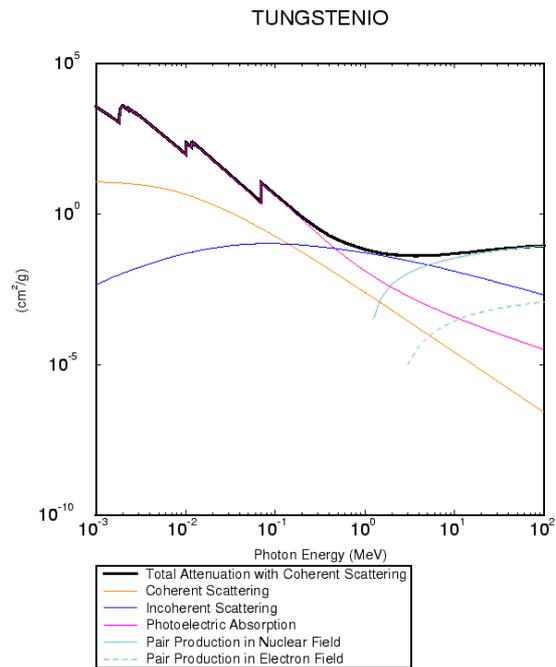
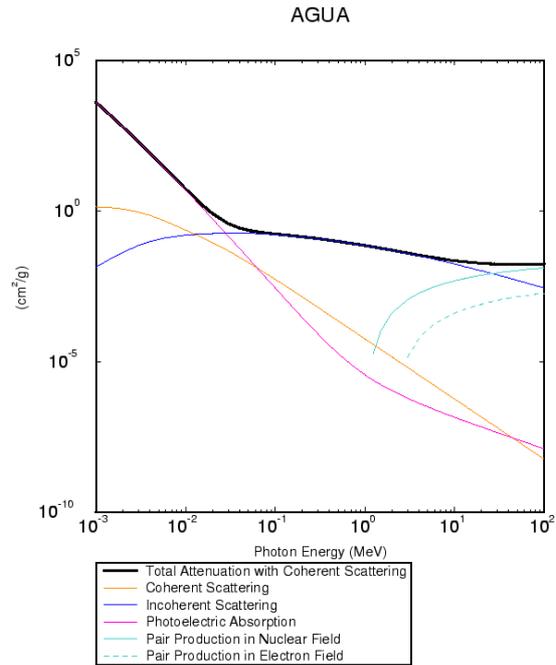
Na figura 2.4 a) e b) encontram-se, respectivamente, as secções eficazes experimentais dos diferentes processos de interacção na água e tungsténio para energias do fóton incidente entre 10 keV e 100 MeV. Os resultados experimentais foram extraídos das bibliotecas de secções eficazes XCOM [BHS99].

Como se pode verificar, a baixas energias o efeito fotoeléctrico é o processo predominante. Verifica-se também que, para fótons de baixa energia,  $\mu/\rho$  é maior para o tungsténio do que para a água, devido à dependência, do coeficiente de atenuação mássico, para o efeito fotoeléctrico, com  $Z^3$ . Para energias mais elevadas a produção de pares torna-se o processo dominante. Na gama de energias usadas em aplicações de radioterapia, onde os tecidos são praticamente equivalentes à água, domina o efeito de Compton. Nesta região, como a secção eficaz de Compton é praticamente independente de  $Z$  os coeficientes de atenuação da água e do tungsténio não diferem significativamente.

Para energias superiores a 10 MeV, os fótons interagem com os núcleos por reacções inelásticas fotonucleares ( $\gamma, n$ ) e ( $\gamma, p$ ), sendo ejectados um ou mais nucleões, como por exemplo neutrões e/ou protões [Kno89].

## 2.4 Interacção dos Electrões com a Matéria

Alguns dos estados finais destes processos de dispersão inelástica dos fótons com a matéria incluem electrões e/ou positrões que quando interagem com o meio transferem a sua energia, para os electrões atómicos, por processos de colisão electrão – electrão (dispersão de Møller), colisão positrão – electrão (dispersão Bhabha), excitação atómica, emissão de radiação de *bremsstrahlung* e aniquilação de positrões – Tabela 2.2. Além destes processos, os electrões e positrões interagem com a matéria



**Figura 2.4:** Secções eficazes em a) água e em b) tungstênio ( $Z=74$ ,  $A=184$ ) para os processos de Rayleigh, Fotoelétrico, Compton e Produção de Pares, no campo de Coulomb do núcleo e dos electrões (imagem obtida em <http://physics.nist.gov/PhysRefData>, base de dados de NIST)

por dispersão elástica de Coulomb com núcleos e electrões orbitais,  $e^\pm N \rightarrow e^\pm N$  e  $e^\pm e^- \rightarrow e^\pm e^-$  respectivamente.

	Processo
Dispersão Møller	$e^- e^- \rightarrow e^- e^-$
Dispersão Bhabha	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$
Excitação atómica	$e^\pm N \rightarrow e^\pm N^*$
<i>Bremsstrahlung</i>	$e^\pm N \rightarrow e^\pm N \gamma$
Aniquilação	$e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$
Dispersão Elástica	$e N \rightarrow e N$

**Tabela 2.2:** Principais processos de interacção de electrões e positrões com a matéria

As colisões elásticas ou inelásticas são os mecanismos pelos quais os electrões, no campo coulombiano de electrões atómicos ligados dos núcleos, perdem a sua energia cinética ou são deflectidos da sua trajectória [Kha94d].

### 2.4.1 Colisões Inelásticas com Electrões Atómicos

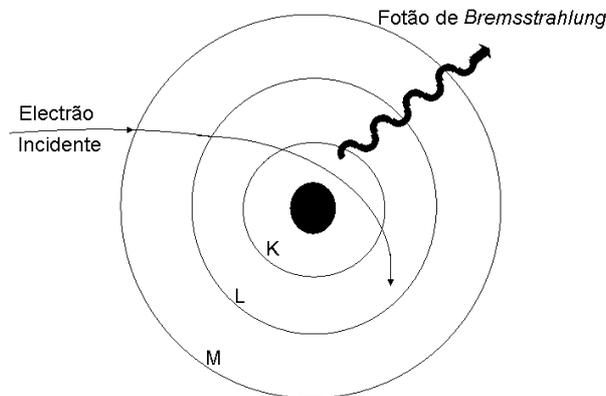
Para energias baixas ou intermédias e para meios de baixo número atómico (como é o caso da água e dos tecidos), o mecanismo predominante pelo qual um electrão perde energia cinética é, geralmente, a interacção coulombiana [Kha94d]. Ao longo do percurso do electrão ocorrem ionizações e excitações e ocasionalmente a energia transferida para o electrão atómico é suficiente para produzir um electrão secundário com energia suficiente para ser ejectado do átomo. Estes electrões secundários, designados por raios- $\delta$ , induzem novos processos de excitação e ionização no material, apresentando uma energia mais provável em água de 100 eV [Kle85b]. Na gama de energias relativistas,  $E_0 \gg m_e c^2$ , a probabilidade de produção de um electrão secundário de energia cinética  $T$  num material com número atómico  $Z$  é descrita pela secção eficaz diferencial de Möller [Fer86]:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2(\gamma - 1)} \left[ \frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} + \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{1}{\epsilon} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{1 - \epsilon} \left( \frac{1}{1 - \epsilon} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \right] \quad (2.18)$$

onde  $\gamma = \frac{E_0}{m_e c^2}$ ,  $\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$ ,  $\epsilon = \frac{T}{E_0 - m_e c^2}$ ,  $r_e$  é o raio clássico do electrão,  $m_e$  a massa do electrão e  $Z$  o número atómico do material. Esta relação é válida nas condições em que o electrão atómico é considerado livre.

## 2.4.2 Colisões Inelásticas com o Núcleo

Um electrão ao passar bastante próximo do núcleo de um átomo fica sob a acção do potencial coulombiano e o seu percurso é alterado e um fóton de *bremstrahlung* é emitido – Figura 2.5. A energia máxima de um fóton de *bremstrahlung* emitido é igual à energia do electrão incidente. Este processo é principalmente importante para electrões de alta energia e materiais de grande número atómico.



**Figura 2.5:** Representação esquemática da produção de *bremstrahlung*.

Para energias relativistas, a probabilidade de emissão de fótons de *bremstrahlung* com momento  $k$  por um electrão de energia total  $E_0$  é dada pela fórmula de Bethe–Heitler corrigida (notação de Koch e Motz – equação 3CS) correspondente à integração da secção eficaz diferencial nas direcções de emissão do electrão e do fóton [KM59]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4Z^2 r_e^2 \alpha}{k} \left\{ (1 + \epsilon^2) \left[ \frac{\phi_1(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] - \frac{2}{3} \epsilon \left[ \frac{\phi_2(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] \right\} \quad (2.19)$$

onde,  $\epsilon = \frac{E}{E_0}$  sendo  $E$  a energia do electrão disperso,  $\alpha = \frac{1}{137}$  é a constante de estrutura fina e  $f(Z)$  é o factor de correcção de Coulomb à aproximação de Born

( $\beta \gg \alpha Z$ ), que descreve a interacção de Coulomb do electrão emitido com o campo eléctrico do núcleo. Esta correcção é necessária dado que a aproximação de Born torna-se menos precisa para materiais de elevado número atómico, baixas energias do electrão incidente e para energias do fotão no limite de elevadas frequências.  $\phi_1(\xi)$  e  $\phi_2(\xi)$  são funções de correcção da secção eficaz para contabilização do efeito de blindagem da carga eléctrica nuclear devido à presença dos electrões orbitais – efeito de *screening* – parametrizável pela quantidade  $\xi = (100m_e c^2 k)/(E_0 E Z^{1/3})$ . A interacção do electrão incidente com o campo de electrões atómicos também conduz à produção de *bremsstrahlung* por dispersão electrão–electrão. A secção eficaz deste processo varia com  $1/k$ , pelo que a probabilidade de emissão de fotões de baixas energias é favorecida. Devido à sua dependência em  $Z^2$ , as dispersões radiativas são mais importantes para materiais de elevado  $Z$  do que para materiais de baixo  $Z$ . A distribuição angular dos fotões de *bremsstrahlung* é importante. Para electrões incidentes de baixa energia, a intensidade dos raios X produzidos é máxima na direcção perpendicular à direcção de movimento do electrão. Para electrões com energias relativistas, a distribuição angular dos fotões emitidos é fortemente picada na direcção de incidência. O ângulo polar médio de emissão de fotões de *bremsstrahlung* relativamente à direcção de incidência, é  $\bar{\theta} = m_e c^2 / E_0$ .

### 2.4.3 Dispersão Elástica

Além dos processos inelásticos descritos, os electrões e positrões interagem com uma elevada frequência com os átomos através de colisões elásticas de Coulomb. Na dispersão elástica, o electrão incidente é deflectido sem radiar ou excitar o núcleo, perdendo energia cinética. As dispersões elásticas com electrões atómicos, apenas são significativas no caso de electrões incidentes de baixa energia ( $< 100$  eV) [Eva55]. Estas colisões desempenham um papel importante na trajectória percorrida pelas partículas carregadas num determinado meio através da alteração à direcção inicial de incidência. Ignorando efeitos de *spin* e de blindagem, as colisões elásticas, com um núcleo considerado pontual, são governadas pela secção eficaz diferencial de Rutherford:

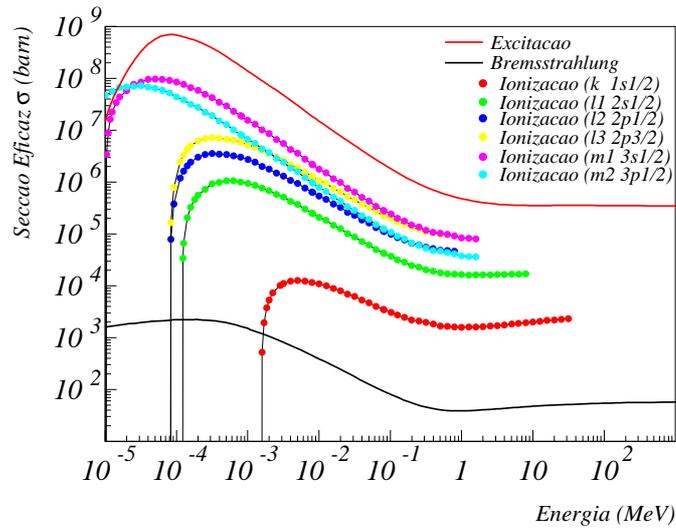
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2 Z^2 e^2}{4} \frac{m_e c / \beta p}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.20)$$

em que  $p$  é o momento da partícula incidente e  $\theta$  o ângulo polar de deflexão. Devido à dependência com  $1/\sin^4(\theta/2)$ , a secção eficaz para deflexões de pequenos ângulos é elevada, apresentando um comportamento divergente no limite  $\theta \rightarrow 0$ . Deste modo, ao longo da trajectória de um electrão num meio material ocorrem inúmeras colisões de pequenos ângulos que se traduzem em deflexões angulares, correspondentes ao efeito cumulativo de várias dispersões e, com menos frequência, colisões elásticas originando deflexões de elevado ângulo. Assim, é possível considerar três regimes distintos de caracterização da distribuição angular para o processo de dispersão elástica:

- *singular*, para espessuras finas de material absorvedor no qual a probabilidade de ocorrência de mais uma dispersão de Coulomb seja pequena e consequentemente a distribuição angular é dada pela equação 2.20,
- *plural*, quando o número de colisões é menor ou igual a 20. Corresponde a uma região de transição entre dispersões de pequenos e elevados ângulos,
- *múltiplo*, quando o número médio de colisões independentes é superior a 20. Neste regime recorre-se a teorias estatísticas para obter distribuições de probabilidade do ângulo cumulativo de pequenas deflexões angulares em função da espessura do material atravessado.

#### 2.4.4 Secção Eficaz Total

Na figura 2.6 estão representadas as secções eficazes totais para diferentes processos elásticos e inelásticos. Os dados para o alumínio foram extraídos da biblioteca EEDL (*Evaluated Electron Data Library*) [CPS91].



**Figura 2.6:** Secção eficaz total para o alumínio ( $Z=13$ ) representando ionizações, excitação atômica e *bremstrahlung* (figura cedida por A. Trindade [Tri02]).

Nesta figura vê-se que, entre 10 eV e 100 MeV, a interação inelástica dominante é o processo de excitação. A secção eficaz total para ionizações é muito maior para electrões das camadas orbitais exteriores do que para os das camadas interiores devido à fraca energia de ligação desses electrões. Para a gama de energias de interesse em radioterapia (da ordem de alguns MeV), o processo de excitação é o maior mecanismo de degradação da energia do electrão devido à sua elevada secção eficaz nessa região, com pequenas perdas de energia. É de se notar que, a perda de energia devido ao *bremstrahlung* no alumínio é pequena devido à pequena secção eficaz de colisão.

## 2.4.5 Poder de Paragem dos Electrões

Em física da radiação e dosimetria, é importante ter informação sobre a forma como as partículas carregadas, nomeadamente os electrões, perdem energia ao longo do seu percurso através da matéria. Em geral a energia é perdida em pequenas fracções e, por isso, o electrão pode sofrer várias colisões até perder completamente a sua energia o que é exactamente o oposto da forma como os fótons transferem a sua energia. As colisões inelásticas ocorrem de acordo com uma certa probabilidade.

Contudo, as flutuações na perda total de energia são pequenas, porque o número de colisões por unidade de caminho é, em geral, muito grande. Então, a penetração do electrão no meio pode ser descrita pela aproximação *Continuous Slowing Down Approximation* – CSDA, que considera que as partículas, à medida que penetram no meio, perdem a sua energia de forma linear e contínua. Por isso, simplificadaamente podemos considerar a energia média perdida por unidade de percurso ao longo do traço do electrão, designada por *poder de paragem*,  $S = -dE/dx$ , expressa em  $\text{MeV cm}^{-1}$ . O quociente  $S/\rho$ , chamado *poder de paragem mássico* ( $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$ ), embora não elimine, reduz significativamente a dependência da densidade,  $\rho$ , do meio [ICR84]. Como os electrões perdem energia por colisões inelásticas, o cálculo de  $S/\rho$  tem que incluir as perdas devidas a todas essas colisões inelásticas [ICR99]. Deste modo,

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{total} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{col} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} \quad (2.21)$$

onde  $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col}$  representa as perdas por processos de excitação e ionização e  $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad}$  por processos radiativos. Como a dose absorvida no meio vai ser diferente para cada processo, a distinção entre as perdas de energia torna-se importante. Na colisão inelástica com electrões atómicos, a energia é depositada em volta do traço do electrão, enquanto que no caso do *bremstrahlung* a energia irradiada é emitida do ponto de interacção e não contribui localmente para a dose.

O poder de paragem de colisão mássico exprime o valor médio linear da energia perdida pela partícula carregada em numerosas colisões suaves e em algumas colisões duras. Em geral, esta grandeza pode ser expressa como [BS82]:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col} = \frac{N_A Z}{A} \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \omega \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega \quad (2.22)$$

onde  $\frac{d\sigma}{d\omega}$  é a secção eficaz por electrão em colisões, com excitação e ionização, com transferência de energia  $\omega$ ,  $\omega_{max} = T_0/2$ , para um electrão com energia cinética  $T_0$  e  $\omega_{min}$  um valor mínimo abaixo do qual não pode ocorrer nem ionização nem excitação. Ou seja, o resultado da interacção é uma perda de energia  $\omega$  com um valor entre  $\omega_{min}$  e  $\omega_{max}$ . A equação de Bethe-Bloch, fundamenta-se numa teoria desenvolvida para calcular a razão  $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col}$  para partículas carregadas [Leo86]. No

caso dos electrões:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col} = \frac{2\pi r_e^2 m_0 c^2}{\beta^2} \left(\frac{N_A Z}{A}\right) \left[ \ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_0 c^2)} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.23)$$

com

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \left[ \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1)\ln 2 \right] / (\tau + 1)^2 \quad (2.24)$$

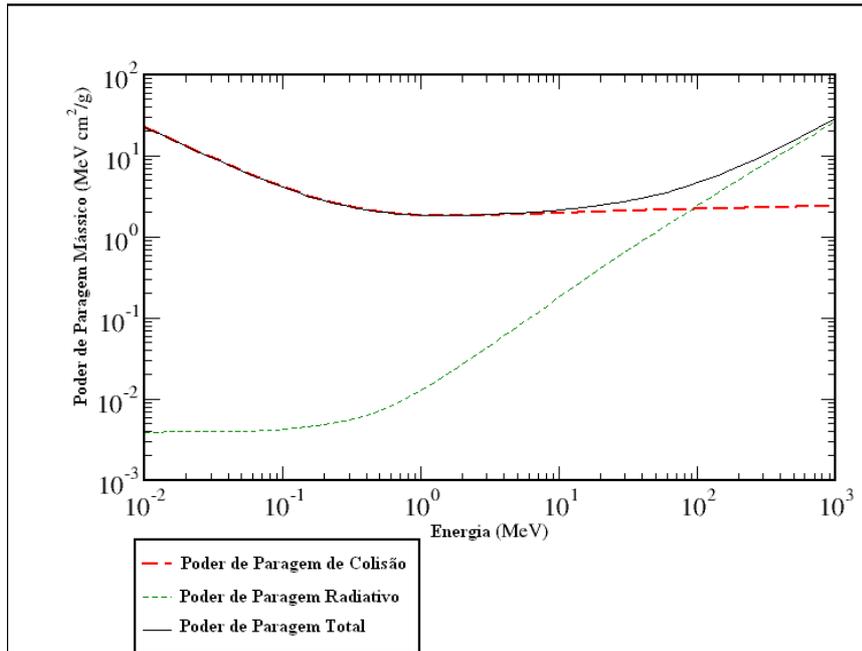
onde,  $\beta = v_0/c$ ,  $v$  a velocidade do electrão,  $\delta$  e  $C/Z$  são respectivamente as funções de correcção de densidade e de energia de ligação das camadas orbitais,  $\tau$  é a energia cinética do electrão em unidades de  $m_0 c^2$ ,  $I$  é a energia média de excitação no material e  $N_A Z/A$  é a densidade electrónica por unidade de massa do meio. Esta equação apresenta uma variação logarítmica com a energia cinética da partícula incidente para energias superiores ao valor mínimo de ionização.

A perda de energia por processos radiativos de produção de *bremsstrahlung* ou poder de paragem radiativo depende linearmente da energia cinética inicial do electrão ou do positrão [ICR84] – Figura 2.7 – sendo contabilizada por um termo adicional derivado da secção eficaz total de *bremsstrahlung*,  $\Phi_{rad}$ :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T_0 + m_0 c^2) \Phi_{rad} \quad (2.25)$$

onde,  $\sigma_0 = (1/137) (e^2/(m_0 c^2))$ ,  $T_0$  é a energia cinética do electrão incidente e  $\Phi_{rad}$  uma função de  $Z$  e  $T_0$  que varia muito lentamente. Para  $T \gg m_0 c^2$  (energias ultra-relativistas) esta equação pode ser simplificada,

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} \propto \frac{Z^2}{A} T_0 \Phi_{rad} \quad (2.26)$$



**Figura 2.7:** Taxa de perdas de energias total, por colisão e radiativas de electrões em água

Na figura 2.7, observa-se que a perda de energia por colisão, na região de interesse em radioterapia, é dominante. As perdas por processos radiativos só se tornam significativas acima dos 90 MeV. A importância relativa de cada contribuição para a perda total de energia depende essencialmente da energia inicial do electrão incidente e do número atómico do material, sendo igual para o valor de energia crítica. Para tecidos biológicos ou água a energia crítica é aproximadamente de 90 MeV, donde se pode concluir que, na gama de energia dos feixes clínicos, os principais mecanismos de perda de energia são os processos de colisão. Em água, para energias de feixes compreendidas entre 4 MeV e 20 MeV as perdas radiativas representam apenas 1.7% a 8.0% da perda total de energia [ICR84]. Flutuações nos valores de perda de energia devidas à produção de raios- $\delta$  com energia suficiente para abandonar a vizinhança imediata da partícula primária, fazem com que, para pequenos volumes, o valor da energia total perdida não seja igual à energia absorvida localmente. Para se associar a energia total perdida com a energia depositada num certo volume, são considerados apenas valores da energia perdida por processos de ionização e excitação, que excluam transferências de energia (com produção de

partículas secundárias) acima de um determinado valor de corte  $\Delta$ . Esta quantidade é chamada poder de paragem restrito,  $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad,\Delta}$ , e o valor de corte é escolhido em função das dimensões do volume considerado.

## 2.5 Determinação da Dose Absorvida

A Comissão Internacional de Unidades e Medidas Radiológicas (*International Commission on Radiological Units and Measurements* - ICRU), definiu duas grandezas cujas unidades fundamentais em dosimetria são: *kerma* e *dose absorvida*.

### 2.5.1 *Kerma*

*kerma* é o acrónimo para **K**inetic **E**nergy **R**elased in **M**Aterial. É uma quantidade não estocástica aplicada a radiação ionizante indirecta, como é o caso dos fótons e neutrões. Quantifica a quantidade de energia média transferida da radiação ionizante indirecta para a radiação ionizante directa sem se preocupar com o que acontece depois desta transferência.

No caso dos fótons a sua energia é transmitida à matéria em duas etapas. Na primeira etapa, o fóton transfere energia para as partículas carregadas secundárias (electrões) através de várias interacções (efeito fotoeléctrico, efeito de Compton, produção de pares, etc.). Na segunda etapa, a partícula carregada transfere energia para o meio através de ionizações e excitações atómicas.

Neste contexto, o *kerma* é definido como a energia média transferida da radiação ionizante não carregada para as partículas carregadas do meio  $d\bar{E}_{tr}$  por unidade de massa  $dm$ :

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad (2.27)$$

Esta quantidade é expressa em Gray (Gy) – 1 Gy = 1 J/kg – e pode ser escrita em função da fluência,  $\Phi = dN/da$ , para um feixe monocromático ou monoenergético, da seguinte forma:

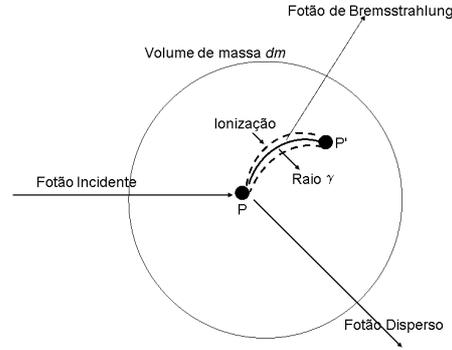
$$K = \Phi \frac{\mu}{\rho} E \quad (2.28)$$

onde  $E$  é a energia de cada partícula,  $\frac{\mu}{\rho}$  é o coeficiente de atenuação mássico do meio e o produto  $\Phi \frac{\mu}{\rho}$  representa o número de interacções devidas a fótons por unidade de

massa. Para feixes de fótons distribuídos de acordo com um espectro de energias esta equação é escrita da seguinte forma:

$$K = \int_0^{E_{max}} E \Phi_E \left( \frac{\mu(E)}{\rho} \right) d(E) \quad (2.29)$$

A figura 2.8 ilustra o conceito de *kerma*.



**Figura 2.8:** Ilustração do conceito de *kerma*: o fóton de energia  $E = h\nu$  interage com o meio de massa  $dm$ , no ponto P e transfere parte da sua energia sob a forma de energia cinética de um electrão. O electrão, por sua vez, transfere a sua energia para o meio através de pequenas colisões entre os pontos P e P'. A energia transferida em P por unidade de massa é designada *kerma*. Um dos raios  $\gamma$  transporta energia para fora do volume de massa  $dm$ .

Visto que esta grandeza representa a energia transferida dos fótons para os electrões ionizantes, ela é máxima junto da superfície e decresce com a profundidade devido à diminuição da fluência energética dos fótons.

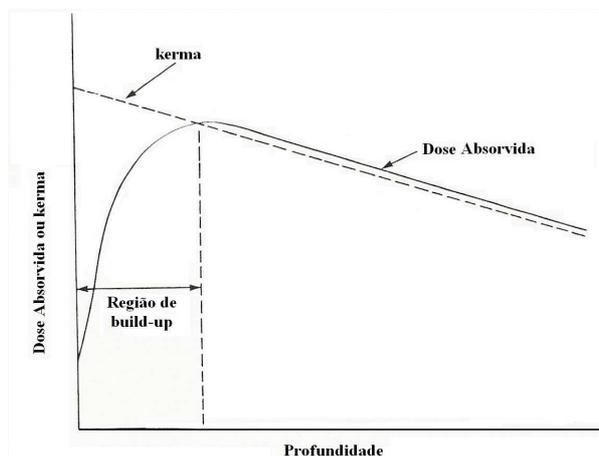
## 2.5.2 Dose Absorvida

A energia depositada no meio, por unidade de massa, por qualquer tipo de radiação ionizante é quantificada através da grandeza *dose absorvida*, D. Em dosimetria, a dose absorvida é considerada como o melhor indicador físico mensurável da interacção da radiação com tecidos biológicos e é definida pela ICRU como,

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad [Gy] \quad (2.30)$$

onde  $\bar{E}$  é a energia média cedida pela radiação ionizante a um material de massa elementar  $dm$  [Gre81].

A dose absorvida aumenta inicialmente com a profundidade à medida que os electrões, ejectados a alta velocidade a várias profundidades, penetram no meio – Figura 2.9. Daqui resulta um *build-up* electrónico com a profundidade. Contudo, como a dose depende da fluência dos electrões, atinge o máximo a uma profundidade aproximadamente igual ao alcance dos electrões no meio. Para além desta profundidade, a dose decresce, resultando numa diminuição da produção de electrões secundários e conseqüentemente numa diminuição da fluência de electrões. Como se pode ver na figura 2.9, inicialmente, a curva do *kerma* é maior do que a curva da dose absorvida, mas cai abaixo da curva de dose acima da região de *build-up*. Este efeito é explicado pelo facto de que, num meio infinito, para que a energia transferida seja igual à energia cedida ao meio, o integral das duas curvas ter que ser igual.



**Figura 2.9:** Representação da distribuição da dose absorvida e *kerma* em função da profundidade

### 2.5.3 Parâmetros Físicos Relevantes em Dosimetria Básica

Em radioterapia, o planeamento do tratamento é um procedimento complexo que envolve conhecimentos específicos e profissionais especializados. O seu objectivo é determinar a distribuição de dose no volume alvo e nos pontos de interesse em áreas adjacentes.

Para o cálculo da dose a ser administrada ao paciente, segundo as características de irradiação prescritas pelo médico radioterapeuta, é necessário determinar alguns parâmetros físicos do feixe e do acelerador linear. Esses dados são, em geral,

determinados quando se efectua o comissionamento do acelerador e conferidos periodicamente de acordo com as recomendações de protocolos internacionais [IAE00].

Definida a dose absorvida, outras quantidades básicas que vão ser úteis, não apenas na determinação da dose absorvida, mas também na determinação de dados de entrada básicos em qualquer sistema de planeamento de tratamento, devem ser também definidas.

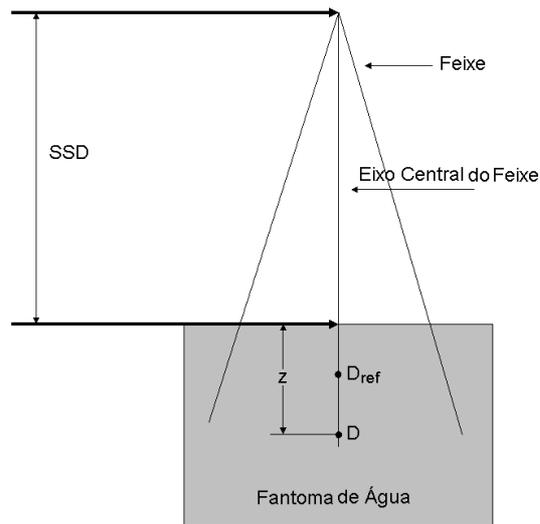
Em qualquer sistema de planeamento de tratamento, é necessário a introdução de dados dosimétricos, determinados a partir de algumas grandezas relativas fundamentais. A *dosimetria básica* consiste na obtenção de distribuições de dose em função da dimensão do feixe de radiação, com e sem modificadores do feixe, para todas as energias disponíveis no acelerador. Estas distribuições de dose são obtidas num *fantoma* de água, usando câmaras de ionização. Com esta informação obtém-se uma caracterização tridimensional da distribuição de dose para cada tipo de radiação, de energia e tamanho de campo. Todas as distribuições de dose medidas são relativas e é necessário determinar, apenas uma vez, a dose absorvida em água, em condições de referência <sup>1</sup>. Em geral, os valores de dose absoluta são normalizados a um valor de referência,  $D_{ref}$ . Assim, a dose relativa percentual é definida como,

$$D_{rel} = \frac{D}{D_{ref}} \cdot 100\% \quad (2.31)$$

onde  $D$  é a dose medida ao longo do eixo central, a uma determinada profundidade e  $D_{ref}$  a dose medida no eixo central num ponto tomado como o máximo da curva, como se vê na figura 2.10. A representação gráfica desta grandeza é designada *curva de dose percentual em profundidade* – PDD. As PDD medem-se a uma distância **Source–Surface–Distance** – (SSD) pré-definida, que é a distância entre a fonte de radiação e a superfície do paciente, ou do *fantoma* de água, habitualmente 100 cm.

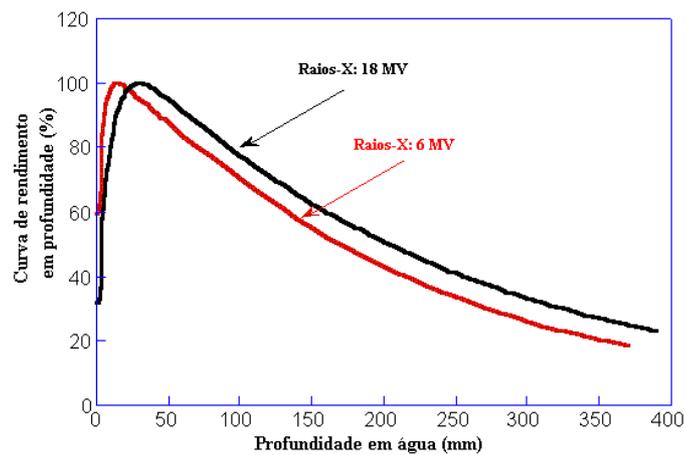
---

<sup>1</sup>Profundidade de referência:  $d_{max}=10$  cm.



**Figura 2.10:** Diagrama exemplificativo da definição de curva de dose em profundidade num fantoma de água

Na figura 2.11 estão representadas curvas de dose relativa percentual em profundidade, típicas de feixes de fótons de energias nominais de 6 MV e 18 MV, num *fantoma* de água de  $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$  posicionado a uma certa distância da fonte de radiação.



**Figura 2.11:** Curvas experimentais de dose em água, normalizadas ao respectivo valor máximo, para feixes de fótons de energias nominais de 6 MV e 18 MV

A região entre a superfície do *fantoma* e a profundidade para a qual se verifica o valor máximo de dose designa-se por *build-up* e é caracterizada por uma aumento da dose absorvida pelo meio. Este fenómeno inicia-se predominantemente com a interacção do feixe de fótons por efeito de Compton nas camadas superficiais do *fantoma*, sendo produzidos electrões secundários de grande energia, que se afastam do local de produção. Devido à assimetria da secção eficaz angular de *Klein – Nishina*, para fótons de energias superiores a 1 MeV, a maioria dos electrões secundários vai ser ejectada no sentido do fóton incidente. Deste modo, a dose proporcional à fluência de electrões secundários aumenta com a profundidade até atingir o valor máximo em  $d_{max}$ . Esta é determinada pelo percurso médio dos electrões secundários produzidos nas regiões superficiais [Kha94d]. Uma vez que a energia média dos electrões secundários é função da energia do feixe, a profundidade à qual ocorre o máximo de dose, aumenta para feixes mais energéticos. A existência da região de *build – up*, permite a irradiação de tumores profundos sem que ocorra uma sobredosagem nos tecidos subcutâneos. A fluência energética de electrões secundários, devido a processos de atenuação do feixe de fótons no meio, diminui a partir de  $d_{max}$ , levando a uma diminuição da dose absorvida.

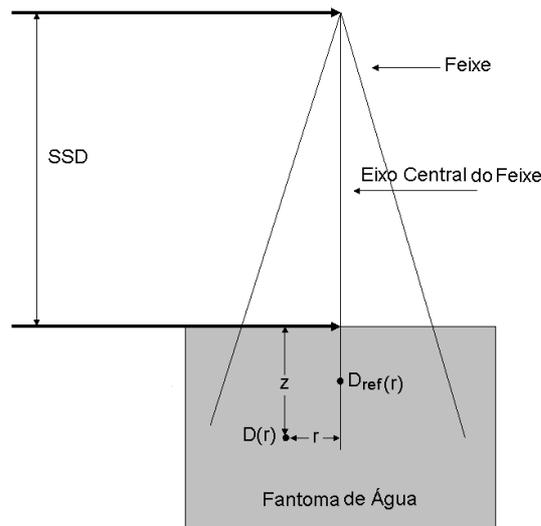
Para lá da região de *build-up*, a variação da dose em profundidade,  $D_z$ , em primeira ordem é dada por:

$$D_z \propto e^{-\mu z}, \quad (\mu = \text{coeficiente de atenuação linear}) \quad (2.32)$$

Outra grandeza importante é a **Off-Axis-Ratio**, (OAR), que é definida como a razão entre a dose medida num ponto, localizado num plano perpendicular ao eixo central, e a dose num ponto escolhido como referência nesse mesmo plano como se pode ver na figura 2.12. Assim, a OAR é dada por:

$$OAR = \frac{D(r)}{D_{ref}(r)} \cdot 100\% \quad (2.33)$$

Uma vez que a dose se distribui tridimensionalmente no meio irradiado, à curva de dose em profundidade é necessário juntar a descrição da variação da dose ao longo de planos perpendiculares ao eixo central. Estes perfis de dose, medidos a diferentes profundidades de penetração do feixe, são designados *perfis transversais*, que são a



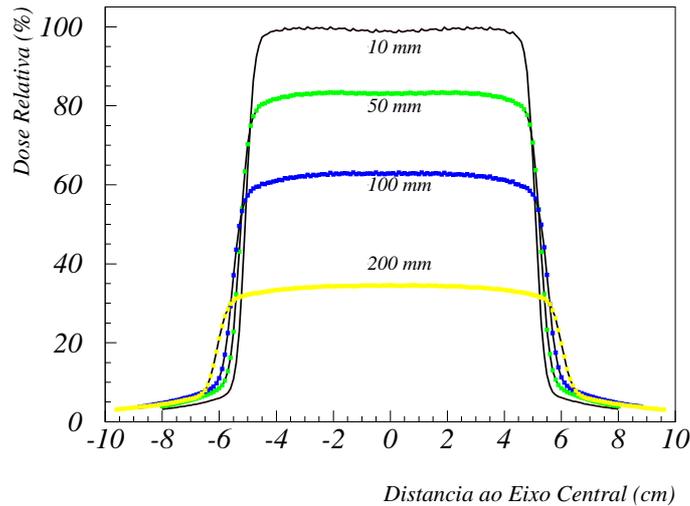
**Figura 2.12:** Diagrama exemplificativo da definição de *off-axis ratio* num fantoma de água

representação unidimensional de todos os pontos OAR, numa determinada direcção, num plano perpendicular ao eixo central.

A secção transversal da distribuição de dose produzida pelo feixe de fótons e a sua uniformidade é avaliada em perfis de dose medidos perpendicularmente ao eixo de radiação a profundidades fixas. Estes perfis são normalizados ao valor de dose encontrado segundo o eixo central para a respectiva profundidade. Os perfis apresentam uma região de dose aproximadamente constante (no caso de não haver modificadores do feixe) para distâncias ao eixo central inferiores às dimensões do campo de radiação, devendo-se à radiação dispersa com origem no material e sistema de colimação do feixe. À medida que a distância ao eixo central aumenta, a dose diminui de forma acentuada e origina uma região chamada *penumbra* – Figura 2.13. A largura da penumbra é definida, após a normalização de cada perfil, como a diferença entre as distâncias ao eixo central às quais correspondem 90 – 10%, ou 80 – 20% de dose relativa.

Com os dados dosimétricos, curvas de dose em profundidade e perfis, podem ser calculadas as isodoses, que são superfícies (ou linhas) que unem pontos de igual dose, que descrevem a distribuição volumétrica (ou planar) de dose absorvida no meio. A medição experimental das curvas de dose em profundidade e perfis transversais é

efectuada com câmaras de ionização num *fantoma* de água [Kha94d]. Esta informação, juntamente com parâmetros relativos ao acelerador linear é posteriormente transferida para sistemas de planeamento de tratamento.



**Figura 2.13:** Perfis transversais de dose de um feixe de fótons de energia nominal 4 MV, para um campo de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  a uma  $SSD = 100 \text{ cm}$ , medidos às profundidades de 1.0 cm ( $d_{max}$ ), 5.0 cm, 10.0 cm e 20.0 cm

Para se calibrar um aparelho de radioterapia externa é necessária a obtenção de curvas de dose em profundidade e perfis transversais para cada campo de radiação, para cada tipo de radiação, para cada energia e para cada acessório modificador do feixe, levando à obtenção da base de dados dosimétricos característicos de qualquer situação de irradiação. A calibração é feita num fantoma de água de forma cúbica, cujas dimensões físicas são muito superiores às dos campos de radiação utilizados em situações clínicas. A incidência faz-se à superfície da água, a uma determinada distância do foco da radiação. A transferência dos dados dosimétricos para os sistemas de planeamento computadorizado onde se podem fazer os cálculos das distribuições de dose em situações reais de tratamento é, como já foi referido, a *dosimetria clínica*.

## 2.6 Qualidade do Feixe de Raios X

Para feixes de fótons de baixa energia a qualidade do feixe é convenientemente descrita em termos do *Half-Value Layer* – (HVL). Este termo, representa a espessura de um atenuador de composição específica requerida para atenuar a intensidade do feixe para metade do seu valor inicial.

Para feixes de fótons na gama de energia dos megavolts, o HVL não é conveniente para especificar a qualidade do feixe. Por esse motivo foram, entretanto, desenvolvidos outros índices, relacionados com a energia com que o feixe de electrões colide com o alvo, designado por potencial de aceleração nominal (*Nominal Accelerating Potential* – NAP) e com a atenuação do feixe de radiação à medida que este penetra em água ou nos tecidos. Os protocolos de radiação mais antigos baseavam-se no NAP, enquanto que os mais recentes se fundamentam em quantidades relacionadas com o poder de penetração do feixe em água, como a dose percentual em profundidade, PDD.

Um avanço considerável foi conseguido nos protocolos de dosimetria para o *kerma* no ar, medido no ar, quando as razões de poder de paragem e os coeficientes de absorção massa-energia foram correlacionados com as razões de ionização medidas clinicamente ( $TPR_{20,10}$ ), em vez de serem correlacionados com o NAP.

O parâmetro  $TPR_{20,10}$  é definido como a razão entre as doses obtidas em água, às profundidades de 20 cm e 10 cm, na direcção do feixe central com uma distância entre a fonte e o detector, constante, igual a 100 cm e um campo de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> na posição do detector. Este parâmetro é uma medida do coeficiente de atenuação efectivo que descreve a diminuição, aproximadamente exponencial, da curva de dose em profundidade do fóton para além da profundidade máxima de dose e mais importante que isto, é independente da contaminação electrónica do feixe de fótons incidente.

O  $TPR_{20,10}$  pode ser relacionado com a  $PDD_{20,10}$  medida através da seguinte relação [Pod05]:

$$TPR_{20,10} = 1.266PDD_{20,10} - 0.0595 \quad (2.34)$$

onde  $PDD_{20,10}$  é a razão das PDD a 20 cm e a 10 cm num campo de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> definido à superfície de um fantoma de água com uma SSD de 100 cm.

## 2.7 Efeito do Tamanho do Campo

O tamanho do campo pode ser especificado geométrica ou dosimetricamente. A *dimensão geométrica do campo* é definida como a projecção, num plano perpendicular ao eixo do feixe, da superfície inferior do colimador como se fosse vista da parte central da fonte. Esta definição geralmente corresponde ao campo definido pela luz localizadora, colocada como se a fonte pontual de luz estivesse localizada no centro da superfície frontal da fonte de radiação. A *dimensão dosimétrica do campo* é a distância interceptada por uma dada curva de isodose (geralmente isodose de 50%) num plano perpendicular ao eixo do feixe a uma determinada distância da fonte.

Neste trabalho, o tamanho de campo foi definido em relação a uma distância pré-definida, SSD, referida na secção 2.5.3, ou a SAD – **S**ource–**A**xis–**D**istance, que representa a distância da fonte ao isocentro.

Para um campo suficientemente pequeno pode assumir-se que a dose em profundidade num ponto é, efectivamente, o resultado da radiação primária, isto é, dos fótons que atravessaram o meio sem interagirem. Neste caso, a contribuição dos fótons dispersos é praticamente nula. Mas com o aumento do tamanho de campo, aumenta também a contribuição da radiação dispersa para a dose absorvida. Como este aumento na dose é maior a maiores profundidades do que à profundidade de referência,  $D_{ref}$ , a curva de dose em profundidade aumenta com o aumento da dimensão do campo.

A variação do ponto de dose máxima na curva de dose em profundidade devido ao aumento do tamanho de campo depende da qualidade do feixe. Visto que a secção eficaz diminui com o aumento da energia e os fótons de alta energia são dispersos predominantemente na direcção frontal, a dependência, da curva de dose em profundidade, do tamanho de campo é menos pronunciada para feixes mais energéticos do que para os menos energéticos.

## 2.8 Dependência da SSD

A fluência de fótons emitidos por uma fonte de radiação pontual varia inversamente com o quadrado da distância à fonte. Embora a fonte clínica para radioterapia externa tenha uma dimensão finita, é geralmente escolhida uma SSD grande (maior

ou igual a 80 cm) de modo que as dimensões da fonte não sejam importantes na relação da variação da fluência dos fótons com a distância. De acordo com isto a taxa de exposição varia inversamente com o quadrado da distância. É claro que, esta dependência considera o feixe primário sem dispersão. Contudo, numa situação clínica, o sistema de colimação do feixe ou outro material dispersor colocado na sua direção pode dar origem a desvios desta lei.

A curva de dose em profundidade aumenta com SSD devido aos efeitos da lei do inverso do quadrado. Embora a taxa de dose real num ponto diminua com o aumento da distância à fonte, a curva de dose em profundidade, que é uma dose relativa em relação a um ponto de referência, aumenta com SSD. A queda da taxa de dose entre dois pontos é muito maior a pequenas distâncias da fonte do que a grandes distâncias, isto é, a dose relativa a um ponto de referência diminui mais rapidamente perto da fonte.

Em radioterapia, o parâmetro SSD é muito importante. Uma vez que a curva de dose em profundidade determina a quantidade de dose que pode ser fornecida à distância de referência, este parâmetro tem que ser tão grande quanto possível. Contudo, como a taxa de dose diminui com a distância, na prática a SSD é colocada a uma distância que estabelece um compromisso entre a taxa de dose e a curva de dose em profundidade. Para tratamentos em lesões profundas com feixes de megavolts, a SSD mínima recomendada é de 80 cm.



## Capítulo 3

# Técnicas de Monte Carlo em Radioterapia Externa

As técnicas de Monte Carlo (MC) foram introduzidas em 1940, para o desenvolvimento de armas nucleares, e desde aí têm evoluído em variadas áreas de aplicação. Têm, por exemplo, sido largamente utilizadas em Física de Altas Energias, onde são muito úteis para prever taxas de acontecimentos e criar estratégias de análise que optimizem as relações sinal/fundo. Estes geradores proporcionam um meio indispensável de integração da secção eficaz diferencial sobre o espaço de fases, tendo em conta os limites experimentais dos detectores. Uma das principais vantagens do código MC é de facto a possibilidade dos acontecimentos simulados terem um formato idêntico ao dos acontecimentos reais de tal forma que podem ser processados pelos programas de reconstrução como se fossem efectivamente acontecimentos reais.

A simulação MC pode ser descrita como uma classe de métodos estatísticos que recorrem a números pseudo-aleatórios como base para a simulação de uma situação específica [LSK98]. As distribuições de probabilidade são derivadas da teoria ou obtidas a partir de secções eficazes experimentais.

A descrição analítica de problemas que envolvam o transporte ou a interacção da radiação ionizante com a matéria é bastante complexa para ser efectuada. Historicamente, as técnicas de MC entraram lentamente na Física Médica na segunda metade do século XX [Rog06]. Em radioterapia (RT), os esquemas de transporte dos códigos MC são caracterizados por um intervalo de energias alargado, apresentam uma des-

criação rigorosa da modelação dos processos físicos e contêm ferramentas poderosas para a codificação da geometria. Estes códigos, embora tenham sido desenvolvidos para serem aplicados em outras áreas da Física, podem ser utilizados em RT sendo por isso designados *sistemas generalistas*, como são, por exemplo, os códigos EGSnrc (ref.), PENELOP (ref.), MCNP (ref.), GEANT ([GRM94]). Actualmente, têm sido desenvolvidos códigos MC para aplicações específicas, *sistemas dedicados*, que incorporam esquemas de transporte optimizados, aproximações aos processos físicos de menor secção eficaz e resultados numa gama de energia mais restrita, aumentando simultaneamente a eficiência da simulação e reduzindo o tempo de cálculo. Neste grupo temos, por exemplo, os códigos DPM ([SWB00]), VMC<sup>++</sup> (ref.) e Macro MC (ref.).

