

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Desenvolvimento de dosímetros de estado sólido para
dosimetria em radiologia e braquiterapia

Florabela Martins Rêgo

Doutoramento em Física

2010

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Desenvolvimento de dosímetros de estado sólido para
dosimetria em radiologia e braquiterapia

Florbela Martins Rêgo

Tese Orientada por:

Professor Doutor Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta

Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

Doutoramento em Física

2010

“ No meio de qualquer dificuldade encontra-se a oportunidade”

Albert Einstein

Agradecimentos

Desde o início do doutoramento, contei com a confiança e o apoio de inúmeras pessoas e instituições, que permitiram que esta investigação fosse possível.

Ao Professor Doutor Luis Peralta, orientador da dissertação, agradeço o apoio, a partilha do saber e as valiosas contribuições para o trabalho. Acima de tudo, obrigado por me continuar a acompanhar nesta jornada e por estimular o meu interesse pelo conhecimento e pela vida académica. A sua criatividade, conhecimento e qualidade científica que me soube transmitir, proporcionaram não só uma nova visão sobre certos problemas desta área de investigação, como também um crescente interesse pelo mesmo. Tenho ainda a agradecer a leitura e as correcções sugeridas a este manuscrito. E por último mas não menos importante, a amizade transmitida durante todos estes anos desde o estágio do mestrado, passando pela tese de mestrado e doutoramento.

À Professora Doutora Conceição Abreu por todas as sugestões, correcções sugeridas, conselhos, apoio, pela companhia na viagem à Alemanha e pela sugestão de nome para o dosímetro desenvolvido nesta tese. E sem dúvida pela amizade e confiança que sempre depositou em mim.

À Professora Doutora Luísa Carvalho pela cedência do Tubo de raios-X, para a realização da componente experimental.

À Professora Doutora Amélia Maio pela sua participação no curso de Formação Avançada.

Às colegas e amigas Ana Catarina Barros e Mafalda Gomes, pela ajuda e companheirismo.

Ao Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP) pelo apoio material fornecido durante a realização do trabalho.

Às oficinas do LIP Coimbra pela execução do fantoma.

Ao Engenheiro Nuno Dias pela ajuda na projecção e execução do fantoma.

Ao Hospital de Santa Maria pela cedência das instalações para a realização dos testes em ambiente clínico.

Ao Engenheiro Carlos Martins pelo modo simpático que me acolheu no hospital e o incondicional apoio nos testes.

A todos os meus familiares e amigos por todo o incentivo e apoio que me têm prestado durante todo o meu percurso académico.

E por último um agradecimento muito especial aos meus pais por todas as oportunidades que me têm proporcionado ao longo da vida.

Resumo

Nesta tese é estudado o protótipo de um novo dosímetro para radiações ionizantes, com a possibilidade de ser utilizado em Radiologia e Braquiterapia.

O detector baseia-se em fibras ópticas cintilantes de plástico, cujo sinal de cintilação produzido é lido por um fotodetector de estado sólido. As fibras ópticas apresentam muitas vantagens para serem utilizadas como dosímetros, destacando-se a sua semelhança radiológica com a água. No entanto nos dosímetros desenvolvidos até aos dias de hoje baseados em fibras ópticas o sistema de leitura é efectuado com fotomultiplicadores, que têm associado uma electrónica complicada o que os torna pouco práticos. A utilização de fotodetectores de estado sólido como sistema de leitura representa uma inovação e uma grande vantagem.

No entanto os cintiladores plásticos também possuem algumas desvantagens como sejam por exemplo a produção de luz de Cherenkov e de fluorescência que não são directamente proporcionais à energia depositada na fibra. No entanto para a gama de energias utilizada em Radiologia e Braquiterapia este problema é pouco importante uma vez que a percentagem deste sinal medido devido a estes processos é apenas cerca de 5%, tal como foi comprovado neste estudo.

O dosímetro desenvolvido (DosFib) é formado por uma fibra óptica plástica cintilante, (5 mm de comprimento), que quando irradiada produz o sinal de cintilação que vai ser conduzido por uma fibra óptica plástica não cintilante e de seguida é convertido em sinal eléctrico no fotodetector, lido por um eléctrometro. Devido às reduzidas dimensões da fibra óptica plástica cintilante utilizada, este detector permite ter uma boa resolução em posição.

Ao longo desta tese irão ser apresentados os resultados dos testes efectuados que nos permitiram chegar à configuração final do dosímetro, nomeadamente a escolha das fibras e do fotodetector. Assim o dosímetro de fibra óptica cintilante desenvolvido é um dispositivo capaz de medir a dose depositada por raios-X ou radiação gama desde algumas dezenas de keV até algumas centenas de keV.

Palavras chave: Dosímetro, Fibras Ópticas, Fotodetector, Braquiterapia, Radiologia

Abstract

In this thesis a prototype of a new dosimeter for ionizing radiation, with that can be possibility of being used in radiology and brachytherapy was developed.

The detector is based on plastic scintillating optical fibers, whose scintillation signal is read by a solid state photodetector. Optical fibers have many advantages as dosimeters, highlighting their radiologic resemblance to water. However for, the dosimeters developed until the present day, based on optical fibers, the reading system is based on photomultipliers, which are associated with a complicated electronics which makes them expensive and more impractical. The use of solid state photodetectors as the reading system represents a breakthrough and a big advantage in compactness.

Nevertheless plastic scintillators also have some disadvantages, such as the production of Cherenkov and fluorescence light that are not directly proportional to the energy deposited in the fiber. For the range of energies used in Radiology and Brachytherapy this problem is not a major one since the percentage of the measured signal due to these processes is only about 5%, as demonstrated in this study.

The developed dosimeter developed consists in a plastic scintillating fiber (5 mm in length), which produces the scintillation signal a non-scintillating plastic optical fiber for light transmission a photodetector, and electrometer. Due to the small size of the plastic scintillating optical fiber used, the detector allows a good position resolution.

Along this thesis these will be presented test results that allowed us to reach the final dosimeter configuration, namely the choice of fibers and photodetector.

The developed scintillating optical fiber dosimeter is a device capable of measuring the deposited dose by X-ray and gamma radiation from a few tens of keV up to several hundred keV.

Keywords: Dosimeter, Optical fiber, Photodetector, Braquitherapy, Radiology

Índice

Introdução	1
Plano da tese	3
Capítulo 1 - Princípios Físicos	5
1.1 Interação da radiação com a matéria.....	5
1.1.1 Dispersão de Rayleigh	5
1.1.2 Efeito Fotoelétrico	6
1.1.3 Efeito Compton	9
1.1.4 Produção de Pares	11
1.2 Coeficientes de interacção	13
1.2.1 Coeficiente linear de atenuação.....	13
1.2.1.1 Coeficiente de atenuação global	14
1.2.2 Coeficiente transferência e absorção de energia	15
1.3 Interação das partículas carregadas com a matéria	18
1.3.1 Perdas radiativas	20
1.3.2 Energia Linear transferida (LET)	21
2 . Conceitos de dosimetria	23
2.1 Fluência	23
2.2 Fluência Energética	24
2.3 Kerma	25
2.3.1 Kerma e Fluência energética	25
2.4 Dose absorvida.....	26
2.4.1 Relação entre Kerma e Dose absorvida.....	27
2.4.2 Cálculo da energia absorvida e transferida através de uma camada fina....	31
3 - Equilíbrio de partículas carregadas	32
4 – Teoria da Cavidade	33
4.1 Teoria da Cavidade de Bragg-Gray	33
4.2 Teoria da Cavidade de Spencer-Attix.....	35

Capítulo 2 – Sistemas dosimétricos	37
2.1 Características dos dosímetros	37
2.1.1 Precisão.....	37
2.1.2 Exactidão.....	38
2.1.3 Linearidade.....	39
2.1.4 Sensibilidade	39
2.1.4 Estabilidade	40
2.1.5 Dependência energética	40
2.1.6 Resolução espacial.....	41
2.2 Dosímetros	42
2.2.1 Câmara de Ionização.....	42
2.2.2 Dosímetros de Cintilação	47
2.2.2.1 Processo de cintilação em cintiladores orgânicos	49
2.2.2.1 Fibras ópticas.....	53
2.2.2.1.1 Propagação de luz	58
2.2.2.1.2 Fibras ópticas como dosímetros.....	60
2.2.2.1.3 Danos provocados pela radiação nas fibras.....	63
2.2.3 Dosímetros Semicondutores	63
2.2.3.1 Materiais semicondutores	64
2.2.3.1.1 Semicondutores tipo-n	67
2.2.3.1.2 Semicondutores tipo-p	67
2.2.3.2 Acção da radiação nos semicondutores.....	68
2.2.4 Fimes dosimétricos	72
2.2.4 TLD'S.....	73
2.2.5 Luminescência Opticamente Estimulada (OSL)	75
Capítulo 3 – Caracterização do feixe de raios-X.....	77
3.1 Raios-X	77
3.2 Factores para caracterização do feixe de Raios-X	80
3.3 Determinação do HVL	84