Neste capítulo, são apresentadas algumas noções sobre o mecanismo de simulação de transporte de radiação por Monte Carlo. É ainda feita uma descrição sumária do código de transporte generalista GEANT (versão 3.21). Será também feita a descrição do Dose Planning Method (DPM) (versão 1.1), que é um sistema dedicado a aplicações de cálculo de dose para a realização de planeamentos de tratamentos. O DPM tem sido desenvolvido especificamente para lidar com problemas de RT. Foi optimizado para o cálculo de distribuições de dose de feixes de fótons e electrões de energia entre  $\sim 1$  MeV e  $\sim 20$  MeV, cuja geometria é definida em termos de um grande número de pequenos volumes elementares, os *voxels*. O acréscimo na velocidade deste código, comparado com a dos sistemas de MC generalistas como o GEANT3, deve-se essencialmente a um novo mecanismo de transporte associado a um processo de dispersão múltipla para electrões que permite a utilização de passos de grandes dimensões sendo o transporte de fótons e electrões efectuado através de diferentes materiais sem ter em conta as fronteiras entre regiões.

### 3.1 Transporte de Electrões

Os códigos de simulação MC aplicados à RT são na sua maioria códigos electromagnéticos, que efectuam o transporte de partículas neutras e carregadas que interagem com a matéria. Este transporte pode ser acoplado ou desacoplado. No primeiro caso, o transporte de todas as partículas secundárias produzidas é efectuado após uma

interacção e, no segundo caso existe um determinado tipo de partículas secundárias que não é transportado, como é o caso da simulação da interacção de fótons em que os electrões difundidos por efeito de Compton não são gerados ou transportados explicitamente. Os códigos de transporte electromagnético simulam o transporte de partículas através de esquemas *análogos* e/ou de *história condensada*.

Berger, em 1963, estabeleceu o chamado método de *história condensada*, que hoje em dia funciona como o elemento fundamental dos algoritmos de simulação do transporte de partículas carregadas por Monte Carlo [Ber63a]. Neste método, a partícula carregada é transportada num material ao longo de segmentos designados por *passos* de história condensada ou de dispersão múltipla, substituindo-se a maioria das interacções elásticas e inelásticas por uma única interacção *virtual*. Esta interacção inclui o efeito cumulativo do agrupamento estatístico de diferentes mecanismos de interacção dos electrões com a matéria, descrevendo as deflexões angulares devido a dispersões elásticas e perdas de energias associadas a processos inelásticos. Os processos agrupados correspondem a interacções que envolvem pequenas transferências de energia e dispersões de baixos ângulos designadas por *soft interactions*, nas quais se incluem as dispersões de Møller de baixa energia, excitação atómica, produção de fótons de *bremstrahlung* com baixo momento e dispersão elástica de Coulomb. A dispersão de Møller e produção de *bremstrahlung* de elevada energia, envolvendo produção de partículas secundárias, são considerados eventos *catastróficos* – *hard interactions* – sendo modelados de forma discreta ou *análoga*. Esta abordagem, representa uma vantagem considerável relativamente à modelação detalhada de todas as interacções dos electrões, permitindo atingir um ganho de eficiência, em relação à simulação *análoga*, de três ou quatro ordens de grandeza [Bie00a].

De acordo com as diferentes metodologias adoptadas pelos algoritmos de MC para a simulação de eventos *catastróficos*, Berger dividiu os esquemas de história condensada em duas classes distintas:

1. **Classe I** – onde os efeitos, na partícula primária, de *todas* as interacções (*soft* e *hard*) em cada *passo* são contabilizadas de forma cumulativa.
2. **Classe II** – onde os efeitos, na partícula primária, devido a eventos *catastróficos*, são contabilizados no vértice de interacção por geração explícita de

partículas secundárias.

Devido ao agrupamento das interacções catastróficas no passo de história condensada, nos esquemas de transporte de classe I, a distribuição para a amostragem das perdas de energia da partícula primária inclui valores de perda de energia devido à produção de electrões secundários [JNR<sup>+</sup>89]. Tais distribuições de probabilidade recorrem a valores de perdas de energia totais por colisão, juntando flutuações estatísticas descritas pelas teorias de Landau, Vavilov e gaussiana [Leo86].

A energia da partícula primária, no final de cada passo de dimensão,  $s$ , é dada por:

$$E_f = E_i - \Delta E(s) \quad (3.1)$$

onde  $E_i$  e  $E_f$  representam a energia inicial e final da partícula e  $\Delta E(s)$  o valor da perda de energia ao longo do passo devida a todos os processos. Como as partículas secundárias não são logo geradas, quando isso acontece, elas já não apresentam uma correlação directa com a energia da partícula primária. Por este motivo, as partículas secundárias podem ser emitidas em qualquer ponto do passo.

Nos códigos de Monte Carlo de classe I não é viável considerar passos de igual dimensão, uma vez que, à medida que a energia do electrão diminui o ângulo de deflexão tende a aumentar. Como a dependência da deflexão angular no tamanho do campo é pequena, uma solução é considerar uma grelha de passos logarítmica. Assim, a escolha do tamanho do passo é feita de forma que, em média, a percentagem de energia perdida pelo electrão seja aproximadamente constante.

No caso dos algoritmos de Monte Carlo de classe II, o processo de produção de electrões e fótons secundários acima do valor limiar de energia,  $\Delta_{cut}$ , é simulado discretamente usando o modelo *análogo* (evento a evento). O estado final da partícula primária está bem definido e correlacionado com as variáveis cinemáticas da partícula secundária produzida. Para valores inferiores aos da energia de produção, as interacções inelásticas e elásticas agrupam-se de forma estatística no passo de história condensada. Ao longo do passo, as perdas de energia para os electrões secundários (raios- $\delta$ ) obtêm-se a partir de distribuições de perdas de energia restritas de colisão. A energia final da partícula primária é dada por:

$$E_f = E_i - s \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\Delta_{cut}} - E_\delta \quad (3.2)$$

sendo  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta_{cut}}$  o valor do *poder de paragem* restrito correspondente ao valor de energia perdida por unidade de percurso para partículas secundárias com energias inferiores ao limiar de produção,  $\Delta_{cut}$ . As perdas de energia para fotões de *bremsstrahlung* são contabilizadas de forma semelhante, utilizando valores de  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad,\Delta}$  onde a energia da partícula secundária corresponde ao momento do fotão emitido,  $E_\gamma = k$ .

Nos códigos de Monte Carlo de classe II, um dos problemas que surge é o facto de se assumir que a secção eficaz de interacção não varia entre duas interacções catastróficas. Tal consideração não é totalmente correcta pois, devido às perdas contínuas de energia simuladas na parte da história condensada, a secção eficaz dos diversos processos, devido à variação da energia, não permanece constante. Uma forma de se minimizar este problema é não permitir passos demasiado grandes, de modo a poder considerar-se que, em cada passo, a variação da secção eficaz é tão pequena que se pode considerar constante. Para que a secção eficaz entre duas interacções discretas, entre os pontos  $t_0$  e  $t$ , se mantenha constante, torna-se necessário juntar um artefacto matemático ou secção eficaz total fictícia,  $\sigma_{ficticia}$  [Sal85]. Assim, se forem  $\sigma_{total,real}(t_0)$  e  $\sigma_{total,real}(t)$  as secções eficazes reais em  $t_0$  e  $t$ :

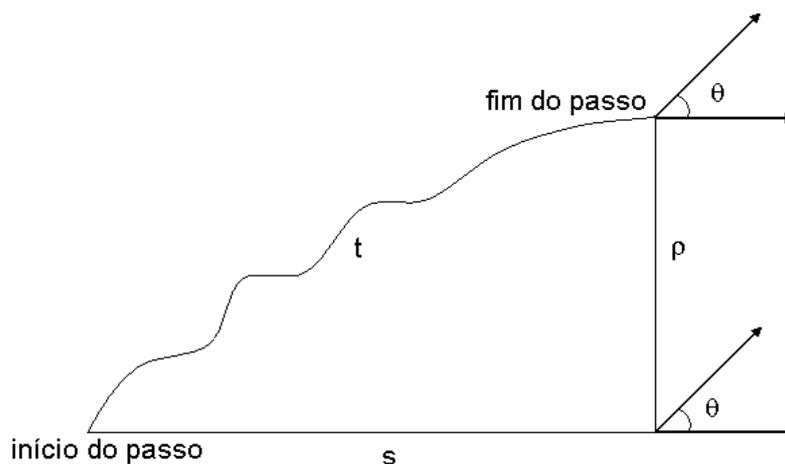
$$\sigma_{total,ficticia}(t) = \sigma_{total,real}(t) + \sigma_{ficticia}(t) = \sigma_{total,real}(t_0) = constante$$

Considerando a distância à interacção seguinte como o livre percurso médio determinado com a secção eficaz,  $\sigma_{total,ficticia}(t)$ , o ponto de interacção é aceite ou rejeitado quando se compara a fracção  $\sigma_{total,real}(t)/\sigma_{total,real}(t_0)$  com um número aleatório no intervalo  $]0,1]$ . Se o valor da fracção for inferior ao número amostrado, a probabilidade de se ter atingido o vértice de interacção é mínima pelo que nenhum processo é simulado, caso contrário a interacção é considerada real. Tal procedimento é apenas válido na região onde a secção eficaz total de interacção decresce com a diminuição da energia do electrão, para valores, aproximadamente, superiores a 50–100 keV.

As teorias de dispersão múltipla de Goudsmit–Saunderson ou de Molière, tendo em conta os seus diferentes formalismos, tornam-se mais adequadas aos algoritmos de classe I e II respectivamente. Daí que estas teorias sejam usadas para determinar, no fim de cada passo, a deflexão angular da partícula devida a múltiplas colisões. A distribuição de Goudsmit–Saunderson permite determinar o ângulo de dispersão de forma exacta, correlacionando-o com as dimensões do passo e perdas totais de energia. Ao contrário do formalismo de Molière, esta distribuição não impõe

à partida uma forma específica para a secção eficaz e podem ser usadas diferentes formulações como por exemplo a secção eficaz de Rutherford corrigida por efeitos de blindagem ou a secção de Mott com correcções relativistas e de efeitos de *spin*. A sua amostragem exige um forte cálculo numérico que, se for executado no final de cada passo, pode comprometer a eficiência do processo de simulação. Os algoritmos de classe I apresentam, alternativamente, distribuições angulares calculadas para valores pré-determinados de perdas de energia e dimensões de passo. Deste modo, o transporte dos electrões é efectuado de acordo com uma grelha de valores de perdas de energia/passos. Os algoritmos de classe II, não apresentam passos pré-determinados e por isso, requerem que o procedimento de amostragem da distribuição angular seja feito no final de cada passo *on-the-fly*. Tal comportamento favorece a aplicação da teoria de Molière que, embora seja menos exacta e tenha um limite de validade mais restrito, conduzindo, por isso, à utilização de passos de menores dimensões, apresenta um cálculo numérico rápido com um esquema de implementação simples [KB98c].

Se a distribuição angular após o passo for conhecida, é possível caracterizar univocamente a direcção do electrão, mas não é possível obter informação sobre a sua distribuição espacial. Isto porque não existe uma teoria que relacione de modo exacto a distância percorrida ao longo do passo de história condensada,  $s$ , com o desvio lateral da trajectória,  $\rho$  – Figura 3.1.



**Figura 3.1:** Simulação do transporte de um electrão ao longo de um passo de história condensada

Uma vez que a posição final é indeterminada, as distribuições espaciais podem ser determinadas resolvendo explicitamente a equação de transporte de Boltzman [Bie00a]. A solução formal desta equação consiste num conjunto de equações diferenciais acopladas, o que impossibilitou até ao momento a sua resolução explícita. Alternativamente, pode recorrer-se à teoria de Lewis [Lew50] que, permite derivar de modo exacto, independentemente da formulação da secção eficaz de dispersão elástica, os momentos ou valores médios de grandezas espaciais no fim de um passo de história condensada. Tais resultados podem ser utilizados de modo a conduzir ao desenvolvimento de uma mecânica de transporte capaz de colocar o electrão na posição correcta depois de um passo de dispersão múltipla. A qualidade e capacidade de descrever correctamente a distribuição espacial é posteriormente avaliada através da comparação dos momentos calculados com os momentos exactos de Lewis [KB98b].

## 3.2 Transporte de Fótons

Uma componente importante das técnicas de Monte Carlo é a amostragem numérica de variáveis aleatórias com uma dada função de distribuição de probabilidade. Os algoritmos de amostragem aleatória baseiam-se na utilização de números aleatórios distribuídos uniformemente no intervalo  $]0,1[$ .

O processo de transporte de um fóton é baseado no conhecimento do seu livre percurso médio que permite caracterizar a distribuição de densidade de probabilidade da distância,  $t$ , percorrida pelo fóton até à sua interacção. A distância à interacção seguinte é amostrada aleatoriamente a partir da lei de atenuação exponencial:

$$p(t)dt = \mu e^{-\mu t} dt \quad (3.3)$$

em que  $\mu$  é o coeficiente de atenuação linear do meio. Neste caso a distância  $t$  é amostrada por:

$$t = -\frac{1}{\mu} \ln(\xi) = -\lambda \ln(\xi) = -\frac{A}{N_a \rho \sigma_{tot}} \ln(\xi) \quad (3.4)$$

onde  $A$ ,  $N_a$  e  $\rho$  são, respectivamente, o número de massa, o número de Avogadro, a densidade do material,  $\sigma_{tot}$  a secção eficaz total do fóton,  $\xi$  um número pseudo-aleatório amostrado entre  $]0,1[$  e  $\lambda$  o livre percurso médio total. O tipo de interacção

é seleccionado a partir da amostragem das probabilidades relativas de cada processo,  $i$ , calculadas pela razão  $\sigma_i/\sigma_{tot}$ . No caso de produção de partículas secundárias no local ou vértice de interacção por processos inelásticos, as características cinemáticas destas são obtidas por amostragem das respectivas secções eficazes diferenciais em energia e ângulo e o seu transporte efectuado de forma individual. Posteriormente, a energia e direcção da partícula primária são ajustadas, e é amostrada uma nova distância até ao próximo vértice. Repete-se este procedimento até que a partícula seja absorvida no meio ou a sua energia seja inferior a um valor de corte de transporte mínimo pré-estabelecido. Esta metodologia, é também designada por Monte Carlo *análogo*.

Este método é especialmente adequado para o transporte de fotões ou de partículas que possuem uma baixa secção eficaz e um correspondente livre percurso médio elevado. A sua aplicabilidade à simulação do transporte de partículas carregadas de baixa massa é possível, no entanto é incomportável na maioria das aplicações devido ao elevado tempo de processamento necessário para obtenção de uma incerteza estatística aceitável nas grandezas calculadas, como por exemplo, a energia depositada num pequeno volume. Tal motivou o desenvolvimento de uma lógica de esquemas de transporte mais elaborada [SFVS99].

Dado que os fotões sofrem um número limitado de interacções antes de serem localmente absorvidos, a simulação *análoga* requer que a distância à próxima interacção seja recalculada cada vez que o fotão atravessa uma fronteira entre diferentes materiais, o que ocorre frequentemente em estruturas *voxelizadas* ao longo de pequenas distâncias representando uma significativa perda de eficiência no processo de transporte. Para superar esta dificuldade, por exemplo, o transporte de fotões pelo código DPM recorre ao método de Woodcock [KF00] no qual a distância à próxima interacção é amostrada a partir de um livre percurso médio fictício correspondente ao mínimo livre percurso médio entre todos os materiais da geometria,  $\lambda_{\gamma}^{min}$ . O número de comprimentos de interacção a percorrer é amostrado a partir da distribuição  $e^{-N}$ . O fotão é transportado de uma distância  $t = \lambda_{min}N$ . Nestas condições o fotão é transportado ignorando todas as fronteiras e materiais atravessados até ao vértice de interacção, ao longo da distância  $t$ . É então calculada a

probabilidade de ocorrência do evento, dada por:

$$P = \frac{\lambda_{\gamma}^{min}}{\lambda_{\gamma}^{voxel}} \quad (3.5)$$

em que  $\lambda_{\gamma}^{voxel}$  é o livre percurso médio para o material atribuído ao *voxel* que contém o vértice. É sorteado um número aleatório  $\xi$  entre ]0,1]. O processo de interacção é considerado fictício para a condição  $P < \xi$ , sendo amostrada uma nova distância. Caso contrário é simulada uma interacção real de acordo com as respectivas probabilidades determinadas pelas secções eficazes totais dos processos.

### 3.3 GEometry ANd Tracking - GEANT

O código de Monte Carlo **GEANT** foi desenvolvido para simulação de detectores em Física de Altas Energias, sendo, no entanto, actualmente utilizado em diferentes áreas nomeadamente, Biologia, Astrofísica e Medicina [GRM94].

A versão GEANT3 simula o transporte acoplado hadrão-fotão-leptão, contendo as secções eficazes dos processos físicos para a gama de energias de 10 keV a 10 TeV. Neste projecto, trabalhámos na gama de energia de 1 – 10 MeV, onde os processos relevantes da interacção da radiação com a matéria são os seguintes:

- Efeito Fotoeléctrico
- Dispersão Compton
- Produção de Pares
- Aniquilação
- Produção de *Bremsstrahlung*
- Ionização de Partículas Carregadas
- Dispersão Múltipla

Para os vários processos físicos, as secções eficazes são obtidas através de parametrizações a distribuições teóricas e a resultados experimentais que estão contidos nas bibliotecas SANDIA [BL87] e NIST [SB85]. Os valores de perdas de energia são

amostrados a partir da equação de Bethe–Bloch e as flutuações de energia são determinadas pelas teorias de Vavilov e Landau, de acordo com os seus limites de validade. O cálculo das perdas de energia para partículas secundárias carregadas, abaixo dos valores de corte por processos de colisão é feito de acordo com a fórmula de Bethe–Bloch restrita:

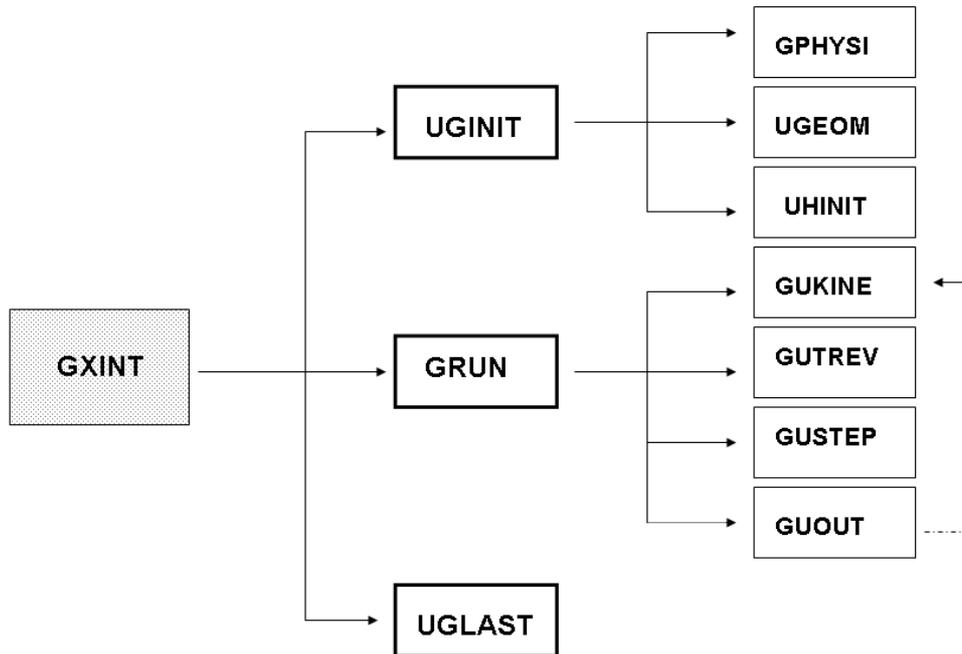
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col,\Delta} = 2\pi n_e r_e^2 m_e c^2 \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 (\gamma + 1)}{I^2} \right) + F^\pm(\gamma - 1, \tau_{up}) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.6)$$

onde,  $\Delta = \text{AE}$  é a variável que define o valor limiar de energia para a produção de raios- $\delta$ ,  $\tau_{up} = \min(\tau_c, \tau_{max})$ ,  $\tau_{max}$  é a energia máxima transferível e  $\tau_c = \text{AE}/m_e c^2$ . Factores de correcção a esta fórmula são determinados por ajuste da distribuição de perda de energia total de colisão a valores experimentais tabelados nas bibliotecas ICRU37/ESTAR–NIST [ICR84].

O sistema GEANT3, por defeito, não gera raios- $\delta$  e apresenta um esquema de transporte de classe I. No entanto, apresenta a opção de geração explícita de raios- $\delta$  com um limiar de produção mínimo de 10 keV comportando-se como um código de Monte Carlo de classe II. As perdas de energia abaixo deste valor são obtidas pela equação de Bethe–Bloch restrita (3.6), sendo as respectivas flutuações amostradas da distribuição de Landau restrita. Este código recorre à teoria de Molière para efectuar a amostragem do ângulo de deflexão de partículas carregadas, sendo a dimensão do passo controlada pela perda de energia fraccional por processos contínuos, através da variável DEEMAX.

Abaixo de um número médio de 20 colisões de Coulomb por passo, a teoria de Molière é substituída pela simulação discreta do ângulo de dispersão, utilizando a secção eficaz de Rutherford corrigida para efeitos de blindagem. A mecânica de transporte de electrões e positrões foi desenvolvida impondo a utilização de valores de DEEMAX baixos e dimensões do passo pequenas, de modo a minimizar as diferenças entre os momentos calculados e os momentos exactos de Lewis.

Na figura 3.2 está representada a estrutura das principais subrotinas do código GEANT3, onde **GXINT** representa o programa principal para a versão interactiva deste código. A inicialização do programa é controlada pelo utilizador na subrotina **UGINIT**, que tem a responsabilidade de chamar três outras:



**Figura 3.2:** Representação das principais subrotinas do código de MC GEANT3

- **GPHYSI** – onde são construídas as secções eficazes e tabelas de perda de energia para cada material.
- **UGEOM** – onde se definem os parâmetros de transporte relativamente aos diferentes materiais e se codifica a geometria dos elementos que constituem a cabeça do acelerador.
- **UHINIT** – onde são declaradas as condições de histogramação para registo de informação e grandezas de interesse (posição da partícula, cosenos directores, energia, etc).

A fase de processamento é iniciada na subrotina **GRUN** que, para cada acontecimento processado, controla um conjunto de subrotinas:

- **GUKINE** – responsável pela geração e armazenamento da informação cinemática de cada evento primário.

- **GUTREV** – que inicia o processo de transporte das partículas. O controlo da propagação das partículas através da geometria é efectuado por chamadas às subrotinas **GUTRACK/GTRACK**.
- **GUSTEP** – onde fica armazenada a informação sobre os acontecimentos no final de cada passo da partícula a que o utilizador tem acesso.
- **GUOUT** – onde é contabilizada a informação do processo de simulação no final de cada acontecimento.

A fase de finalização é controlada pela subrotina **UGLAST**, que efectua a chamada à subrotina **GLAST** para a contabilização da informação estatística relacionada com o processo de simulação.

O *pacote* de geometria do código GEANT3 possui 16 formas básicas construídas com superfícies de segunda ordem, cujas funções principais são:

1. durante a inicialização do programa, definir a geometria ao longo da qual a partícula irá ser seguida;
2. durante a fase de processamento do evento, comunicar, às rotinas responsáveis, a informação para o transporte das partículas.

Em cada volume é possível a rotação, replicação e divisão em volumes menores. Se se pretender codificar geometrias mais complexas, este código tem a capacidade de importar directamente informação CAD (*Computer Aided Designed*). O código GEANT3 contém uma interface gráfica interactiva para visualização da geometria-3D codificada e do transporte de partículas em tempo "real". Estão também disponíveis opções de *pacotes* de análise da biblioteca CERNLIB, o que permite a histogramação de resultados durante a execução do programa. Estes contêm o gerador de números aleatórios implementado neste código de simulação, RANECU, caracterizado por um período de repetição de  $10^{18}$  extracções.

O código de MC GEANT3 foi usado para simular a cabeça de tratamento do acelerador linear Varian Clinac 600C e os resultados obtidos são apresentados e analisados no Capítulo 4.

### 3.4 *Dose Planning Method* – DPM

O tempo de cálculo necessário à simulação de distribuições de dose em *fantomas* com o código GEANT ou outros códigos de Monte Carlo *generalistas* é bastante elevado. A utilização de sistemas de processamento em paralelo ou de vários processadores permite reduzir o tempo de cálculo, mas requer um investimento significativo em *hardware* e em infraestruturas adequadas [MJ99, RAC<sup>+</sup>01].

O crescente interesse da aplicação do método de Monte Carlo à Medicina, associado à incompatibilidade de tempo de CPU dos códigos de simulação *generalistas* com a prática clínica, motivou então o desenvolvimento dos denominados *sistemas dedicados*.

O DPM [SWB00], desenvolvido por Sempau *et al*, é um sistema dedicado a aplicações de cálculo de dose para a realização de planeamentos de tratamentos em Radioterapia. A elevada eficiência computacional e precisão dos resultados demonstrados no cálculo de dose em geometrias homogêneas e com base em imagens de tomografia computadorizada (Computed Tomography – CT), revelam as suas potencialidades como alternativa aos algoritmos analíticos baseados em aproximações à solução da equação de transporte de Boltzmann.

Neste código a geometria é codificada em elementos cúbicos (*voxels*), apresentando um algoritmo simples de *seguimento de traços* (*ray-tracing*). Os significativos ganhos em tempo de CPU relativamente aos *sistemas generalistas* resultam essencialmente pela utilização de uma mecânica de transporte inovadora, juntamente com um novo formalismo da teoria de dispersão múltipla para electrões. Consequentemente o transporte das partículas é efectuado ao longo de passos de maiores dimensões permitindo atravessar diferentes materiais ignorando a existência de fronteiras entre regiões .

#### 3.4.1 Dispersão Múltipla com Energia Perdida

A primeira maior inovação introduzida no DPM para aumentar a velocidade de cálculo, foi a utilização de um redimensionamento do passo. Entre dispersões inelásticas catastróficas, este código apresenta uma mecânica de transporte mais eficiente caracterizada por passos de maiores dimensões, possibilitada pela implementação de uma

nova derivação da teoria de dispersão múltipla de Goudsmit-Saunderson [GS40] reformulada por Lewis e proposta por Bielajew e Kawrakow [KB98c]. Na *aproximação do abrandamento contínuo* (Continuous Slowing-Down Approximation – CSDA), o passo pode ser dado em termos de energia perdida por:

$$s = \int_{E-\Delta E}^E \left( \frac{dE}{S(E)} \right) = R(E) - R(E - \Delta E), \quad (3.7)$$

onde  $S(E)$  é o *poder de paragem* CSDA, e  $R(E)$  o alcance CSDA. Para um electrão com energia inicial  $E$  que atravessa uma distância  $s$ , a energia perdida média  $\Delta E$  pode ser determinada invertendo o alcance CSDA:

$$\Delta E = E - R^{-1}(R(E) - s) \quad (3.8)$$

A distribuição angular obtida por Lewis [Lew50] incorporando a energia perdida ao longo do passo,  $s$ , é dada por:

$$F_L(\omega) = \sum_{l=0}^{\infty} \left( l + \frac{1}{2} \right) P_l(\omega) \exp \left[ - \int_{E-\Delta E}^E \frac{G_l}{S} dE \right], \quad (3.9)$$

onde  $\omega = \cos \theta$ ,  $G_l = g_l/\lambda$  e  $\lambda$  é o livre percurso médio entre interacções inelásticas. Os coeficientes  $g_l$ , são obtidos a partir da expansão da secção eficaz diferencial angular da dispersão elástica segundo polinómios de Legendre. Bielajew e Kawrakow demonstraram que para a implementação em códigos de Monte Carlo de classe II, a distribuição de Goudsmit-Saunderson-Lewis pode ser convenientemente descrita por:

$$F_L(\omega) = q(u, E) \frac{2B(1+B)}{(1+2B-\omega)^2} \quad (3.10)$$

em que  $B$  é um parâmetro livre,  $u$  é uma variável angular calculada a partir de  $\omega$  e  $q(u, E)$  depende da energia do electrão, da secção eficaz de dispersão elástica e do coeficiente  $B$ . Esta função é pré-calculada pelo código DPM, a partir da secção eficaz de Rutherford corrigida por efeitos de blindagem e de *spin* para um conjunto de pares de valores de energia e  $u$  em água, permitindo obter de forma rápida o ângulo polar a partir de uma simples interpolação de  $q(u, E)$ .

### 3.4.2 Método de Transporte de *Dobradiça Aleatória* (Random Hinge)

A segunda maior inovação introduzida no DPM fundamenta-se na utilização de um novo mecanismo de transporte. É possível demonstrar que este formalismo conduz a uma distribuição angular válida nos regimes de dispersão *múltipla*, *plural* e *singular*, garantindo sempre a convergência para uma solução estável para qualquer dimensão de passo. A não dependência da estabilidade da distribuição angular com a dimensão do passo calculada em 3.9, permitiu a utilização do método de transporte designado *dobradiça aleatória* [BS01]. O modelo de *dobradiça aleatória* do código de Monte Carlo PENELOPE fornece um excelente compromisso entre velocidade e rigor e é, portanto, bem adaptado a um código rápido. Neste modelo, a energia perdida ao longo do passo é negligenciada. O modelo de *dobradiça aleatória* consiste em dividir o passo  $s$  em dois segmentos,  $s_A = \xi s$  e  $s_B = s - s_A$ , sendo  $\xi$  um número aleatório entre 0 e 1. O primeiro segmento  $s_A$  é definido na direcção inicial do electrão, a partir da qual a partícula é deflectida de acordo com qualquer lei de dispersão múltipla que forneça a deflecção angular e azimutal calculada sobre o passo inteiro  $s$ . O segundo segmento é definido sobre a distância  $s_B$  na nova direcção.

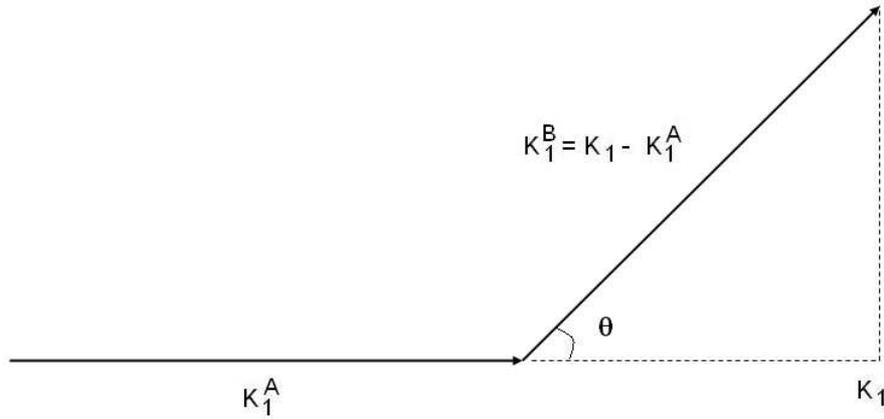
Infelizmente, a inclusão da energia perdida ao longo do passo  $s$  reduz o rigor deste modelo. O modelo PENELOPE sobrestima a dispersão para caminhos percorridos muito longos. Usando o mesmo conceito, o DPM utiliza uma grandeza *força de dispersão* (scattering strength),  $K_1$ , onde em vez da distância,  $s$ , é executada a amostragem, isto é:

$$K_1^{(A)} = \xi K_1(s) \quad (3.11)$$

com  $K_1(s)$  dada por,

$$K_1(s) \equiv \int_0^s ds' G_1(s') \simeq s G_1\left(\frac{s}{2}\right), \quad (3.12)$$

onde  $G_1 = g_1/\lambda$ . O electrão é então transportado até "acumular" uma dispersão igual a  $K_1^{(A)}$ , onde a deflecção é imposta. A seguir o electrão move-se o percurso necessário à exaustão da *força de dispersão*  $K_1 - K_1^{(A)}$  - Figura 3.3.



**Figura 3.3:** Representação do transporte de um electrão ao longo de um passo de história condensada pela técnica *dobradiça aleatória*

Este formalismo corrige não só o valor sobrestimado da dispersão mas também fornece uma base de simulação da dispersão através dos limites materiais da densidade. Esta mecânica de transporte permite descrever correctamente a trajectória dos electrões até à sua absorção no meio, recorrendo apenas a 8-10 passos de história condensada, em comparação com os esquemas de transporte implementados nos códigos generalistas que requerem múltiplos passos por cada *voxel* atravessado. Tal só é possível, pelo facto do algoritmo *dobradiça aleatória* ser exacto, isto é, preservar os momentos de Lewis para a profundidade de penetração, o desvio lateral e outros momentos espaciais e angulares, independentemente da dimensão do passo [SWB00].

### 3.4.3 Interações Catastróficas e Acontecimentos Radiativos

Como o DPM é um algoritmo de classe II, as interacções catastróficas são simuladas discretamente usando um modelo análogo (evento-a-evento). Este código utiliza a secção eficaz de Møller para colisões inelásticas de electrões com os núcleos atómicos. Integrando a secção eficaz diferencial de Møller, o livre percurso médio inverso,  $\lambda_M^{-1}$  para colisões catastróficas (acima do valor da energia de corte  $W_M$ ) em meios homogéneos é dado por:

$$\lambda_M^{-1} = \frac{2\pi e^4 Z n_m}{m v^2 E} \left[ \frac{1 - 2k_M}{k_M(1 - k_M)} + \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \left( \frac{1}{2} - k_M \right) + \left[ \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - 1 \right] \ln \frac{1 - k_M}{k_m} \right], \quad (3.13)$$

onde  $n_m$  é o número de moléculas por unidade de volume e

$$k_M = \frac{W_M}{E}. \quad (3.14)$$

Esta abordagem é válida no limite relativista,  $mc^2 \ll E$  e de baixas transferências de energia,  $k_M \ll 1$ , para partículas secundárias em que existe uma fraca dependência dos livres percursos médios de Møller e de *bremstrahlung* com a energia. A equação 3.13 pode ser aproximada por:

$$\lambda_M \approx \frac{A mc^2 W_M}{Z \rho N_A 2\pi e^4} \quad (3.15)$$

Por defeito, o DPM coloca  $W_M = 200$  keV, uma vez que os electrões incidentes com menor energia têm alcances mais pequenos do que o tamanho mínimo do voxel, 1 mm. Para a água,  $\lambda \simeq 2$  cm com  $W_M = 200$  keV e é praticamente independente de E, como se pode ver na equação 3.15. Quando ocorre uma interacção de Møller, a fracção de energia perdida  $k$  é amostrada a partir da função de distribuição de probabilidade normalizada obtida a partir da secção eficaz total de Møller. Se o electrão incidente tiver uma energia cinética  $W$ , a direcção do movimento será determinada de acordo com a conservação de momento e o ângulo,  $\theta_2$ , formado por essa direcção e pela velocidade do primeiro electrão, é dado por:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{\frac{W(E + 2mc^2)}{E(W + 2mc^2)}}. \quad (3.16)$$

Para fotões de *bremstrahlung*, das tabelas de Seltzer *et al.* [SB85], podemos verificar que para as energias e materiais usados em radioterapia, a secção eficaz de *bremstrahlung* implementada no DPM é dada por:

$$\sigma_B = \frac{Z^2}{\beta k} a(1 - bk), \quad (3.17)$$

onde  $W = kE$  ( $W$  é a energia do fotão produzido),  $\beta$  a velocidade do electrão em unidade da velocidade da luz, e  $a$  e  $b$  são parâmetros de ajuste às secções eficazes diferenciais em energia do fotão emitido. Para uma dada energia de corte para produção de *bremstrahlung*, o livre percurso médio invertido resultante da equação 3.17 é dado por:

$$\lambda_B^{-1} = \frac{Z^2 n_m a}{\beta^2} \left[ \ln \frac{1}{k_b} - b(1 - k_b) \right], \quad (3.18)$$

onde  $k_B = W_B/E$ . No limite em que  $mc^2 \ll E$  e  $k_M \ll 1$ , a equação 3.18 pode ser aproximada por:

$$\lambda_B \simeq \frac{A}{Z^2 \rho N_A a} \left( \ln \frac{E}{W_B} - b \right)^{-1} \quad (3.19)$$

A simulação análoga de fótons de *bremstrahlung* é realizada usando uma amostragem aleatória da função distribuição de probabilidade correspondente à  $\sigma_B$  normalizada. A deflexão angular do electrão incidente é pequena e pode ser desprezada e o ângulo de dispersão do fóton secundário é ajustado ao seu valor médio, dado aproximadamente por Heitler [Hei54]:

$$\langle \theta \rangle \simeq \frac{mc^2}{E + mc^2}. \quad (3.20)$$

#### 3.4.4 Transporte de Partículas em Fantomas Voxelizados

Em códigos de MC com transporte de electrões de classe II, os electrões são criados com uma direcção e energia iniciais e transportados numa série de passos até abandonarem a geometria ou até a sua energia cair abaixo de um valor de corte de absorção pré-definido.

A amostragem da distância entre interacções catastróficas de Møller,  $t_M$ , e emissão de fótons de *bremstrahlung*,  $t_B$ , independentemente do número e composição dos *voxels* segundo o percurso da partícula, é feita através de:

$$t_M = -\lambda_M \ln \xi_1 \quad (3.21)$$

$$t_B = -\lambda_B \ln \xi_2 \quad (3.22)$$

em que  $\lambda_M$  e  $\lambda_B$  são os livres percursos médios obtidos por interpolação de tabelas pré-calculadas em função da energia para um material de referência (que, sem perda de generalidade, pode ser considerado água) e  $\xi_1$  e  $\xi_2$  são dois números aleatórios uniformemente distribuídos no intervalo  $[0,1]$ .

Quando um electrão percorre a distância  $t$  dentro de um *voxel* equivalente de água,  $t_M$  decresce de uma quantidade  $\Delta t_M$  dada por:

$$\Delta t_M = t \frac{(Z\rho/A)_{voxel}}{(Z\rho/A)_{agua}} \quad (3.23)$$

Analogamente, quando um electrão percorre a distância  $t$  dentro de um *voxel*,  $t_B$  decresce de uma quantidade  $\Delta t_B$  dada por:

$$\Delta t_B = t \frac{(Z^2\rho/A)_{voxel}}{(Z^2\rho/A)_{agua}} \quad (3.24)$$

O livre percurso médio para a real composição química do meio é corrigida durante o transporte da partícula, por subtracção das quantidades  $\Delta t_M$  e  $\Delta t_B$ .

Esta interacção é repetida até que uma das distâncias  $t_M$  ou  $t_B$  se anule, sendo simulado o respectivo acontecimento catastrófico. Se a geometria for homogénea e constituída pelo meio de referência – água – a distância percorrida entre dois eventos discretos será coincidente com  $t_M$  ou  $t_B$ .

A *força de dispersão* total  $K_1$  é obtida para a água na energia inicial do electrão. Durante a inicialização do DPM os valores de  $K_1$  em função da energia e o passo  $s$  são pré-calculados e lidos. Usando o mecanismo de *dobradiça aleatória* do DPM, a *força de dispersão* antes da simulação da dispersão de múltiplos eventos é dada por,

$$t_S = K_1^{(A)} \equiv \xi K_1 \quad (3.25)$$

Em cada passo  $t$  dentro do *voxel*,  $t_S$  diminui de uma quantidade igual a:

$$\Delta t_S = \int_0^t dt' G_1^{voxel}(t') \simeq \frac{1}{2} [G_1^{voxel}(t' = 0) + G_1^{voxel}(t' = t)] \quad (3.26)$$

Logo que  $t_S$  esteja esgotado, o desvio angular (ângulo polar) é amostrado a partir da função densidade de probabilidade de Lewis, usando a superfície  $q(u, E)$  que corresponde à água. Após rodar em torno do ângulo de dispersão para determinar a nova direcção do electrão, o transporte linear é recommçado até uma nova quantidade de *força de dispersão*, dada por:

$$t_S = K_1^{(B)} = K_1 - K_1^{(A)} \quad (3.27)$$

seja perdida. É calculado um novo  $\Delta t_S$  e, depois da distância para  $t_S$  ser atravessada, o processo repete-se com uma nova *força de dispersão* total  $K_1$  e um novo  $t_S$  é amostrado de acordo com a equação 3.25.

Fora os eventos discretos, a energia perdida continuamente pelos electrões é calculada em cada passo e dada por:

$$\Delta E = \int_0^t dt' S_r^{(voxel)}(t') \quad (3.28)$$

onde  $t$  é a distância percorrida num dado *voxel*, antes das colisões ou da saída do *voxel*, e  $S_r^{(voxel)}$  é o *poder de paragem* restrito para transferência de energia abaixo dos limites para a produção de Møller e *bremstrahlung*. Para grandes valores de  $t$ ,  $S_r^{(voxel)}$  pode variar acima do passo, pelo que, para resolver o integral, primeiro estima-se a energia perdida ao longo de  $t$ , considerando  $S_r^{(voxel)}$  constante, e depois calcula-se o valor médio do *poder de paragem* ao longo do passo. Durante a inicialização do DPM são lidos e pré-calculados valores de  $S_r^{(voxel)}$  para uma densa grelha de energias.

Após obtenção detalhada do feixe de fótons produzidos pelo acelerador Varian Clinac 600C, através da utilização do código de MC GEANT3, o código dedicado DPM foi usado para calcular a distribuição de dose num fantoma de água.

# Capítulo 4

## Simulação do Acelerador Linear Varian Clinac 600C

Neste capítulo descreve-se o processo de simulação e geração de espaços de fases característicos do feixe de fótons do acelerador linear Varian Clinac 600C. O primeiro objectivo centra-se na obtenção dos espaços de fase representativos do feixe de fótons e na análise da sua evolução através da cabeça de tratamento do acelerador linear. Os detalhes da interacção do feixe com as várias componentes que constituem a cabeça de tratamento são analisados por simulação Monte Carlo. Em seguida efectuou-se a validação indirecta dos espaços de fase comparando curvas de dose em profundidade e perfis de dose simulados com dados experimentais com uma câmara de ionização, num *fantoma* de água. Para esta análise foram utilizados os códigos de Monte Carlo GEANT, para a simulação da cabeça de tratamento e o DPM, para o cálculo de dose de fótons num fantoma de água.

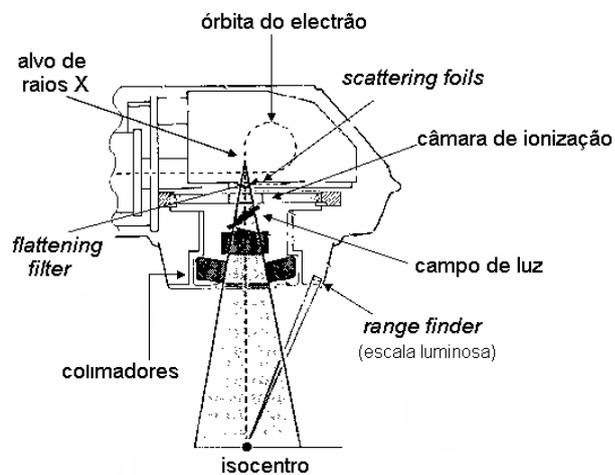
### 4.1 Simulação da Cabeça de Tratamento

O acelerador Varian Clinac 600C destina-se a aplicações clínicas em radioterapia e pertence à família de aceleradores lineares de baixa energia (4 MV) – Figura 4.1.

A cabeça de tratamento de um acelerador linear possui um conjunto de dispositivos de monitorização, localização e modelização do feixe. À entrada encontra-se o alvo de raios X, no caso do acelerador estar a operar em modo de fótons – Figura 4.2.



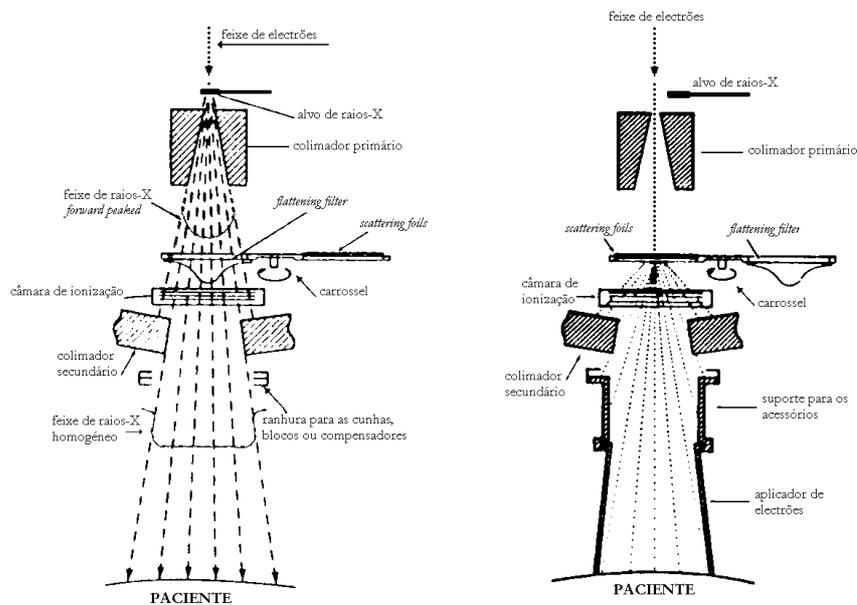
**Figura 4.1:** Acelerador Varian Clinac 600C.



**Figura 4.2:** Cabeça de tratamento de um acelerador linear, (retirado da ref. [Kle85a]).

Devido à produção de radiação dispersa ou de fundo, a seguir ao alvo, existe um sistema de colimação primário constituído por tungsténio. O colimador permite controlar a abertura angular polar máxima do feixe de fótons, que no modelo em

estudo é de  $14^\circ$ . A seguir ao sistema de colimação é colocado um filtro modelador de forma cônica – *flattening filter* – que atenua preferencialmente a região central do feixe de fótons e permite a produção de campos extensos homogêneos em dose. Neste acelerador, a intensidade do feixe após interagir com o sistema de filtragem é controlada por uma câmara de ionização. As dimensões do campo geométrico dos feixes de fótons são determinadas por um sistema de colimação secundário constituído por quatro blocos de tungsténio móveis. Estes blocos podem mover-se independentemente uns dos outros. Os colimadores superiores movem-se numa trajectória circular de 28 cm de raio e os inferiores ao longo de um veio horizontal. O tungsténio é escolhido para a definição final do feixe porque, devido ao seu elevado número atómico e densidade, proporciona um elevado coeficiente de atenuação.