3.3.1 Determinação experimental do HVL.....	84
3.3.2 Determinação do HVL através de simulação	88
3.3.2.1 Simulação com o programa do IPEM.....	88
3.3.2.2. Simulação com o Programa Spekcalc.....	90
3.3.2.2 Simulação com o programa de simulação Monte Carlo	91
3.3.3 Comparação entre os resultados experimentais e obtidos por simulação ...	93
3.3.3.1 Espectro de energia.....	93
3.3.3.2 Dependência do ângulo do ânodo.....	96
Capítulo 4 – Elementos para construção do dosímetro com fibras cintilantes .	101
4.1 Fotodetectores	101
4.1.1 Influência da temperatura na resposta do fotodiodo.....	104
4.1.2 Variação da resposta do fotodetector em função da qualidade do feixe....	108
4.2 Fibras ópticas.....	113
4.2.1 Fibras da Industrial Fiber Optics	113
4.2.2 Fibras da Saint- Gobain	114
4.3 Testes de escolha das fibras	116
4.3.1 Fibras da Industrial Fiber Optics	116
4.3.1.1 Linearidade	116
4.3.1.2 Sensibilidade	119
4.3.2 Fibras da Saint- Gobain	120
4.3.2.1 Linearidade	120
4.3.2.2 Sensibilidade	122
4.3 Testes das fibras em condições reais de aplicação no dosímetro	123
4.4 Reprodutibilidade das medidas	124
4.5 Envelhecimento das fibras	126
4.5 Influência da luz de fluorescência	128
4.5 Acoplamento entre os componentes do sistema.....	131
Capítulo 5 - Protótipo de Dosímetro de Fibra Óptica Cintilante (DosFib).....	136
5.1 Testes do DosFib em Laboratório	137

5.1.1. Influência da luz de fluorescência na resposta do DosFib.....	139
5.1.2. Linearidade da resposta do DosFib.....	141
5.1.3. Dependência energética da resposta do DosFib.....	143
5.2 Testes do DosFib em ambiente clínico.....	144
5.2.1 Braquiterapia	144
5.2.1.1 Fonte de Ir-192	147
5.2.1.2 Dosimetria em braquiterapia	148
5.2.2 Testes efectuados com o DosFib em ambiente clínico.....	151
5.2.2.1 Procedimento de alinhamento da fonte.....	154
5.2.2.2 Estudo da reprodutibilidade da resposta do DosFib	155
5.2.2.3 Variação da resposta do DosFib em função da distância à fonte	156
5.2.2.4 Influência da luz de fluorescência e Cherenkov na resposta do DosFib .	158
Conclusão	162
Referências Bibliográficas	167
Anexos.....	172

Índice de figuras

Figura 1.1 Dispersão de Rayleigh	5
Figura 1.2 Efeito fotoelétrico	6
Figura 1.3 Emissão de radiação devido ao efeito fotoelétrico.....	7
Figura 1.4 Efeito Compton	9
Figura 1.5Variação da secção eficaz de Compton com a energia (adaptado de [GRE85].).....	11
Figura 1.6 Produção de Pares	11
Figura 1.7 Probabilidade relativa dos diferentes efeitos para fótons com diferentes energias no carbono e no chumbo (adaptado de [GRE85].)	12
Figura 1.8 Processo de atenuação	13
Figura 1.9 Coeficientes de atenuação para a água e para o chumbo (dados fornecidos por [NIS09])	15
Figura 1.10 Poder de paragem mássico total e restrito, para o carbono (baseado no [ICR85].)	21
Figura 1.11Radiação incidente numa esfera de secção recta da	23
Figura 1.12 Relação entre o Kerma e a Dose absorvida não considerando a radiação de travagem.....	27
Figura 1.13 Interação de um feixe de fótons com a matéria.....	28
Figura 1.14 Relação entre o Kerma e a Dose absorvida considerando a radiação de travagem.....	31
Figura 1.15 Cavidade de Bragg-Gray num meio atravessado por electrões (adaptado de [JOH83])	33
Figura 2.1 Linearidade de dois dosímetros	39
Figura 2.2Ilustração da dependência energética do dosímetro para uma determinada leitura r em função de uma quantidade J (representa dose, exposição, etc.) [ATT04].	41
Figura 2.3 Diferentes tipos de câmaras de ionização utilizadas em dosimetria [PTW09]	43
Figura 2.4 Câmara de ionização cilíndrica [IAE00].....	43
Figura 2.5 Níveis de energia para uma molécula orgânica com estrutura electrónica π (adaptado de [KNO89])	49
Figura 2.6 Reflexão e refração da luz	53
Figura 2.7 Propagação da luz na fibra óptica.....	55
Figura 2.8 Representação da abertura numérica e ângulo crítico	55
Figura 2.9 Semicondutor de silício	64

Figura 2.10 Esquema das bandas de valência de um semicondutor.....	65
Figura 2.11 Semicondutor intrínseco	66
Figura 2.12 Semicondutor tipo-n.....	67
Figura 2.13 Semicondutor tipo-p.....	68
Figura 2.14 Esquema da zona de depleção.....	69
Figura 2.15 Corte de uma película fotográfica.....	72
Figura 2.16 Processo de emissão de luz de termoluminescente.....	74
Figura 2.17 Bandas de condução num cristal inorgânico	74
Figura 3.1 Tubo de Raios-X [GEO10]	77
Figura 3.2 Espectro de Raios-X para 120 kVp e filtração de 2mm	79
Figura 3.3 Equipamento utilizado para efectuar as medições do kerma em ar.....	84
Figura 3.4 Esquema experimental para determinação do HV	85
Figura 3.5 Fotografia do arranjo experimental	85
Figura 3.6 Curva de atenuação para 40 kVp.....	86
Figura 3.7 Janela de entrada dos dados para caracterização do feixe.....	89
Figura 3.8 Janela de saída dos dados que caracterizam o feixe	89
Figura 3.9 Janela de dados de entrada do Spekcalc	90
Figura 3.10 Janela de saída do programa SpeckCalc.....	91
Figura 3.11 Espectros para um feixe de raios-X obtido por três processos de simulação.	94
Figura 3.12 Curva de atenuação para 30 kVp.....	95
Figura 3.13 Representação do valor do HVL em função do potencial de pico	96
Figura 3.14 Variação do HVL em função do ângulo obtida por simulação utilizando o SpeckCalc e o IPEM.....	97
Figura 3.15 Valor do Qui-quadrado em função do ângulo.....	99
Figura 4.1 Alguns dos fotodiodos testados para efectuar a leitura das fibras.....	103
Figura 4.2 Curva de fotosensibilidade do fotodiodo S9195 (adaptado da [HAM04])...	103
Figura 4.3 Equipamento construído para estudar a influência da temperatura na resposta dos fotodiodos.....	104
Figura 4.4 Esquema experimental para estudo da influência da temperatura nos fotodiodos	105
Figura 4.5 Fotografia da montagem experimental.....	105
Figura 4.6 Circuito de funcionamento dos LED.....	106
Figura 4.7 Variação da resposta dos fotodiodos em função da temperatura.....	107
Figura 4.8 Caixa de acrílico para testes das fibras.....	108
Figura 4.9 Suportes do fotodiodo e da fibra	108

Figura 4.10 Mesa de teste com todo o equipamento utilizado.....	109
Figura 4.11 Esquema da montagem experimental.....	109
Figura 4.12 Resposta dos fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada	110
Figura 4.13 Resposta dos fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada	111
Figura 4.14 Fotografia das fibras WLS.....	113
Figura 4.15 Fotografia das fibras cintilantes da Saint-Gobain [GOB08]	114
Figura 4.16 Espectro de emissão das fibras (adaptado de [GOB08]).....	115
Figura 4.17 Linearidade da resposta das fibras da Industrial Fiber Optics	117
Figura 4.18 Diferença percentual entre os valores experimentais e os calculados por ajuste linear	118
Figura 4.19 Sensibilidade das fibras WLS em função do potencial de pico.....	119
Figura 4.20 Linearidade das fibras cintilantes da Saint-Gobain.....	120
Figura 4.21 Diferença percentual entre a resposta do conjunto fibra mais fotodetector e o calculado por ajuste linear	121
Figura 4.22 Sensibilidade das fibras da Saint-Gobain em função do potencial de pico	122
Figura 4.23Esquema da montagem experimental.....	123
Figura 4.24 Reprodutibilidade das medidas	125
Figura 4.25 Envelhecimento das fibras ópticas	127
Figura 4.26 Comparação da resposta fornecida pelas fibras plástica cintilante com a resposta da fibra plástica não cintilante para diferentes intensidades de corrente. ...	129
Figura 4.27 Percentagem de luz de fluorescência	130
Figura 4.28Esquema ilustrativo da ligação entre os diferentes componentes do sistema (adaptado de [BED03].	131
Figura 4.29 Trajecto do raio de luz na fibra óptica	132
Figura 5.1 Esquema do DosFib	136
Figura 5.2 Fotografia da execução de testes em laboratório.....	137
Figura 5.3 Testes em fantoma de acrílico	138
Figura 5.4 Resposta do DosFib (com fibra plástica cintilante verde e azul) e da fibra branca	139
Figura 5.5 Influência da luz de fluorescência na resposta do DosFib utilizando fibra plástica cintilante azul e verde	140
Figura 5.6 Linearidade da resposta do DosFib.....	141