**Figura 4.3:** Terapia com raios – X e electrões, (retirado da ref. [Kha94b]).

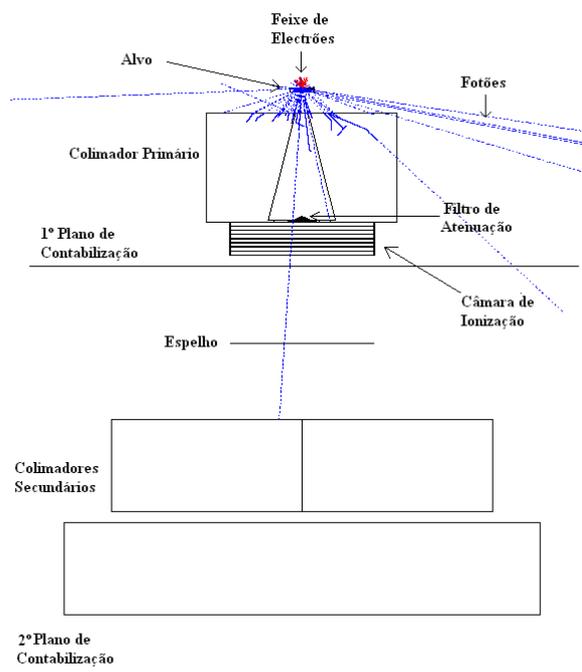
Entre a câmara de ionização e os colimadores secundários é colocado um espelho (campo de luz) cuja função é guiar um foco de luz de modo que as dimensões do campo e o local de incidência do feixe se visualizem. Este dispositivo fornece uma luz visível intensa que reproduz o campo de raios X em dimensões e forma, tendo em consideração os efeitos dos colimadores e de outros dispositivos limitadores do feixe de radiação. O *range finder* ou indicador de distância óptica (*Optical Distance*

*Indicator* – ODI), é uma escala luminosa projectada sobre a pele do paciente para permitir a obtenção da distância fonte-pele, **Source Skin Distance** (SSD), no intervalo de 80 cm a 130 cm. O isocentro é definido como o ponto de intersecção do eixo do colimador e do eixo de rotação do braço. Existem acessórios que modificam o feixe de raios – X que emerge da cabeça de tratamento, nomeadamente: filtros em cunha, compensadores de tecido, blocos de protecção, etc. Estes acessórios são colocados directamente à saída da cabeça de tratamento ou em suportes que se podem acoplar à cabeça de tratamento.

Na terapia com electrões, a definição do tamanho do campo é dada pelo tamanho da área da base do aplicador de electrões. Adicionalmente, o colimador secundário é seleccionado para um tamanho de campo ligeiramente superior ao definido pelo aplicador de electrões – Figura 4.3. O *flattening filter* é substituído pelas folhas de dispersão (*scattering foils*) – através de um dispositivo denominado *carrossel* – que são utilizadas para dispersar, no espaço, o feixe de electrões que se encontra concentrado num cilindro de 3 mm de diâmetro [KM89].

## 4.2 Obtenção de Espaços de Fases

A geometria da cabeça de tratamento do acelerador linear Varian Clinac 600C foi codificada usando o programa de simulação de Monte Carlo GEANT - versão 3.21. A estrutura de aceleração não será simulada neste estudo pelo que se usará apenas as características do feixe de electrões primários através do alvo para a simulação do campo de radiação produzido na cabeça de tratamento – Figura 4.4 –.



**Figura 4.4:** Geometria da cabeça de tratamento do acelerador linear Varian Clinac 600C em modo de fotões 4 MV.

Pretende-se que a geometria seja dividida em dois módulos:

**Módulo I-** Alvo de conversão, colimador primário, filtro e câmara de ionização.

**Módulo II-** Espelho e colimadores secundários.

Durante a simulação o feixe de electrões primários é transportado através do alvo e os fotões, electrões e positrões resultantes da interacção do feixe com o material são por sua vez transportados através da geometria. Durante a simulação de um determinado módulo, a geometria da secção anterior é codificada de forma a incluir-se a possibilidade dos fotões e electrões sofrerem processos de retrodifusão e assim serem transportados em direcção às primeiras estruturas. No final de cada módulo define-se um plano de contabilização. Ao atravessar estes planos, o transporte da partícula é interrompido e a informação que caracteriza cada partícula é guardada em ficheiros de espaços de fases.

Os espaços de fases são distribuições a  $N$  dimensões guardados em  $N$ tuples e constituem uma amostra estatística do feixe de radiação em estudo [Bru94]. As

variáveis guardadas nestas distribuições são: energia, coordenadas espaciais, cossenos directores e a identificação do tipo de partícula, caracterizando o estado cinemático no respectivo plano de contabilização. Os espaços de fases obtidos no primeiro módulo do acelerador são independentes do campo de radiação seleccionado pelo sistema de colimação secundário. A divisão da geometria permite o aumento da eficiência do cálculo porque os espaços de fase intermédios são apenas calculados uma vez. Numa segunda fase, efectua-se o transporte das partículas guardadas nos espaços de fases, simulando-se a interacção do feixe com o espelho e colimadores secundários, obtendo-se os espaços de fases finais que caracterizam o feixe de fótons produzido pelo acelerador. Os espaços de fases obtidos no segundo módulo têm que ser recalculados sempre que a abertura dos colimadores secundários varie.

#### 4.2.1 Parâmetros de Simulação

A simulação Monte Carlo dos feixes produzidos por este acelerador linear envolveu a optimização de parâmetros relacionados com os processos de transporte – Tabela 4.1.

GEANT3	Valor
CUTELE	189 keV
CUTGAM	10 keV
DCUTE	10 keV
BCUTE	10 keV
DEEMAX	0.3–1%

**Tabela 4.1:** Parâmetros de transporte do código GEANT3.

A trajectória de cada partícula, primária ou secundária, é simulada e o seu transporte efectuado ao longo da geometria codificada. Quando a energia da partícula é inferior ao valor de corte em energia estabelecido no código de simulação, o seu transporte é interrompido e a sua energia depositada localmente. Os valores de corte em energia para o transporte de electrões (CUTELE) e fótons (CUTGAM) são, respectivamente, 189 keV (energia cinética) e 10 keV para as simulações efectuadas

no interior do acelerador. No código de simulação utilizado a contabilização das perdas de energia por ionização e processos radiativos é efectuada por geração explícita de raios- $\delta$  e *bremsstrahlung* respectivamente, acima do limiar de produção de partículas secundárias: DCUTE para electrões e BCUTE para fotões. Abaixo deste limiar as flutuações à perda de energia por interacções *soft* são amostradas de uma distribuição restrita de Landau, GLANDZ [GRM94]. Os limiares de produção utilizados no GEANT3 definidos pelos parâmetros DCUTE e BCUTE foram colocados a 10 keV. A fracção de energia perdida devido a interacções *soft* por passo para electrões (DEEMAX) foi colocado a 0.3% - 0.5% para materiais de elevado número atómico e 1% para materiais de número atómico intermédio.

De modo a reduzir o tempo de cálculo foram implementados cortes geométricos. São rejeitadas todas as partículas que interajam com as faces do colimador primário e secundário, o seu transporte é interrompido e a energia depositada localmente. Esta aproximação foi introduzida com base na baixa transmissão das blindagens de tungsténio para fotões de energias da ordem do keV - MeV [CWB<sup>+</sup>97].

### 4.3 Análise de Espaços de Fases

A análise e caracterização dos feixes de fotões produzidos pelo acelerador Varian Clinac 600C é efectuada para a energia de 4 MV. Este estudo compreende a obtenção de espaços de fases do feixe de fotões e a análise da sua evolução e modelação ao longo das diferentes estruturas da cabeça do acelerador. A validação dos espaços de fases é realizada de forma indirecta por comparação do cálculo de dose do campo de radiação gerado por simulação com dados experimentais medidos num *fantoma* homogéneo de água. No final de cada módulo de simulação, complementa-se a análise das *Ntuples* com informação recolhida em níveis intermédios e guardada em histogramas durante a execução dos programas de simulação, o que permite um maior detalhe no estudo da evolução do feixe. A histogramação é obtida com o *package* HBOOK [Bru94] no qual os acontecimentos podem ser guardados em histogramas uni ou bidimensionais, segundo condições previamente definidas pelo utilizador. A histogramação não apresenta o carácter dinâmico das *Ntuples*, no entanto permite uma redução considerável no espaço de disco necessário para armazenamento dos

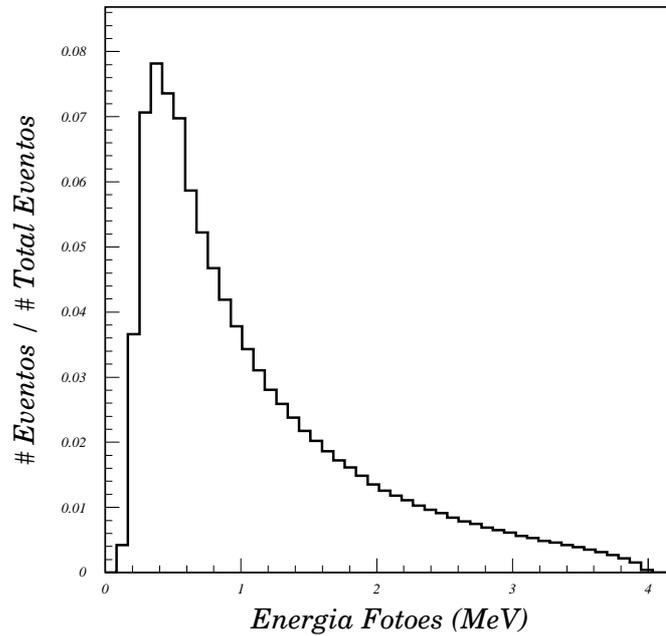
dados. Os níveis intermédios considerados ficam localizados no primeiro módulo após o alvo, colimador primário, filtro e câmara de ionização . A caracterização do feixe de fótons é também efectuada no final de cada módulo (câmara de ionização, colimadores secundários e a 100 cm SSD). As distribuições consideradas para a caracterização do feixe são: espectros de energia, energia média e fluência de fótons e electrões de contaminação. O programa de análise de dados PAW (*Physics Analysis Workstation*) [BCC<sup>+</sup>00] foi utilizado para aquisição das distribuições características do campo de radiação simulado, a partir dos espaços de fases com a utilização de funções de selecção. Este programa de análise permite a contabilização dos erros associados a cada distribuição. Para os espectros de energia o erro estatístico para um canal com N entradas é dado por  $\sqrt{N}$ . Para as distribuições de energia média em função do raio e do ângulo polar, o erro do valor médio em cada canal com N entradas é:

$$s_m = \frac{\sigma_E}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{(N)(N-1)} \sum_{i=1}^N (E_i - \bar{E})^2} \quad (4.1)$$

em que  $E_i$  é a energia da partícula  $i$  e  $\bar{E}$  a energia média em cada canal. O erro associado a cada distribuição de fluência é estimado por  $\frac{\sqrt{N}}{A}$  em que  $A$  é a área da célula de contabilização e  $N$  é o número de partículas contidas em cada célula. Os espectros de fótons e electrões ponderados em partículas foram normalizados ao número total de electrões primários gerados.

### 4.3.1 Primeiro Plano de Contabilização

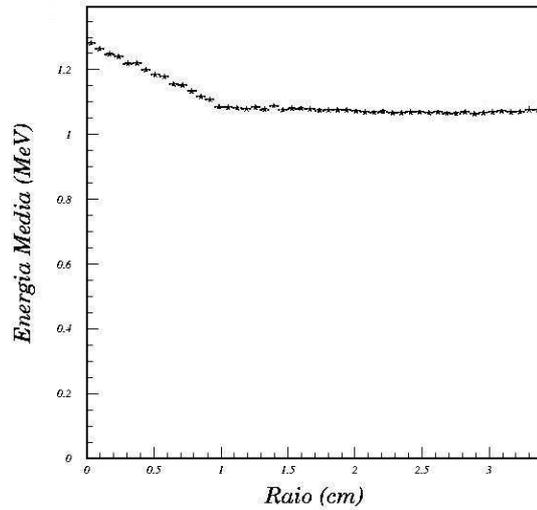
A geometria da cabeça de tratamento codificada foi, como já se referiu, dividida em duas secções, no fim das quais se encontra definido o plano de contabilização. Os dados simulados foram analisados no final da câmara de ionização, a uma distância de 14.1 cm da fonte pontual. O feixe primário com energia inicial 4 MeV origina um espectro contínuo de fótons de *bremstrahlung*. Os histogramas dos espectros de fótons – Figura 4.5 – estão normalizados ao número total de eventos simulados. A energia mais provável do espectro de fótons é de  $0.366 \pm 0.042$  MeV, ao nível do primeiro módulo.



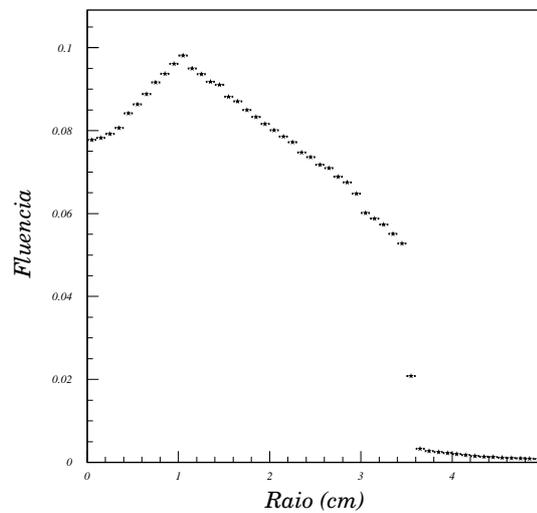
**Figura 4.5:** Espectros de energia de fótons ao nível do primeiro módulo.

Neste nível de caracterização da análise faz-se o estudo da distribuição da energia média e fluência planar de fótons em função do raio, calculada a partir das variáveis guardadas nos espaços de fases obtidos para o código de simulação GEANT3. Para a histogramação das fluências considerou-se o número de partículas presentes em anéis centrados no eixo de radiação de raios sucessivamente maiores, dividido pela área do respectivo anel.

O efeito da utilização de um filtro de dispersão e atenuação para a produção de um feixe extenso é visível nas distribuições de energia média – Figura 4.6 – e fluência em função do raio – Figura 4.7.



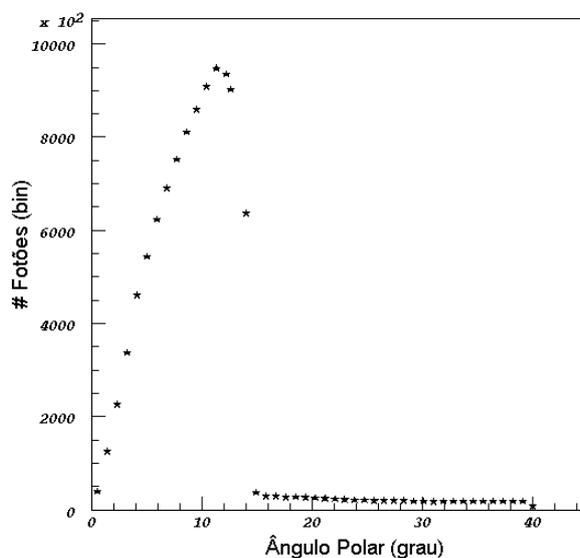
**Figura 4.6:** Distribuição de energia média do feixe de fótons em função do raio no primeiro nível de caracterização.



**Figura 4.7:** Distribuição de fluência do feixe de fótons em função do raio no primeiro nível de caracterização.

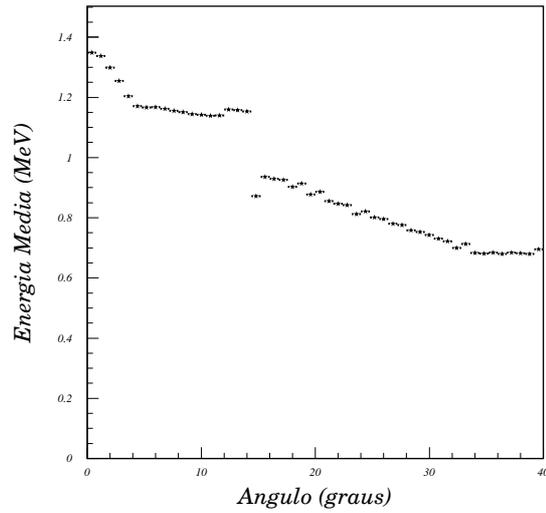
A energia média do feixe é mais elevada na zona central do filtro, devido à atenuação preferencial dos fótons de mais baixa energia, aumentando a percentagem de fótons de energias mais elevadas. Da figura 4.6, verifica-se que, para raios superiores

a 1.1 cm, a energia média é praticamente constante, com um valor de 1.083 MeV. No entanto, até 1.1 cm a energia decresce de um valor máximo de 1.288 MeV até 1.083 MeV. Esta diminuição é compensada por um aumento da fluência na mesma região, produzindo-se feixes de fótons que fornecem distribuições de dose extensas -Figura 4.7. Para uma distância ao eixo central entre 1.1 cm e 3.4 cm a fluência diminui devido à presença de uma maior quantidade de chumbo na periferia do filtro. Para distâncias superiores a 3.4 cm, nenhum fóton é transmitido pelo colimador primário, pelo que, os fótons desta região resultam de dispersões de elevado ângulo no filtro. A influência das estruturas deste módulo também é notada na distribuição angular e energia média em função do ângulo polar. Os fótons com baixos ângulos polares atravessam uma maior quantidade de chumbo do filtro de atenuação e como são mais atenuados têm uma energia média mais elevada. Devido à selecção angular imposta pelo colimador primário, o número de fótons com ângulos polares superiores a  $14^\circ$  é de um quarto do número total de fótons – Figura 4.8. A

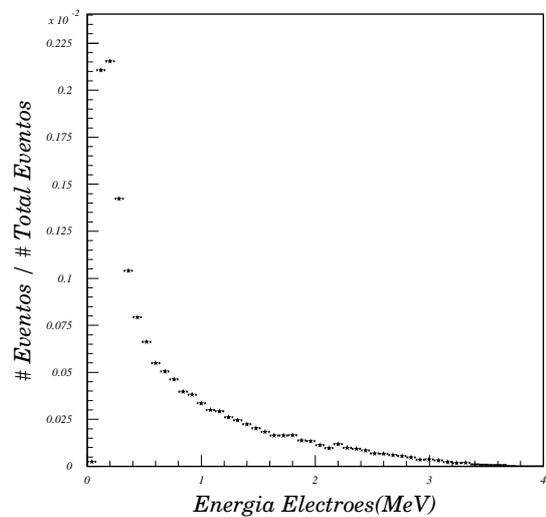


**Figura 4.8:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar no primeiro nível de caracterização.

energia é máxima para fótons com baixos ângulos, e inferior a 1 MeV para ângulos acima de  $14^\circ$  – Figura 4.9.



**Figura 4.9:** Energia média do feixe de fótons em função do ângulo polar no primeiro nível de caracterização.



**Figura 4.10:** Distribuição de energia de electrões contaminantes no fim do primeiro nível de caracterização.

Foi também efectuada uma análise dos electrões contaminantes presentes no espaço de fases do primeiro nível. O espectro de energia dos electrões presentes no feixe está representado na figura 4.10.

### 4.3.2 Segundo Plano de Contabilização

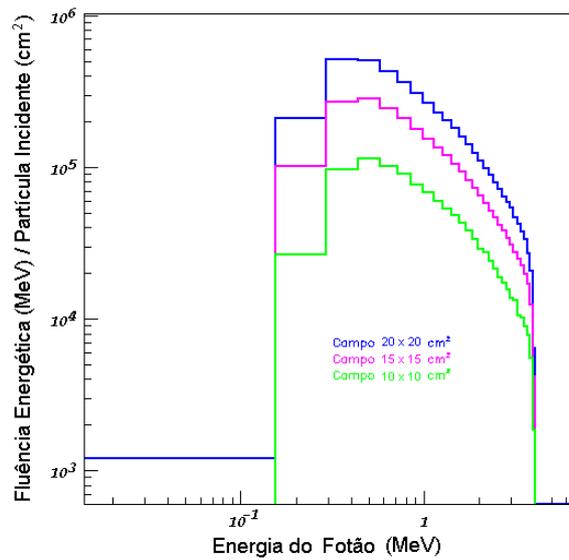
Ao fim do segundo módulo foram analisados os espaços de fases correspondentes aos campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , formados pelos colimadores secundários a 100 cm da fonte.

Este nível de caracterização está localizado a 44.5 cm da fonte primária. O transporte do espaço de fases que descreve o feixe de fótons após a câmara de ionização é efectuado através dos colimadores secundários. Estes permitem a definição do campo de radiação e a colimação do feixe de fótons. Para a obtenção dos diferentes campos de radiação os colimadores secundários – Tabela 4.2 – têm as seguintes aberturas:

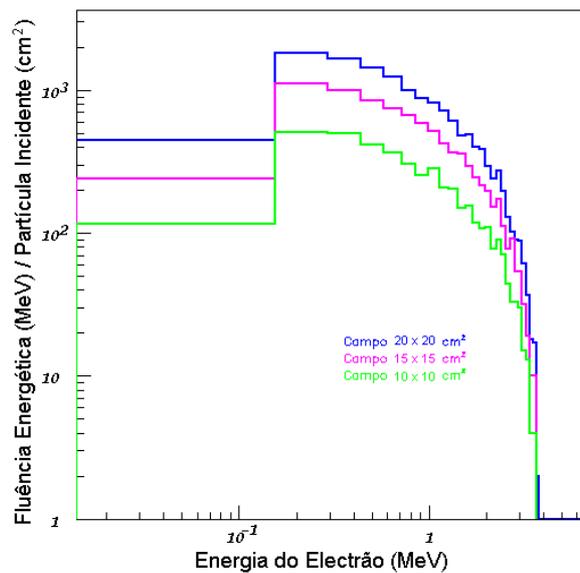
Campo de radiação ( $\text{cm}^2$ )	Ângulo (grau)	Abertura (cm)
	Upper Jaw	Lower Jaw
$10 \times 10$	2.86	2.22
$15 \times 15$	4.29	3.34
$20 \times 20$	5.71	4.45

**Tabela 4.2:** Aberturas dos colimadores secundários para os três campos de radiação considerados.

Nas figuras 4.11 e 4.12, estão representadas as distribuições espectrais de fótons de 4 MV e dos electrões secundários, calculados com Monte Carlo GEANT3, para os campos abertos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .



**Figura 4.11:** Espectros de energia de fótons de 4 MV, calculados com Monte Carlo, para um campo aberto de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

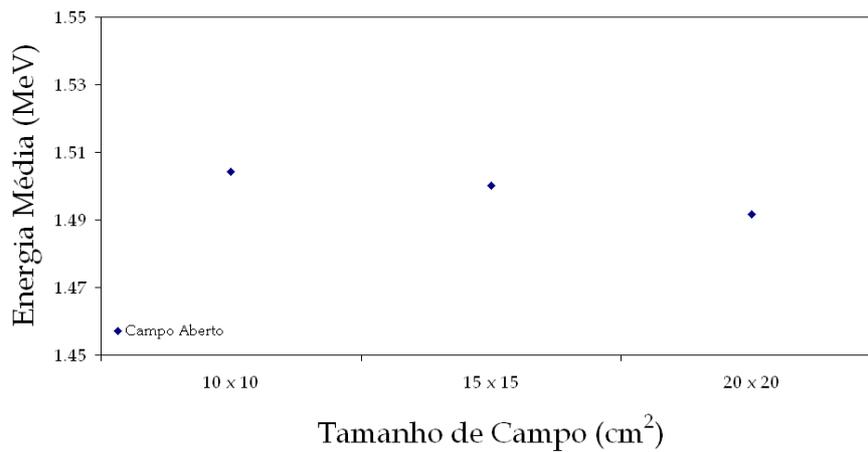


**Figura 4.12:** Espectros de energia de electrões secundários, calculados com Monte Carlo para um feixe de fótons de 4 MV, para um campo aberto de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Calculou-se a energia média, no bin central, dos espectros de fótons em função do campo geométrico e verificou-se que esta diminui com o aumento das dimensões do campo – Tabela 4.3 e Figura 4.13.

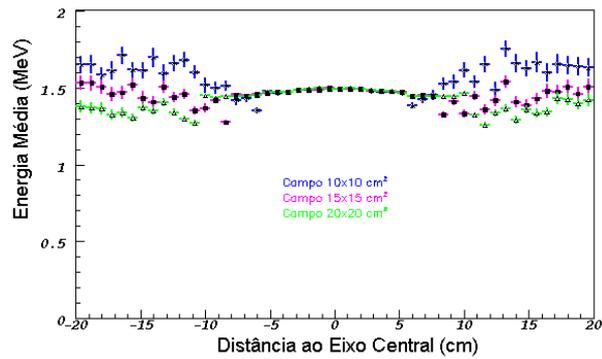
Campo geométrico (cm <sup>2</sup> )	Energia (MeV)
10×10	1.504 ± 0.010
15×15	1.500 ± 0.009
20×20	1.492 ± 0.008

**Tabela 4.3:** Energia média do feixe de fótons em função do campo geométrico



**Figura 4.13:** Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo, para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>.

A Figura 4.14 mostra a energia média em função da distância ao eixo central para os campos abertos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>.



**Figura 4.14:** Espectro de energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização para os campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Para os campos estudados, a energia média é mais elevada perto do eixo central, diminuindo no limite do campo. Esta diminuição é compensada pelo aumento da fluência dos fótons. Tal comportamento garante a homogeneidade das distribuições de dose do campo de radiação nas direções perpendiculares ao eixo de incidência do feixe de fótons. Desta forma consegue-se que a dose aplicada ao paciente seja bastante uniforme.

A variação da energia com as dimensões do campo de radiação é devida ao efeito de selecção angular dos colimadores secundários. À medida que o campo e a distância entre os blocos dos colimadores diminuem, são transportados por entre os colimadores, apenas os fótons que, após interagirem com o filtro de atenuação, tenham baixos ângulos polares, caracterizados por energias médias mais elevadas.

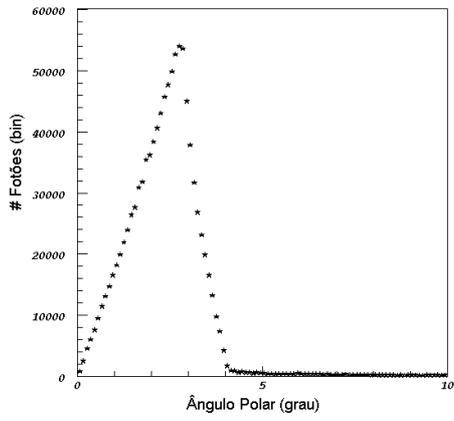
Na tabela 4.4 estão indicados os valores da aceitação angular máxima dos colimadores secundários, do acelerador Varian Clinac 600C e da simulação, para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Campo Geométrico (cm <sup>2</sup> )	Aceitação Angular Varian (°)	Aceitação Angular MC (°)
10×10	2.86 ± 0.010	2.73 ± 0.035
15×15	4.29 ± 0.010	4.13 ± 0.035
20×20	5.71 ± 0.005	5.53 ± 0.035

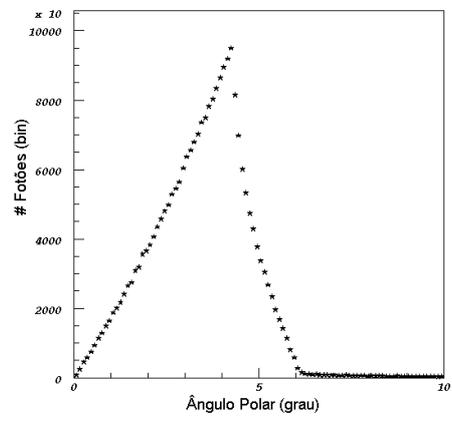
**Tabela 4.4:** Aceitação angular dos colimadores secundários em função das dimensões do campo de radiação para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>.

Nas distribuições angulares analisadas – Figura 4.15 a), b) e c), verifica-se que o valor mais provável do ângulo polar, para cada campo, coincide com a aceitância angular máxima teórica.

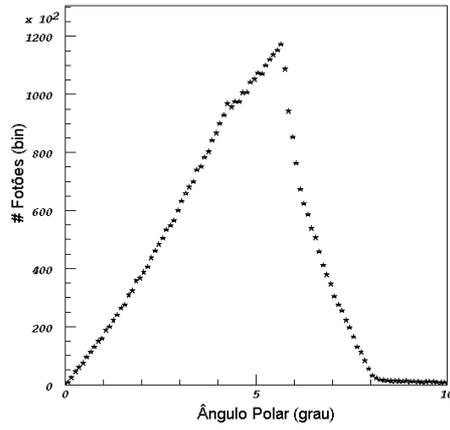
Foram detectados fótons com ângulos superiores que sofreram interações na câmara de ionização, espelho e/ou na base do filtro, que, embora dispersos com um ângulo elevado, se encontravam suficientemente próximos dos colimadores secundários estando por isso dentro do campo de aceitação angular. Contudo, devido aos cortes geométricos nos colimadores secundários não foi efectuado o transporte de fótons que interagissem nestas estruturas. Assim, as distribuições angulares apenas dizem respeito aos fótons directos.



(a)



(b)



(c)

**Figura 4.15:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar para um campo de a)  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b)  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e c)  $20 \times 20 \text{ cm}^2$

## 4.4 Validação da Simulação

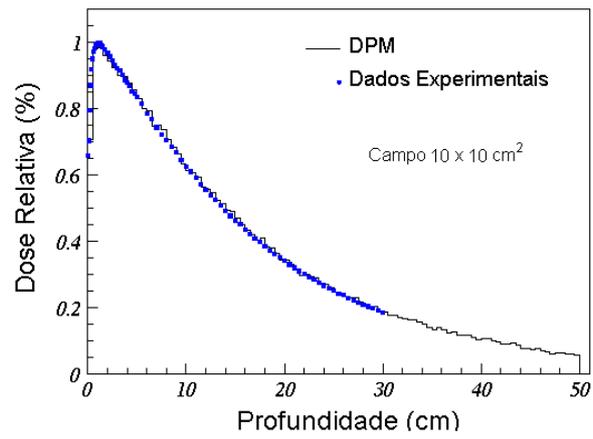
Toda a informação experimental apresentada neste trabalho foi adquirida no serviço de Radioterapia do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Centro Regional de Oncologia de Coimbra (IPOFG-CROC).

A validação dos espaços de fases, adquiridos com o código de Monte Carlo GEANT3, que descrevem o feixe de fótons foram validados com dados experimentais obtidos com uma câmara de ionização com um volume activo de  $0.125 \text{ cm}^3$  (PTW-31002) (ver secção 1.5.1) num *fantoma* homogéneo de água motorizado (MP3-PTW<sup>1</sup>). As curvas de dose em profundidade ao longo do eixo central de radiação e os perfis transversais a várias profundidades foram simuladas a partir dos espaços de fases gerados para a energia nominal de 4 MV para os campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

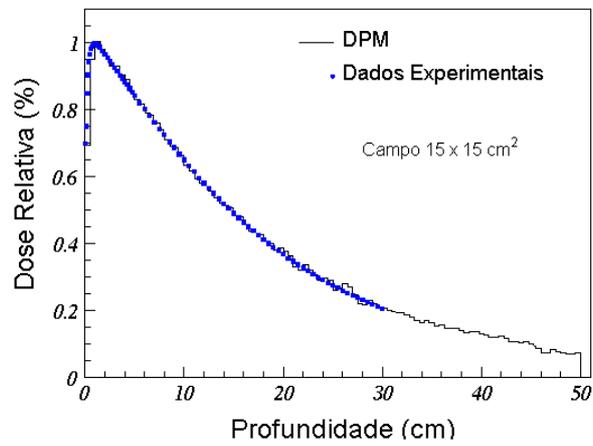
A geometria do *fantoma* foi codificada como um cubo de água de dimensões  $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ , cuja superfície se situa a 100 cm SSD. As curvas de dose em profundidade foram comparadas com os resultados experimentais para os três campos – Figura 4.16. Estas curvas estão normalizadas ao máximo da dose no eixo central do feixe e o desvio máximo obtido foi de 1.5%.

---

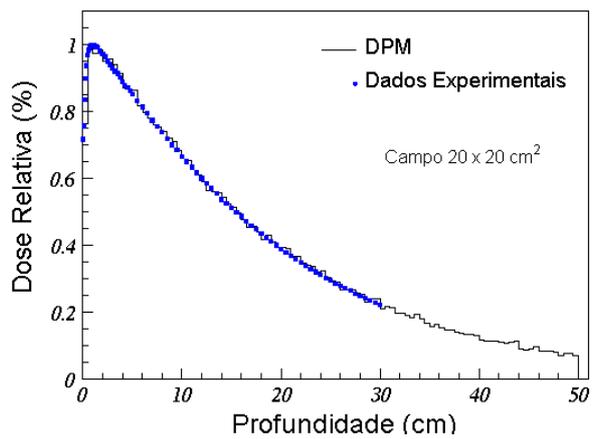
<sup>1</sup>PTW, Freiburg, Alemanha



(a)



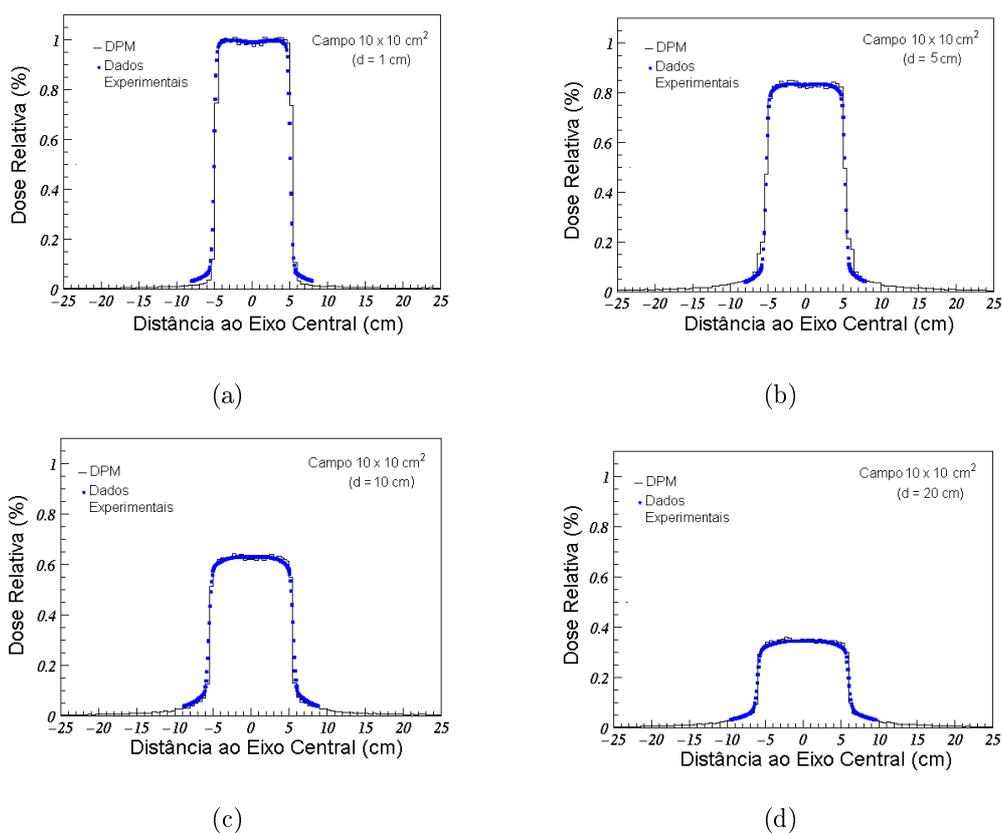
(b)



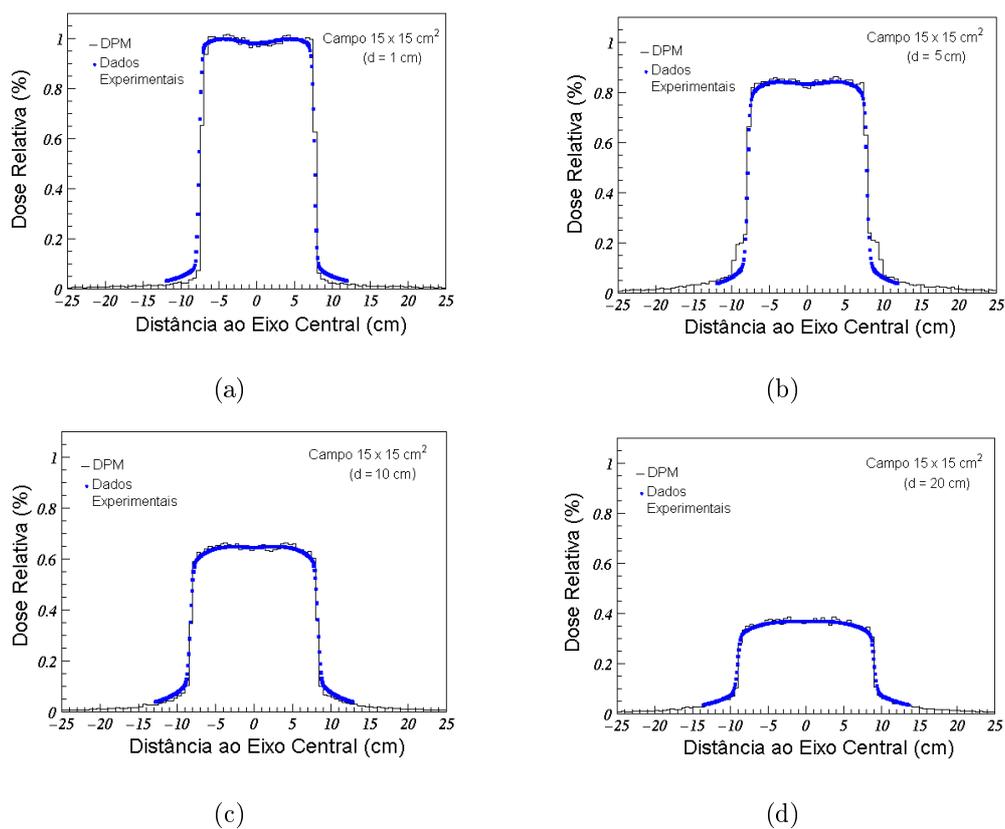
(c)

**Figura 4.16:** Curvas de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo a) de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , b) de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e c) de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$

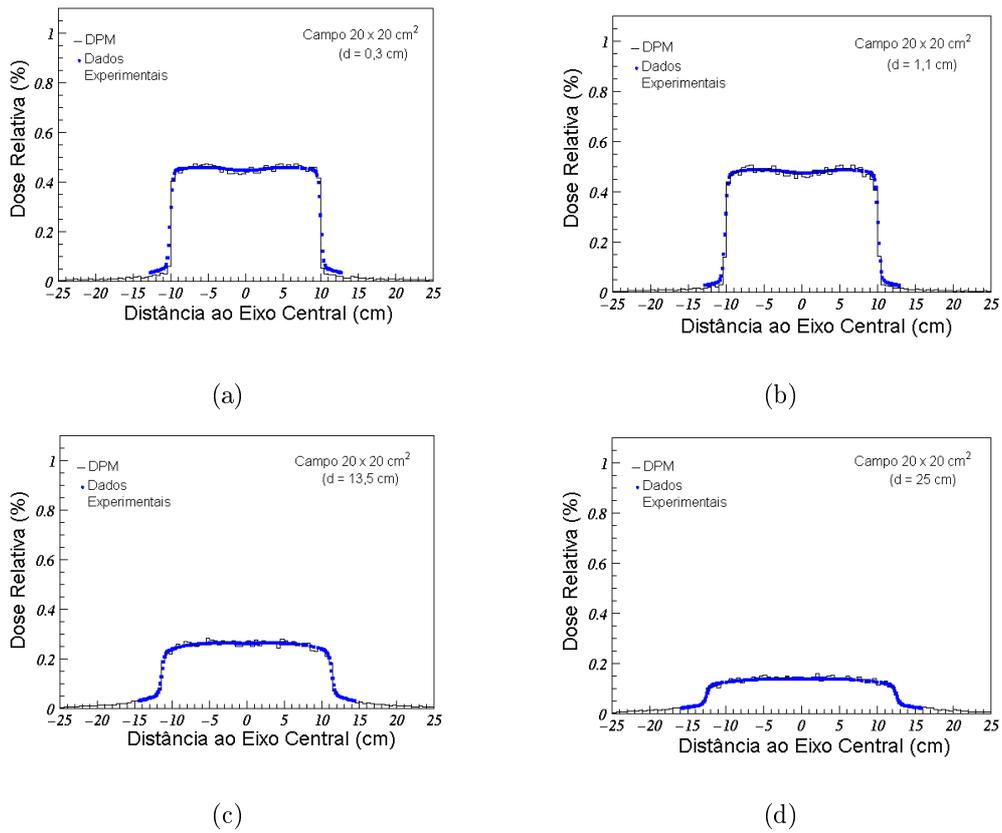
Paralelamente à comparação das distribuições de dose em profundidade efectuou-se a avaliação dos perfis transversais de dose calculados às profundidades de 1 cm, 5 cm, 10 cm e 20 cm, para os campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  e  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , e às profundidades de 0.3 cm, 1.1cm, 13.5 cm e 25 cm, para o campo de radiação de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  – Figura 4.17, 4.18, e 4.19 respectivamente. Os perfis, normalizados ao valor da dose no eixo central, foram simulados utilizando-se um feixe primário com energia de 4 MeV. Para as profundidades analisadas os resultados da simulação concordam com os dados experimentais.



**Figura 4.17:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 10 cm e d) 20 cm de profundidade



**Figura 4.18:** Perfil transversal de dose para um campo 15×15 cm<sup>2</sup> para um feixe primário de 4 MeV, a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 10 cm e d) 20 cm de profundidade



**Figura 4.19:** Perfil transversal de dose para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, a a) 0,3 cm; b) 1,1 cm; c) 13,5 cm e d) 25 cm de profundidade

#### 4.4.1 *Output Factor*

O *Output Factor* – OF – [LSDT+00] representa a razão entre a dose medida num fantoma de água de grandes dimensões a uma determinada profundidade com SSD = SAD (cf. 2.5.3 e 2.7) para um campo arbitrário, e a dose medida no mesmo ponto e SSD, para o campo aberto de referência (no nosso caso o campo de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ):

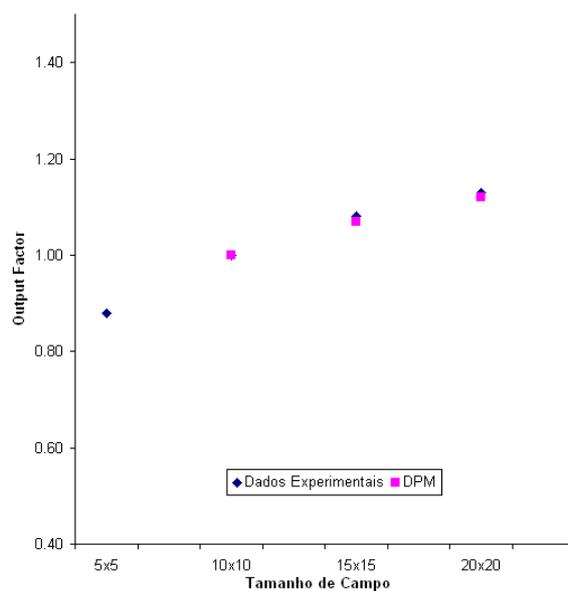
$$OF = \frac{D(z, c)}{D(z, 10 \times 10 \text{ cm}^2)} \quad (4.2)$$

onde  $D(z, c)$  é a dose medida a uma profundidade  $z$  para diferentes campos de radiação e  $D(z, 10 \times 10 \text{ cm}^2)$  a dose à mesma profundidade para o campo de referência.

Verifica-se um bom acordo entre os valores de OF calculados e os medidos – Figura 4.20 e Tabela 4.5.

Campo (cm <sup>2</sup> )	OF (Exp.)	OF (M C)	Diferença (%)
5×5	0.8799	–	–
10×10	1.000	1.000	–
15×15	1.0757	1.0698	0.59
20×20	1.1263	1.1192	0.71

**Tabela 4.5:** Valores de *output factor* calculados e medidos em função da dimensão do campo de radiação.



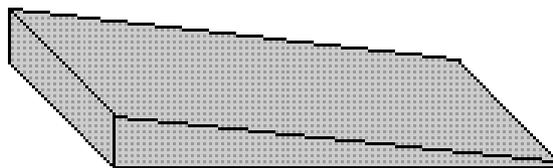
**Figura 4.20:** Valores de OF calculados e medidos em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C.

# Capítulo 5

## Filtros Físicos e Dinâmicos

Em Radioterapia têm sido utilizadas técnicas cada vez mais sofisticadas de modo a melhorar o ajuste da radiação aos volumes tumorais. Em certos tratamentos de neoplasias malignas é por vezes necessário interpor entre o feixe de radiação e o paciente, um filtro. Este pode ser físico ou virtual e a sua função é compensar a falta de tecido, ajustar curvas de isodoses ou melhorar o gradiente de dose no interior do tecido irradiado.

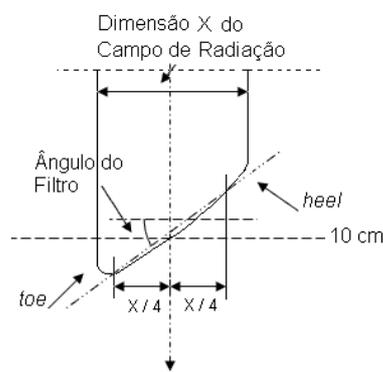
Um filtro físico é um modificador externo do feixe e é usado para criar perfis de dose assimétricos. É constituído por uma cunha metálica com uma determinada inclinação – Figura 5.1.



**Figura 5.1:** Esquema de um filtro em cunha.

Tradicionalmente, os filtros físicos foram usados para modificar a intensidade do feixe de fótons em duas dimensões de modo a obterem-se distribuições de isodose oblíquas. A definição de ângulo em cunha é diferente para os filtros físicos e dinâmicos. Para os filtros físicos, o ângulo nominal é definido pela recta tangente ao contorno da curva de isodose de 80% no eixo central do feixe de radiação [HKL72]. Os filtros dinâmicos seguem as recomendações da **International Electrotechnical Commission – IEC** [IEC89] e da **International Commission On Radiation Units**

and Measurements – ICRU [ICR76a], segundo as quais o ângulo é definido pela linha que une dois pontos, a um quarto do tamanho do campo em cada um dos lados do eixo central, da curva de isodose que intercepta o eixo central a 10 cm de profundidade – Figura 5.2. Nesta figura estão também representados os pontos de maior e menor deposição de dose respectivamente, *heel* e *toe*. Para o acelerador Varian Clinac 600C estão disponíveis quatro filtros físicos (15°, 30°, 45° e 60°) e sete filtros dinâmicos (10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 45° e 60°).



**Figura 5.2:** Determinação do ângulo do filtro pelas recomendações da IEC e da ICRU.

Para além do ocasional mau alinhamento do filtro em cunha, uma das principais preocupações da utilização destes filtros é a degradação da qualidade do feixe [DD91].

Para permitir a modelação e compensação da dose, os aceleradores lineares mais recentes estão equipados com sistemas de distribuição de feixes mais autónomos usando colimadores (*jaws*) dinâmicos. O filtro dinâmico, realizado pelo movimento de uma das *jaws* superiores, é uma alternativa bem sucedida, ao conjunto de filtros físicos, não apenas na produção de distribuições de dose em cunha mas também pelo facto de não alterar o espectro de fótons [VS98].

Estas novas modalidades de tratamento usando colimadores dinâmicos para a modulação da intensidade do feixe, aumentam inevitavelmente o grau de complexidade do cálculo de dose, devido à introdução da variável temporal.

As técnicas de Monte Carlo, devido à necessidade de se aumentar a precisão da dose, têm atingido um enorme interesse na investigação e prática clínicas, especial-

mente no planeamento do tratamento. Estas técnicas de simulação são reconhecidas como um método numérico exacto devido à modelação detalhada dos processos físicos que conduzem à deposição de energia. Contudo, devido ao grande número de partículas (da ordem de várias dezenas de milhões) que têm que ser simuladas, estas técnicas consomem um elevado tempo de CPU [VD99].