Figura 5.7 Diferença percentual entre a resposta do DosFib e a calculada por ajuste linear.....	142
Figura 5.8 Sensibilidade do DosFib	143
Figura 5.9 Braquiterapia Intersticial [LIB10]	145
Figura 5.10 Dispositivo remoto afterloading	146
Figura 5.11 Esquema de uma fonte de Ir-192 [DAS98].....	148
Figura 5.12 Sistema de coordenadas utilizado no TG-43 [AAP95].....	150
Figura 5.13 Testes em ambiente clínico (Hospital de Santa Maria).....	151
Figura 5.14 Fantoma para testes em ambiente clínico.....	152
Figura 5.15 Testes em fantoma de acrílico e água	152
Figura 5.16 Disposição dos dosímetros e das agulhas da fonte no fantoma	153
Figura 5.17 Variação do sinal em função da distância que a fonte percorre deste que sai do afterload	154
Figura 5.18 Reprodutibilidade do DosFib em ambiente clínico.....	155
Figura 5.19 Emissão de radiação por uma fonte isotrópica.....	156
Figura 5.20 Desvio em relação a $1/d^2$ da resposta do DosFib e da câmara de ionização	157
Figura 5.21 Estudo realizado por J. Lambert et al[LAM06].....	158
Figura 5.22 Comparação do sinal do DosFib com a luz de fluorescência e Cherenkov produzida na fibra branca	159
Figura 5.23 Percentagem da luz de fluorescência mais Cherenkov	160
Figura 5.24 Contabilização da luz de fluorescência realizada por Lambert et al[LAM06].	161

Índice de Tabelas

Tabela 3.1 Valores de HVL determinados experimentalmente.....	87
Tabela 3.2 Comparação dos valores de HVL experimentais com os determinados por simulação utilizando o Penelope.....	100
Tabela 4.1 Características dos fotodiodos a utilizar em conjunto com as fibras ópticas [HAM04].....	102
Tabela 4.2 Características das fibras da Industrial Fiber Optics[FIB07]	114
Tabela 4.3 Características das fibras cintilantes [GOB08].....	115
Tabela 4.4 Reprodutibilidade dos resultados	125
Tabela 4.5 Estudo do envelhecimento das fibras.....	127
Tabela 5.1 Energia dos fótons do Ir-192 [FIR98].....	147

Acrónimos

AAPM – Associação Americana de Físicos em Medicina

AC – Corrente alternada

CEMA – Energia convertida por unidade de Massa

CPE – Equilíbrio de partículas Carregadas

DC - Corrente Continua

d.d.p – Diferença de potencial

DosFib – Dosímetro de fibra óptica cintilante

f.e.m – Força electromotriz

HVL – Camada semi-redutora (Half value layer)

ICRUP – Comissão Internacional de unidades e medidas radiológicas

ICRP – Comissão Internacional de Protecção Radiológica

IPEM – Instituto de Física e Engenharia em Medicina

Kerma – Energia cinética libertada no material

kVp – Potencial de pico

LED – Diodo emissor de luz

LET – Energia linear Transferida

MC – Monte Carlo

OSL – Luminescência opticamente estimulada

PMT – Fotomultiplicador

QED – Electrodinâmica Quântica

RX – Raios-X

TLD – Dosimetro Termoluminescente

TG43 – Formalismo de cálculo de dose do APM Task Group 43

Introdução

A utilização de radiações ionizantes está cada vez mais generalizada na nossa sociedade, desde a sua utilização ao nível da medicina, agricultura, investigação, industria e ensino, são uma realidade nas nossas vidas. É notória a sua utilização no caso da medicina por exemplo, era impensável não recorrer à sua utilização. Pois por exemplo através destas é possível tratar uma doença que tem assumido proporções muito elevadas, o cancro. Mas a sua utilização na esterilização e preservação de alimentos são outras importantes aplicações.

No entanto a sua utilização, acarreta uma série de regras e procedimentos específicos. É essencial o controlo dosimétrico, efectuado pela dosimetria, a qual se ocupa de dois pontos importantes, a caracterização do feixe de radiação e a quantidade de energia por este depositada no meio que interage.

Para caracterização do feixe existem dois parâmetros importantes, o HVL e o kVp, ambos explorados neste trabalho. Relativamente à energia depositada, mais concretamente a dose, é necessária a existência de dosímetros para efectuar o seu controlo.

Os quais podem ser dos mais diversos tipos. Mas todos eles permitem ter um conhecimento acerca da distribuição da dose ao longo de um dado volume. A evolução dos tipos de dosímetros utilizados quer a nível pessoal quer a nível clínico tem sido evidente nos últimos anos, existe a necessidade de criar dosímetros cada vez mais eficientes e precisos.

Desde as tradicionais câmaras de ionização, os dosímetros semicondutores, os filmes dosimétricos, os TLD, os OSL e os dosímetros de cintilação são muitos os dosímetros desenvolvidos, no entanto a escolha de qual a utilizar em cada situação é de extrema importância, uma vez que para cada situação existem necessidades específicas.