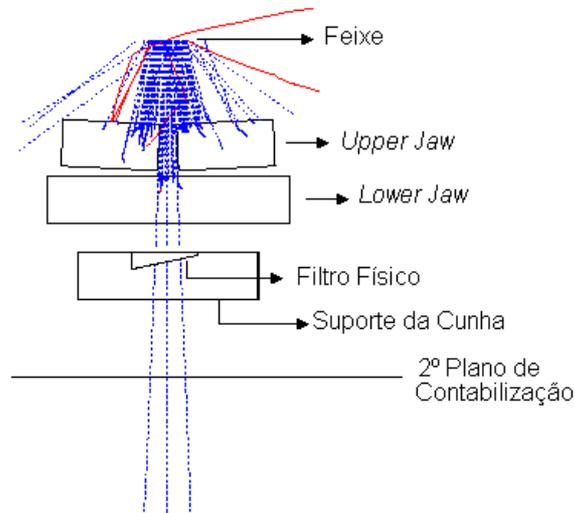
Neste capítulo analisam-se as características de filtros dinâmicos e comparam-se com os correspondentes filtros físicos em termos das suas diferenças no modo como afectam o espectro de energia, fluência ponderada em energia, distribuição angular e distribuição de dose. Para os filtros dinâmicos, apresenta-se um método robusto e preciso desenvolvido no âmbito deste projecto para a modulação de campos dinâmicos produzidos pelo acelerador linear de baixa energia Varian Clinac 600C, incorporando a quarta dimensão – o tempo – ou o movimento dinâmico de uma componente do acelerador.

## 5.1 Filtros Físicos

Como os corpos dos pacientes não são homogéneos nem a sua superfície plana e regular, a distribuição de dose pode diferir significativamente da distribuição padrão de dose obtida em fantasmas de água, durante a calibração do acelerador linear. As distribuições de dose correspondentes a cada caso são obtidas nos sistemas de planeamento, que incluem algoritmos de cálculo específicos para cada correcção. A precisão da determinação desta distribuição depende da informação recolhida nas imagens de tomografia computadorizada (CT), que permitem o delineamento do volume – alvo e das estruturas vizinhas em relação ao contorno externo do paciente e fornecem dados quantitativos cuja conversão em termos de densidade electrónica relativamente à água permite o cálculo de dose com correcção de heterogeneidade nos diferentes tecidos. Para que as distribuições de dose que se obtêm sejam aceitáveis, um tratamento real, excepto no caso de lesões superficiais, é feito com a combinação de dois ou mais campos de radiação. A composição mais simples é a de dois campos, paralelos e opostos entre si, que originam uma distribuição de dose bastante homogénea em todo o volume irradiado. Os recursos disponíveis são, por exemplo, conjugação de energias, composição de diferentes tipos de radiação, utilização de

bólus, protecção de estruturas e a utilização de filtros em cunha.

Na figura 5.3 está representada a geometria dos colimadores secundários (*upper jaws* e *lower jaws*) do acelerador linear Varian Clinac 600C e um filtro físico.



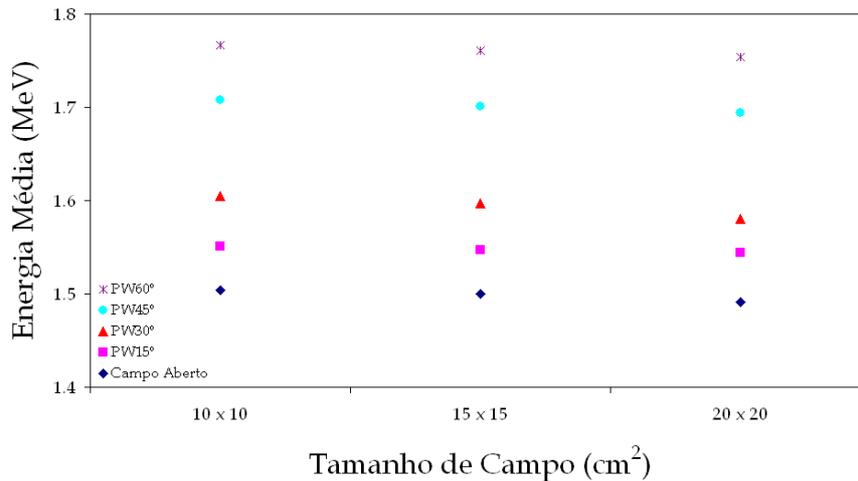
**Figura 5.3:** Geometria dos colimadores secundários (*upper jaws* e *lower jaws*) do acelerador linear Varian Clinac 600C, com um filtro físico de  $15^\circ$ , para um campo de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . O segundo plano de contabilização está localizado imediatamente a seguir ao filtro físico. A azul estão representados os fótons e a vermelho os electrões.

### 5.1.1 Análise de Espaço de Fases à Saída do Filtro Físico

Este nível de caracterização está localizado à saída dos colimadores secundários, imediatamente a seguir ao suporte do filtro físico – Figura 5.3. A introdução de filtros físicos vai modificar a componente primária do feixe e, de uma forma menos evidente, a radiação dispersa [CR98]. Verifica-se que, quando se utilizam os filtros em cunha, a energia média aumenta significativamente, em relação ao campo aberto – Tabela 5.1 e Figura 5.4. A Tabela 5.1 e Figura 5.4 mostram os valores de energia média em função do tamanho do campo de radiação, para o campo aberto e para os quatro filtros em cunha estudados. Os valores de energia média apresentados foram calculados para o intervalo central.

Filtro Físico	Energia Média(MeV) $10 \times 10 \text{ cm}^2$	Energia Média(MeV) $15 \times 15 \text{ cm}^2$	Energia Média(MeV) $20 \times 20 \text{ cm}^2$
PW 15°	$1.551 \pm 0.010$	$1.547 \pm 0.010$	$1.544 \pm 0.010$
PW 30°	$1.605 \pm 0.010$	$1.597 \pm 0.010$	$1.580 \pm 0.010$
PW 45°	$1.708 \pm 0.020$	$1.701 \pm 0.010$	$1.694 \pm 0.010$
PW 60°	$1.767 \pm 0.020$	$1.761 \pm 0.020$	$1.754 \pm 0.010$
Campo Aberto	$1.504 \pm 0.010$	$1.500 \pm 0.009$	$1.492 \pm 0.008$

**Tabela 5.1:** Energia média do feixe de fótons (medida em relação ao eixo central) em função da inclinação da cunha, para os campos geométricos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . São também apresentados os valores obtidos para o campo aberto.

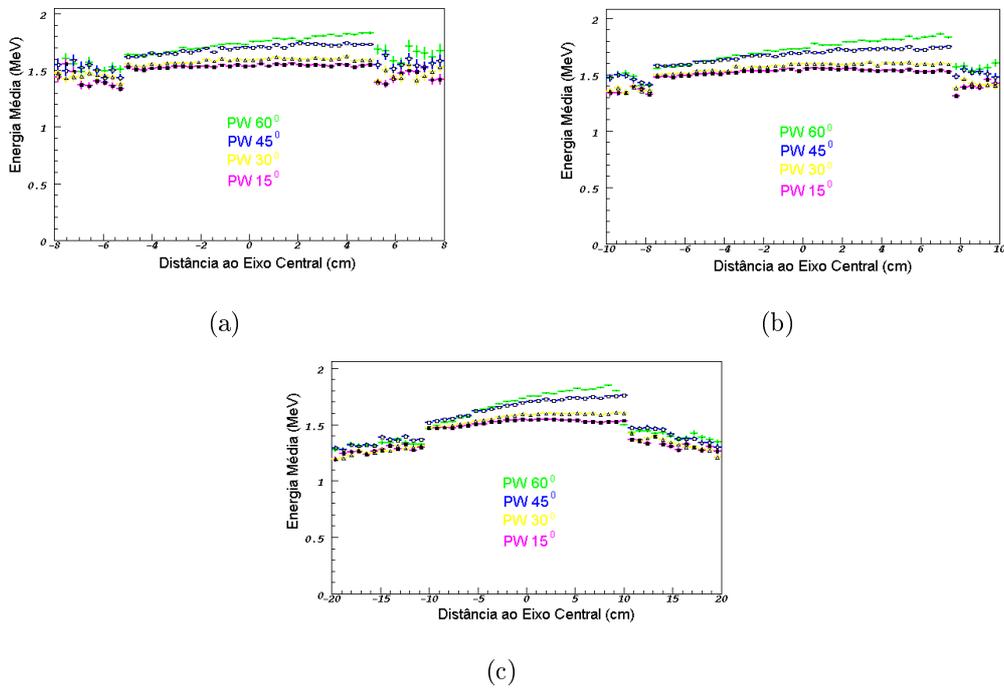


**Figura 5.4:** Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Este efeito ocorre porque os filtros atenuam os fótons primários e os fótons dispersos de baixa energia, gerando, simultaneamente, dispersores de baixa energia. Podemos ainda concluir que a qualidade do feixe é alterada pela interposição dos filtros e o efeito de endurecimento muda ao longo da direcção de inclinação, como se pode ver na figura 5.5. A energia média dos espectros dos fótons aumenta com o

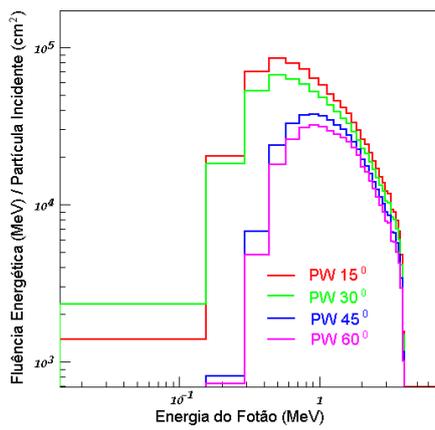
aumento da inclinação da cunha.

Na figura 5.5, onde este comportamento foi confirmado, está representada a distribuição da energia média em função da distância ao eixo central, para as quatro cunhas e para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Podemos também concluir que, para cada filtro em cunha, a energia média diminui com o aumento do campo –Tabela 5.1.

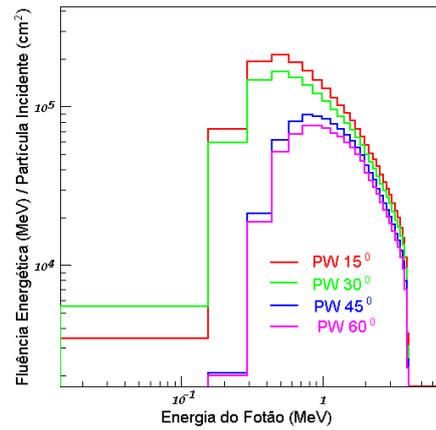


**Figura 5.5:** Energia média em função da distância ao eixo central para fótons que chegam ao 2º plano de contabilização utilizando filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60° em campos de a)  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b)  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e c)  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

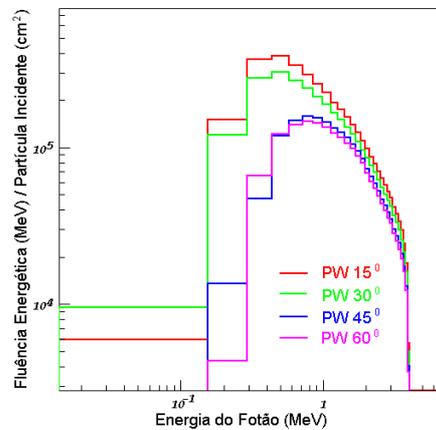
A energia média aumenta da região *toe* para a região *heel* da cunha pelo que, quanto maior for o ângulo de inclinação, mais visível se torna esse efeito. Quando se usam os filtros físicos, a energia média, fora do campo, é maior do que no caso do campo aberto.



(a)



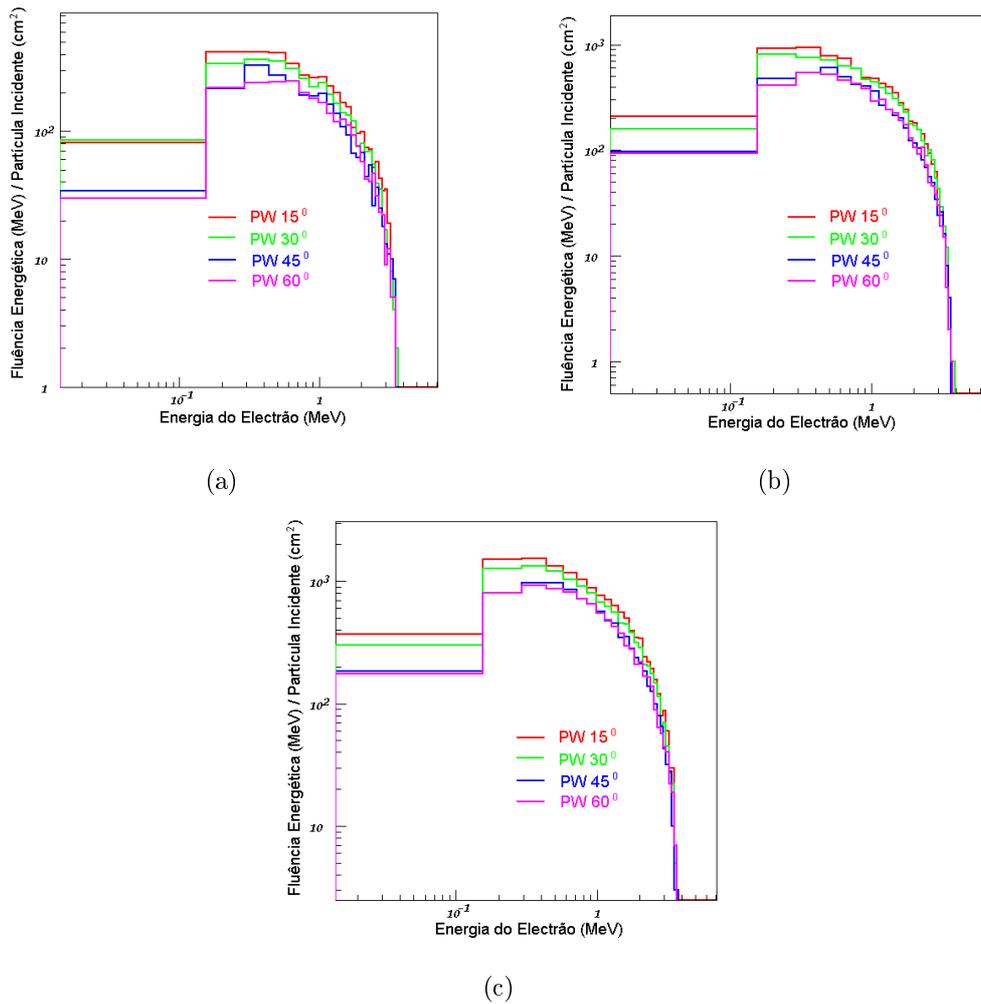
(b)



(c)

**Figura 5.6:** Fluência energética de fótons de 4 MV, calculadas com Monte Carlo, usando filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60° num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

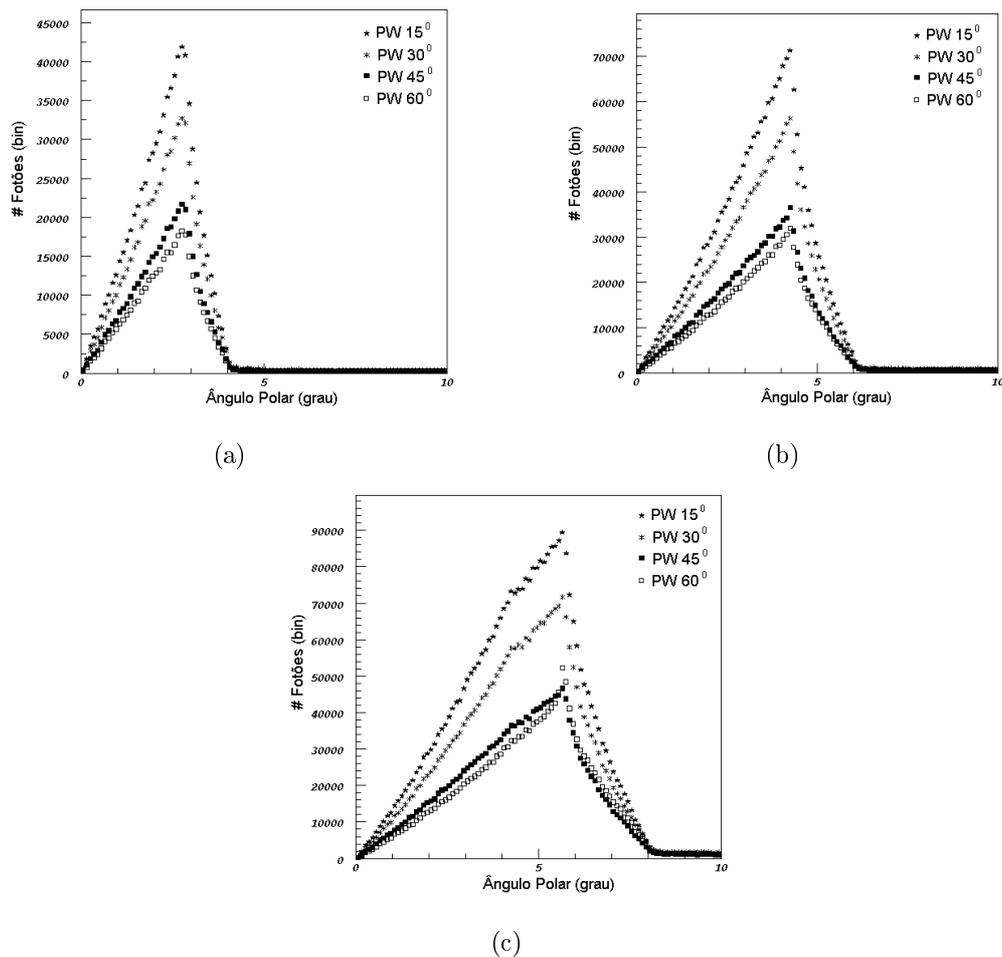
Nas figuras 5.6 e 5.7, estão representadas as fluências espectrais, do feixe de fótons de 4 MV e dos electrões secundários, calculadas com o código de Monte Carlo GEANT3, com os filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60°, para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>.



**Figura 5.7:** Fluência energética electrões secundários, calculadas com Monte Carlo para um feixe de fótons de 4 MV, usando filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60° num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

Como já foi referido no capítulo 4, são transportados, por entre os colimadores, apenas os fótons que, após interagirem com o filtro de atenuação, tenham baixos ângulos polares – Figura 4.8.

Na figura 5.8, está representada a distribuição angular do feixe de fótons para os filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60°, para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>.



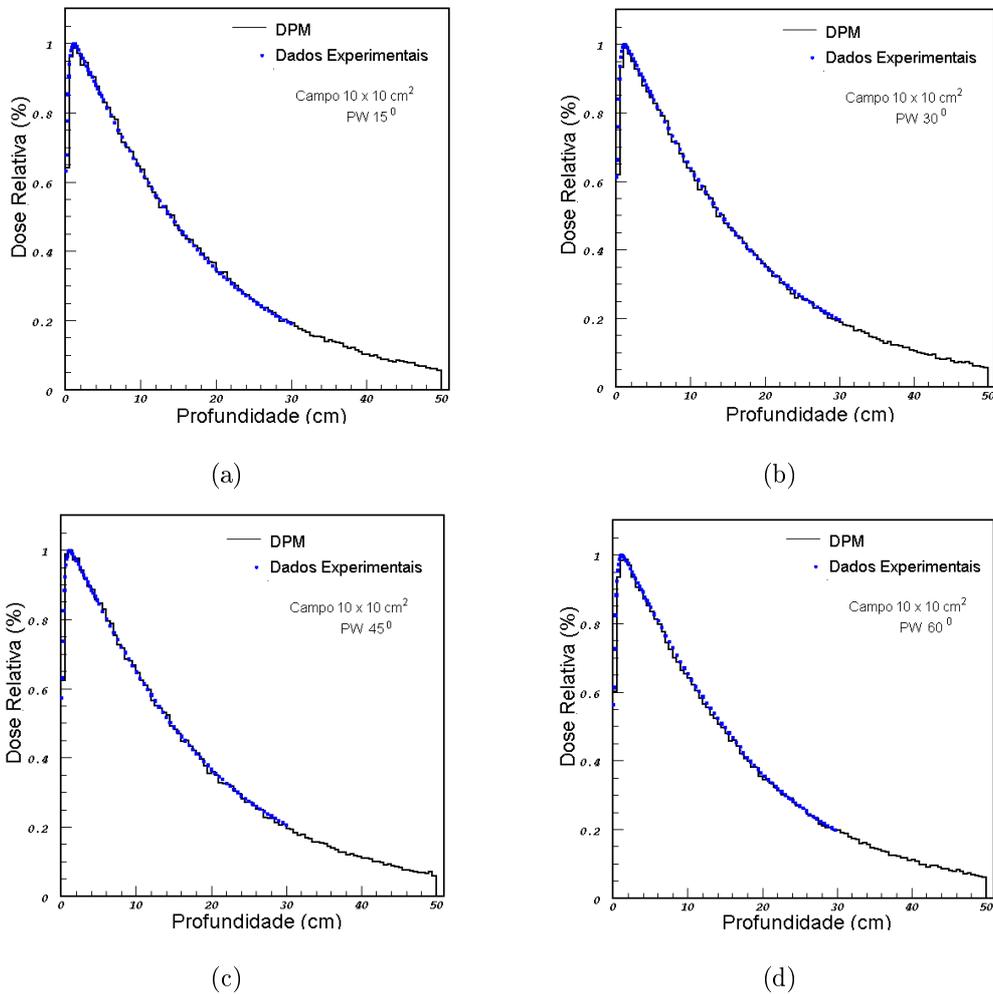
**Figura 5.8:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, para filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60°, num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

### 5.1.2 Validação da Simulação

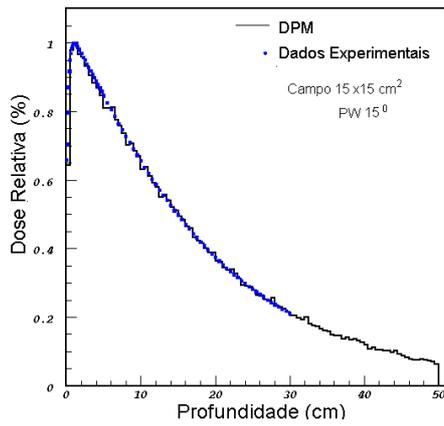
Toda a informação experimental apresentada neste trabalho foi adquirida no serviço de Radioterapia do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Centro Regional de Oncologia de Coimbra (IPOFG-CROC).

As curvas de dose em profundidade, calculadas com o código Monte Carlo DPM, foram comparadas com os resultados experimentais, obtidos num *fantoma* de água com uma câmara de ionização com um volume activo de 0.125 cm<sup>3</sup>. Verificou-se que o nível de acordo entre as curvas de dose calculadas e medidas é semelhante para os diferentes filtros e campos. Nas figuras 5.9, 5.10 e 5.11 estão representadas as curvas

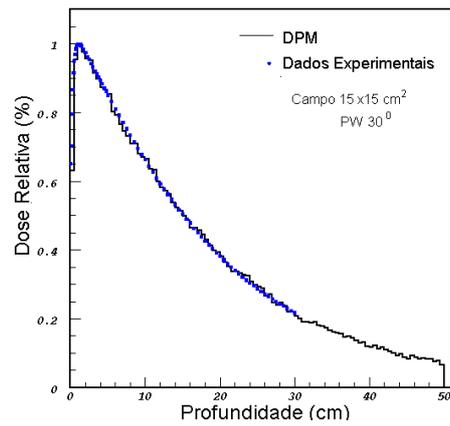
de dose em profundidade para os vários filtros estudados e para os campos de  $10 \times 10$   $\text{cm}^2$ ,  $15 \times 15$   $\text{cm}^2$  e  $20 \times 20$   $\text{cm}^2$ . A curva de dose em profundidade, está normalizada ao máximo da dose no eixo central do feixe e o desvio máximo obtido foi de 1,5%.



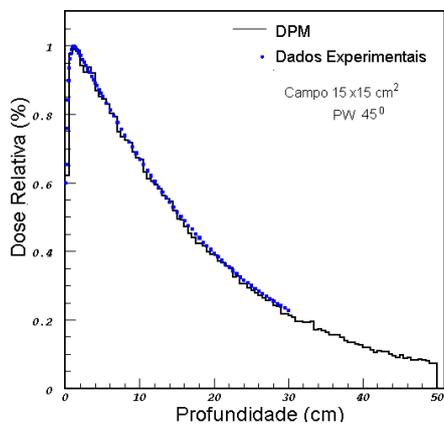
**Figura 5.9:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $10 \times 10$   $\text{cm}^2$ , usando filtros físicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .



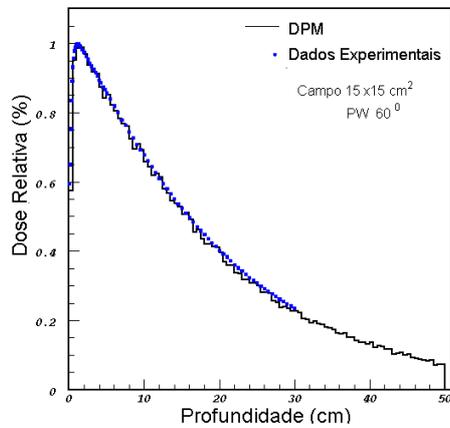
(a)



(b)

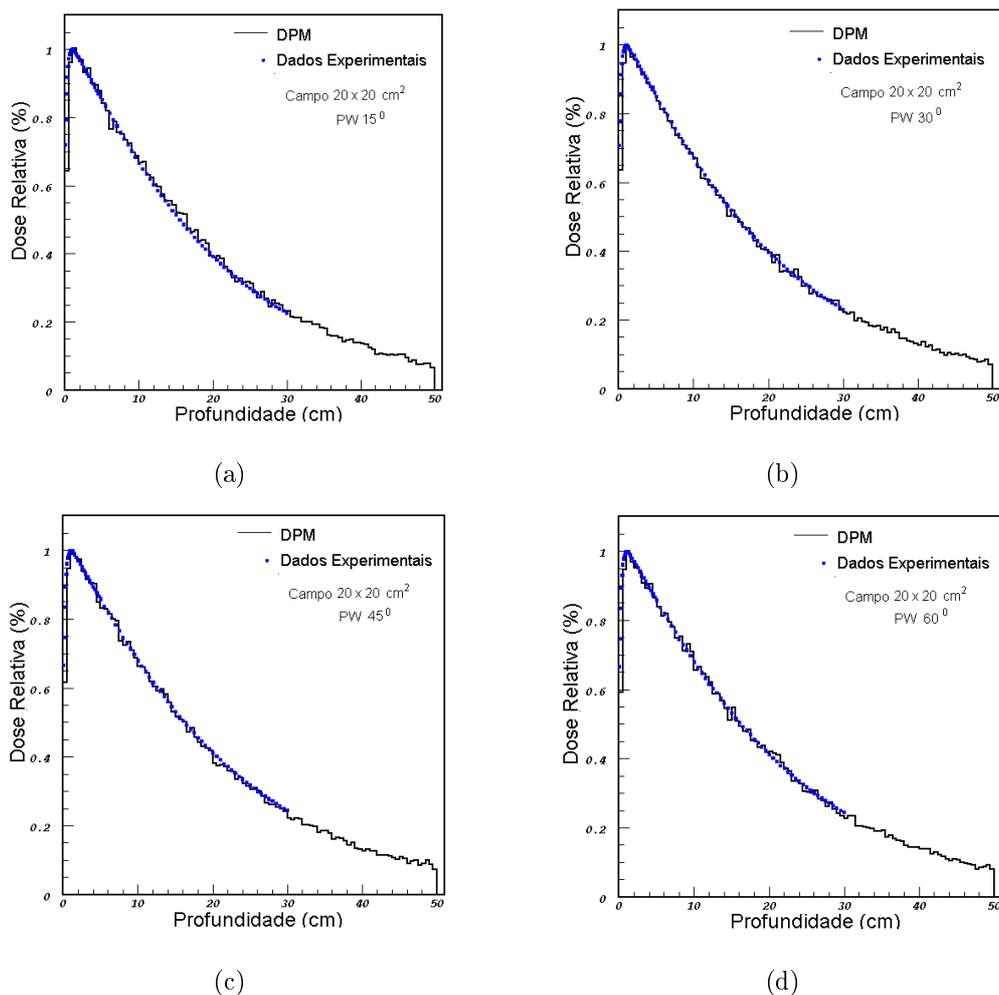


(c)



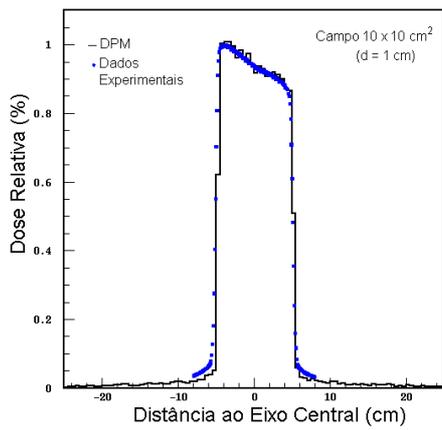
(d)

**Figura 5.10:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , usando filtros físicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .

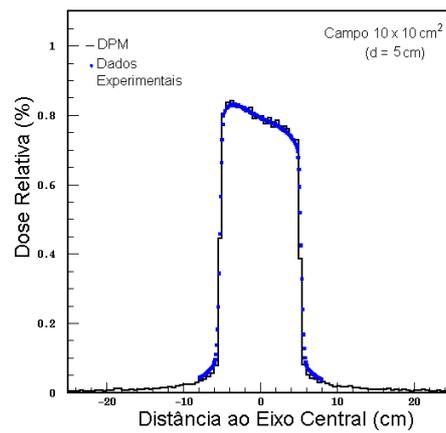


**Figura 5.11:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , usando filtros físicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .

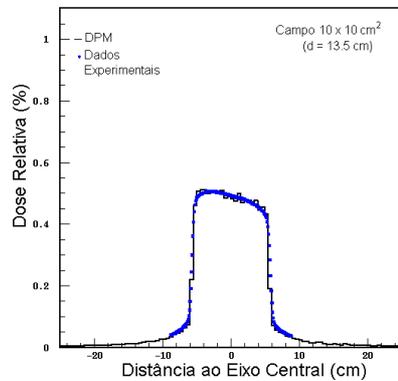
Paralelamente à comparação das distribuições de dose em profundidade efectuou-se a avaliação do perfil transversal de dose calculado a várias profundidades, para os campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  e para os quatro filtros em cunha – Figuras 5.12 a 5.22. Os perfis foram simulados utilizando-se um feixe primário com energia de 4 MeV e encontram-se normalizados ao valor da dose no eixo central. Para a profundidade analisada os resultados da simulação concordam com os dados experimentais.



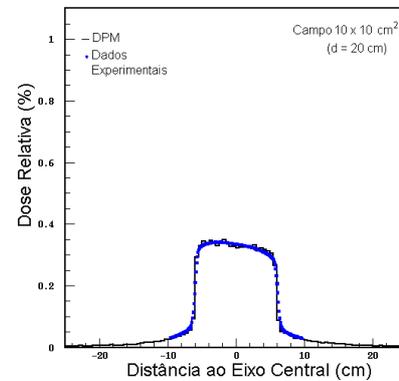
(a)



(b)

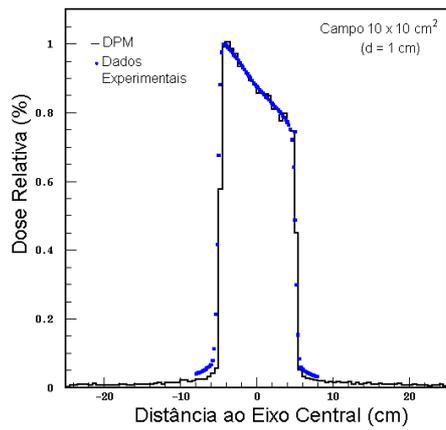


(c)

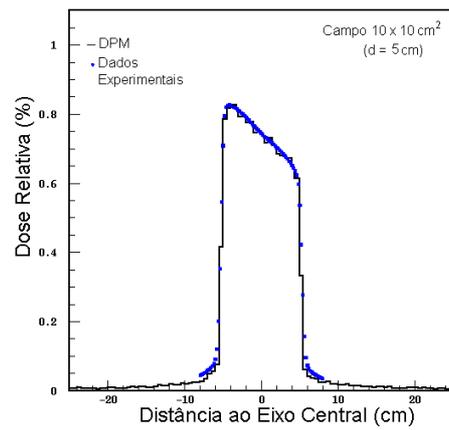


(d)

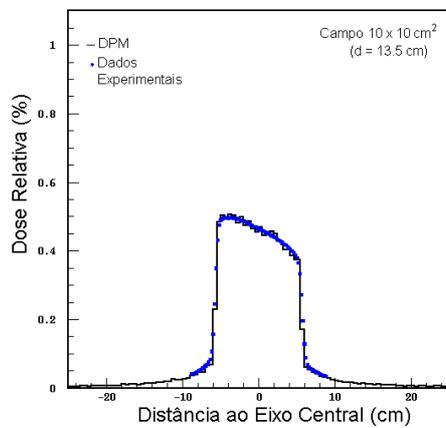
**Figura 5.12:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $15^\circ$ , a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 13.5 cm e d) 20 cm de profundidade.



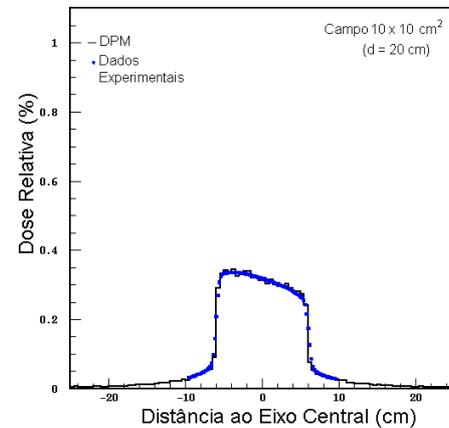
(a)



(b)

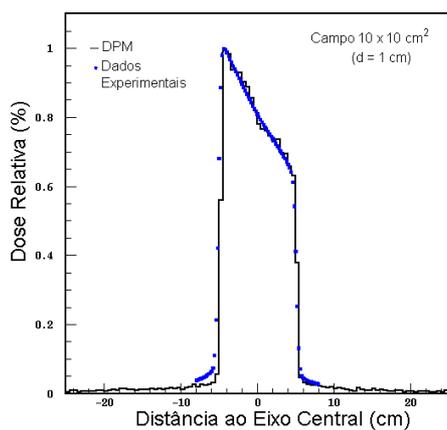


(c)

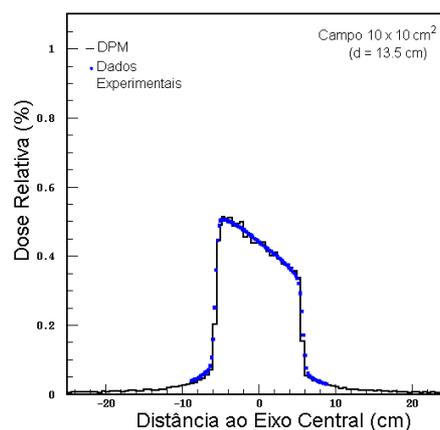


(d)

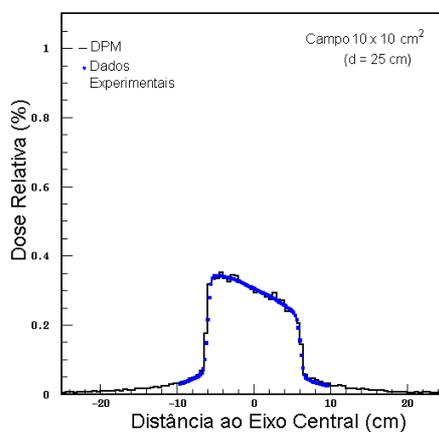
**Figura 5.13:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $30^\circ$ , a a) 1 cm; b) 5 cm; c) 13.5 cm e d) 20 cm de profundidade.



(a)

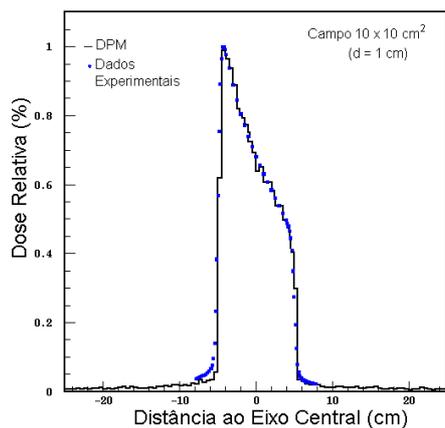


(b)

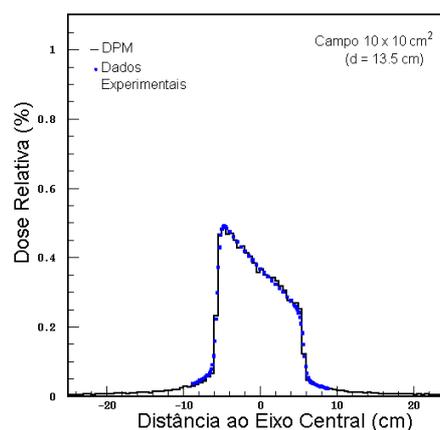


(c)

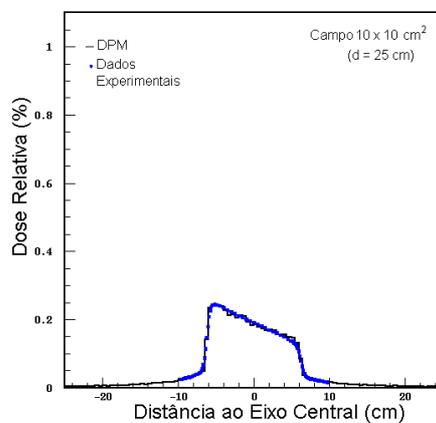
**Figura 5.14:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $45^\circ$ , a a) 1 cm; b) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



(a)

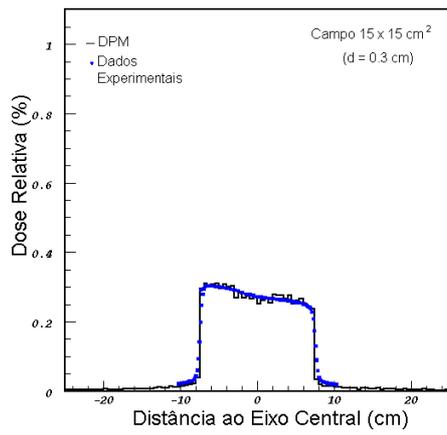


(b)

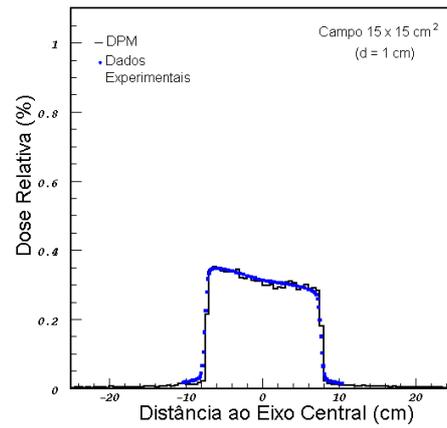


(c)

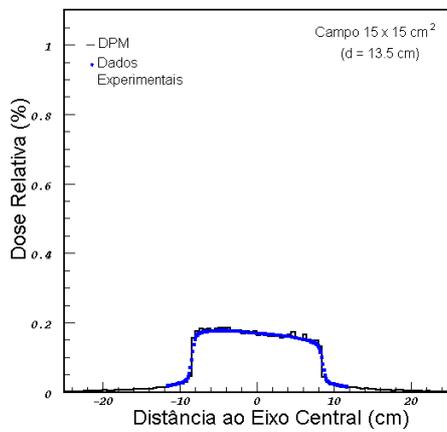
**Figura 5.15:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $60^\circ$ , a a) 1 cm; b) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



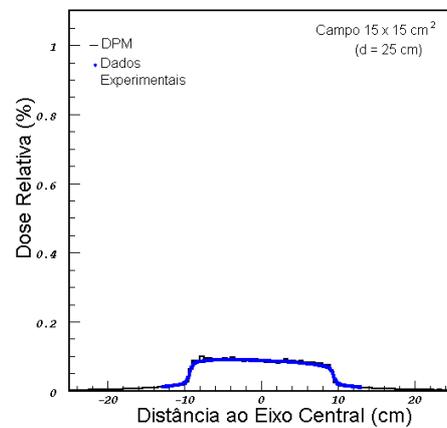
(a)



(b)

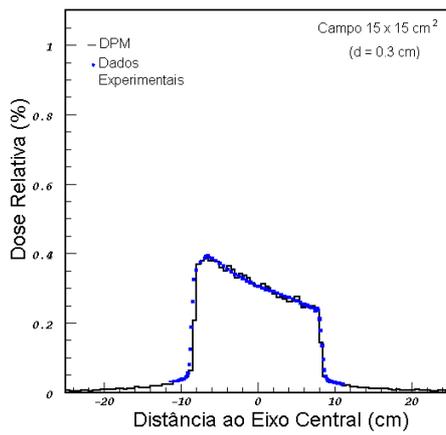


(c)

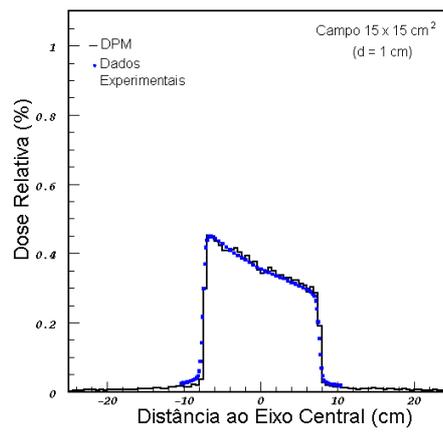


(d)

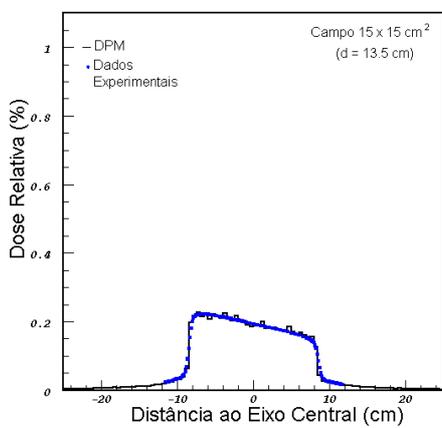
**Figura 5.16:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $15^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



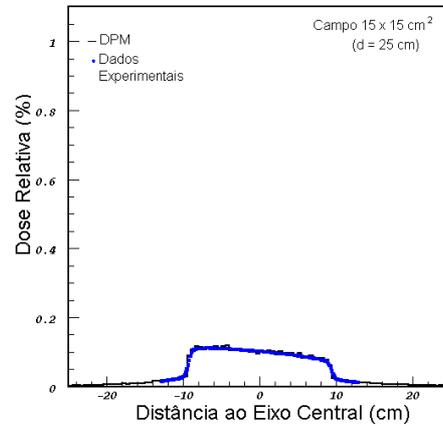
(a)



(b)

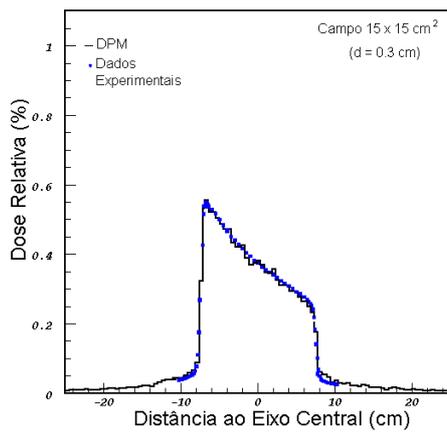


(c)

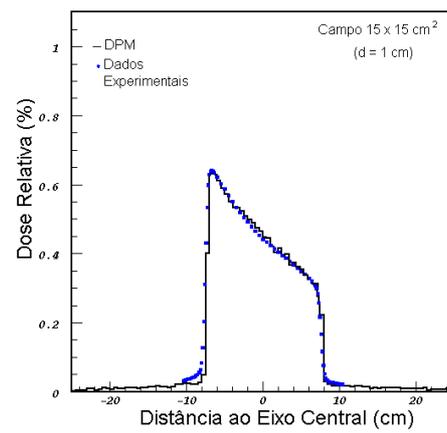


(d)

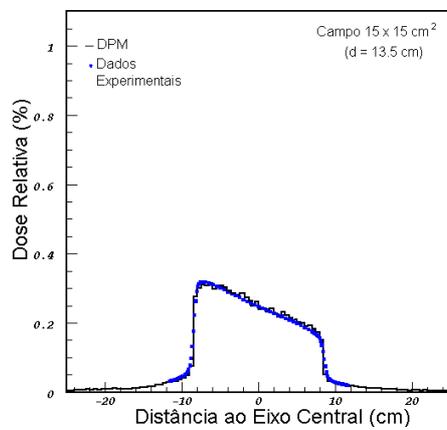
**Figura 5.17:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $30^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



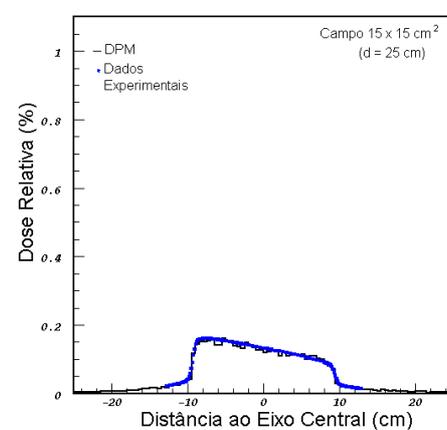
(a)



(b)

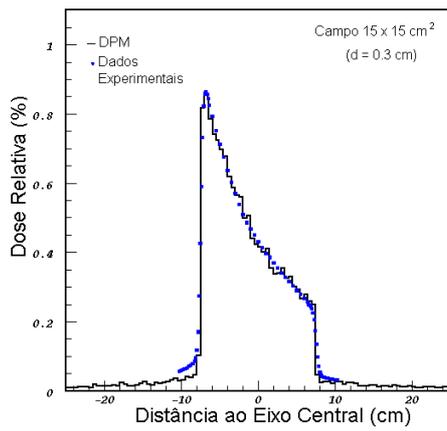


(c)

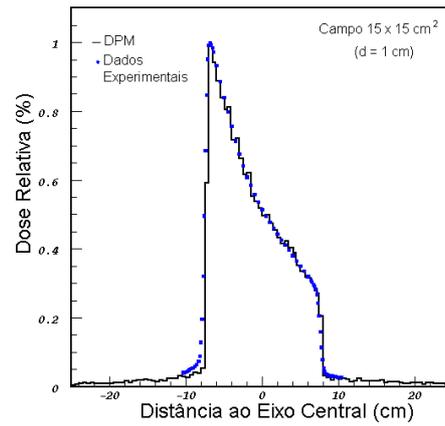


(d)

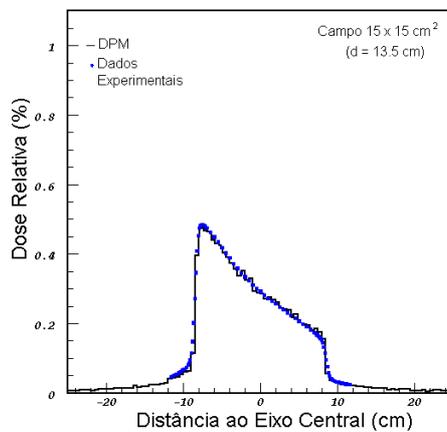
**Figura 5.18:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $45^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