Por exemplo para tratamentos como a braquiterapia que apresentam uma distribuição de dose complexa, esta deve ser distribuída de forma homogénea e precisa pelos tecidos a tratar. O sucesso do tratamento depende da precisão da aplicação da dose correcta.

Neste aspecto a utilização de dosímetros de cintilação plásticos apresenta muitas vantagens: o plástico é equivalente à água, apresentam uma resposta linear com a dose, são independentes da taxa de dose, são razoavelmente independentes da energia, são independentes da temperatura e da pressão, têm uma elevada resolução espacial e permitem a medição da dose em tempo real de feixes de radioterapia.

No entanto também possuem algumas desvantagens. Por exemplo a amplitude do sinal depende do sistema de leitura, sendo difícil a sua utilização como dosímetro primário. Outra desvantagem é a dependência do sinal produzido na luz de fluorescência para baixas energias (~ dezenas de keV) e na luz de Cherenkov para energias mais elevadas (> 200keV).

O trabalho aqui apresentado incide sobre a aplicação de cintiladores plásticos como dosímetros. Desenvolveu-se um dosímetro formado por cintiladores plásticos (fibras ópticas cintilantes) e fibras ópticas brancas que têm como função conduzir a luz de cintilação produzida até um fotodetector (fotodiodo), que converte o sinal luminoso em eléctrico que será lido por um electrómetro.

O dosímetro desenvolvido neste trabalho explora a utilização das fibras ópticas cintilantes de plástico de última geração em conjunção com fotodetectores de estado sólido.

Até agora todos os dosímetros desenvolvidos com cintiladores de plástico tinham como sistema de leitura PMT's, aos quais associada uma electrónica mais complicada. Ao utilizar-mos um fotodiodo para fazer a conversão do sinal conseguimos superar este problema.

Para a gama de energias que o dosímetro pretende abranger, não existe a produção da luz de Cherenkov significativa e a luz de fluorescência contribui apenas com aproximadamente 5% do sinal.

Plano da tese

A presente tese encontra-se estruturada em cinco capítulos:

No Capítulo 1 – Princípios Físicos

Neste capítulo são abordados todos os princípios físicos que estão directamente ou indirectamente relacionados com o desenvolvimento do dosímetro de fibra óptica cintilante (DosFib). Começando pelos processos de interacção da radiação com a matéria e terminando com os conceitos básicos de dosimetria aplicados à situação em estudo.

No Capítulo 2 – Sistemas dosimétricos

Apresenta-se uma abordagem dos vários tipos de dosímetros, dando especial ênfase às câmaras de ionização e aos dosímetros de cintilação, pilares fundamentais deste trabalho.

No Capítulo 3 – Caracterização do feixe

Todos os testes desde os iniciais de exploração dos diferentes elementos que constituem o DosFib até ao DosFib propriamente dito, foram realizados com um feixe de raios-X de um tubo Philips, o qual foi necessário caracterizar. Neste capítulo são analisados alguns factores que caracterizam o feixe, nomeadamente o kVp e o HVL.

No Capítulo 4 – Elementos para construção do dosímetro

Para a construção do DosFib foi necessário realizar vários testes que nos permitiram escolher as fibras e os fotodetectores a utilizar.

Neste capítulo são apresentados todos os testes efectuados com as diferentes fibras e com os diversos fotodetectores.

No Capítulo 5 – Protótipo de dosímetro de fibra óptica cintilante (DosFib)

Uma vez escolhidos os equipamentos necessários para a construção do DosFib, neste capítulo, é apresentada a versão final do dosímetro. E a sua exploração em laboratório e em ambiente clínico, no Hospital de Santa Maria em Lisboa.

Capítulo 1 - Princípios Físicos

1.1 Interação da radiação com a matéria

Em Radiologia e Braquiterapia a dose absorvida pelos órgãos em tratamento e pelos órgãos circulantes é de extrema importância. No entanto a determinação da dose absorvida é um processo complexo, uma vez que quando um feixe de fótons incide sobre um determinado meio material podem ocorrer interações com electrões atómicos, núcleos, campo de electrões, campo dos núcleos e campo mesónico nuclear. Em que os mecanismos de interacção principais são: dispersão de Rayleigh, efeito Fotoeléctrico, efeito de Compton e Produção de pares. Estes mecanismos podem levar à perda de energia das partículas.

1.1.1 Dispersão de Rayleigh

A Dispersão de Rayleigh, também denominada dispersão coerente porque nela participam todos os electrões do átomo, é uma interacção entre o fóton e o átomo. Os fótons são dispersos pelos electrões ligados ao átomo sem lhes transferirem energia. Trata-se de um processo que ocorre essencialmente com fótons de baixa energia (tipicamente abaixo de 10 keV), em materiais de elevado número atómico, Z.