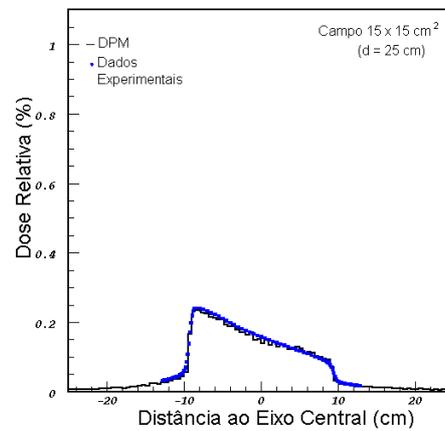
(a)



(b)

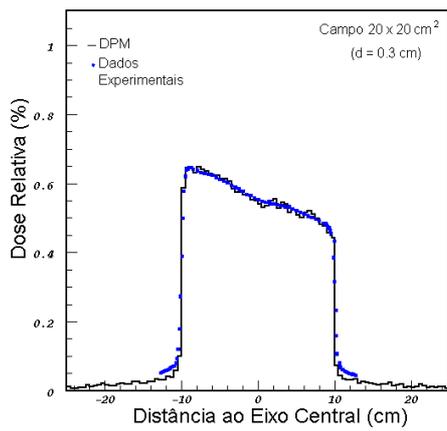


(c)

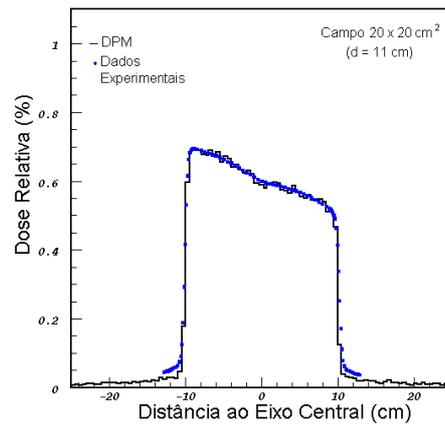


(d)

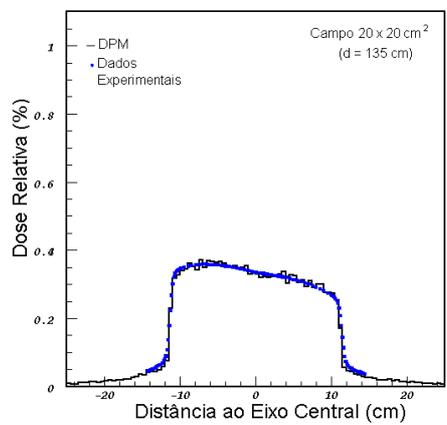
**Figura 5.19:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $60^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



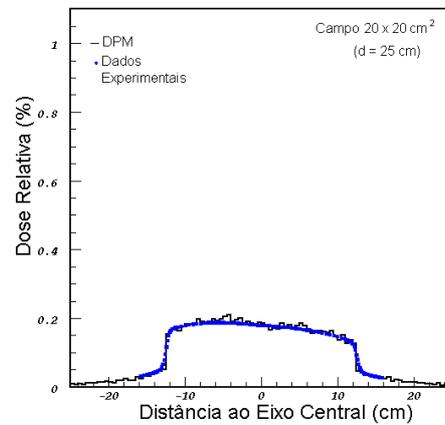
(a)



(b)

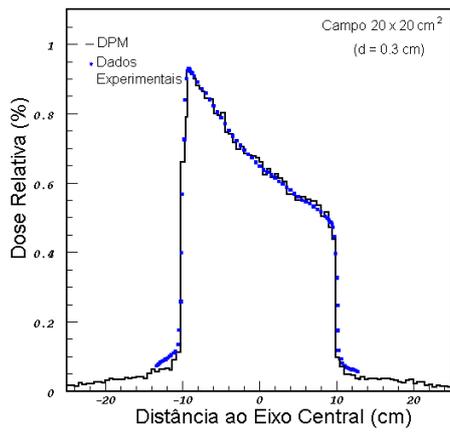


(c)

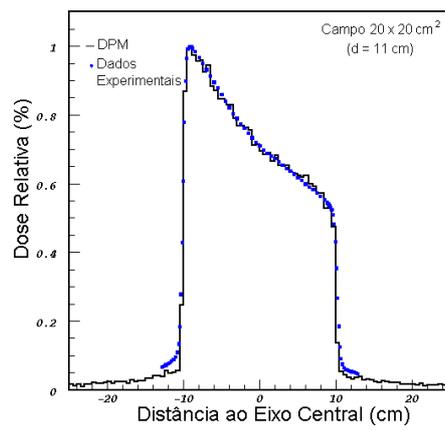


(d)

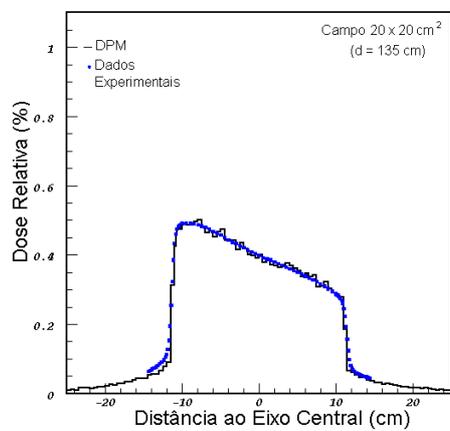
**Figura 5.20:** Perfil transversal de dose para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $15^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



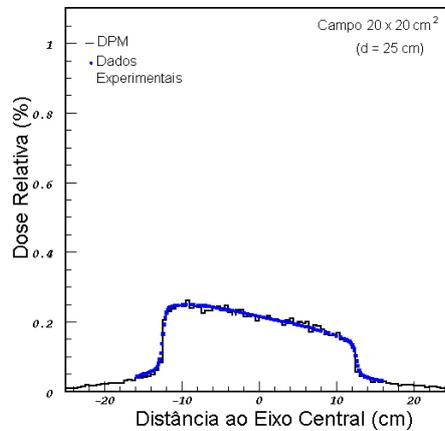
(a)



(b)

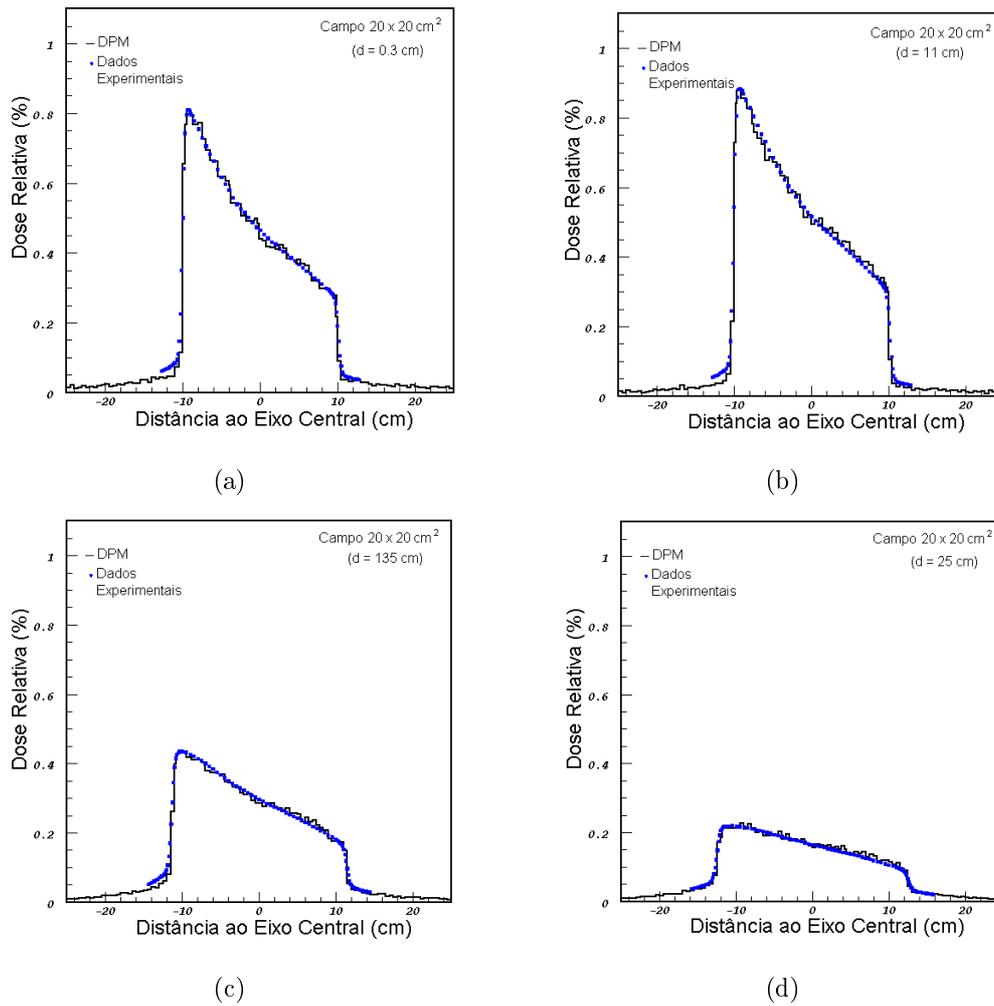


(c)



(d)

**Figura 5.21:** Perfil transversal de dose para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $30^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.



**Figura 5.22:** Perfil transversal de dose para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro físico de  $45^\circ$ , a a) 0.3 cm; b) 1 cm; c) 13.5 cm e d) 25 cm de profundidade.

## 5.2 Filtros Dinâmicos

A *Enhanced Dynamic Wedge* (EDW) é uma técnica de execução do tratamento que difere dos filtros físicos no sentido em que não é usada nenhuma modificação exterior ao feixe para criar um perfil de dose em cunha. Este perfil é criado, enquanto o feixe permanece activo, pela acção generalizada do colimador, desde a sua posição de abertura, pré-definida, até à posição em que fica completamente fechado. Isto é, os campos EDW são criados pelo movimento de uma das *jaws* superiores através

do campo, durante a irradiação, mantendo-se as outras três em posições fixas. Devido ao movimento da *jaw*, diferentes partes do campo vão sendo expostas ao feixe primário em intervalos de tempo diferentes, o que origina o gradiente de dose, em cunha, ao longo do campo [BWW00].

A posição da *jaw*, que se move, em função da fracção de dose total distribuída através do campo, é determinada com base numa tabela de dose (expressa em unidades de monitor, *Monitor Units* – MU) designada Tabela de Tratamento Segmentada (*Segmented Treatment Table* – STT). Esta tabela é única e determina o perfil de dose através do campo. A STT do filtro dinâmico especifica o movimento da *jaw* em passos iguais em função da dose fraccional cumulativa, começando com o campo aberto e movendo a *jaw* até que o campo fique completamente fechado. Durante o tratamento, um sistema monitorizado controlado por computador conduz a *jaw*, arrastando-a, enquanto varia a taxa de dose de acordo com uma tabela criada a partir da STT para esse tratamento. As tabelas STT estão armazenadas no computador do acelerador para cada energia, tamanho de campo e ângulo do filtro disponíveis. Qualquer tamanho de campo simétrico ou assimétrico, contido nos limites do movimento da *jaw* é possível. O software usa a STT para controlar a execução do tratamento, comparando o número de MU que deve ser distribuído quando a *jaw* atinge um determinado ponto, com o número de MU realmente distribuído quando a *jaw* atinge de facto aquela posição.

Em geral, todos os tratamentos com a EDW da Varian, são iniciados com a distribuição, em campo aberto, de uma fracção da dose prescrita. Em seguida, a fracção de dose restante, é fornecida de acordo com o movimento do colimador. A fracção exacta, da dose que é distribuída com o campo aberto, é uma função da energia, tamanho de campo e ângulo do filtro. Da mesma forma, a relação entre a posição do colimador e a quantidade de dose fornecida é função das mesmas variáveis. O número de MU fornecidas, de acordo com o movimento da *jaw*, é ajustado continuamente de modo a obter-se a distribuição de dose desejada. Durante o tratamento, a taxa de dose e a velocidade da *jaw* podem ser variadas de modo a permitir que se demore o menor tempo possível.

A primeira geração de filtros dinâmicos da Varian, *Dynamic Wedge* (DW), foi caracterizada por apresentar descontinuidades no factor de cunha em função da

largura do campo e pela necessidade de um grande número de STT [BGC95]. A segunda geração, EDW, que é a que existe no acelerador que se estudou, permite uma variação suave do factor de cunha efectivo, com o tamanho do campo, tanto para campos simétricos como para campos assimétricos. Também permite campos com dimensões até 30 cm e muito menos STT's (uma por energia do fotão). Estão disponíveis sete cunhas de 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 45° e 60° para um campo máximo de 30(-20,10)cm.

As EDW apresentam imensas vantagens em relação aos filtros físicos, como por exemplo o facto de não ser necessário entrar na sala de tratamento entre irradiações, para trocar o filtro, as doses periféricas serem mais baixas, a possibilidade de realizar tratamentos parciais e ferramentas avançadas para controlo da distribuição de dose, registo e verificação do tratamento.

Quando se efectuam medições com EDW, a diferença fundamental, em relação às medições em situação de campo aberto ou com filtros físicos, é o facto de a dose, no ponto de medição, ter que ser integrada durante toda a exposição. Ferramentas dosimétricas especiais, tais como, detectores com *arrays* lineares, dosímetros termoluminescentes e dosimetria com filmes finos permitem a medição simultânea de múltiplos pontos dentro do campo de radiação. No entanto, tais ferramentas, além de introduzirem uma série de problemas no cálculo da dose [LK97a] apresentam custos muitas vezes incomportáveis para clínicas de pequenas dimensões. Por isso, a utilização de técnicas de Monte Carlo reveste-se de enorme importância para dosimetria dos filtros dinâmicos.

### 5.2.1 Tabela de Tratamento Segmentada (STT)

Nos aceleradores Varian, um filtro dinâmico gera um perfil de dose inclinado, pelo movimento, através do campo de radiação, de uma das *jaws* superiores, (Y1 ou Y2). A distribuição de dose é controlada pela STT, que especifica o número de MU em função da posição da *jaw*, Y. Para cada energia do fotão é necessário uma STT de referência, que corresponde ao campo máximo de 30 cm e um ângulo em cunha de 60°. Esta tabela é designada *Golden STT*, porque todos os outros campos, com largura e inclinação diferentes, podem ser obtidos a partir dela. São possíveis duas orientações, Y1 – *IN* e Y2 – *OUT*. Na tabela 5.2 estão indicadas as principais

diferenças entre os filtros físicos, filtros dinâmicos de primeira geração (*Dynamic Wedge* (DW)) e filtros dinâmicos de segunda geração (*Enhanced Dynamic Wedge* (EDW)).

	PW	DW	EDW
Campos Assimétricos	permitidos	não permitidos	permitidos
Ângulos em Cunha	15°, 30°, 45°, 60°	15°, 30°, 45°, 60°	10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 45°, 60°
Direcções em Cunha	<i>IN, OUT,</i> <i>Left, Right</i>	Y1 – <i>IN,</i> Y2 – <i>OUT</i>	Y1 – <i>IN,</i> Y2 – <i>OUT</i>
Tabelas STT		132 por energia do fotão	1 por energia do fotão

**Tabela 5.2:** Principais diferenças entre filtros físicos *Physical Wedge* (PW), *Dynamic Wedge* (DW) e *Enhanced Dynamic Wedge* (EDW).

A STT para um dado campo e determinada inclinação para o filtro dinâmico em cunha é conseguida, a partir da *Golden STT*, através dos dois seguintes passos:

1. Primeiro, calcula-se a STT para uma cunha de ângulo  $\alpha$ , movendo-se 30 cm:

$$STT_{\alpha, \Delta y=30}(y) = W_{60^\circ} \times STT_{60^\circ, \Delta y=30}(y) + W_{0^\circ} \times STT_{60^\circ, \Delta y=30}(y=0) \quad (5.1)$$

onde

$$W_{60^\circ} = \frac{\tan \alpha}{\tan 60^\circ} \quad W_{0^\circ} = 1 - W_{60^\circ} \quad (5.2)$$

representam os pesos para a STT de *ouro* para uma cunha de 60° e para o campo aberto, respectivamente. O eixo central ( $y=0$ ) é usado como ponto de normalização, quer para os campos em cunha, quer para os campos abertos.

2. Segundo, a STT é fixada para um valor de 30 cm correspondendo à largura de campo desejada com as posições inicial e final da *jaw*,  $y_i$  e  $y_f$ ,

$$STT_{\alpha,[y_i,y_f]}(y) = \begin{cases} STT_{\alpha,\Delta y=30}(y) & y \in [y_i, y_f] \\ 0 & y \notin [y_i, y_f] \end{cases} \quad (5.3)$$

3. O número máximo de MU de uma STT, distribuídos na extremidade da cunha, é considerado como sendo as unidades de monitor registadas para a EDW.

De forma a simular o movimento dinâmico da *jaw*, temos que incorporar, na simulação Monte Carlo, a quarta dimensão, tempo. Para tal tem ainda que se ter em conta o facto da posição da *jaw* ser função temporal do feixe, ou das unidades de monitor especificadas pelas STT. Deste modo, a posição da *jaw* pode ser associada ao número de histórias de partículas simuladas, considerando que este é directamente proporcional ao número de unidades de monitor. Assim sendo, durante a simulação, considera-se a posição da *jaw* como sendo uma variável aleatória, isto é, a posição vai ser amostrada a partir de uma função de distribuição de probabilidade cumulativa (CPDF) quando cada partícula iniciar o seu transporte na fase-dois da simulação. A CPDF da posição é calculada directamente da STT, que dá as unidades de monitor, distribuídas ou acumuladas, para a EDW. Usando este método, um campo EDW apenas necessita de uma simulação fase-dois, que gera um ficheiro simples com o espaço de fases.

### 5.2.2 Simulação do Filtro Dinâmico

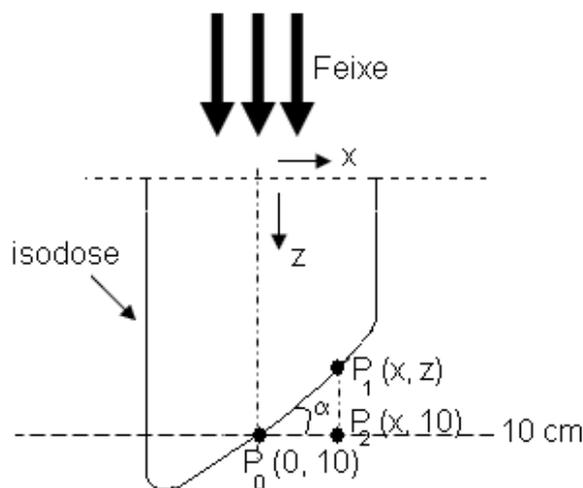
Os filtros dinâmicos produzem uma modulação da intensidade do campo de radiação em cunha e portanto da distribuição de dose absorvida diminuindo assimetricamente a dimensão do campo e permitindo que o feixe permaneça ligado durante o tratamento. São várias as situações clínicas tais como superfícies inclinadas de pacientes, regiões de intersecção de feixes e volumes tumorais de forma irregular, que necessitam de isodoses em cunha.

Para construir um modelo para o feixe de fotões de 4 MV produzidos pelo acelerador linear Varian Clinac 600C, foram usados os códigos Monte Carlo (MC) GEANT3 e DPM. Durante o tratamento com cunhas dinâmicas as *jaws* inferiores e uma das *jaws* superiores estão fixas enquanto a outra *jaw* superior se move. Em simulações MC em primeiro lugar simulam-se fotões de 4 MV que são transportados

através da geometria do acelerador até um plano imediatamente antes das *upper jaws*. Antes deste nível a geometria do acelerador permanece inalterada. Aí é construído um ficheiro de espaço de fases, contendo dados sobre a energia, posição e direcção de todas as partículas que o alcançam. O passo seguinte consiste em transportar as partículas armazenadas nesse espaço de fases até um plano que se situa imediatamente a seguir às *lower jaws*. Neste trabalho, os colimadores foram colocados de forma a definirem campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Para os campos virtuais em cunha, as *lower jaws* e uma das *upper jaws* permanecem fixos. O movimento da *jaw* móvel foi simulado em passos discretos de 1cm, projectados a 100 cm SSD.

As posições inicial e final da *jaw* registam, respectivamente, as regiões *toe* e *heel* do filtro em cunha virtual (cf. Figura 5.2). Para cada posição da *jaw*, foi simulado o transporte da radiação na cabeça do acelerador e construído um espaço de fases, a partir do qual foi criado um espaço de fases único, para cada ângulo, contendo toda a informação. Este ficheiro é construído seleccionando-se um determinado número de partículas de cada ficheiro inicial.

De modo a criar isodoses em cunha, é necessário criar um perfil apropriado a uma profundidade  $z$  onde é definido o ângulo do filtro,  $\alpha$  – Figura 5.23.



**Figura 5.23:** Princípio utilizado para determinação do ângulo do filtro dinâmico, a partir da linha de isodose em água.

Como já foi indicado na figura 5.2, a região *toe* está localizada do lado esquerdo,

para valores negativos de  $x$ . Da figura 5.23, verifica-se que:

$$\tan \alpha = \frac{10 - z}{x} \quad (5.4)$$

e a dose,  $D(x, z)$  no ponto  $P_1(x, z)$  é igual à dose  $D(0, 10)$  no ponto  $P_0(0, 10)$ . Considerando uma atenuação exponencial simples podemos escrever:

$$D(x, 10) = D(x, z)e^{-\mu(10-z)} \quad (5.5)$$

sendo  $D(x, z)$  a dose a  $x$  cm do eixo central a uma profundidade  $z$  cm e  $\mu$  o coeficiente de atenuação efectivo do feixe.

Substituindo  $z$  usando a equação 5.4, e  $D(0, 10)$  em  $D(x, z)$ , a equação 5.5 pode ser escrita como:

$$D(x, 10) = D(0, 10)e^{-\mu(x \tan \alpha)} \quad (5.6)$$

O acelerador trabalha em unidades de monitor (MU) e não em dose, pelo que, se se assumir a proporcionalidade entre MU e dose, podemos ainda escrever:

$$MU(x) = MU(0)e^{-\mu(x \tan \alpha)} \quad (5.7)$$

onde  $MU(x)$  é o número de unidades de monitor fornecido quando um ponto na posição  $x$  é irradiado e  $MU(0)$  é o número de unidade de monitor em  $x = 0$ , isto é, no eixo de rotação do colimador.

$MU(0)$  é também o número de unidade de monitor introduzido na consola da máquina. Isto significa que, em primeira aproximação, no eixo de rotação do colimador os factores cGy/MU são idênticos aos do campo aberto com a mesma dimensão desde que o número de MU fornecidas nessa posição seja o mesmo. A consequência disto é que o factor de cunha (a razão entre a dose do campo em cunha no eixo de rotação do colimador e a dose do campo aberto correspondente) seja aproximadamente igual a um, para todos os tamanhos de campo.

O número máximo de MU corresponde à região *toe* da cunha. Este é também o número total de MU fornecido pelo acelerador. Se a região *toe* da cunha estiver do lado esquerdo, isto corresponde a  $x_{min}$ . Aplicando a equação 5.7 vem:

$$MU_{toe} = MU(0)e^{-\mu(x_{min} \tan \alpha)} \quad (5.8)$$

De acordo com este formalismo, descrito por van Santvoort em 1998, vamos considerar que a razão da dose requerida em posições consecutivas devidas ao movimento da jaw, de forma a produzir um campo em cunha com um ângulo  $\alpha$ , é dada por:

$$f = e^{(c\mu\Delta x \tan \alpha)} \quad (5.9)$$

onde  $\mu$  representa o coeficiente de atenuação linear na água,  $c$  é o coeficiente de tuning de  $\mu$  e  $\Delta x$  é o passo da jaw projectado a 100 cm SSD. Se considerarmos que o valor do peso para o campo mais largo for considerado 1 (isto é  $g_1 = 1$ ), a fracção de partículas  $g_2$ , do segundo maior campo, seleccionadas pode ser determinada usando a relação:

$$\frac{Dose_{(campo2)}}{Dose_{(campo1)}} = \frac{1 + g_2 \frac{m}{(m-1)}}{1} = f \quad (5.10)$$

a partir da qual o factor de peso para o  $n$ -ésimo campo pode ser calculado através de:

$$g_n = \frac{(m+1) - n}{m} f^{n-2} (f-1) \quad \text{para } n = 2, 3, \dots, m \quad (5.11)$$

Este procedimento permite a simulação de qualquer ângulo. Depois da construção do ficheiro do espaço de fases em cunha à saída da cabeça de tratamento do acelerador, são calculadas as distribuições de dose num fantoma de água, executando as simulações com o código DPM.

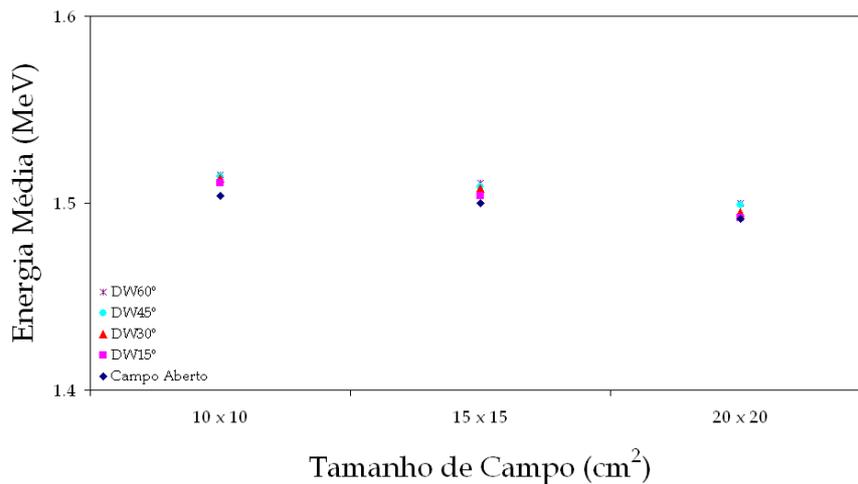
### 5.2.3 Análise de Espaço de Fases à Saída do Filtro Dinâmico

Este nível de caracterização está localizado à saída das *jaws*. Calculou-se a energia média, no intervalo central, dos espectros dos fótons em função da inclinação da cunha – Tabela 5.3 e Figura 5.24. A Figura 5.25 mostra a energia média em função da distância ao eixo central para os tamanhos de campo de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>,  $15 \times 15$  cm<sup>2</sup> e  $20 \times 20$  cm<sup>2</sup> para os filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60°. Verifica-se que a

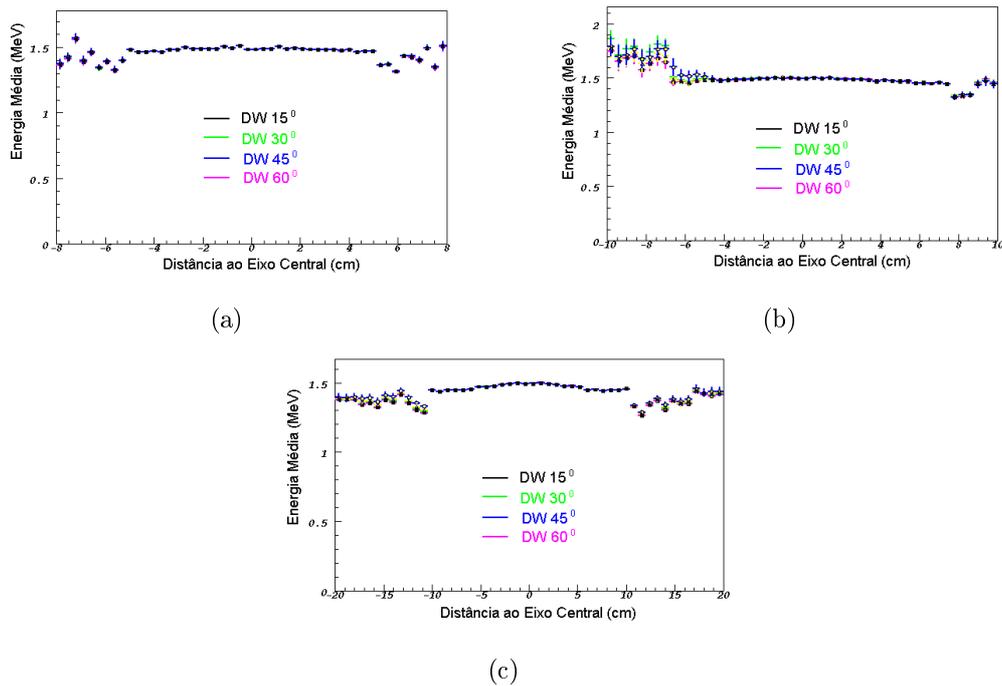
energia média não varia de forma tão acentuada com a inclinação da cunha, tal como acontece com os filtros físicos.

Filtro Dinâmico	Energia Média(MeV)	Energia Média(MeV)	Energia Média(MeV)
	$10 \times 10 \text{ cm}^2$	$15 \times 15 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$
DW 15°	$1.511 \pm 0.005$	$1.504 \pm 0.003$	$1.492 \pm 0.003$
DW 30°	$1.513 \pm 0.005$	$1.508 \pm 0.003$	$1.495 \pm 0.003$
DW 45°	$1.514 \pm 0.005$	$1.509 \pm 0.003$	$1.499 \pm 0.003$
DW 60°	$1.515 \pm 0.005$	$1.511 \pm 0.003$	$1.500 \pm 0.003$
Campo Aberto	$1.504 \pm 0.010$	$1.500 \pm 0.009$	$1.492 \pm 0.008$

**Tabela 5.3:** Energia média do feixe de fótons (medida em relação ao eixo central) em função da inclinação da cunha, para os campos geométricos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . São apresentados também os valores obtidos para o campo aberto.

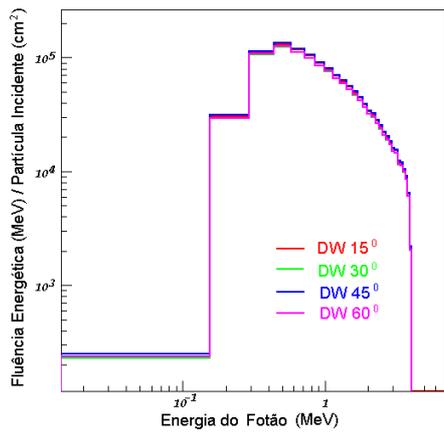


**Figura 5.24:** Distribuição da energia média do feixe de fótons em função do tamanho de campo para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

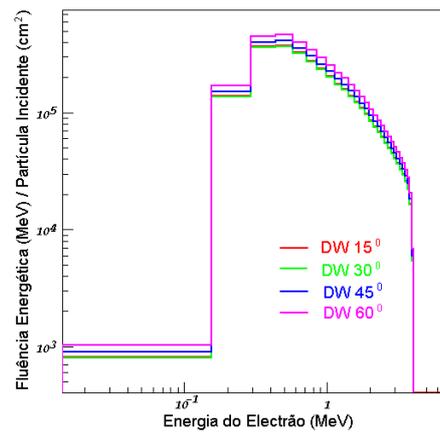


**Figura 5.25:** Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao 2º plano de contabilização para as cunhas dinâmicas de 15°, 30°, 45° e 60°, num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

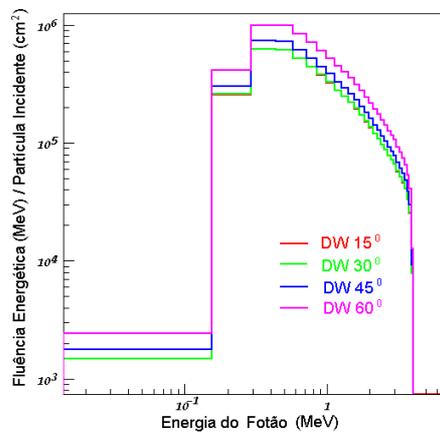
Nas figuras 5.26 e 5.27, estão representadas as fluências energéticas, do feixe de fótons e dos electrões secundários, calculados com o código de Monte Carlo GEANT3, para os filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60°, para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>. Verificou-se que a energia média é mais elevada junto ao eixo central, diminuindo na periferia do campo. Esta diminuição é compensada pelo aumento da fluência de fótons. Tal comportamento garante a homogeneidade das distribuições de dose do campo de radiação nas direcções perpendiculares ao eixo de incidência do feixe de fótons.



(a)

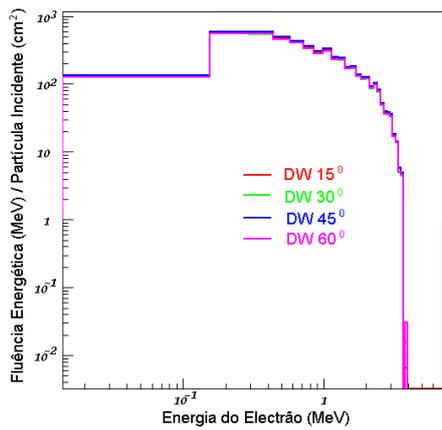


(b)

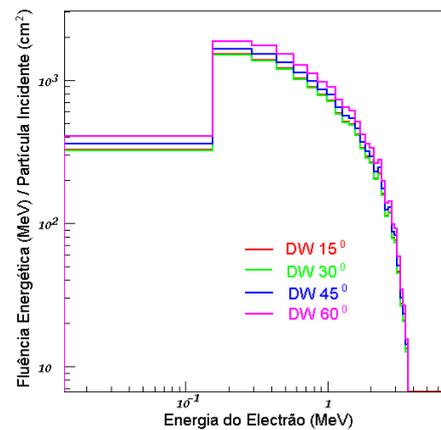


(c)

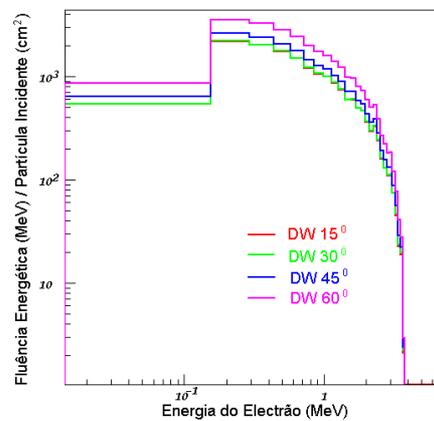
**Figura 5.26:** Fluência energética de fótons para filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60°, num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.



(a)



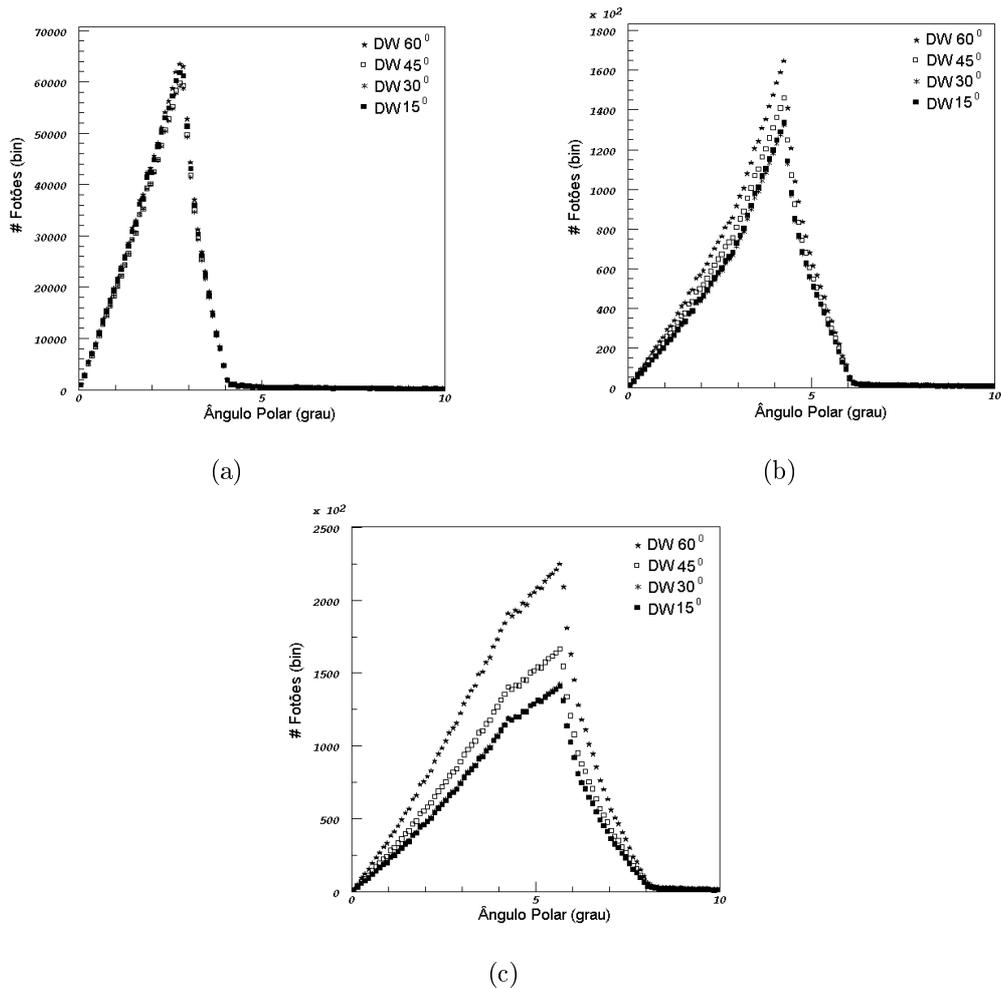
(b)



(c)

**Figura 5.27:** Fluência energética de electrões para filtros dinâmicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$ , num campo a)  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b)  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e c)  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

Como já foi dito no capítulo 4, são transportados por entre os colimadores, apenas os fótons que, após interagirem com o filtro, tenham baixos ângulos polares – Figura 4.8. No acelerador Varian Clinac 600C, a aceitância angular máxima dos colimadores secundários para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  é a indicada na Tabela 4.2. Verifica-se que o valor mais provável, do ângulo polar, para cada cunha analisada – figura 5.28, coincide com a aceitância angular máxima teórica – Tabela 4.4.



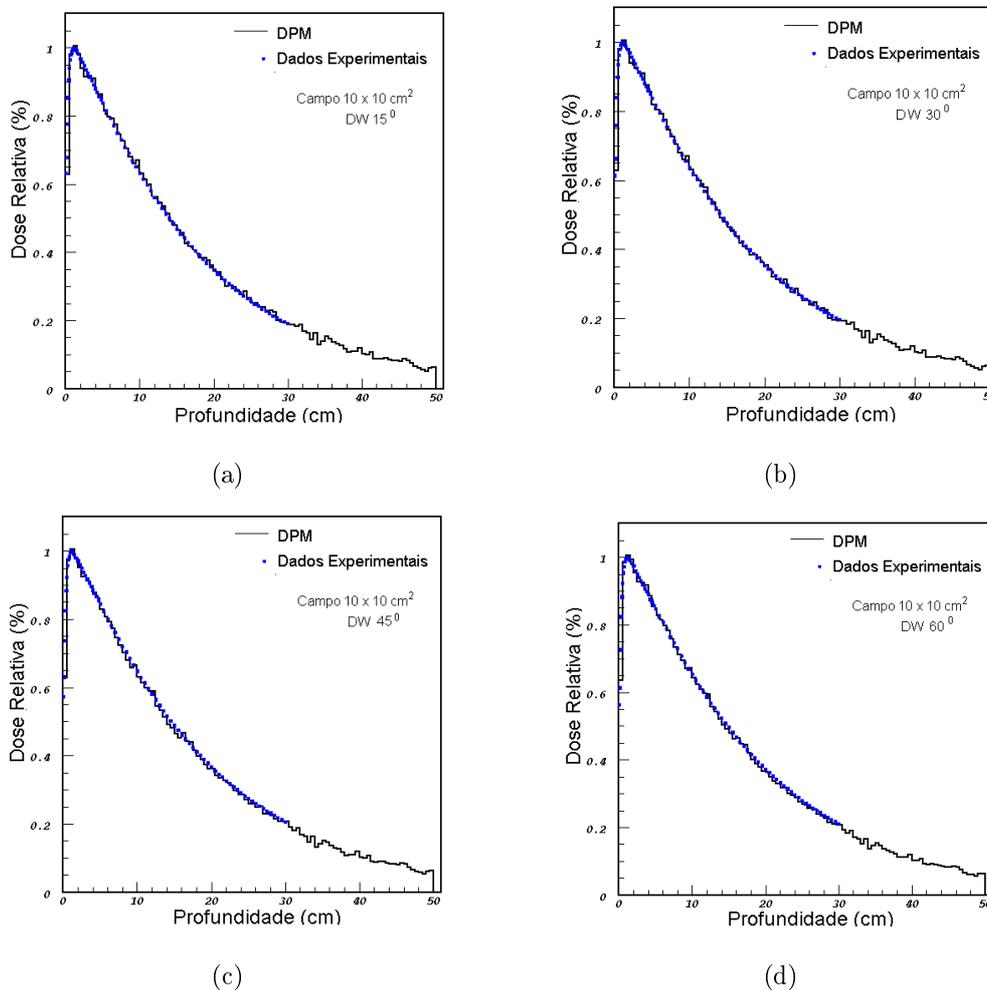
**Figura 5.28:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, de filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60°, num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

#### 5.2.4 Validação da Simulação

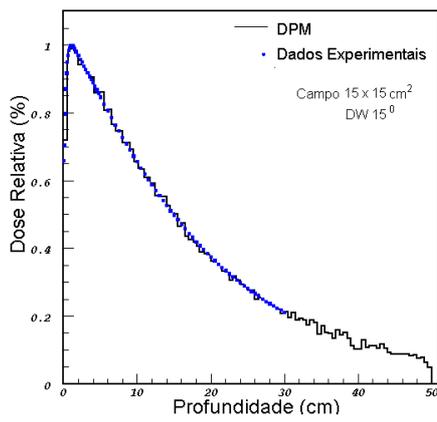
Tal como no caso do campo aberto e dos filtros físicos, toda a informação experimental apresentada neste trabalho foi adquirida no serviço de Radioterapia do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Centro Regional de Oncologia de Coimbra (IPOFG-CROC).

As curvas de dose em profundidade foram comparadas com os resultados experimentais. Nas Figuras 5.29 a 5.31 estão representadas as distribuições da dose depositada em profundidade para os filtros de 15°, 30°, 45° e 60°, para os campos

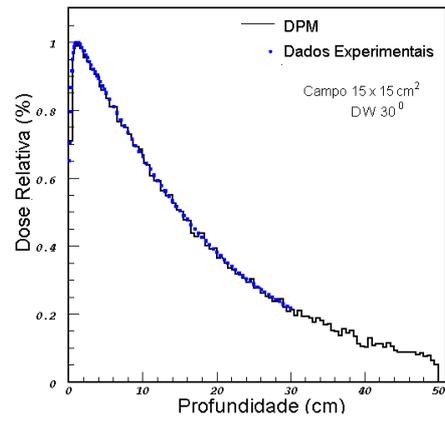
de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . A curva de dose em profundidade, está normalizada ao máximo da dose no eixo central do feixe e o desvio máximo obtido foi de 1,5%.



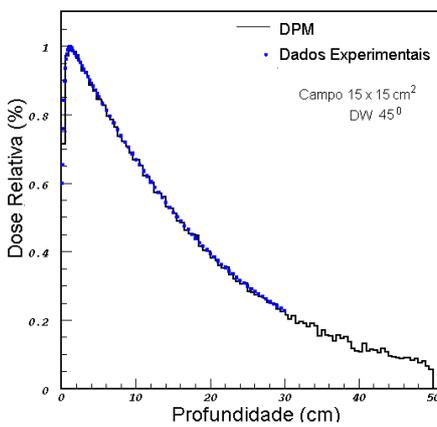
**Figura 5.29:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .



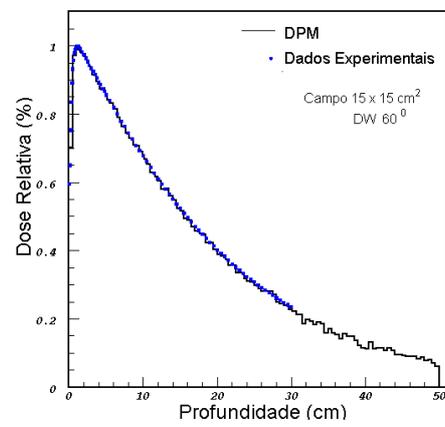
(a)



(b)

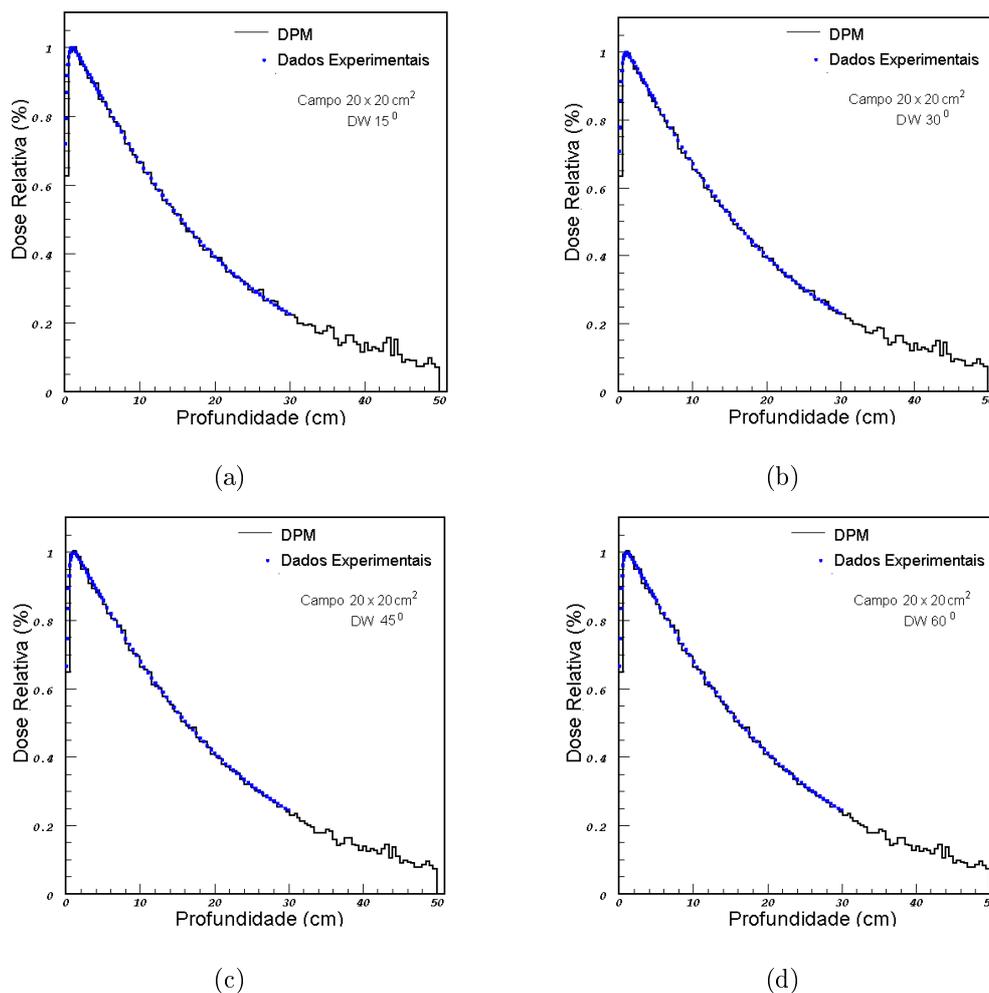


(c)



(d)

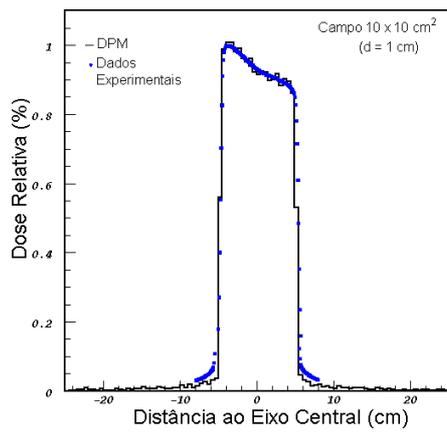
**Figura 5.30:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .



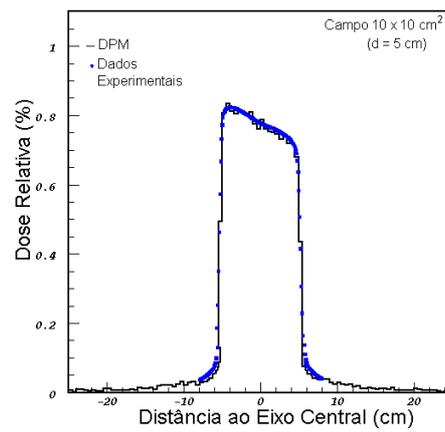
**Figura 5.31:** Curva de dose em profundidade (simulada e experimental), para a energia nominal de 4 MeV ao longo do eixo central, para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , usando filtros dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ .

Paralelamente à comparação das distribuições de dose em profundidade efectuou-se a avaliação do perfil transversal de dose calculado a diferentes profundidades, para os campos de radiação de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  – Figuras 5.32 a 5.40.

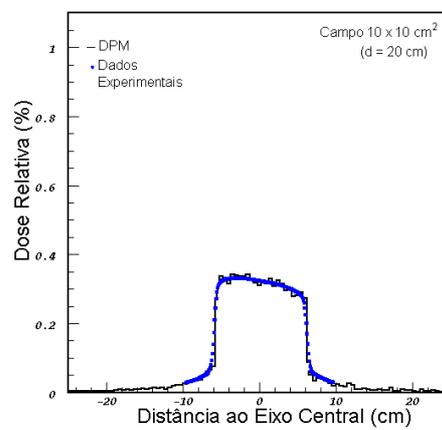
Os perfis foram simulados utilizando-se um feixe primário com energia de 4 MeV e encontram-se normalizados ao valor da dose no eixo central. Para a profundidade analisada os resultados da simulação concordam com os dados experimentais.



(a)

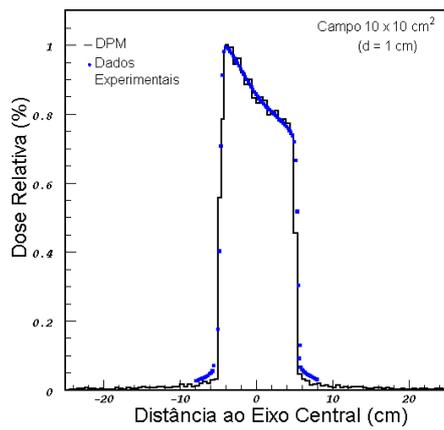


(b)

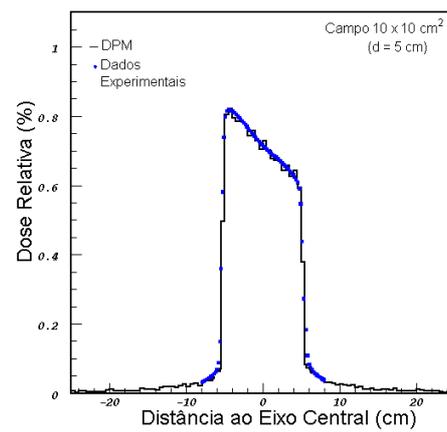


(c)

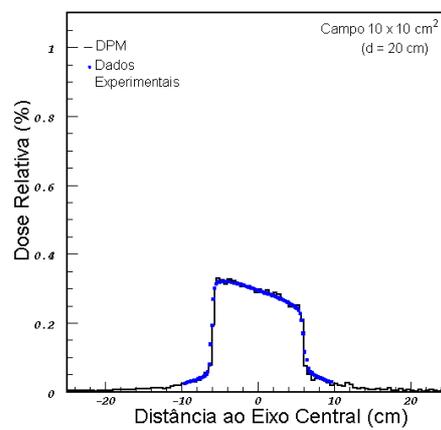
**Figura 5.32:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $15^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

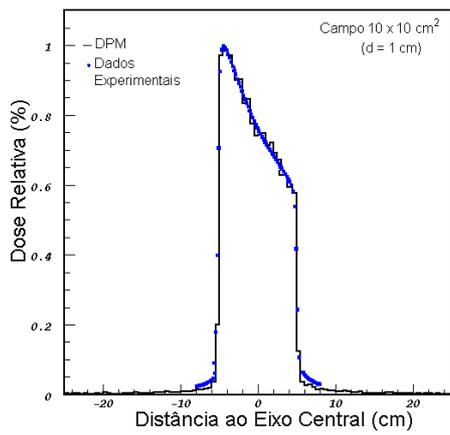


(b)

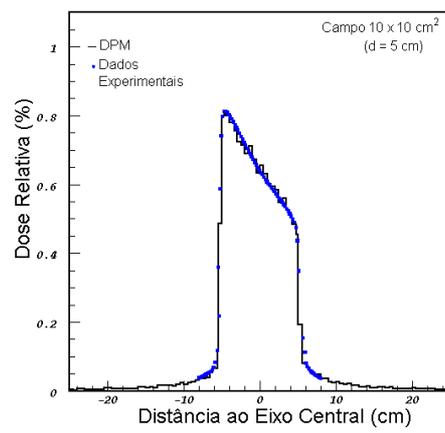


(c)

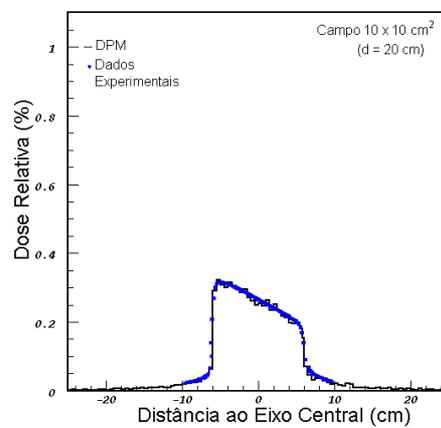
**Figura 5.33:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $30^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

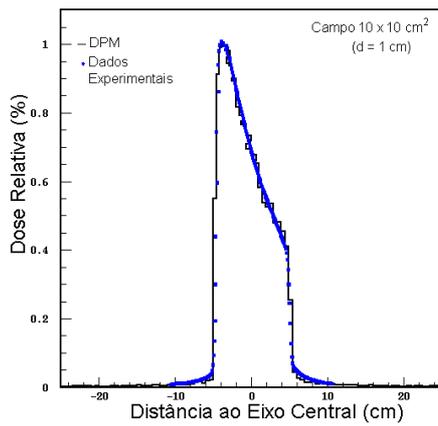


(b)

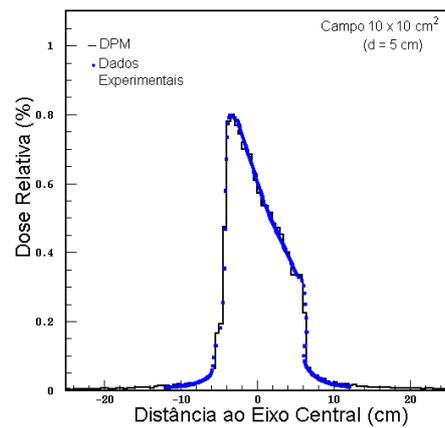


(c)

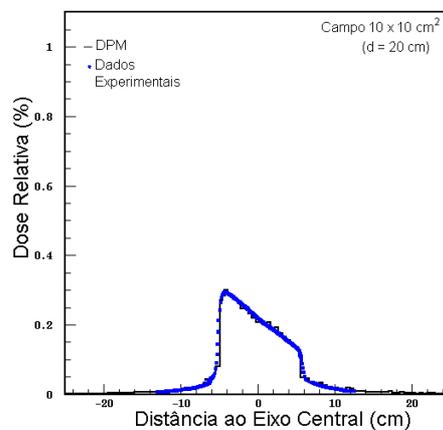
**Figura 5.34:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $45^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

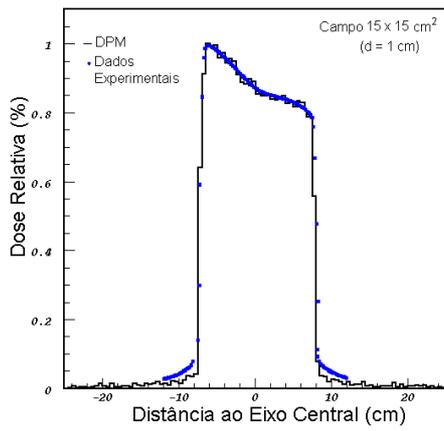


(b)

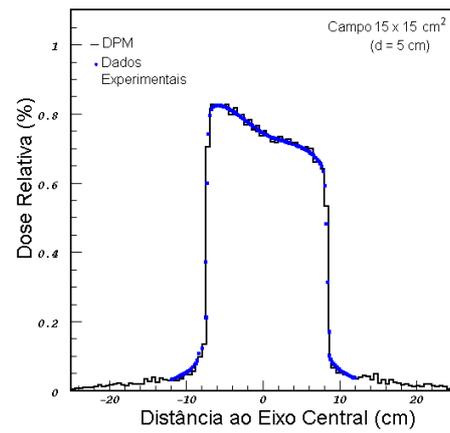


(c)

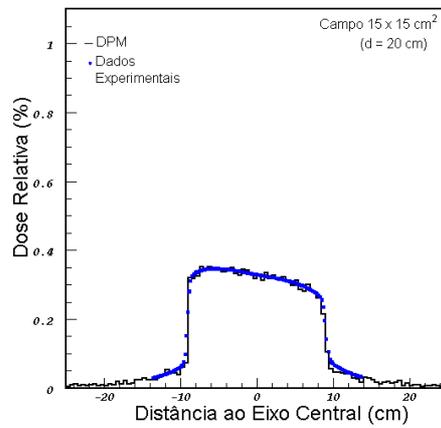
**Figura 5.35:** Perfil transversal de dose para um campo  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $60^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

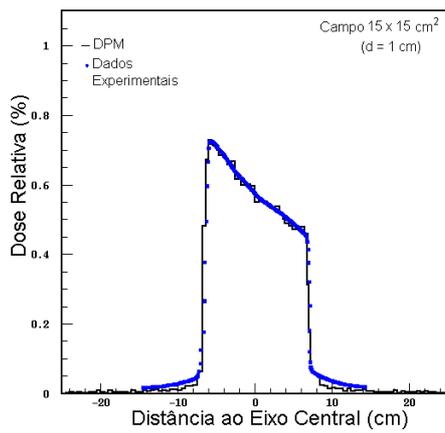


(b)

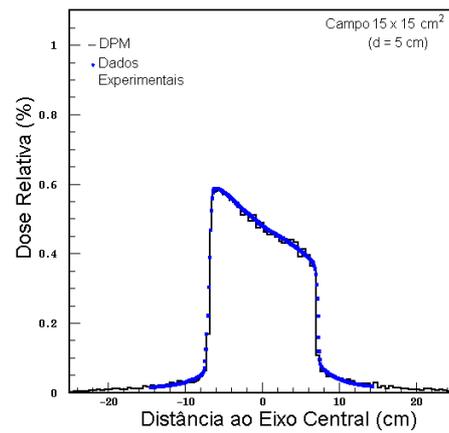


(c)

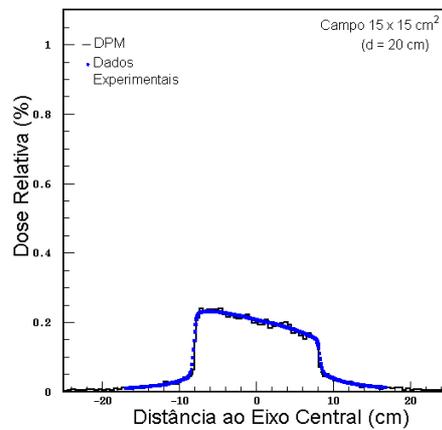
**Figura 5.36:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $15^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

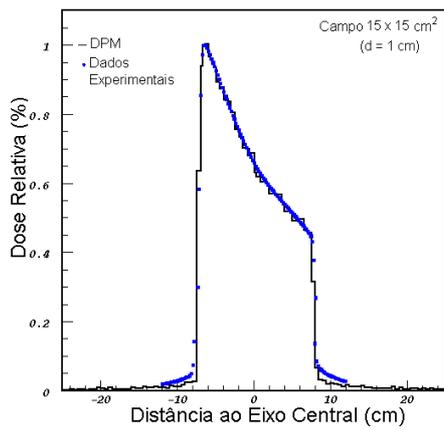


(b)

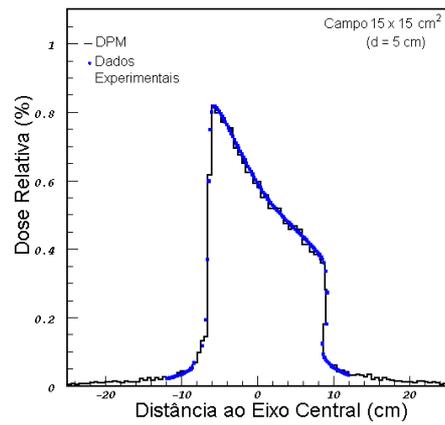


(c)

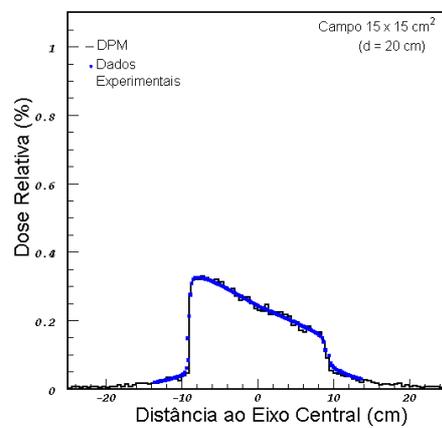
**Figura 5.37:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $30^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

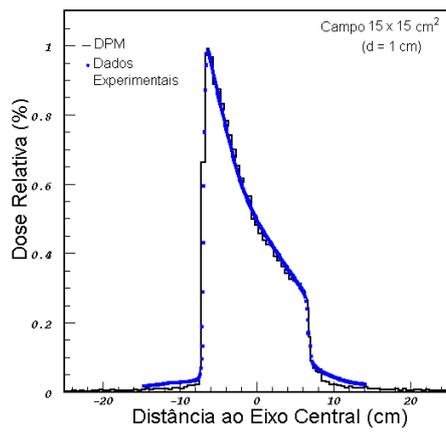


(b)

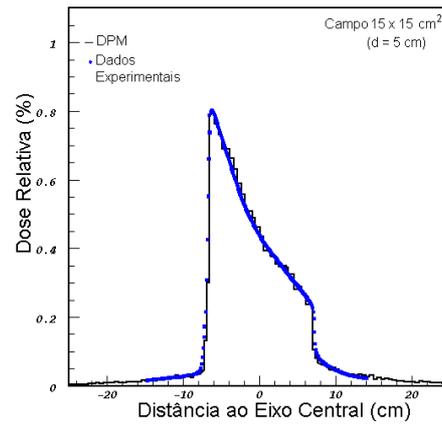


(c)

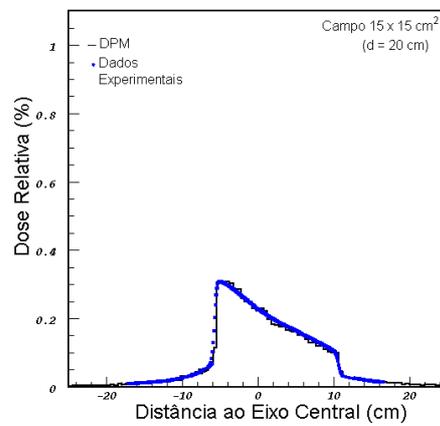
**Figura 5.38:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $45^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



(a)

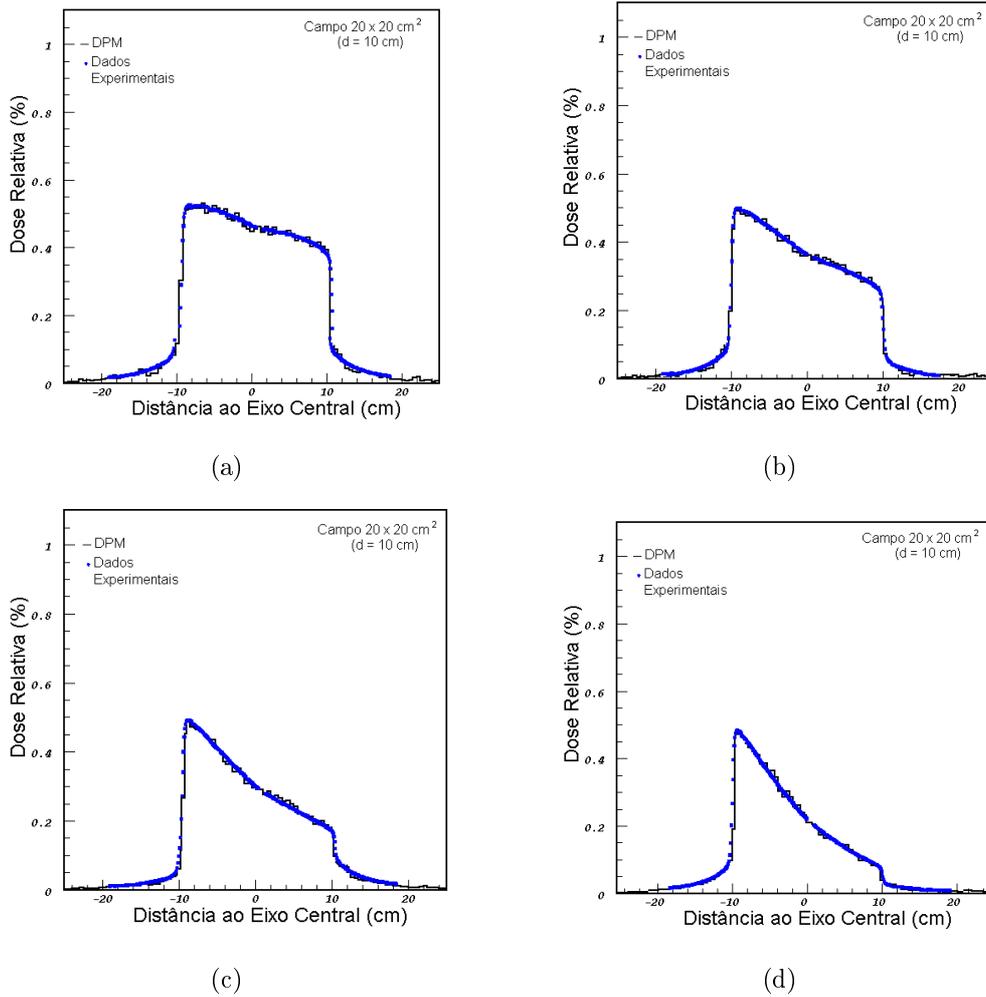


(b)



(c)

**Figura 5.39:** Perfil transversal de dose para um campo  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando um filtro dinâmico de  $60^\circ$  a, a) 1 cm; b) 5 cm e c) 20 cm de profundidade.



**Figura 5.40:** Perfil transversal de dose para um campo  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para um feixe primário de 4 MeV, usando filtros dinâmicos de, a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$ , a 10cm de profundidade.

### 5.3 *Wedge Factor*

Como já foi dito anteriormente, o filtro físico ou dinâmico, tem a função de compensar a falta de tecido, ajustar as curvas de isodose ou melhorar o gradiente de dose dentro do tecido irradiado [Kha94a]. Quando se utilizam filtros físicos, torna-se então necessário determinar o factor de atenuação do feixe devido à sua colocação. Embora o filtro dinâmico não provoque uma atenuação do feixe, produz uma modulação unidimensional da intensidade. Esta modulação provoca na distribuição de

dose o mesmo efeito de um filtro físico, pelo que, é igualmente necessária a determinação desse factor.

Para o filtro físico, o *wedge factor* (WF) é definido como a razão entre a dose medida, num fantoma de água, com interposição do filtro e a dose medida sem o filtro, à mesma profundidade e para o mesmo tamanho de campo. No caso do filtro dinâmico, o WF é definido como a razão entre a dose medida a uma profundidade de 10 cm, quando se define o campo em cunha e a dose medida no campo aberto correspondente, à mesma profundidade. Esta razão varia com a dimensão do campo e também com o ângulo em cunha.

No acelerador Varian Clinac 600C os filtros físicos são colocados no suporte de forma que o eixo central do feixe de fótons intercepta o filtro sempre no mesmo ponto. Devido a esta configuração, as medidas de WF não variam significativamente com a largura do campo, uma vez que, para qualquer tamanho de campo, o raio central ao longo do qual o WF é medido atravessa sempre a mesma espessura de filtro. As diferenças de WF entre ângulos em cunha estão por isso relacionadas com a espessura e com o material do filtro no eixo central. A Varian mediu a variação do WF dos filtros físicos com o tamanho de campo em condições análogas às utilizadas para determinar os WF dos filtros dinâmicos [Var89]. Para uma inclinação de  $45^\circ$ , verificou que, a razão entre o WF do campo de maior dimensão e o de menor dimensão é de 1.012 e para uma inclinação de  $60^\circ$  é de 1.008.

Neste trabalho mediram-se os WF para os filtros físicos e dinâmicos nas mesmas condições, isto é, considerando como referência a profundidade de 10 cm.

Na figura 5.41 estão indicados os valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ ,  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  e  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ) e os obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ), para os filtros físicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$  e os correspondentes WF. Verifica-se que a diferença entre os valores medidos e os calculados é em média de 0.1%.

Da tabela 5.4, podemos concluir que, como se esperava, a razão entre o *wedge factor* do campo de maior dimensão e o de menor dimensão, apresenta uma variação pequena.

Na figura 5.42 estão representados os WF para os filtros físicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$

SSD=90 cm, d=10 cm									
valores medidos 7-mar-07									
Campo	MU	5	10	15	20				
Mu(P,T)-open	40	16.117	18.316	19.703	20.630				
Mu(P,T)-15OUT	50	15.027	17.030	18.377	19.383				
Mu(P,T)-30OUT	60	14.057	15.970	17.307	18.420				
Mu(P,T)-45OUT	80	14.677	16.527	17.820	18.853				
Mu(P,T)-60OUT	100	14.903	16.878	18.330					

	WF				WF			
	Dados Exp.				Simulação			
	5	10	15	20	10	15	20	
15out	0.745895	0.743813	0.746134	0.751656	0.7422	0.7455	0.7501	
30out	0.581455	0.581263	0.585575	0.59525	0.5799	0.5844	0.5943	
45out	0.455326	0.451143	0.452208	0.45694	0.4498	0.4513	0.4557	
60out	0.369886	0.368594	0.37212		0.3679	0.3719		

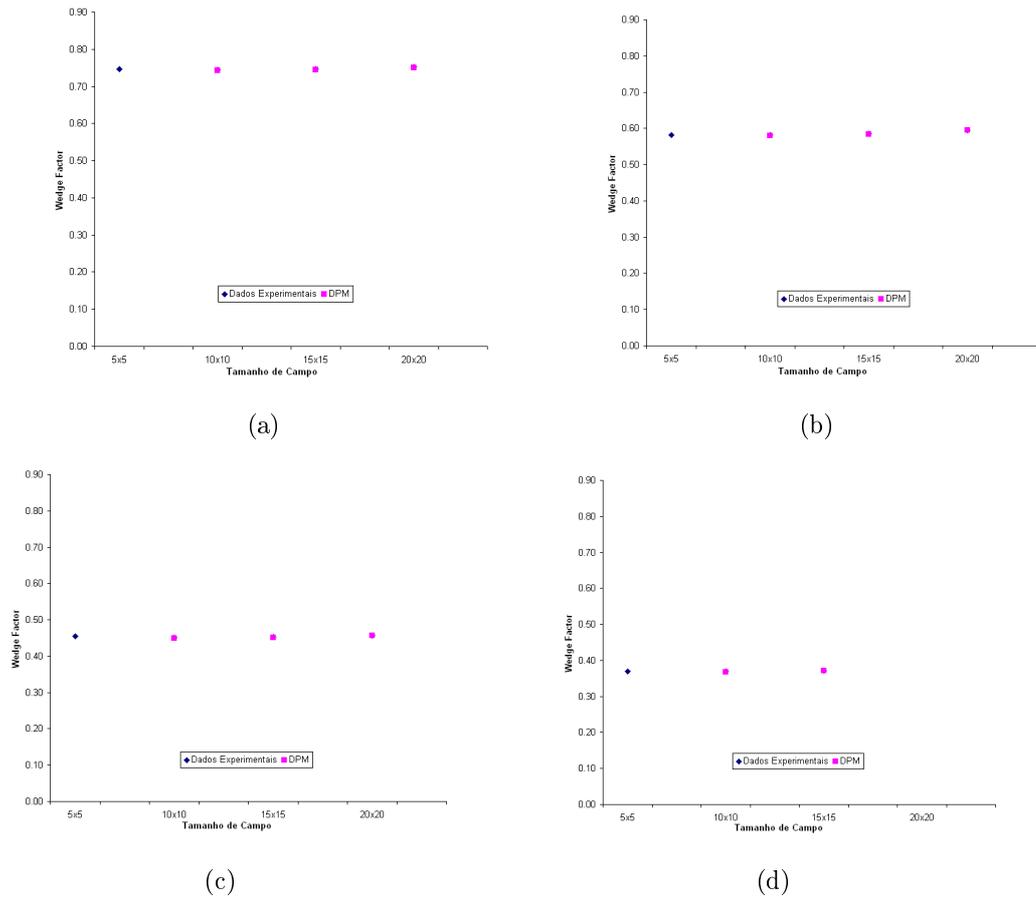
**Figura 5.41:** Valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ ,  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  e  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ) e os obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ), para os filtros físicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$  e os correspondentes WF (valores medidos no acelerador Varian Clinac 600C do IPOFG – CROC).

	Dados (Varian)		Simulação (MC)	
Campo ( $\text{cm}^2$ )	$20 \times 20 /$ $5 \times 5$	$15 \times 15 /$ $5 \times 5$	$20 \times 20 /$ $10 \times 10$	$15 \times 15 /$ $10 \times 10$
15 out	1.0077	–	1.0106	–
30 out	1.0237	–	1.0248	–
45 out	1.0035	–	1.0131	–
60 out	–	1.0060	–	1.0109

**Tabela 5.4:** Razão entre o WF do campo de maior dimensão e o de menor dimensão, medidos no acelerador Varian Clinac 600C e obtidos por simulação de Monte Carlo.

e  $60^\circ$  calculados e medidos. O maior desvio, entre os valores obtidos experimentalmente e os valores da simulação, foi encontrado nos campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para o filtro de  $15^\circ$  – Tabela 5.5.

Na figura 5.43 estão indicados os valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ) e os



**Figura 5.42:** Valores de WF calculados e medidos, para um filtro físico de a) 15°; b) 30°; c) 45° e 60°, em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C.

Campo de radiação (cm <sup>2</sup> )	Ângulo (grau)	Desvio (%)
10×10	15	0.16
	30	0.14
	45	0.13
	60	0.07
15×15	15	0.06
	30	0.12
	45	0.09
	60	0.02
20×20	15	0.16
	30	0.09
	45	0.12
	60	–

**Tabela 5.5:** Desvios encontrados entre os valores medidos e os valores calculados para os campos de radiação de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>, e para os filtros físicos de 15°, 30°, 45° e 60°.

obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>), para os filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60° e os correspondentes WF. Verifica-se que a diferença entre os valores medidos e os calculados é em média de 0.9%.

Na figura 5.44 estão representados os WF para os filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60° calculados e medidos.

Na tabela 5.6, estão representados os desvios encontrados, entre os valores obtidos experimentalmente e os valores da simulação. O maior desvio foi encontrado para o filtro de 45° no campo de 10×10 cm<sup>2</sup>.

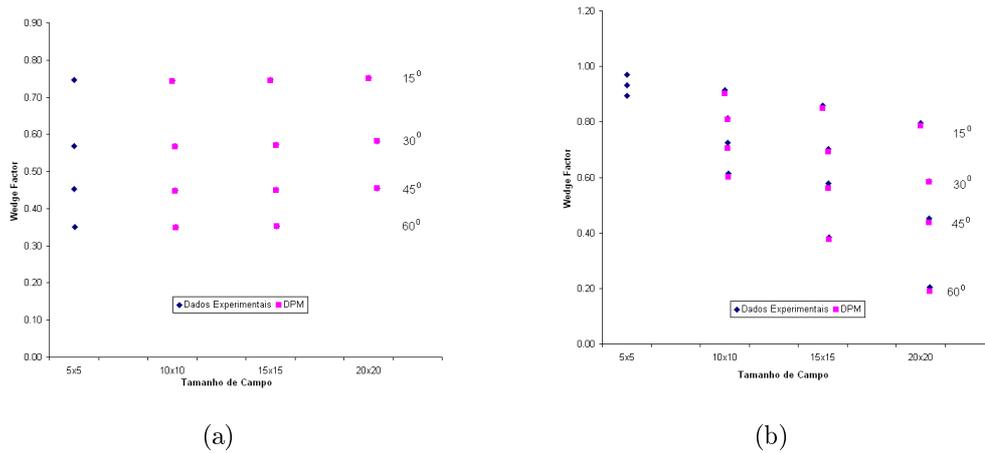
Verificamos que, para os filtros dinâmicos, os WF são bastante diferentes dos obtidos para os filtros físicos, e maiores do que estes últimos – Figura 5.45.

Square field	OPEN	EDW15		EDW30		EDW45		EDW60	
		MEDIDAS	WFmeas.	MEDIDAS	WFmeas.	MEDIDAS	WFmeas.	MEDIDAS	WFmeas.
20	20.6525	16.435	0.796	13.26333	0.642	10.565	0.512	7.794	0.377
15	19.67	16.91	0.860	14.525	0.738	12.115	0.616	9.4865	0.482
10	18.34	16.79	0.915	15.24667	0.831	13.55	0.739	11.345	0.619
5	16.113333	15.61	0.969	14.99	0.930	14.2	0.881		

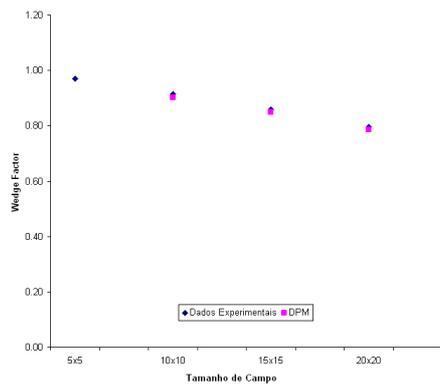
WF(Simulação)				
Campo	DW15	DW30	DW45	DW60
20	0.785	0.639	0.499	0.369
15	0.849	0.731	0.603	0.478
10	0.902	0.827	0.722	0.609

**Figura 5.43:** Valores de dose medidos no acelerador Varian Clinac 600C (para os campos de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ) e os obtidos por simulação de Monte Carlo (para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ), para os filtros dinâmicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$  e os correspondentes WF (valores medidos no acelerador Varian Clinac 600C do IPOFG – CROC).

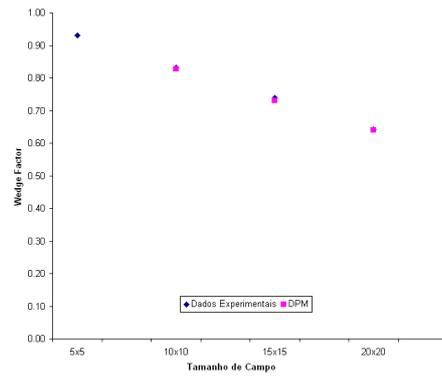


**Figura 5.45:** Comparação dos valores de WF, calculados e medidos, entre os filtros físicos e dinâmicos, em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C.

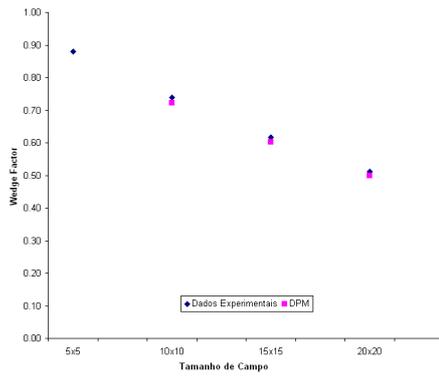
Os resultados que se obtiveram concordam com os valores obtidos por outros autores [LLG<sup>+</sup>97]. No caso dos filtros físicos o WF varia com o campo em cerca de 1%, enquanto que para os dinâmicos essa variação é em média de 10%. Pelo que este efeito deve ser tomado em consideração, em qualquer cálculo de unidades de monitor fornecidas.



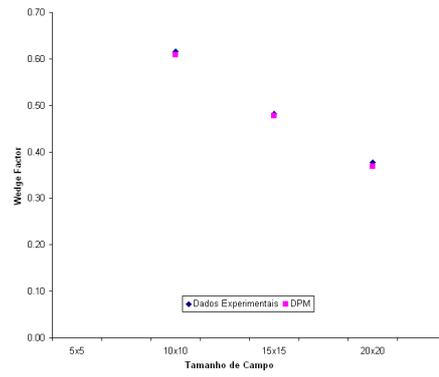
(a)



(b)



(c)



(d)

**Figura 5.44:** Valores de WF calculados e medidos, para os filtros dinâmicos de a) 15°; b) 30°; c) 45° e 60°, em função do tamanho de campo para o acelerador Varian Clinac 600C.

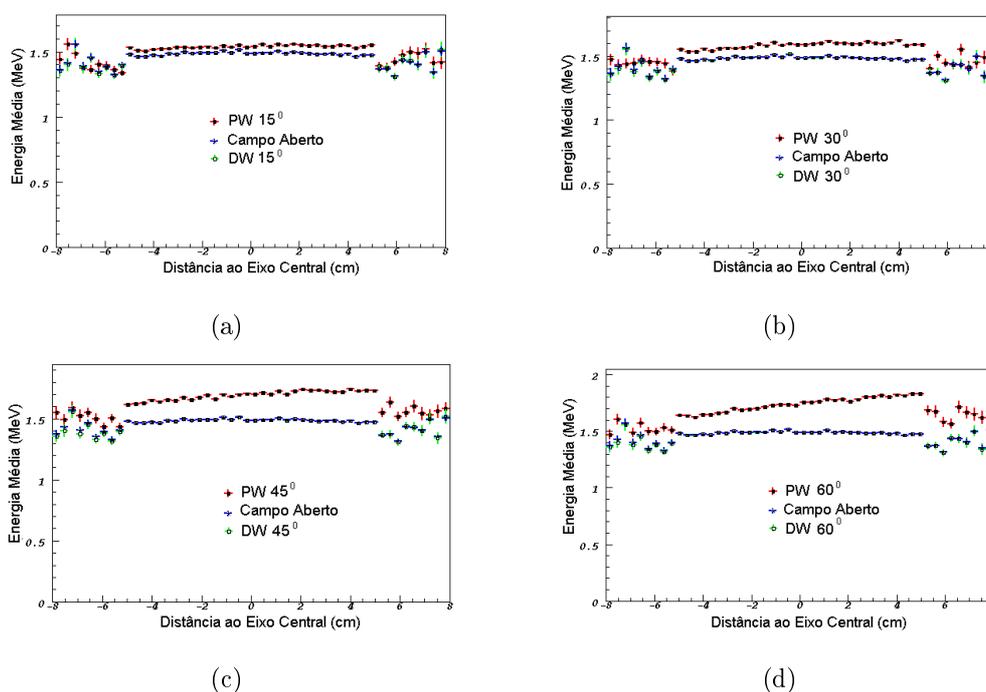
Campo de radiação (cm <sup>2</sup> )	Ângulo (grau)	Desvio (%)
10×10	15	1.3
	30	0.4
	45	1.7
	60	0.7
15×15	15	1.1
	30	0.7
	45	1.3
	60	0.4
20×20	15	1.1
	30	0.3
	45	1.3
	60	0.8

**Tabela 5.6:** Desvios encontrados entre os valores medidos e os valores calculados para os campos de radiação de 10×10 cm<sup>2</sup>, 15×15 cm<sup>2</sup> e 20×20 cm<sup>2</sup>, e para os filtros dinâmicos de 15°, 30°, 45° e 60°.

## 5.4 Comparação dos Resultados Obtidos com Filtros Físicos e Dinâmicos

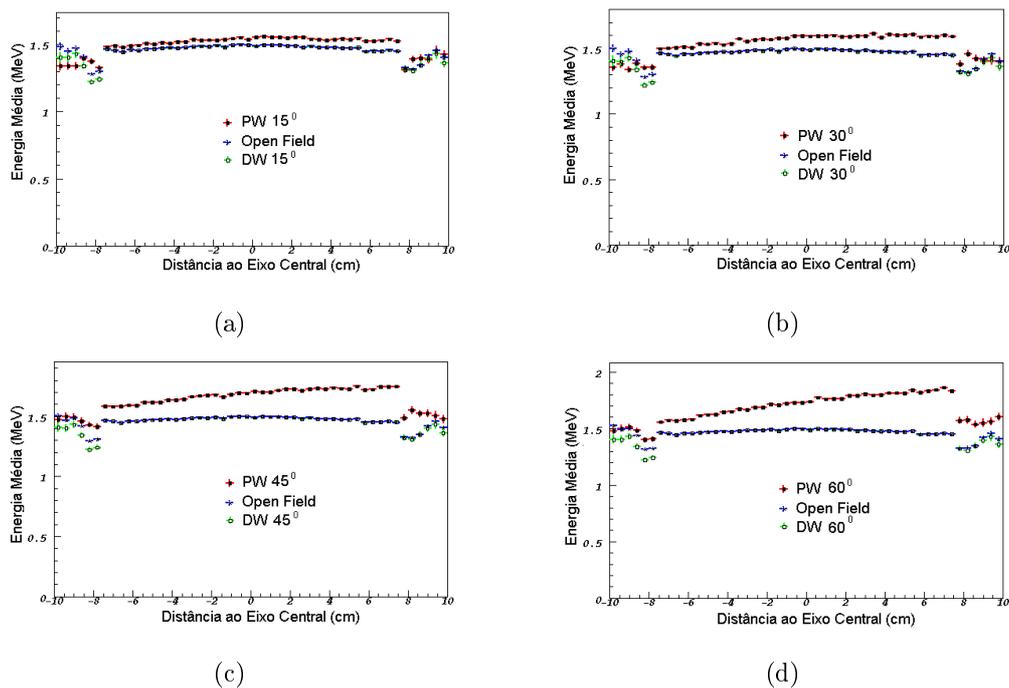
O feixe de fótons, ao atravessar os filtros físicos (PW) e dinâmicos (DW), vai ser afectado de forma diferente. Verifica-se que tanto o filtro físico como o dinâmico reduzem a fluência do feixe de fótons. Contudo, devido à atenuação da radiação nos filtros físicos, a diminuição da fluência é mais pronunciada. No caso dos filtros dinâmicos, a redução é provocada pela modulação da fluência. A fluência planar dos fótons aumenta da região *heel* para *toe*, devido ao movimento da *jaw*. Não existir mais partículas na região *toe* em comparação com as que existem na região *heel*. Podemos ainda observar que os filtro físico atenuam mais fótons primários ou fótons dispersos de baixa energia, produzindo, simultaneamente, fótons dispersos de baixa energia. Adicionalmente, foi também observado que as diferenças entre filtros físicos, filtros dinâmicos e campo aberto são maiores para ângulos em cunha

maiores. Na figura 5.46, está representada a energia média dos fótons em função da distância ao eixo central para o campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Nesta figura podemos comparar os resultados obtidos para os filtros físicos e dinâmicos de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$  e campo aberto. As figuras 5.47 e 5.48, correspondem, respectivamente, aos campos de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .



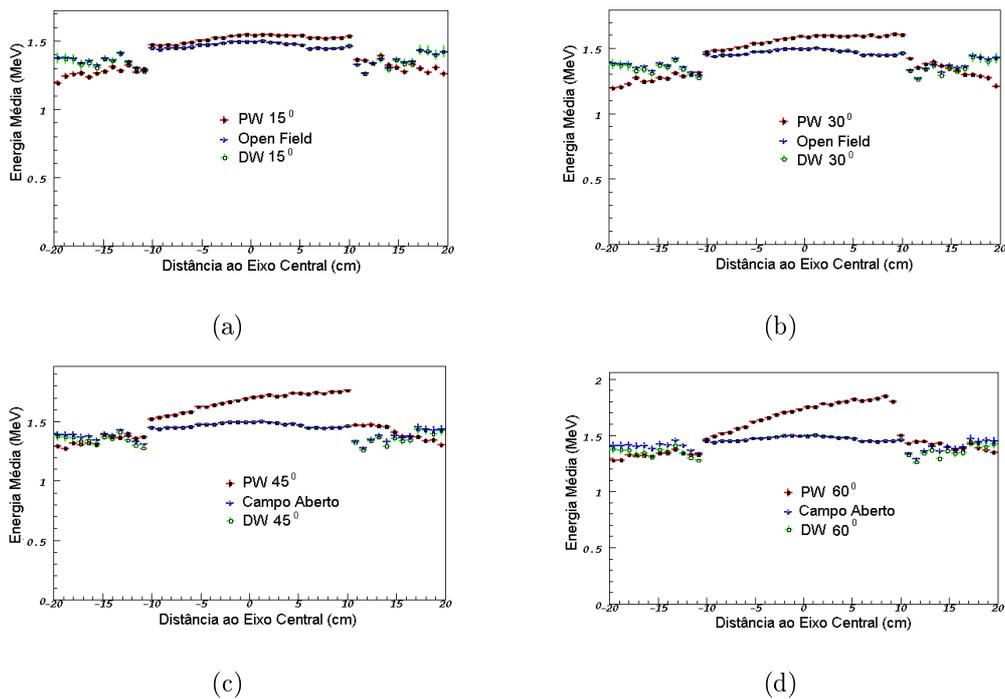
**Figura 5.46:** Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.

Destas figuras verifica-se que, no caso dos filtros dinâmicos, a energia média é virtualmente igual à do campo aberto, mostrando novamente que o DW não altera a qualidade do feixe.



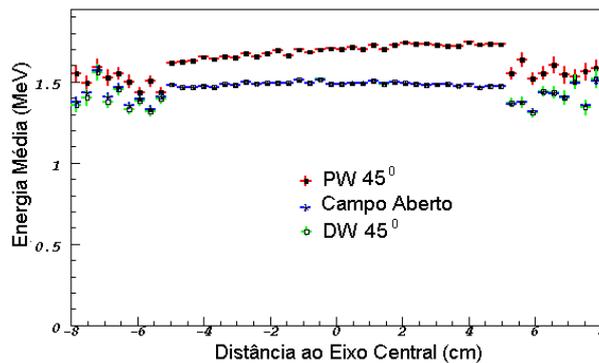
**Figura 5.47:** Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e campo aberto.

Contudo, a energia média no caso dos filtro físico aumenta significativamente quando comparada com a energia média do campo aberto. Este efeito observou-se para todos os campos e para todas as inclinações.



**Figura 5.48:** Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e campo aberto.

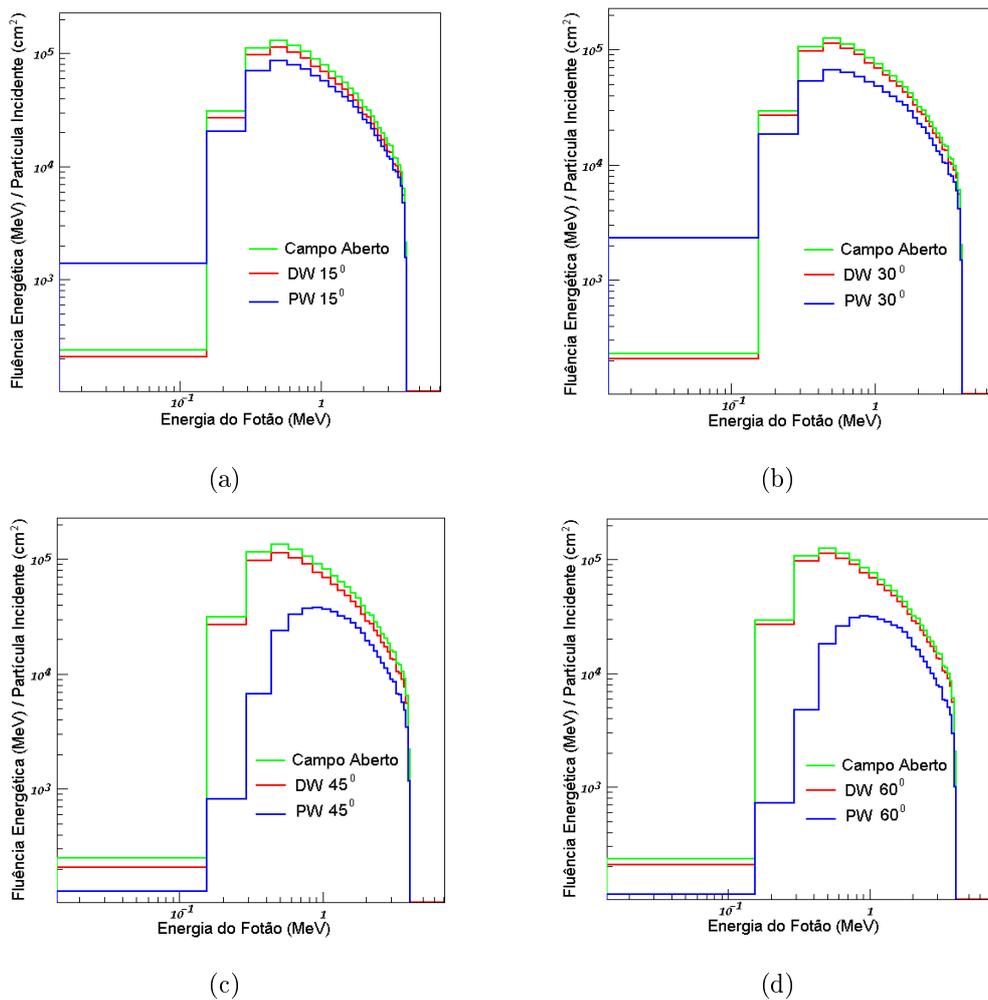
Para o feixe de fótons de 4 MV e usando o filtro físico de  $45^\circ$ , a energia média aumentou de 1.3 MeV para 1.8 MeV, isto é, um aumento de 38% – Figura 5.49.



**Figura 5.49:** Energia média em função da distância ao eixo central de fótons que chegam ao plano de contabilização, num campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para os filtros físico e dinâmico de  $45^\circ$  e para o campo aberto.