Neste caso embora a radiação não perca energia, a direcção do fóton incidente sofre uma mudança como ilustra a figura 1.1.

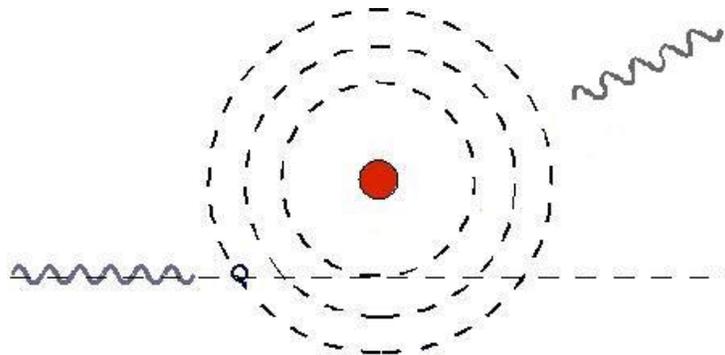


Figura 1.1 Dispersão de Rayleigh

O fóton é disperso de forma coerente por todos os electrões do átomo, ou seja existe uma fase bem definida entre a dispersão causada por cada um deles.

Neste tipo de interacção a distribuição eficaz em função do ângulo é muito acentuada na região dos pequenos ângulos.

Em que a secção eficaz diferencial, $d\sigma_R$, num ângulo sólido $d\Omega$, é dada pela expressão seguinte:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 \quad [cm^2 sr^{-1} atomo^{-1}] \quad (1.1)$$

onde, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ e $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ é o raio clássico do electrão, $q = 2\kappa \sin(\theta/2)$ com $\kappa = h\nu/c$ é o momento transferido correspondente a um ângulo θ da dispersão do fotão relativamente à sua direcção, inicial, h é a constante de Planck, c a velocidade da luz, ν é a frequência do fotão, m_e é a massa do electrão e $F(q, Z)$ é o factor de forma atómica. Quando $\theta \rightarrow 0$, então $q \rightarrow 0$, logo $F(q, Z) \rightarrow Z$ [HUB79].

1.1.2 Efeito Fotoeléctrico

Na absorção por efeito fotoeléctrico, um fotão incidente interage com o átomo transmitindo-lhe toda a sua energia, retirando o electrão da sua orbita e comunicando-lhe energia cinética (figura 1.2).

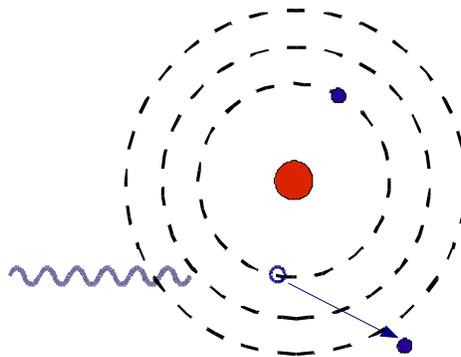


Figura 1.2 Efeito fotoeléctrico

O electrão ejectado denomina-se de fotoelectrão e pode ser projectado em qualquer direcção do espaço, dependendo esta da energia do fotão incidente.

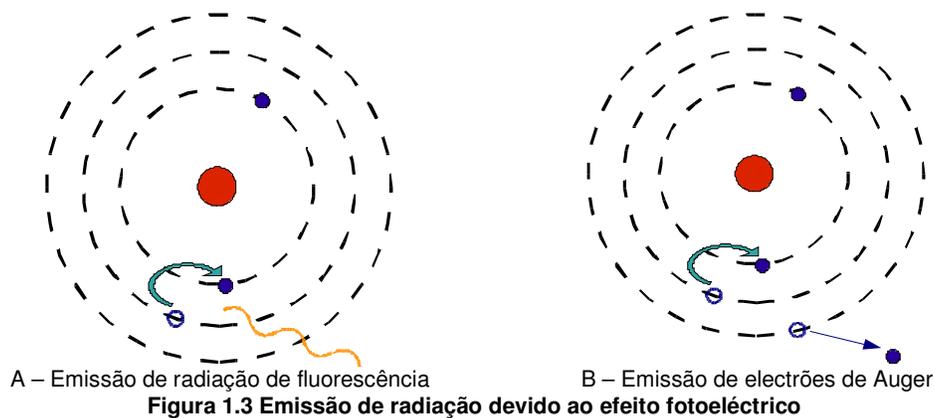
$$h\nu = E_e + b \quad (1.2)$$

em que $h\nu$ é a energia do fotão incidente, E_e é a energia cinética do fotoelectrão e b a energia necessária à remoção do electrão.