O efeito de endurecimento do filtro físico muda ao longo da direcção de incli-

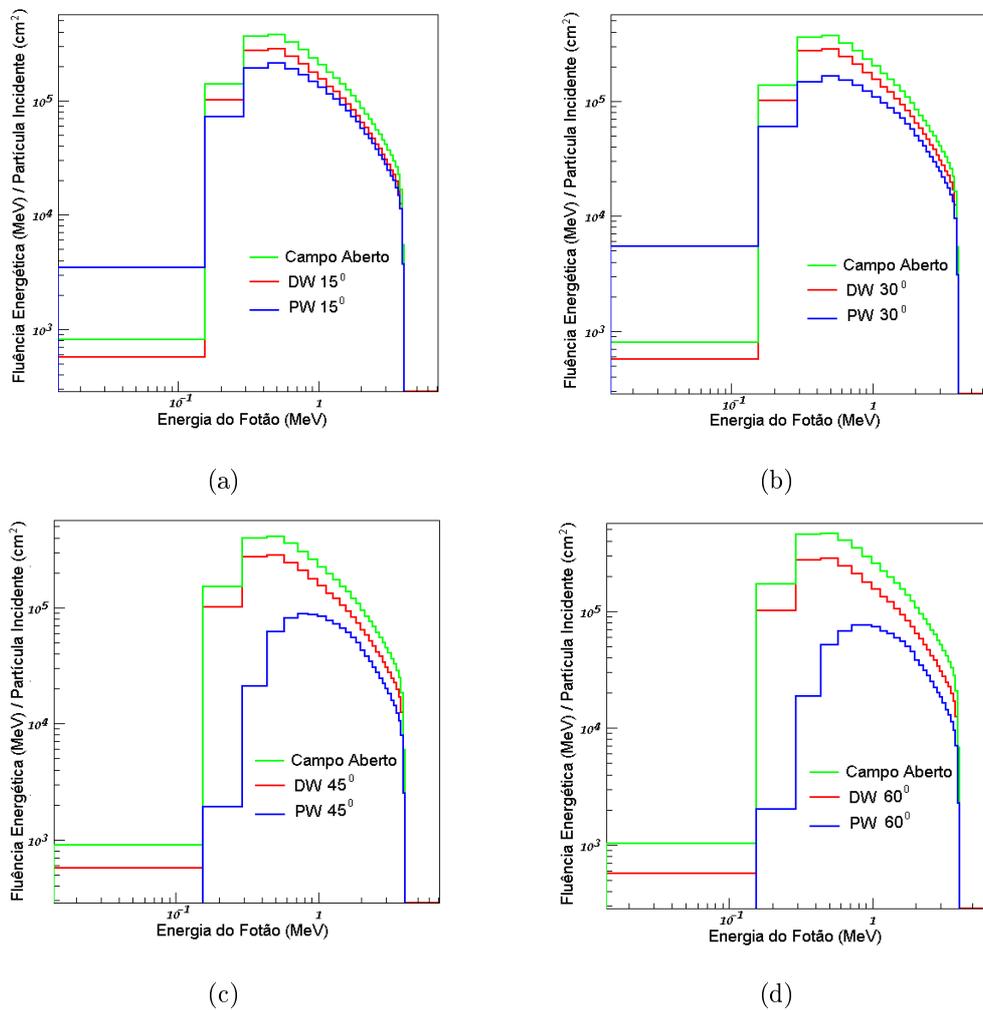
nação, isto é, a energia média aumenta da região *toe* para a região *heel* da cunha. Quanto maior for o ângulo da cunha, mais pronunciado se torna este efeito. Quando se usam os filtro físico, a energia média fora do campo é maior do que no caso dos DW e campo aberto. Este efeito é devido ao facto dos filtro físico atenuarem as partículas dispersas da cabeça do acelerador e gerarem fótons dispersos de baixa energia [SH01]. O efeito global destes dois processos traduz-se, portanto, no aumento da energia média do feixe fora do campo.



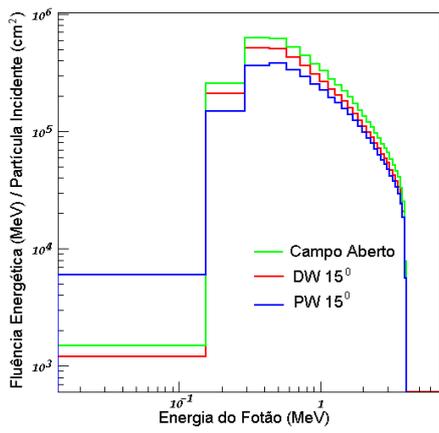
**Figura 5.50:** Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>, para para os filtros físicos e dinâmicos de a) 15°; b) 30°; c) 45° e d) 60° e para o campo aberto.

A presença dos filtros físicos e dinâmicos afecta, a fluência energética dos fótons e dos electrões secundários produzidos na cabeça de tratamento, de formas diferentes,

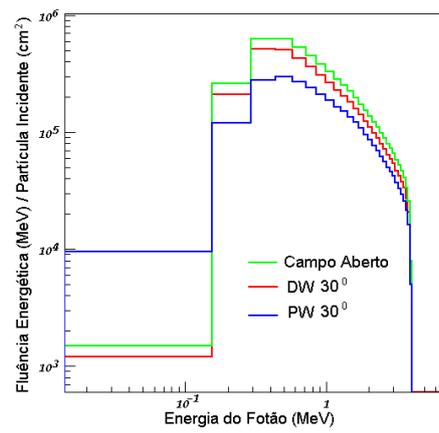
como se pode observar nas figuras 5.50 a 5.55. A redução da energia do fóton observada implica um decréscimo de dose na região de *build-up*.



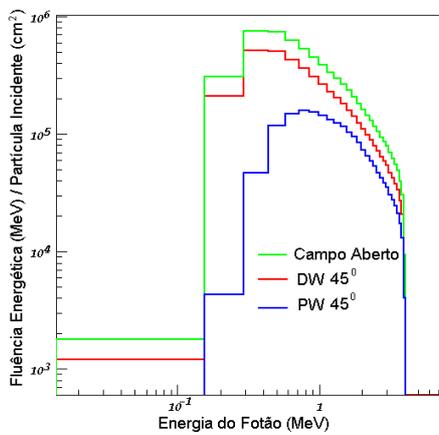
**Figura 5.51:** Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de  $15 \times 15$   $\text{cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



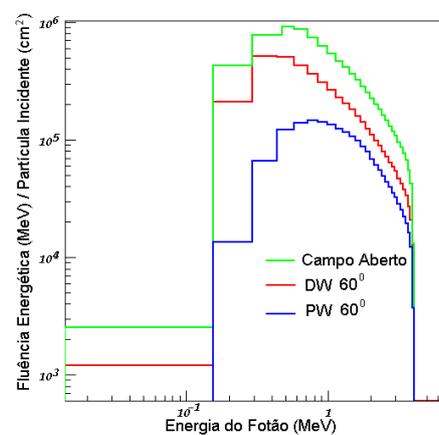
(a)



(b)

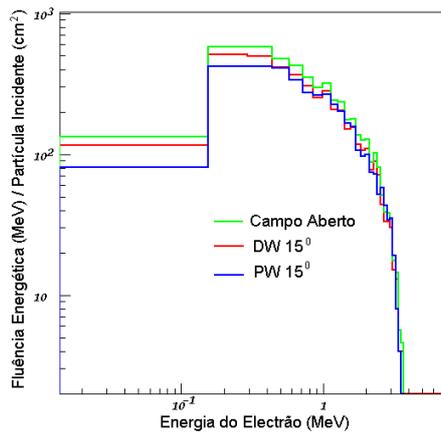


(c)

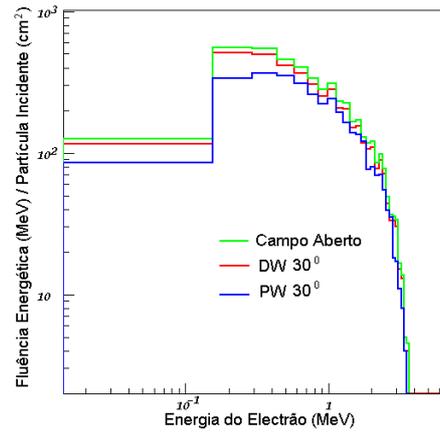


(d)

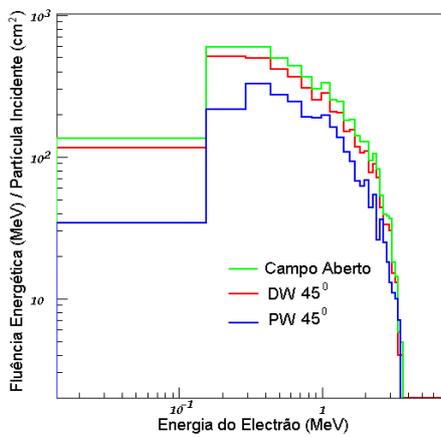
**Figura 5.52:** Comparação das fluências energéticas de fótons, num campo de  $20 \times 20$   $\text{cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



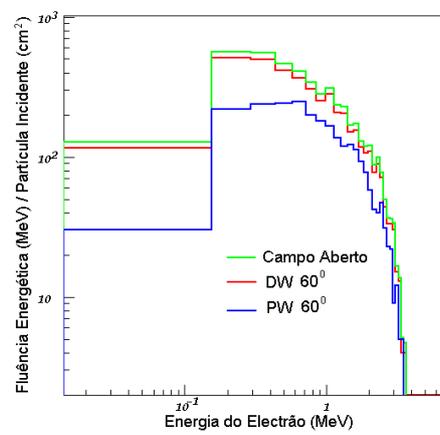
(a)



(b)

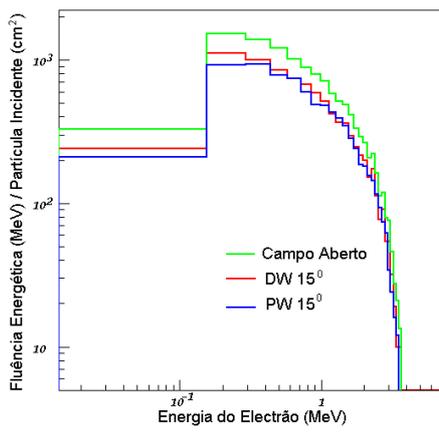


(c)

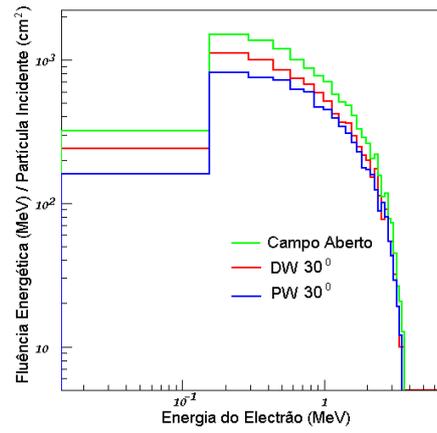


(d)

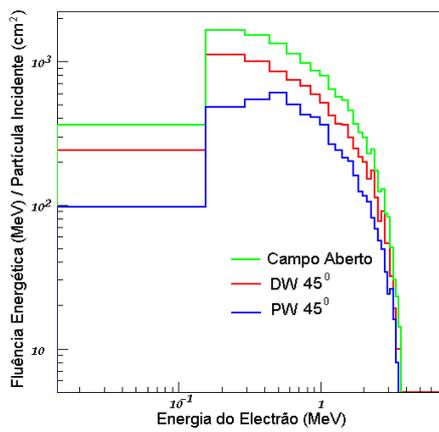
**Figura 5.53:** Fluência energética de electrões, num campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



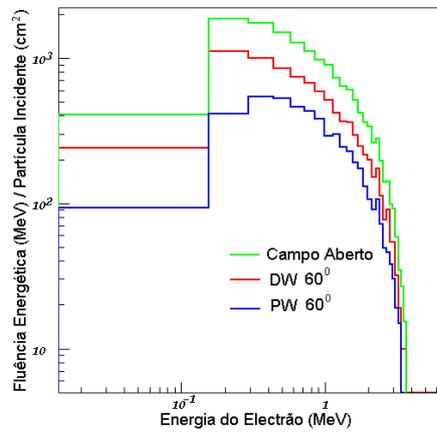
(a)



(b)

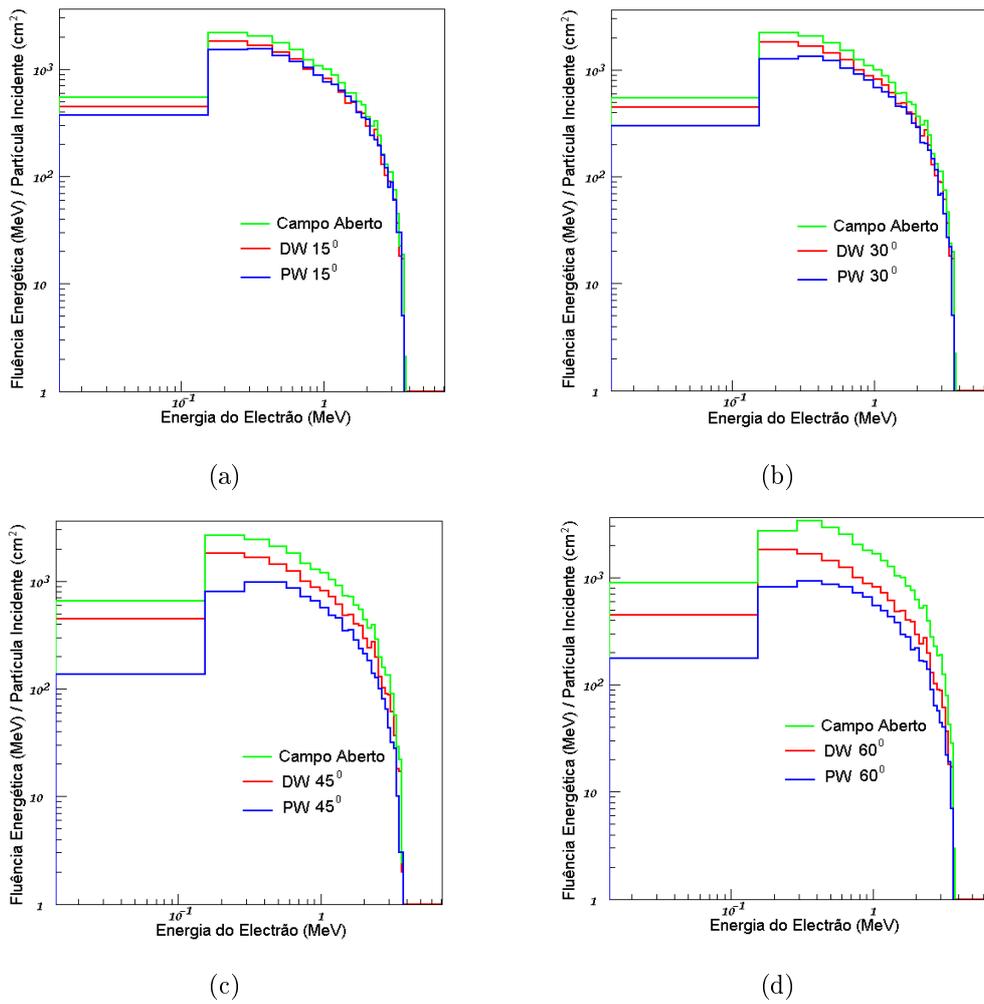


(c)



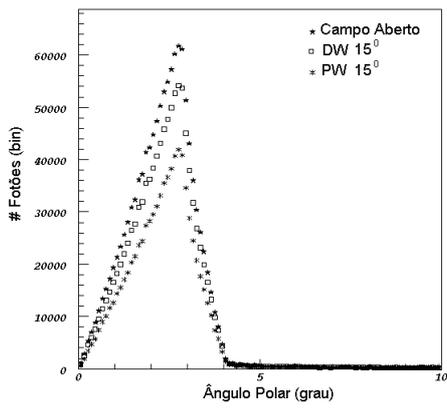
(d)

**Figura 5.54:** Fluência energética de electrões, num campo de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.

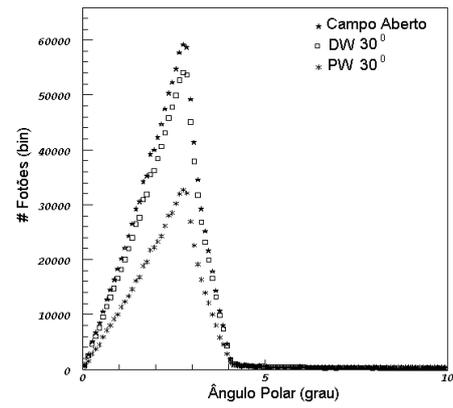


**Figura 5.55:** Fluência energética de electrões, num campo de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.

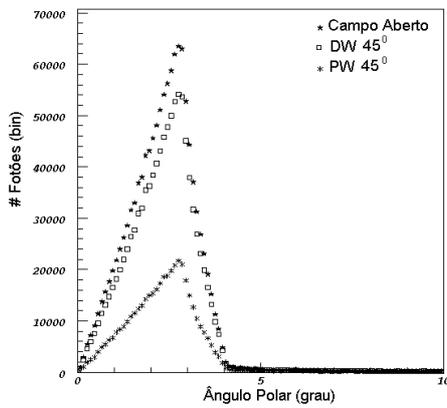
O efeito dispersor dos filtros dinâmicos é diferente do dos filtros físicos. Deste modo, a presença dos filtros afecta, de formas diferentes a distribuição angular das partículas. Nas figuras 5.56, 5.57 e 5.58 estão representadas as distribuições angulares dos fótons para os campos de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  (para os diferentes filtros, físicos e dinâmicos, e campo aberto). Embora aparentemente as distribuições pareçam iguais, os filtros físicos atenuam mais partículas.



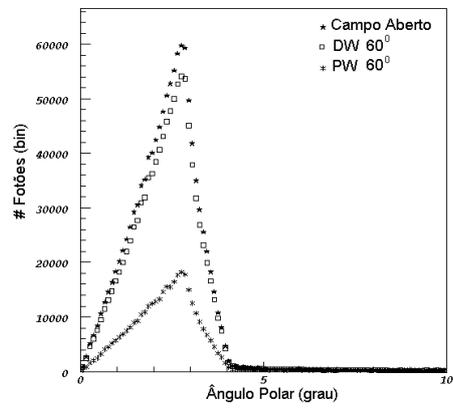
(a)



(b)

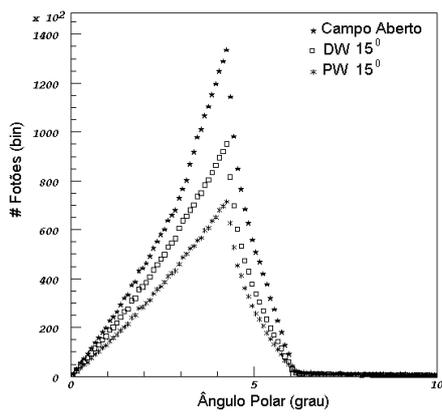


(c)

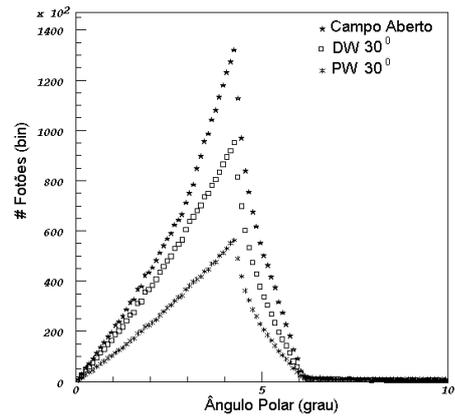


(d)

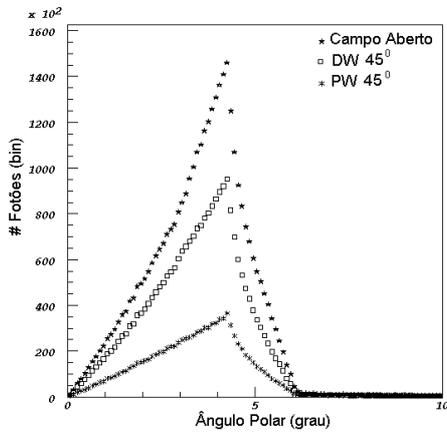
**Figura 5.56:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



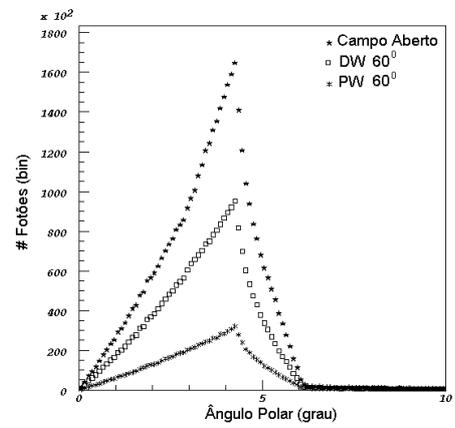
(a)



(b)

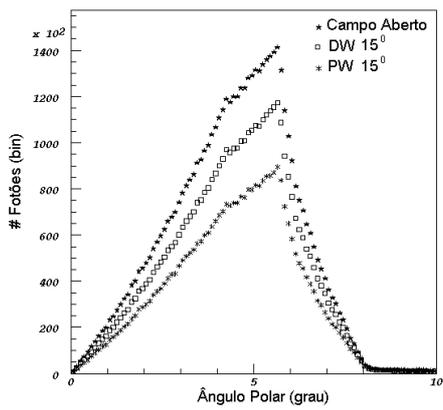


(c)

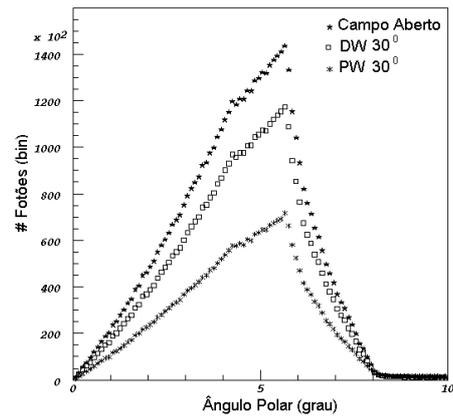


(d)

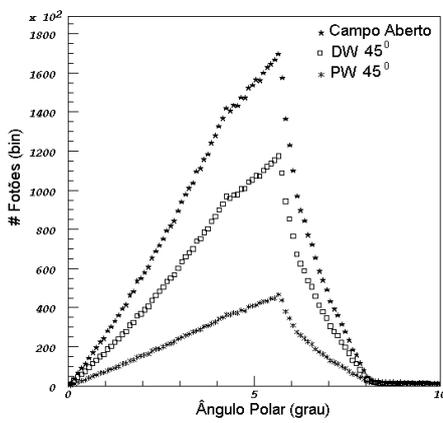
**Figura 5.57:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



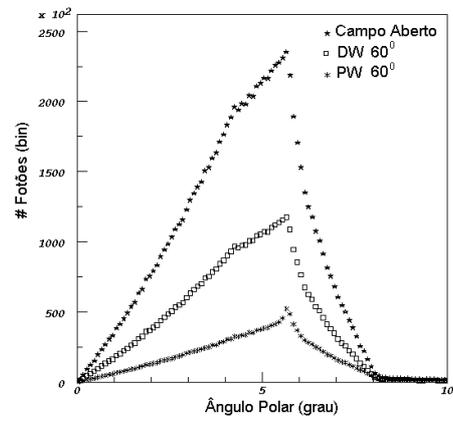
(a)



(b)

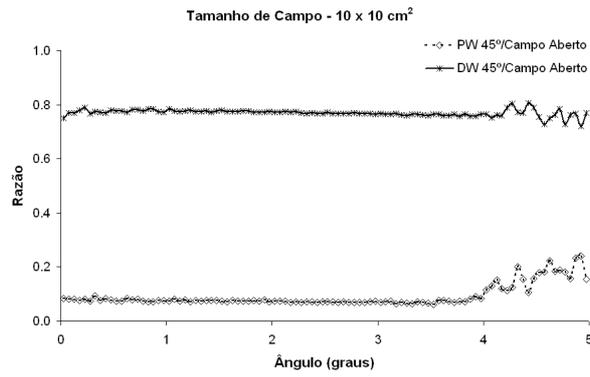


(c)

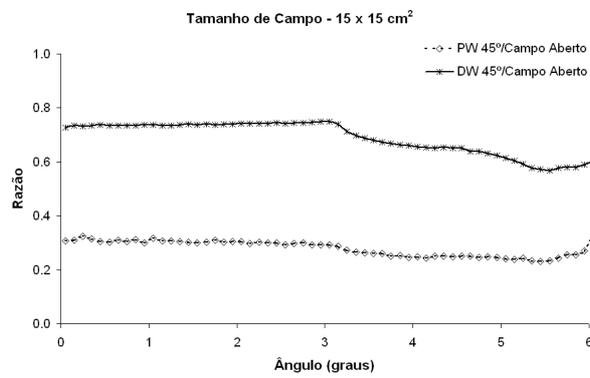


(d)

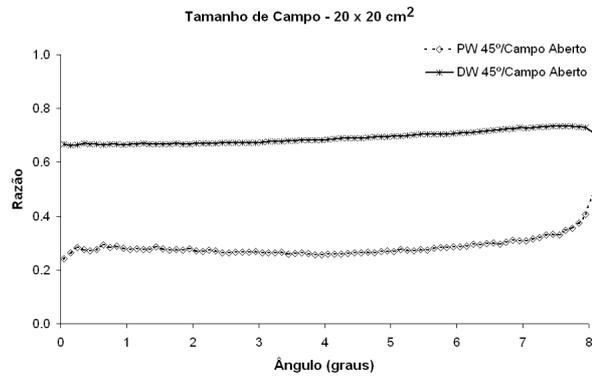
**Figura 5.58:** Distribuição angular do feixe de fótons em função do ângulo polar, num campo de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , para para os filtros físicos e dinâmicos de a)  $15^\circ$ ; b)  $30^\circ$ ; c)  $45^\circ$  e d)  $60^\circ$  e para o campo aberto.



(a)



(b)



(c)

**Figura 5.59:** Razão entre os filtros físico e dinâmico de 45° em função do ângulo polar, num campo de a) 10×10 cm<sup>2</sup>; b) 15×15 cm<sup>2</sup> e c) 20×20 cm<sup>2</sup>.

Na figura 5.59, onde está representada a razão da distribuição angular dos fótons

em função do ângulo polar, para os filtros físico e dinâmico de  $45^\circ$  num campo de a)  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ; b)  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  e c)  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , é visível o efeito atenuador do filtro físico. Desta figura pode ainda concluir-se que a atenuação diminui com o aumento das dimensões do campo de radiação.

Este trabalho demonstrou que características dosimétricas dos filtros físicos e dinâmicos, bem conhecidas para outros aceleradores [SH01], juntamente com detalhada informação sobre as características do feixe, isto é, as distribuições espectrais e angulares, são igualmente válidas para o acelerador linear Varian Clinac 600C. Os ficheiros de espaços de fase obtidos podem ser utilizados de forma a melhorar os algoritmos de dose utilizados para planeamento clínico. Nestes algoritmos, as diferenças espectrais entre filtros físicos e dinâmicos devem ser tomadas em consideração.

As técnicas de simulação de Monte Carlo são uma ferramenta poderosa no estudo das características dosimétricas dos filtros físicos e dinâmicos. Obteve-se, para os três campos e para os quatro filtros em cunha estudados, um bom acordo entre os dados e os resultados experimentais. Os cálculos com o código de Monte Carlo GEANT3 mostraram que os efeitos do filtro dinâmico nas distribuições de energia e fluência energética são muito menos significantes do que os causados pelos filtros físicos. Para o feixe de fotões de 4 MV, o filtro físico de  $45^\circ$  pode produzir um aumento de 38% na energia média dos fotões devido aos efeitos de endurecimento do feixe. Para os filtros dinâmicos, não se observaram aumentos nem na energia média nem na redução de dose na região de *build-up*. Ao compararmos os filtros dinâmicos com os físicos, verificámos que os últimos modificam significativamente o espectro de energia do feixe de fotões.

Em radioterapia externa com feixes de fotões, quando se usam filtros em cunha, devem ser reconhecidas as diferenças dosimétricas entre filtros físicos e dinâmicos, podendo os dados aqui apresentados ser úteis para o comissionamento destes últimos.

## Capítulo 6

# Aplicações em Dosimetria Clínica

A radioterapia externa é uma das modalidades mais eficazes para o tratamento de cancro da mama. Geralmente, a mama é tratada usando-se dois feixes de fótons tangenciais assimétricos. Quando o cancro é detectado atempadamente consegue-se uma taxa de controlo local de 90% a 95% e taxas de complicações  $\leq 3\% - 5\%$ .

Os feixes de fótons produzidos por aceleradores convencionais são otimizados através da aplicação de cunhas físicas ou dinâmicas, baseadas em distribuições de isodose simples na direcção do eixo central com ou sem correcções de heterogeneidades. Como a cunha só modifica o perfil da dose numa dimensão, e como o número de cunhas é limitado, verificam-se heterogeneidades de dose na região alvo. O *ponto quente* de dose na região alvo e nos tecidos vizinhos normais, pode ser 20% superior à dose prescrita, especialmente nas regiões superior e inferior da mama.

Um método ideal de irradiação deve fornecer ao volume – alvo a dose óptima e aos tecidos sãos circundantes o mínimo de dose dispersa. As cunhas são utilizadas, não só para compensar a ausência de tecido, mas também para alterar a forma da curva de isodose de modo a melhorar a uniformização da distribuição de dose no volume – alvo. Apesar das cunhas físicas melhorarem a distribuição da dose dentro da mama a ser tratada, não se pode ignorar o risco que elas apresentam nas mulheres jovens, devido à radiação que induz carcinogénese por causa do prolongado tempo de irradiação e do aumento da dose, não só na mama contralateral, mas também na área envolvente ao campo de radiação.

Recentemente, os sistemas com cunhas virtuais ou dinâmicas foram implementados nos aceleradores lineares tornando-os capazes de criar distribuições de dose

oblíquas, através do movimento, controlado por computador, de um dos colimadores durante a irradiação [ZGJ<sup>+</sup>00]. A velocidade de movimento do colimador é constante para cada campo mas a taxa de dose varia. Devido aos diferentes mecanismos utilizados para gerar distribuições de dose em cunha, bem como as suas posições relativas ao alvo do acelerador, espera-se que os dois sistemas em cunha, físico e virtual, tenham características dosimétricas diferentes.

O método ideal de irradiação da mama deve fornecer uma distribuição de dose óptima no volume – alvo e um mínimo de dose dispersa nos tecidos sãos circundantes, isto é, pulmão, coração e mama contralateral. Por causa dos efeitos combinados da distância ao paciente e da blindagem da cabeça de tratamento, é de esperar que a radiação dispersa na mama contralateral e nos tecidos sãos vizinhos, seja menor com as cunhas dinâmicas do que com as tradicionais cunhas físicas.

As técnicas de simulação de Monte Carlo permitem o cálculo de dose com uma precisão equivalente ou superior à de qualquer algoritmo implementado nos habituais sistemas de planeamento de tratamento, (*Treatment Planning Systems*, TPS). Nos últimos anos, têm surgido, na radioterapia convencional, diferentes TPS, baseados em técnicas de simulação de Monte Carlo [MMK<sup>+</sup>99], [Rog06].

Neste capítulo descreve-se a implementação de um sistema de Monte Carlo para a simulação da interacção de feixes de fótons do acelerador Varian Clinac 600C e cálculo de dose em geometrias construídas com base em imagens de tomografia computadorizada. Finalmente apresenta-se um exemplo real da aplicação de filtros em cunha, no tratamento de um carcinoma mamário.

## 6.1 Aplicações Dosimétricas

O modelo de dose usado habitualmente explica as modificações inicial e dispersa, de forma global recorrendo a distribuições efectivas de transmissão em cunha geradas por dados experimentais. O perfil de transmissão da cunha em relação ao eixo central obtém-se a partir de dados medidos ao longo da direcção da cunha à profundidade de referência. Assim, é assegurada uma boa representação da dose a esta profundidade, enquanto desvios pouco significativos podem ocorrer quer a pequenas quer a grandes profundidades.

Verificou-se que esta representação é suficiente para cunhas físicas e muito mais para cunhas dinâmicas que, em muitos aspectos, são bastante menos complicadas. De facto, em oposição com o que se passa com as cunhas físicas, como se viu no capítulo 5, quando se usam cunhas dinâmicas, a curva de rendimento em profundidade é praticamente idêntica à curva de rendimento em profundidade obtida com o campo aberto. As cunhas dinâmicas são também caracterizadas por produzir menor radiação dispersa e não modificarem o espectro energético do feixe, pelo menos na extensão com que as cunhas físicas o fazem. Tal deve-se ao facto da modulação da intensidade com as cunhas dinâmicas se obterem por colimação dinâmica e não por transmissão, isto é, variando o tempo de exposição de um determinado ponto.

## 6.2 Definição do Feixe

Antes do tratamento, os pacientes podem ser submetidos a um exame preliminar num simulador onde são definidos os campos tangenciais que irão ser aplicados, tendo em consideração vários pontos:

- Os limites mais profundos dos feixes devem estar co-planares
- Os feixes devem cobrir completamente a região da mama definida por marcas, previamente efectuadas sobre a pele
- Os feixes devem ser alinhados de modo a que os limites mais profundos atravessem as marcas central e lateral
- Os limites superficiais dos feixes devem permitir, pelo menos, 2 cm de abertura acima da superfície da pele da mama
- O colimador deve ser inclinado de forma a acompanhar a curva da parede do peito
- Sempre que for necessário por à prova o limite do campo superclavicular, devido ao movimento independente do colimador, são utilizados blocos e a mesa de tratamento é inclinada

- São utilizados conjuntos de colimadores simétricos, de forma a que o isocentro seja posicionado no centro dos campos

Para além do simulador é necessária a obtenção de um conjunto de imagens fornecidas por um aparelho de tomografia computadorizada (CT). Neste conjunto de imagens o médico radioterapeuta vai definir o CTV (secção 1.6.2), que geralmente é delineado de modo a cobrir o tecido da mama dentro do conjunto de limites estabelecidos pela simulação.

No caso que aqui se apresenta foram utilizados dois campos de radiação assimétricos  $18.0 \times 10.2 \text{ cm}^2$  com cunhas físicas. O campo interno foi aplicado com uma cunha física de  $30^\circ$  com orientação *left*, a mesa de tratamento teve uma rotação de  $355^\circ$  e a *gantry* de  $304^\circ$ . O campo externo foi aplicado com uma cunha física de  $45^\circ$  com orientação *right*, a mesa sofreu uma rotação de  $5^\circ$  e a *gantry* de  $128^\circ$ . Foram usadas 61 imagens CT espaçadas de 5 mm.

## 6.3 Interface com Geometrias CT

A informação disponível contida num *pixel* de uma imagem CT é o chamado número CT. É por isso necessário transformar este número em densidade e composição química de modo a poder calcular-se dose em condições reais. A codificação foi efectuada utilizando-se um conjunto de fatias rectangulares subdivididas em *voxels* com dimensões idênticas às das imagens CT.

### 6.3.1 Calibração CT

A conversão dos números CT em composições químicas e densidades, necessárias para o cálculo de dose foi efectuada de acordo com o método descrito por Schneider et al [SBS00]. O número CT de um *pixel* expresso em unidades Hounsfield é dado por:

$$H = \left( \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}} - 1 \right) \times 1000 \quad (6.1)$$

onde  $\bar{\mu}$  é o valor médio do coeficiente de atenuação linear na posição do *pixel* ao longo da projecção tomográfica. Estes números CT são definidos de tal forma que o valor 0

corresponde à água e o valor  $-1000$  ao ar. A menos de uma constante multiplicativa os números CT dependem da razão  $\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{H_2O}}$  e conseqüentemente do espectro de raios  $-X$  da máquina CT. A partir de números CT, calculados teoricamente para uma máquina CT Siemens Somaton Plus 4 (120 kVp), Schneider *et al* [SBS00] verificaram que a densidade  $\rho$  e a composição química  $\omega_i$  de um tecido humano com um valor de Hounsfield  $H$  pode ser descrito a partir da mistura de dois tecidos humanos  $(\rho_1, \omega_{1,i}, H_1)$  e  $(\rho_2, \omega_{2,i}, H_2)$ . Esta aproximação evita a necessidade de efectuar múltiplos ajustes lineares, para cada espécie química elementar. A densidade e as composições químicas dos materiais são dadas por:

$$\rho(H) = \frac{\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1 + (\rho_2 - \rho_1)H}{H_2 - H_1} (gcm^{-3}), \quad (6.2)$$

$$\omega_i(H) = \frac{\rho_1(H_2 - H)}{(\rho_1 H_2 - \rho_2 H_1) + (\rho_2 - \rho_1)H} (\omega_{1,i} - \omega_{2,i}) + \omega_{2,i} \quad (6.3)$$

onde  $H_1 \leq H \leq H_2$ .

Estes autores assumiram que os tecidos esqueléticos são compostos, em diferentes proporções, de medula óssea e tecido ósseo. A composição química do primeiro grupo de tecidos moles foi aproximada por uma mistura de tecido adiposo e glândula adrenal com diferentes pesos, enquanto que para o segundo grupo utilizaram uma composição de tecido conjuntivo e parede de intestino delgado. No intervalo de números CT que contém os tecidos esqueléticos, os valores de Hounsfield encontram-se no intervalo:

$$-22 \leq H \leq 1524$$

os autores obtiveram parametrizações de densidades  $\rho(H)$  e composições químicas elementares  $\omega_i(H)$ :

$$\rho(H) = (1.017 + 0.592 \times 10^{-3}H)(gcm^{-3}), \quad (6.4)$$

$$\omega_i(H) = \frac{1524 - H}{1566 + 0.92H} (\omega_{ma,i} - \omega_{cb,i}) + \omega_{cb,i} \quad (6.5)$$

em que  $\omega_{ma,i}$  e  $\omega_{cb,i}$  são, respectivamente, as composições químicas da medula vermelha/amarela e osso cortical. Para primeiro grupo de tecidos moles, com números CT compreendidos entre:

$$-98 \leq H \leq 14$$

obtiveram:

$$\rho(H) = (1.018 + 0.893 \times 10^{-3}H)(gcm^{-3}), \quad (6.6)$$

$$\omega_i(H) = \frac{0.93(14 - H)}{114 + 0.1H}(\omega_{at,i} - \omega_{ag,i}) + \omega_{ag,i} \quad (6.7)$$

em que  $\omega_{at,i}$  e  $\omega_{ag,i}$  são, respectivamente, as composições químicas de tecido adiposo e glândula adrenal. Para segundo grupo de tecidos moles, com números CT compreendidos entre:

$$23 \leq H \leq 100$$

obtiveram:

$$\rho(H) = (1.003 + 1.169 \times 10^{-3}H)(gcm^{-3}), \quad (6.8)$$

$$\omega_i(H) = \frac{1.03(100 - H)}{77 + 0.09H}(\omega_{si,i} - \omega_{ct,i}) + \omega_{ag,i} \quad (6.9)$$

em que  $\omega_{si,i}$  e  $\omega_{ct,i}$  são, respectivamente, as composições químicas de tecido conjuntivo e intestino delgado. As composições químicas elementares  $\omega_{ma,i}$ ,  $\omega_{cb,i}$ ,  $\omega_{at,i}$ ,  $\omega_{ag,i}$ ,  $\omega_{si,i}$  e  $\omega_{ct,i}$  encontram-se descritas nos artigos [SBS00] e [SPL96]. No intervalo de

$$-1000 \leq H \leq -98$$

as densidades dos materiais com números CT compreendidos entre o ar ( $H = -1000$ ,  $\rho = 1.21 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ ) e tecido adiposo ( $H = -98$ ,  $\rho = 0.93 \text{ g cm}^{-3}$ ) são dadas pela interpolação:

$$\rho(H) = \left( 1.21 \times 10^{-3} + (H - 1000) \frac{-0.93 + 1.21 \times 10^{-3}}{98 - 1000} \right) (gcm^{-3}) \quad (6.10)$$

Neste intervalo, são considerados três domínios de composições químicas. Aos números CT  $-1000 \leq H \leq -950$  foi atribuída a composição do ar, para  $-950 \leq H \leq -120$ , a composição do pulmão e para  $-120 \leq H \leq -93$ , a composição do tecido adiposo.

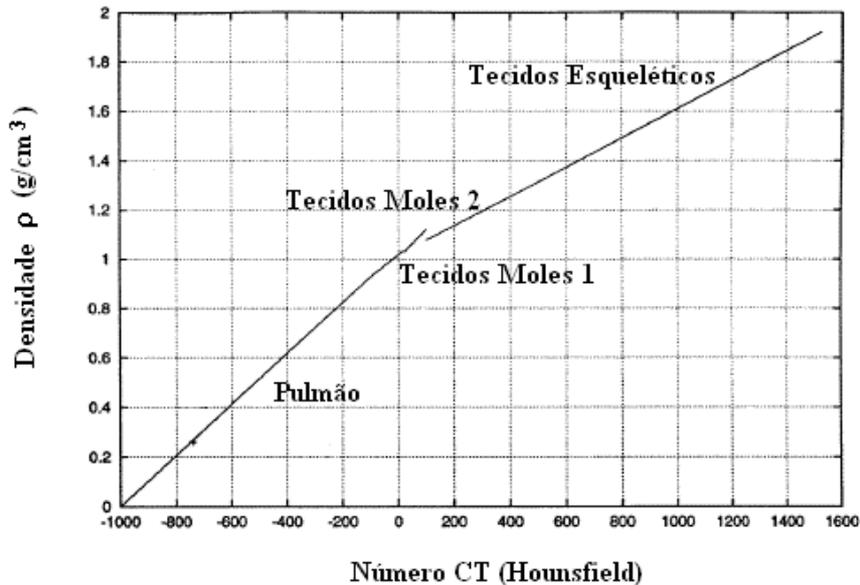
### 6.3.2 Parametrização CT

Os resultados da parametrização CT ainda não são apropriados para serem utilizados no código de Monte Carlo DPM (definido na secção 3.4). As parametrizações  $\omega_i(H)$  e  $\rho(H)$ , para serem implementadas neste código, tiveram que ser discretizadas. Esta discretização tem que ser feita porque os códigos de Monte Carlo necessitam de calcular, inicialmente, para um conjunto de materiais com composições químicas constantes, as secções eficazes de interacção e as perdas de energia restritas para os diferentes processos físicos. O processo de discretização é feito primeiro para a composição química e depois para a densidade.

Para cada grupo de materiais, o critério de discretização das parametrizações baseia-se na incerteza experimental na determinação dos números CT. Para tecidos esqueléticos, Schneider *et al.* verificaram que a incerteza é de 50 unidades Hounsfield, pelo que a equação 6.5 é discretizada em intervalos de 100 unidades Hounsfield. Para tecidos moles compreendidos entre  $-98 \leq H \leq 14$  definiram um intervalo de 20 unidades Hounsfield. Devido à baixa correlação entre a composição química e números CT para tecidos moles compreendidos entre  $23 \leq H \leq 100$ , a parametrização 6.9 foi substituída por uma composição média. Para o tecido conjuntivo ( $H = 100$ ), que é o que mais se afasta dos valores médios, foi escolhido um intervalo de 40 unidades Hounsfield. Aos *voxels* com números CT inferiores a  $-950$  Hounsfield foi atribuída a composição do ar. Na região do pulmão no intervalo de  $-950 \leq H \leq -120$ , a discretização de  $\rho(H)$  foi efectuada definindo 28 meios adicionais correspondendo a um intervalo de 30 unidades Hounsfield [PMWL98]. Em cada intervalo a densidade foi calculada de acordo com a equação 6.10 e a composição química permaneceu constante.

De acordo com a conversão de valores Hounsfield em parâmetros de tecidos, foram definidos vários materiais. Na figura 6.1 está representada a conversão de unidades CT em densidade. Para evitar a descontinuidade dentro do hiato na escala de Hounsfield entre 14 e 23 unidades foi usado o valor  $1.03 \text{ g cm}^{-3}$ . Como abaixo de 100 unidades Hounsfield não existe tecido esquelético, a expressão 6.4, que ajusta estes tecidos e é definida para unidades Hounsfield superiores a  $-22$ , é apenas usada apenas na região de  $H \geq 100$ . Existe uma descontinuidade de  $0.04 \text{ g cm}^{-3}$  na transição dos tecidos moles para os esqueléticos. No intervalo de  $-1000 \leq H \leq -$

98, a densidade do ar ( $1.21 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ ) e dos tecidos adiposos ( $0.93 \text{ g cm}^{-3}$ ) foi interpolada através de uma recta. Da figura pode também concluir-se que a densidade do pulmão é bem descrita.



**Figura 6.1:** Conversão de números CT em densidade. No intervalo  $-1000 \leq H \leq -98$  foram usadas as expressões 6.6 e 6.8. Neste intervalo a densidade do ar e dos tecidos adiposos foram interpolados por uma recta. Para valores  $H \geq 100$  foi aplicada a equação 6.4 [SBS00]

Na figura 6.2 está representada a tabela de conversão dos valores de Hounsfield em composição química de vários materiais de acordo com os intervalos de valores Hounsfield. A escala de valores Hounsfield está dividida em 24 intervalos. O primeiro intervalo  $-1000 \leq H \leq -950$  está associado ao ar e o seguinte,  $-950 \leq H \leq -120$ , ao pulmão. Os seguintes cinco até 18 H formam a discretização correspondente à função 6.7. Entre 19 e 80 H são usados todos os tecidos dentro deste intervalo. A composição do tecido conjuntivo ( $H = 100$ ) está associada ao intervalo entre 80 e 120 H. Todos os intervalos acima de 100 unidades Hounsfield formam uma função discreta correspondente à função 6.5, [SBS00].

<i>H</i>	<i>w<sub>i</sub></i> (%)											
	H	C	N	O	Na	Mg	P	S	Cl	Ar	K	Ca
-1000- -950			75.5	23.2						1.3		
-950- -120	10.3	10.5	3.1	74.9	0.2		0.2	0.3	0.3		0.2	
-120- -83	11.6	68.1	0.2	19.8	0.1			0.1	0.1			
-82- -53	11.3	56.7	0.9	30.8	0.1			0.1	0.1			
-52- -23	11.0	45.8	1.5	41.1	0.1		0.1	0.2	0.2			
-22-7	10.8	35.6	2.2	50.9			0.1	0.2	0.2			
8-18	10.6	28.4	2.6	57.8			0.1	0.2	0.2		0.1	
19-80	10.3	13.4	3.0	72.3	0.2		0.2	0.2	0.2		0.2	
80-120	9.4	20.7	6.2	62.2	0.6			0.6	0.3			
120-200	9.5	45.5	2.5	35.5	0.1		2.1	0.1	0.1		0.1	4.5
200-300	8.9	42.3	2.7	36.3	0.1		3.0	0.1	0.1		0.1	6.4
300-400	8.2	39.1	2.9	37.2	0.1		3.9	0.1	0.1		0.1	8.3
400-500	7.6	36.1	3.0	38.0	0.1	0.1	4.7	0.2	0.1			10.1
500-600	7.1	33.5	3.2	38.7	0.1	0.1	5.4	0.2				11.7
600-700	6.6	31.0	3.3	39.4	0.1	0.1	6.1	0.2				13.2
700-800	6.1	28.7	3.5	40.0	0.1	0.1	6.7	0.2				14.6
800-900	5.6	26.5	3.6	40.5	0.1	0.2	7.3	0.3				15.9
900-1000	5.2	24.6	3.7	41.1	0.1	0.2	7.8	0.3				17.0
1000-1100	4.9	22.7	3.8	41.6	0.1	0.2	8.3	0.3				18.1
1100-1200	4.5	21.0	3.9	42.0	0.1	0.2	8.8	0.3				19.2
1200-1300	4.2	19.4	4.0	42.5	0.1	0.2	9.2	0.3				20.1
1300-1400	3.9	17.9	4.1	42.9	0.1	0.2	9.6	0.3				21.0
1400-1500	3.6	16.5	4.2	43.2	0.1	0.2	10.0	0.3				21.9
1500-1600	3.4	15.5	4.2	43.5	0.1	0.2	10.3	0.3				22.5

**Figura 6.2:** Conversão de números CT em composição química de acordo com os materiais definidos por Schneider *et al.* para a máquina Siemens Somaton Plus 4 [SBS00]

### 6.3.3 Conversão de CT – *pixels* em DPM – *voxels*

Para o cálculo da dose, as imagens CT, obtidas da máquina Siemens Somaton, têm que ser preenchidas, no código de Monte Carlo DPM, num fantoma voxelizado. Cada imagem é formada por  $512 \times 512$  *pixels*, mas para se reduzir o tempo de CPU e o armazenamento, ela tem que ser reduzida para  $256 \times 256$  *pixels*. Para cada *pixel*  $P(i,j)$  da imagem reduzida, o valor Hounsfield  $H^{256}(i,j)$  é dado por:

$$H^{256}(i, j) = \frac{1}{4} \sum_{j'=0}^1 \sum_{i'=0}^1 H^{512}(2i - i', 2j - j') \quad (6.11)$$

onde  $H^{512}$  representa o valor Hounsfield da imagem  $512 \times 512$ . Durante o exame com o aparelho de tomografia as imagens CT são adquiridas da periferia para o interior. Como o sistema de referência CT é diferente do sistema de referência do DPM, para se transformar os CT – *pixels* em DPM – *voxels* tem que se encontrar entre eles uma relação [Cha04].

### 6.3.4 Implementação da Interface CT

Antes de se efectuar a simulação com o código DPM e logo que a lista de materiais esteja determinada, é necessário processar esses dados de modo a pré – calcular as correspondentes secções eficazes e energia perdida. Todas as características de cada material (composição química, peso relativo, densidade) são incluídas num ficheiro individual e posteriormente processadas por uma rotina chamada MATERIAL. Estes ficheiros de dados são depois lidos por uma rotina, PREDPM, que gera ficheiros de saída que funcionam como ficheiros de entrada para o DPM. Num ficheiro específico são escritos os cortes de energia e lista de materiais. Se a lista ou as características dos materiais forem alteradas, este procedimento deve ser repetido. A rotina GENVOXEL [Cha04] foi desenvolvida para ler imagens CT do paciente e preencher um ficheiro com toda a informação contida num *voxel* do fantoma de acordo com as especificações do DPM. Esta rotina atribui a cada *pixel* da imagem CT um material de acordo com o seu valor Hounsfield.

## 6.4 Interface da Fonte

Como já foi referido, a seguir ao sistema de colimação secundário, foi definido um plano de contabilização e gerado um espaço de fases onde se armazenou toda a informação sobre as partículas. Estes ficheiros de espaços de fases vão ser usados como ficheiros de entrada para o cálculo de dose. Torna-se então necessário calcular a nova posição e direcção do fóton transportado tendo em consideração as posições do braço do acelerador – *gantry* – e da mesa de tratamento.

Na subrotina GLOBAL\_SOURCE é feita a transformação das coordenadas do GEANT3 nas coordenadas do DPM e são chamadas as subrotinas SOURCE\_GENERATOR, ROTATION3D\_TAC e CROSS\_PLANE3D. Na subrotina SOURCE\_GENERATOR define-se a fonte de partículas que incide na geometria escolhida. Aqui é colocada a interface com o código GEANT3, isto é, modifica-se o código para que o DPM receba como *input* o espaço de fases com as partículas que saem do acelerador. Logo que as coordenadas e direcção do fóton inicial são determinadas no sistema de referência do DPM, a subrotina ROTATION3D\_TAC calcula as novas coordenadas e direcção do fóton tendo em consideração as rotações da *gantry* e da

mesa de tratamento.

Na simulação o fantoma DPM é preenchido com imagens CT, cada partícula inicial do espaço de fases é localizada fora do *voxel* que define o fantoma, mas nas simulações DPM, o ponto de partida das partículas tem que estar localizado no interior do *voxel*. Existe então uma rotina, CROSS\_PLANE3D que calcula as coordenadas de um ponto que é a intersecção entre uma linha que atravessa a posição do fóton amostrado e a face mais próxima do *voxel* do DPM, [Cha04]. E este é o ponto onde se inicia a simulação do fóton.

## 6.5 Caso Clínico

Em dosimetria básica, a dose em profundidade e as curvas de isodose são medidas num fantoma de água, cúbico, cujas dimensões são maiores do que as dimensões dos campos usados na clínica. As irradiações do fantoma são feitas em condições padrão, isto é, o feixe incide perpendicularmente na superfície, do fantoma, a distâncias específicas. Contudo, como o corpo humano é maioritariamente constituído por água, o recurso a este tipo de fantoma é uma boa aproximação.

É possível aplicar, ao paciente, uma dosimetria rigorosa desde que os dados de que se dispõe também o sejam. Estes dados englobam o contorno da mama, contorno e densidade de estruturas internas relevantes e localização e extensão do volume alvo. A localização de estruturas internas para o planeamento do tratamento deve fornecer informação quantitativa em relação ao tamanho e localização de heterogeneidades e órgãos críticos. Esta localização deve ser obtida tendo como referência a posição em que o tratamento vai ser efectuado na mesa de tratamento.

Uma das formas utilizadas para se localizarem as estruturas internas e o volume alvo é recorrer à informação contida em imagens de CT.

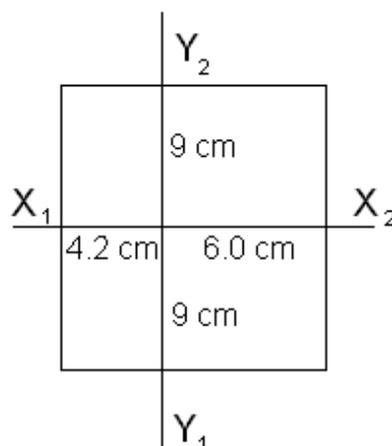
A informação CT é útil em dois aspectos do planeamento:

- delienamento do volume alvo e das estruturas vizinhas em relação ao contorno externo;
- fornecer dados quantitativos, sob a forma de números CT, para correcção de heterogeneidades dos tecidos.

A protecção de órgãos vitais dentro do campo de radiação é uma das maiores preocupações da radioterapia, de modo que tecidos são vizinhos não sejam irradiados desnecessariamente. A formatação do campo de radiação está relacionada com a distribuição do tumor – extensões locais e metastases regionais. A dose em órgãos vitais que não deve exceder a sua tolerância e nos tecidos são deve ser minimizada, pelo que a sua irradiação deve ser evitada ao máximo. Estas restrições aumentam a complexidade do tratamento e requerem a utilização de vários campos, protecções e moludação do feixe como é o caso dos filtros em cunha.

As imagens CT necessárias ao planeamento foram adquiridas com um sistema Siemens Somaton Sensation e transferidas para o sistema DPM.

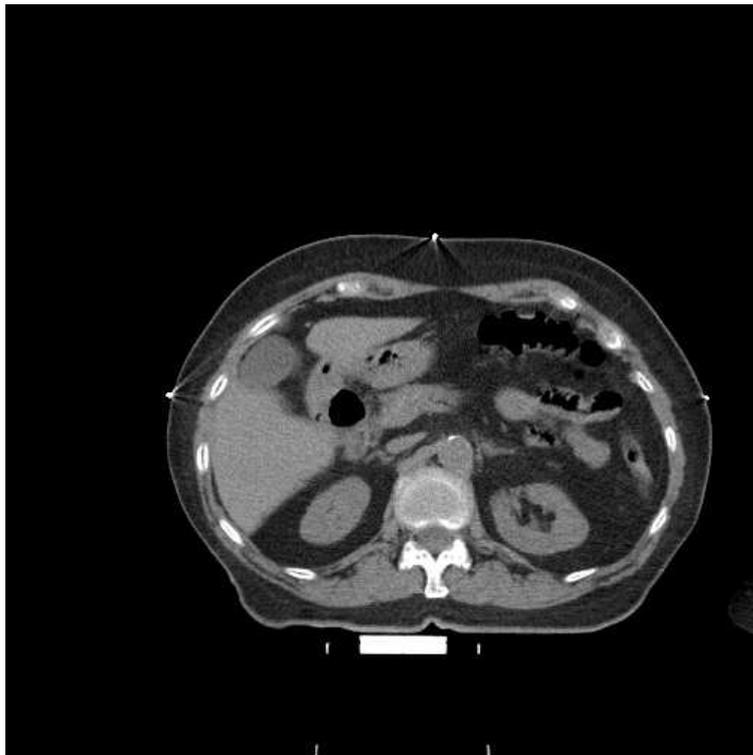
No caso apresentado nesta secção, a paciente apresenta um tumor localizado na mama esquerda. Para o tratamento foram utilizados dois campos, o campo1 designado mamário interno e o campo2 mamário externo, assimétricos de  $10.2 \times 18.0$  cm<sup>2</sup> – Figura 6.3 e dois filtros físicos, um de 30° e outro de 45° – Tabela 6.1 – e aplicada uma dose fraccionada de 2 Gy ao isocentro, num total de 25 fracções o que prefaz uma dose total de 50 Gy, que é a recomendada pelos protocolos europeus. A dose total aplicada à paciente é conseguida com a contribuição de 1.02 Gy do campo1 e 0.98 Gy do campo2 ao isocentro. Estas contribuições são conseguidas pelas MU de cada campo, 200 e 261 MU respectivamente.



**Figura 6.3:** Representação esquemática da posição das *jaws* para o campo1.

Posição da <i>Jaw</i> (cm)	Campo 1 (Interno) $10.2 \times 18 \text{ cm}^2$	Campo 2 (Externo) $10.2 \times 18 \text{ cm}^2$
$X_1$	4.2	6.0
$X_2$	6.0	4.2
$Y_1$	9.0	9.0
$Y_2$	9.0	9.0
Filtro	$30^\circ$	$45^\circ$
Rotação da <i>Gantry</i>	$304^\circ$	$128^\circ$
Rotação da mesa	$355^\circ$	$5^\circ$
Dose no Isocentro (Gy)	1.020	0.980

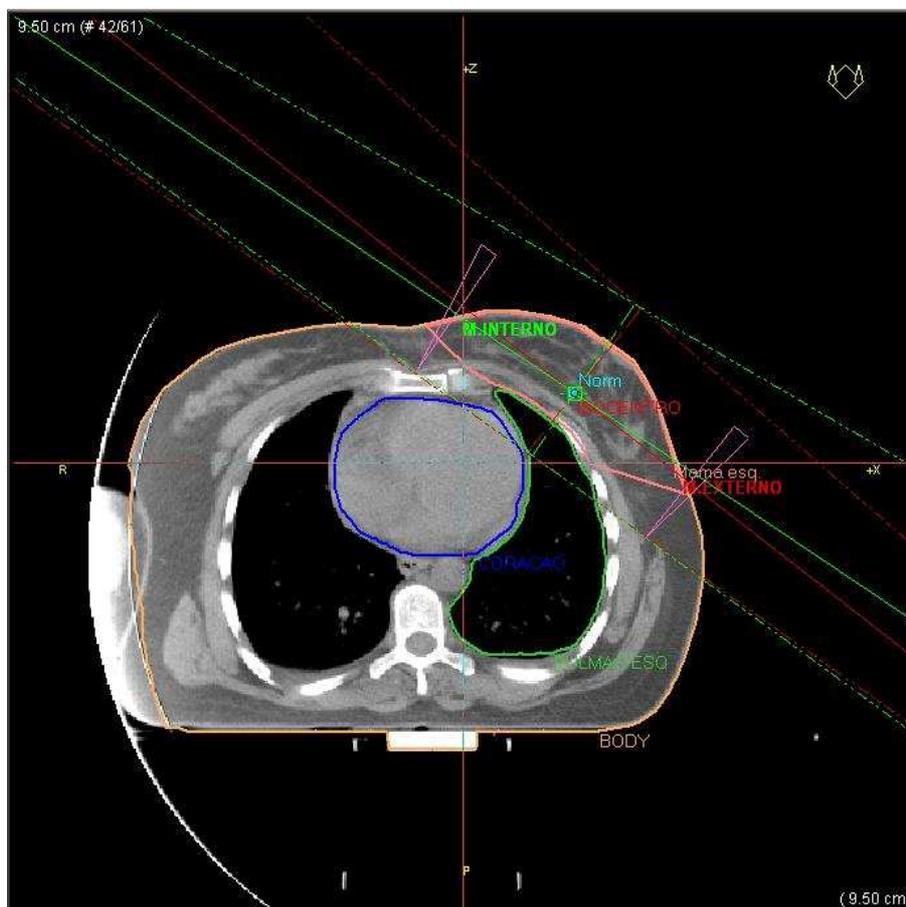
**Tabela 6.1:** Parâmetros utilizados na simulação dos campos de radiação aplicados à paciente.



**Figura 6.4:** Imagem CT

A figura 6.4 representa o corte de referência de CT e a intercepção perpendicular

dos três pontos correspondentes ao ponto de referência (REF) para o sistema de planeamento (0, 0, 0). O isocentro, tem como coordenadas  $x = 6.3$  cm,  $y = 9.5$  cm e  $z = 7.9$  cm, que correspondem ao deslocamento da paciente relativamente ao ponto REF.



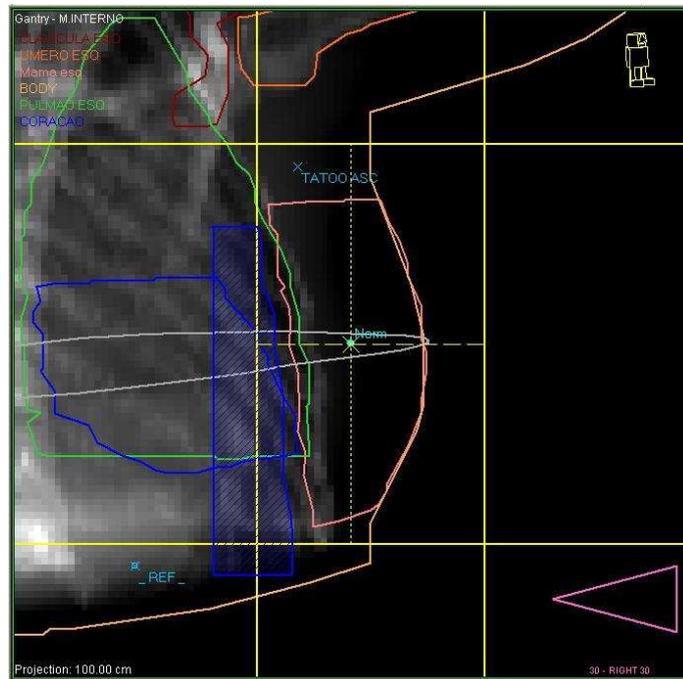
**Figura 6.5:** Imagem CT com a visualização da incidência dos campos de tratamento.

A figura 6.5 representa uma imagem do isocentro com a visualização da incidência dos campos de tratamento.

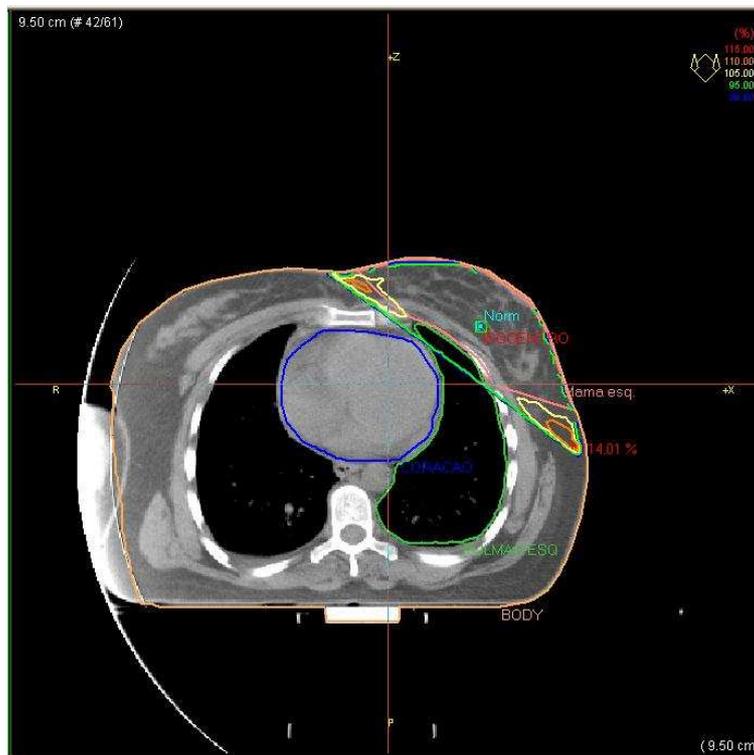
A figura 6.6 representa uma imagem do isocentro com *Beam's Eye View* (BEV) do campo mamário interno.

A figura 6.7 representa uma imagem com corte do isocentro onde se podem ver as isodoses de 90%, 95%, 105% e 110%.

A figura 6.8 é a imagem que se obtém do sistema de planeamento. No canto superior esquerdo está representada uma imagem *Beam's Eye View* (BEV) (repre-

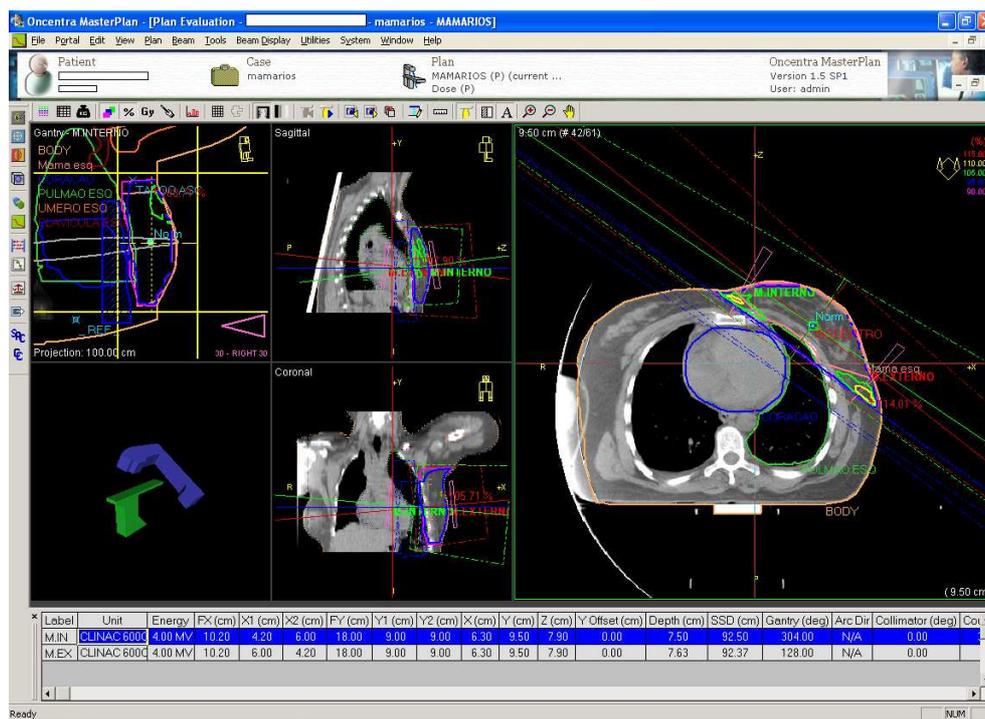


**Figura 6.6:** Imagem CT com *Beam's Eye View* (BEV) do campo mamário interno.



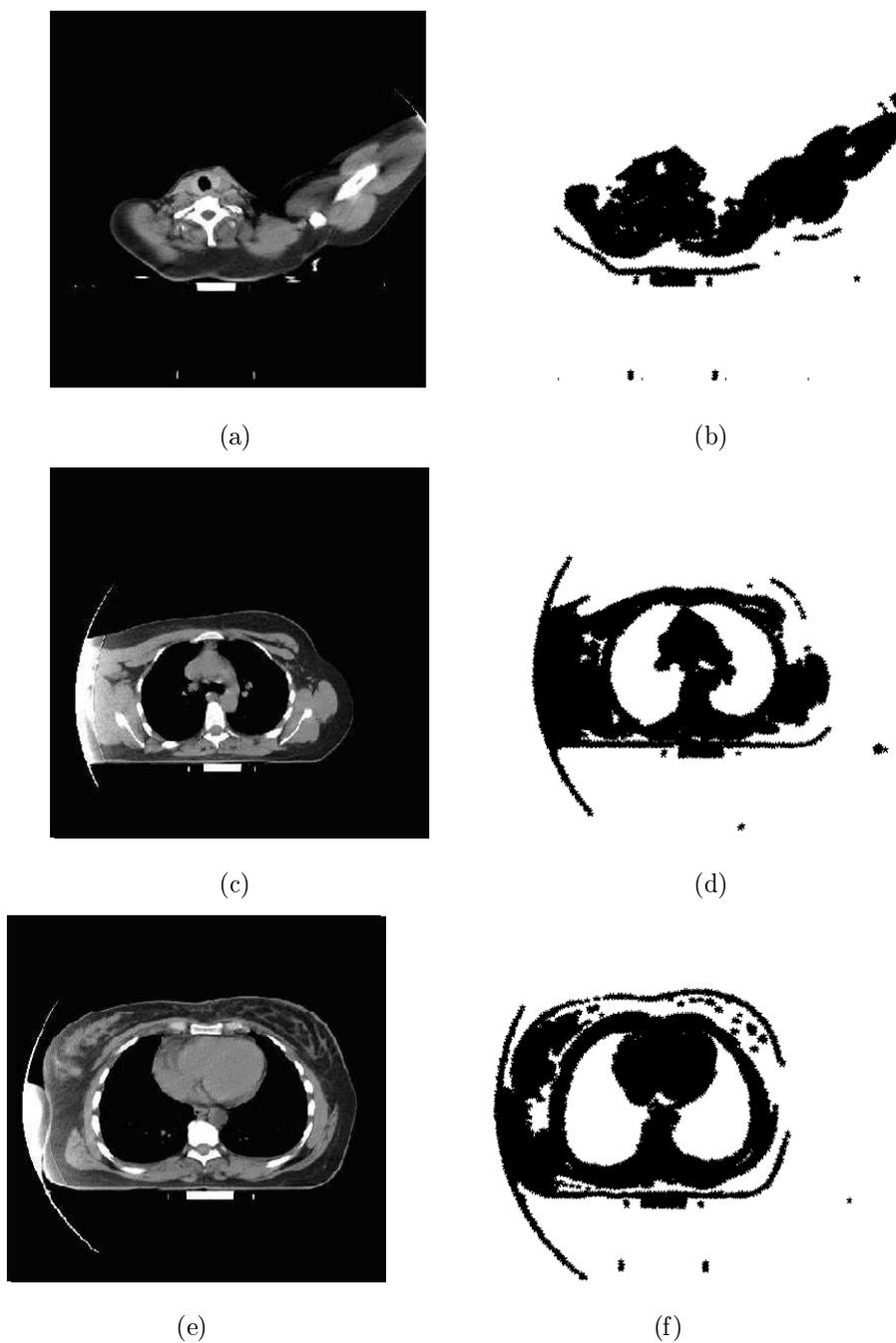
**Figura 6.7:** Imagem CT com corte do isocentro onde se podem ver as isodoses de 90%, 95%, 105% e 110%.

sentada na figura 6.6), que nos dá uma perspectiva do feixe como se estivéssemos a seguir o seu percurso. Por reconstrução estão representados os volumes desenhados nas imagens CT (o contorno do corpo, o coração, o pulmão, a clavícula, o umero e uma parte da mama), a projecção das mandíbulas do colimador X e Y (linhas a amarelo) e o chumbo de protecção (imagem azul a tracejado) usado para proteger a parte do pulmão que é irradiada desnecessariamente. Ao lado desta imagem, encontra-se a reconstrução das imagens CT ao longo do plano sagital. São representados vários planos, da esquerda para a direita, onde se visualiza a parte lateral da paciente como se a estivéssemos a ver de lado, identificada na CT (imagem do lado direito) com a letra  $+z$ , que corresponde ao eixo de coordenadas do sistema de planeamento. Estão também desenhadas as curvas de isodose e a projecção dos dois campos, a verde o que se está a visualizar (mamário interno) e a vermelho o outro, que faz parte do planeamento.



**Figura 6.8:** Imagem obtida a partir do sistema de planeamento Oncentra MasterPlan do IPOFG – CROC.

Em baixo é a reconstrução ao longo do plano coronal. Trata-se da reconstrução de vários planos numa perspectiva frontal, identificado na CT (imagem do lado direito) com a letra  $+x$ .



**Figura 6.9:** Imagens CT (a), (c) e (e)) e imagens obtidas com o código de Monte Carlo DPM (b), (d) e (f)).

As imagens da figura 6.9 mostram que através da deposição de dose (figura 6.9 b), d) e f)) é possível identificar as estruturas anatómicas evidenciadas nas imagens CT (figura 6.9 a), c) e e)). Trata-se de um teste para comprovar que esta simulação pode ser aplicada a um caso clínico, uma vez que toda a ferramenta de espaços de fase usada no DPM funciona.

Com o trabalho que foi já realizado, são abertas várias linhas de investigação e será fundamental conseguir quantificar no paciente de que forma as diferenças entre filtros físicos e dinâmicos irão afectar a distribuição de dose.

# Conclusões

No trabalho realizado verificou-se que as técnicas de Monte Carlo representam uma ferramenta importante no estudo das características dosimétricas dos filtros físicos e dinâmicos.

Este estudo de simulação de Monte Carlo de feixes de fótons de 4 MV, produzidos pelo acelerador linear Varian Clinac 600C, para aplicações de cálculo de dose em radioterapia externa, foi efectuado para três campos de radiação diferentes. Foram também considerados filtros físicos e dinâmicos com quatro inclinações diferentes.

Com o código de Monte Carlo GEANT3 foi simulado o movimento de um dos colimadores superiores. As posições inicial e final do colimador móvel definiram, respectivamente, as regiões de maior e menor deposição de dose. Para cada posição do colimador, foi simulado o transporte de radiação na cabeça do acelerador e construído um espaço de fases, a partir do qual foi criado um espaço de fases único, contendo toda a informação. De acordo com o formalismo de van Santvoort, cada uma destas distribuições de dose é ponderada por factores multiplicativos e reagrupada numa distribuição de dose final, tornando possível a simulação de um perfil de dose em cunha. Depois da construção dos espaços de fases, adquiridos com o código GEANT3, foram simuladas as distribuições de dose num fantoma de água com o código DPM.

A curva de dose em profundidade segundo o eixo central de radiação e perfis transversais de dose em profundidade, a diferentes profundidades, foram extraídos da distribuição simulada e posteriormente comparados com os dados experimentais, verificando-se um acordo global de 1,5%. Os cálculos do GEANT3 revelaram que os efeitos do filtro dinâmico na distribuição de energia e fluência, são muito menos

## Conclusão

significativos do que os efeitos do filtro físico.

Este trabalho demonstrou que características dosimétricas dos filtros físicos e dinâmicos, bem conhecidas para outros aceleradores, juntamente com detalhada informação sobre as características do feixe, isto é, as distribuições espectrais e angulares, são igualmente válidas para o acelerador linear Varian Clinac 600C. Verificou-se também que, para um feixe de fótons de 4 MV, o filtro físico de  $45^\circ$  pode introduzir um aumento de 38% na energia média dos fótons devido ao endurecimento do feixe. Para o filtro dinâmico não se verificou nem aumento na energia média dos fótons nem uma redução de dose na região de build-up. Quando compararmos os filtros dinâmicos com os físicos, verificamos que os últimos alteram significativamente o espectro de energia do feixe de fótons. Estas diferenças dosimétricas entre os filtros devem ser reconhecidas na sua utilização em radioterapia com feixes de fótons.

A utilização dos filtros físicos provoca uma atenuação do feixe de fótons enquanto que os dinâmicos produzem uma modulação unidimensional da sua intensidade. Na distribuição de dose estes efeitos são equivalentes, pelo que se torna necessário a determinação do *wedge factor*. No caso dos filtros físicos verificou-se que esta razão varia com a dimensão do campo de radiação em cerca de 1%, enquanto que para os dinâmicos a variação é de 10%.

Numa avaliação final, os resultados permitem confirmar que o GEANT3 é capaz de gerar espaços de fases representativos dos feixes de fótons para cálculo de dose, para o Varian Clinac 600C, ilustrando as potencialidades do método de Monte Carlo como uma técnica precisa para obtenção de informação realista sobre o processo de produção de feixes de radiação de elevada intensidade de outro modo inacessíveis devido às limitações dos dispositivos experimentais. O seu conhecimento detalhado permite a obtenção de informação capaz de aumentar a precisão das medições obtidas em dosimetria básica e clínica. No entanto, cada espaço de fases é em princípio único, podendo variar entre aceleradores lineares do mesmo modelo devido às características do feixe primário de electrões à saída da estrutura de aceleração ou alterar-se devido a pequenas modificações introduzidas durante a manutenção técnica do acelerador.

## Conclusão

Os resultados revelam ainda que o código DPM apresenta um nível de precisão para o cálculo de dose semelhante ao encontrado para o código GEANT3.

A aplicação a casos clínicos faz parte de um trabalho futuro uma vez que, com o que foi já realizado, são abertas várias linhas de investigação e será fundamental conseguir quantificar no paciente de que forma as diferenças entre filtros físicos e dinâmicos irão afectar a distribuição de dose.

## Bibliografia

# Bibliografia

- [And91] P Andreo. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. *Phys. Med. Biol.*, 36(7):861–920, 1991. Topical Review.
- [BCC<sup>+</sup>00] R Brun, O Couet, N L Cremel, C Vandomi, and P Zanarini. *PAW - Physics Analysis Workstation*. CERN – European Organization for Nuclear Research, 2000. CERN Program Library Long Writeup Q121.
- [Ber63a] M J Berger. *Methods of Computational Physics – volume I*, chapter Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles, pages 135–215. New York: Academic Press, 1963.
- [Ber63b] M J Berger. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods in Computational Physics*, ed B Alder, S Fernbach and M Rotenberg (New York: Academic), 1:135–215, 1963.
- [BGC95] A M Bidmead, A J Garton, and P J Childs. Beam data measurements for dynamic wedges on Varian 600C (6MeV) and 2100 (6 and 10MeV) linear accelerators. *Phys. Med. Biol.*, 40:393–411, 1995.
- [BHS99] M J Berger, J H Hubbell, and S M Seltzer. XCOM: Photon Cross sections Database - NIST Standard Reference Database 8 (XGAM). Technical Report NIST, National Institute of Standards and Technology, 1999.
- [Bie00a] A F Bielajew. Electron step-size dependence and transport mechanics in Monte Carlo condensed history calculations. *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*

## Bibliografia

- Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, 23–26 October 2000, Tutorial Note EG-3, 2000.
- [Bie00b] A F Bielajew. *Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Particle Transport*, chapter 12, Photon Monte Carlo simulation, pages 161–178. The University of Michigan, 2000.
- [BL87] F Biggs and R Lighthill. Analytical approximations for x-ray cross sections. Technical report, Sandia National Laboratory, 1987. SAND87-0070 UC-34.
- [BN00] F M Buffa and A E Nahum. Monte Carlo dose calculations and radiobiological modelling: analysis of the effect of the statistical noise of the dose distributions on the probability of tumour control. *Phys. Med. Biol.*, 45:3009–23, 2000.
- [Bru94] R Brun. *HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming*. CERN – European Organization for Nuclear Research, 1994. CERN Program Library Long Writeup Y250.
- [BS82] Berger and S M Seltzer. Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons. Technical Report NBSIR 82-2550, National Bureau of Standards, Washington DC, 1982.
- [BS01] A F Bielajew and F Salvat. Improved electron transport mechanics in the PENELOPE Monte-Carlo model. *Nucl. Instrum. Methods B*, 173:332–43, 2001.
- [BWW00] A W Beavis, S J Weston, and V J Whitton. Implementation of the Varian EDW into a commercial RTP system. *Phys. Med. Biol.*, 41:1961–1704, 2000.
- [Cha04] A Chaves. *Monte Carlo Simulation Applied to Dosimetry of Narrow High – Energy Photon Beams Used in Radiosurgery*, chapter 7, Clinical implementation of RMSM. Universidade de Lisboa, 2004.

- [CPS91] D E Cullen, S T Perkins, and S M Seltzer. Tables and Graphs of Electron Interaction Cross Section 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL),  $Z=1-100$ . Technical Report UCRL-50400, Vol 31, Lawrence Livermore National Laboratory, 1991.
- [CR98] M E Castellanos and J C Rosenwald. Evaluation of the scatter field for high-energy photon beam attenuators. *Phys. Med. Biol.*, 43:227-290, 1998.
- [CWB<sup>+</sup>97] L J Cox, A E Wittenau, P M Bergstrom, R Mohan, B Libby, Q Wu, and D M J Lovelock. Photon beam description in PEREGRINE for Monte Carlo Dose Calculations. In D D Leavitt and G Starkschall, editors, *Proc. 12th Int. Conf. on the Use of Computers in Radiation Therapy, Salt Lake City, USA, 1997*, pages 417-9. Madison:Medical Physics Publishing, 1997.
- [DD91] E M Dean and J B Davis. The variation of wedge factors with field size on a linear accelerator with wedge tray beneath secondary collimator. *Br. J. Radiol.*, 64:184-185, 1991.
- [DFM<sup>+</sup>99] F Declich, K Fumasoni, P Mangili, G M Cattaneo, and M Iori. Dosimetric evaluation of a commercial 3-D treatment planning system using Report 55 by AAPM Task Group 23. *Rad. and Onc.*, 52:69-77, 1999.
- [Eva55] R D Evans. *The atomic nucleus*. McGraw-Hill Book Company, 1955.
- [Fer86] R C Fernow. *Introduction to Experimental Particle Physics*, chapter 2, Electromagnetic interactions, pages 29-78. Cambridge University Press, 1986.
- [Gre81] J R Greening. *Fundamentals of radiation dosimetry*, chapter 2, Interactions of ionising radiations with matter, pages 6-34. Adam Hilger Ltd., 1981.

## Bibliografía

- [GRM94] S Gianni, S Ravndal, and M Maire. *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*. CERN – European Organization for Nuclear Research, October edition, 1994. CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [GS40] S Goudsmit and J L Saunderson. Multiple Scattering of Electrons. *Phys. Rev.*, 57:24–9, 1940.
- [Hei54] W Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford, Clarendon Press, 1954.
- [HKL72] D B Hughes, C J Karzmark, and R M Levy. Conventions for Wedge Filter Specifications. *British Journal of Radiology*, 45:868, 1972.
- [HSBD<sup>+</sup>99] C L Hartmann Siantar, P M Bergstrom, T P Daly, M Descalle, D Garrett, R K House, D K Knapp, S May, R W Patterson, R S Walling, N Albrighr, L Verhey, and D Weiczorek, editors. *Clinical Implementation of the PEREGRINE Monte Carlo Dose Calculations System for the Photon Beam Therapy – This paper was prepared for submittal to the 11th International Congress of Radiation Research Dublin*. Lawrence Livermore National Laboratory, 1999.
- [IAE00] International Atomic Energy Agency. *Aspectos Físicos de la Garantía de Calidad en Radioterapia:Protocolo de Control de Calidad*, 2000. IAEA–TECDOC–1151.
- [ICR76a] ICRU. *Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures*. ICRU – International Comission On Radiation Units and Measurements, 1976. Report 24.
- [ICR76b] ICRU. *Determination of Absorbed Dose in a Phantom Irradiated by Beams of X and Gamma Rays in Radiotherapy Procedures*. ICRU – International Comission On Radiation Units and Measurements, 1976. Report 24.

- [ICR84] ICRU. *Stopping Powers for Electrons and Positrons*. ICRU – International Commission On Radiation Units and Measurements, 1984. Report 37.
- [ICR99] ICRU. *Prescribing, Recording and Reporting Photon Beam Therapy*. ICRU – International Commission On Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, 1999. Report 62, Supplement to ICRU Report 50.
- [IEC89] IEC. *Medical Electron Accelerators – Functional Performance Characteristics*. IEC – International Electrotechnical Commission, 1989. IEC Performance Standard 976, Geneva.
- [JNR+89] T M Jenkins, W R Nelson, A Rindi, A E Nahum, and D W O Rogers, editors. *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, chapter 2, Multiple-scattering angular deflections and energy-loss straggling, pages 21–56. Plenum Press, New York, 1989.
- [KAN+95] T Knöös, A Ahnesjö, P Nilsson, Lawrence, and L Weber. Limitations of a pencil beam approach to photon dose calculations in lung tissue. *Phys. Med. Biol.*, 40:1411–20, 1995.
- [KB98a] I Kawrakow and A F Bielajew. On the condensed history technique for electron transport. *Nucl. Instrum. Methods B*, B 142:253–80, 1998.
- [KB98b] I Kawrakow and A F Bielajew. On the condensed history technique for electron transport. *Nucl. Instrum. Methods B*, 142:253–80, 1998.
- [KB98c] I Kawrakow and A F Bielajew. On the representation of electron multiple elastic-scattering distributions for Monte Carlo calculations. *Nucl. Instrum. Methods B*, 134:325–36, 1998.
- [KCB78] P K Kijewski, L M Chin, and B E Bjarngard. Wedge-shaped dose distributions by computer controlled motion. *Med. Phys.*, 5:426, 1978.
- [KF00] I Kawrakow and M Fippel. Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC. *Phys. Med. Biol.*, 45:2163–2183, 2000.

## Bibliografia

- [Kha94a] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 11, Treatment Planning I. Williams and Wilkins, 1994.
- [Kha94b] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 4, Clinical Radiation Generators, page 56. Williams and Wilkins, 1994.
- [Kha94c] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 6, Measurements of Ionizing Radiation. Williams and Wilkins, 1994.
- [Kha94d] F M Khan. *The Physics of Radiation Therapy*, chapter 8, Measurements and calculation of absorbed dose, pages 148–52. Williams and Wilkins, 1994.
- [Kle85a] S C Klevenhagen. *Physics of Electron Beam Therapy*, chapter 1, Accelerators for producing fast electron beams, pages 1–36. Adam Hilher Ltd., 1985.
- [Kle85b] S C Klevenhagen. *Physics of Electron Beam Therapy*, chapter 3, Basic parameters of electron beams, pages 67–88. Adam Hilher Ltd., 1985.
- [KLR<sup>+</sup>01] R H Kermode, B G Little, N D Richmond, G P Lawrence, and G D Lambert. Validation of treatment planning system data: variation in the modelling of three 6 MeV beams for extreme rectangular data. *Rad. and Onc.*, 60:329–32, 2001.
- [KM59] H W Koch and J Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.*, 31:902–55, 1959.
- [KM89] C J Karzmark and R J Morton. *A primer on theory and operation of linear accelerators in radiation therapy*, 1989.
- [Kno89] G F Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, chapter 2, Radiation interactions, pages 30–64. John Wiley and Sons, second edition, 1989.
- [Lea97] D D Leavitt. New Application of Enhanced Dynamic Wedge for Tangent Breast Irradiation. *Medical Dosimetry*, 22:247–251, 1997.

- [Leo86] W R Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, chapter 2, pages 34–50. Springer–Verlag, 1986.
- [Lew50] H W Lewis. Multiple scattering in an infinite medium. *Phys. Rev.*, 78(5):526–9, 1950.
- [LK97a] D D Leavitt and E Klein. Dosimetry measurements tools for commissioning enhanced dynamic wedge. *Med. Dosim.*, 22(3):171–176, 1997.
- [LK97b] Z Li and E E Klein. Surface and peripheral doses of dynamic and physical wedges. *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, 37:921–925, 1997.
- [LLG<sup>+</sup>97] D D Leavitt, W L Lee, D K Gafney, J H Moeller, and J H O’Rear. Dosimetric parameters of enhanced dynamic wedge for treatment planning and verification. *Med. Dosim.*, 22(3):177–183, 1997.
- [LMML90] D D Leavitt, M Martin, J H Moeller, and W L Lee. Dynamic wedge field techniques through computer-controlled collimator motion and dose delivery. *Med. Phys.*, 17:87–91, 1990.
- [LSDT<sup>+</sup>00] M C Lopes, F Sánchez-Doblado, K Theodorou, A Mazal, L Nuñez, A Chaves, C Kappas, M Bazioglou, and P Lassalet. A proposed method for beam measurements in stereotatic radiotherapy. *Phys. Med.*, 16:91–94, 2000.
- [LSK98] M Ljungberg, S E Strand, and M A King, editors. *Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine*, chapter 1, Introduction to the Monte Carlo method, pages 1–12. Institute of Physics Publishing, 1998.
- [MJ99] C-M Ma and S B Jiang. Monte Carlo modelling of electron beams from medical accelerators. *Phys. Med. Biol.*, 44:R157–89, 1999. Topical Review.
- [MMK<sup>+</sup>99] C-M Ma, E Mok, A Kapur, T Pawlicki, D Findley, S Brain, K Forster, and A L Boyer. Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system. *Med. Phys.*, 26:2133–2134, 1999.

## Bibliografia

- [PMWL98] F C P Plessis, E Mok, C A Willemse, and M G L'otter. Clinical implementation of a Monte Carlo treatment planning system. *Med. Phys.*, 26:2133–2134, 1998.
- [Pod05] E B Podgorsak. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*, chapter 9, Calibration of Photon and Electron Beams. IAEA–Vienna, 2005.
- [PP83] J A Purdy and S C Prasad. Current methods and algorithms in radiation absorbed dose calculation and the role of compute tomography: a review Computed Tomography in Radiation Therapy. *ed C C Ling, C C Rogers and R J Morton (New York: Raven Press)*, pages 187–97, 1983.
- [Pub83] Charles C Thomas Publisher, editor. *The Physics of Radiology*, chapter 11, Treatment Planning – Single Beams. Charles C. Thomas. Publisher, 4th edition, 1983.
- [RAC<sup>+</sup>01] P Rodrigues, C Alves, A Chaves, M C Lopes, C Oliveira, L Peralta, and A Trindade. Treatment planning verification by means of a Monte Carlo dose calculation engine. In J. Overgaard, editor, *Proc. 6th Biennial ESTRO Meeting on Physics in Clinical Radiotherapy, Sevilla, Spain, Rad. and Onc.*, volume 51(Supplement 1), page S27. ESTRO – European Society for Therapeutic Radiology and Oncology, Elsevier Science Inc., 2001. Abstract 63.
- [Rob01] R Roberts. How accurate is a CT – based dose calculation on a pencil beam TPS for a patient, with a metallic prosthesis. *Phys. Med. Biol.*, 46:N227–34, 2001.
- [Rog06] D W O Rogers. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Phys. Med. Biol.*, 51:R287–301, 2006.
- [Sal85] J Salicio. Monte Carlo techniques. Technical report, Deutsches Elektronen–Synchrotron DESY, 1985.

## Bibliografia

- [SB85] S M Seltzer and M J Berger. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. *Nucl. Instrum. Methods B*, 12:95–134, 1985.
- [SBS00] W Schneider, T Bortfeld, and W Schlegel. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions. *Phys. Med. Biol.*, 45:459–478, 2000.
- [SFVS99] E Salvat, J M Fernández-Varea, and J Sempau. Practical aspects of Monte Carlo simulation of charged particle transport: Mixed algorithms and variance reduction techniques. *Radiat. Environ. Biophys.*, 38:15–22, 1999. Review Article.
- [SH01] X A Shih, R Li and W-L Hsu. Dosimetric characteristics of dynamic wedged fields: a Monte Carlo study. *Phys. Med. Biol.*, 46:N281–N292, 2001.
- [SPL96] W Schneider, E Pedroni, and A Lomax. The calibration of CT Hounsfield units for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.*, 41:111–24, 1996.
- [SWB00] J Sempau, S J Wilderman, and A F Bielajew. DPM, a fast accurate Monte Carlo code optimized for photon and electron radiotherapy treatment planning dose calculations. *Phys. Med. Biol.*, 45:2263–91, 2000.
- [Tri02] A Trindade. Optimização do Cálculo de Dose por Simulação Monte Carlo em Radioterapia Externa com Feixes de Electrões. *Tese de Mestrado – Faculdade de Ciências – Universidade de Lisboa*, 2002.
- [Tur95] J E Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, chapter 8, Interaction of photons with matter, pages 170–207. John Wiley & Sons, Inc, 1995.
- [Var89] C Series Clinac Varian. *Enhanced Dynamic Wedge Implementation Guide*. Varian Associates Inc., Oncology Systems – USA, 1989.

## Bibliografia

- [VD99] F Verhaegen and J J Das. Monte Carlo Study of a virtual wedge. *Phys. Med. Biol.*, 44:N251–N259, 1999.
- [VS98] J Van Santvoort. Dosimetric evaluation of the Siemens Virtual Wedge. *Phys. Med. Biol.*, 43:2651–63, 1998.
- [VW99] J Venselaar and H Welleweerd. Application of a test package in an intercomparison of the photon dose calculation performance of treatment planning systems used in a clinical setting. *Rad. and Onc.*, 60:203–13, 1999.
- [Wil00] D I Williams, J R & Thwaites, editor. *Radiotherapy Physics*, chapter 1, Introduction to radiotherapy physics, pages 1–5. Oxford University Press, second edition, 2000.
- [WOE<sup>+</sup>97] W B Warlick, J H O’Rear, L Earley, J H Moeller, D K Gaffney, and D D Leavitt. Dose to the Contralateral Breast: A Common Comparison of Two Techniques Using Enhanced Dynamic Wedge Verses a Standard Wedge. *Medical Dosimetry*, 22:185–191, 1997.
- [WP87] J W Wong and J A Purdy. Basis of recent methods of photon dose calculations 9th Int. Conf. on The Use of Computers in Radiation Therapy (Scheveningen, The Netherlands). ed I A D Bruinvis, P H van der Giessen, H J van Kleffens and F H Wittkampher (Amsterdam: Elsevier), pages 319–22, 1987.
- [WP90] J W Wong and J A Purdy. On methods of inhomogeneity corrections for photon transport. *Med. Phys.*, 17:807–14, 1990.
- [WT00] J R Williams and D I Thwaites, editors. *Radiotherapy Physics*, chapter 8, Treatment planning for external beam therapy: principles and basic techniques, pages 150–79. Oxford University Press, second edition, 2000.
- [Yu02] M K Yu. Analytical Representation of Enhanced Dynamical Wedge Factors for Symmetric Photon Fields. *Med. Phys.*, 29:2606–2610, 2002.

- [ZGJ+00] X R Zhu, M T Gillin, P A Jursinic, F Lopez, D F Grimm, and J J Rownd. Comparison of dosimetric characteristics of siemens virtual and physical wedges. *Med. Phys.*, 27(10), 2000.

## Apresentações e Publicações

# Publicações e Apresentações

S. Soares, A. Chaves, L. Peralta and MC Lopes, "Monte Carlo simulation of the Varian Clinac 600C accelerator dynamic and physical wedges", Journal of Physics: Conference Series **73** (2007) 012015.

Soares S, Chaves A, Lopes M C, Peralta L, "MC Simulation of the Varian Clinac 600C Accelerator Dynamic and Physical Wedges", EWG-MCTP, Outubro de 2006, Ghent (Bélgica).

Soares S, Chaves A, Lopes M C, Peralta L, "Monte Carlo Simulation of the Varian Clinac 600C Accelerator Dynamic and Physical Wedges", ISRP-10, Setembro de 2006, Coimbra (Portugal).

Moreno S, Chaves A, Lopes M C, Peralta L, "Simulação Monte Carlo do Acelerador Varian Clinac 600C Utilizando Cunhas Dinâmicas", Setembro de 2004, Rio de Janeiro (Brasil).