Para uma determinada energia do fotão incidente, a energia cinética do fotoelectrão depende unicamente da camada electrónica à qual pertence, em que 80% das interacções dão-se com ejeção de electrões da camada K.

A direcção de emissão dos fotoelectrões depende da energia do fotão incidente. Para energias baixas (ordem de keV) esta direcção é quase perpendicular à direcção de incidência do fotão. Para energias elevadas (ordem de MeV) a direcção de emissão tende a ser colinear com o fotão incidente. Experimentalmente comprova-se que a probabilidade de se produzir o efeito fotoeléctrico com um electrão de uma determinada camada electrónica é máxima quando a energia do fotão incidente é ligeiramente superior à energia de remoção da mesma camada.

Este fenómeno varia com o número atómico do material absorvente. Depois do processo de absorção do fotão, o átomo, num estado excitado, regressa ao estado fundamental num tempo curto (10^{-14} s), principalmente através de dois processos, a emissão de fotões de fluorescência (figura 1.3 - A) e a emissão de electrões de Auger (figura 1.3 - B).



Na emissão de radiação de fluorescência existe emissão de radiação X quando se dá a transição de um electrão entre níveis em consequência da desexcitação atómica, radiação K se a transição ocorre para a camada K, radiação L se a transição

ocorre para a camada L, radiação M se a transição ocorre para a camada M e assim sucessivamente.

No caso da emissão de electrões de Auger, a energia de desexcitação é comunicada a electrões dos níveis superiores que são ejectados do átomo. As cascatas de electrões podem abranger diversos electrões, sendo relativamente complexas.

A fracção de ionizações que resultam na emissão de fotões de fluorescência é designado de rendimento de fluorescência e a fracção de ionizações que resultam na emissão de electrões Auger é designado de rendimento de Auger. Sendo o rendimento de fluorescência dado por exemplo para a camada K por:

$$\omega_K = \frac{\text{número de fotões } K}{\text{número vagas camada } K} \quad (1.3)$$

em que ω_K é pequeno para Z baixo e maior que um para Z elevados. A soma das duas probabilidades é igual a 1.

O rendimento de emissão de electrões de Auger é mais elevado para elementos leves e quando a ionização ocorre nas camadas L e M. Por sua vez o rendimento de fluorescência prevalece para átomos mais pesados e para a ionização na camada K.

Os fotões de fluorescência podem ser absorvidos num local diferente da interacção e deste modo estarem na origem de efeitos secundários por nova fotoionização no meio de conversão e em elementos constituintes do detector ou escapar do detector [FIS86]. Além disso o fotoelectrão apresenta um determinado alcance, que depende da sua energia e das propriedades do meio [FIS86].

1.1.3 Efeito Compton

A Dispersão de Compton caracteriza-se por uma interacção entre um fóton e um electrão da camada mais externa do átomo, o qual é libertado deixando o átomo ionizado, enquanto que o fóton incidente sofre uma perda de energia e uma mudança de direcção, segundo um ângulo θ . Trata-se do processo dominante para valores de energia na ordem de 1 MeV.

O electrão libertado do átomo, denomina-se de electrão de Compton, projecta-se sempre formando um ângulo com a direcção do fóton incidente nunca superior a 90° (figura 1.4). No entanto o fóton disperso pode sair em qualquer direcção θ , varia entre 0° e 180° .

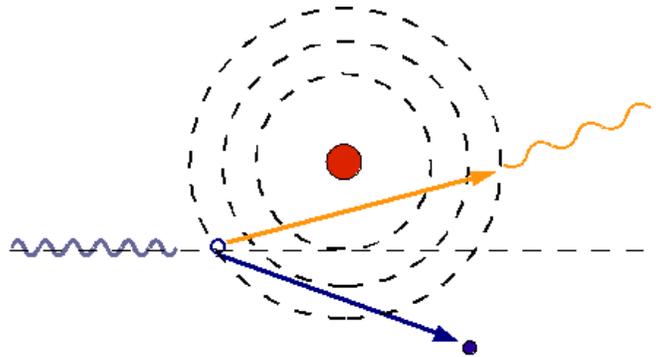


Figura 1.4 Efeito Compton

Para energias baixas (ordem de keV) o fóton disperso leva consigo uma fracção considerável da energia incidente, para energias elevadas isto já não é verdade.

O conjunto dos fótons produzidos por efeito de Compton contribuem para a radiação difusa ou secundária, que pode dar lugar a novas interacções com outros electrões.

Por outro lado os electrões de Compton podem ionizar outros átomos cedendo a sua energia a novos electrões, ou podem perder a sua energia cinética por radiação de travagem, dando origem a mais radiação difusa. Assim a atenuação da radiação por efeito de Compton resulta na absorção da energia por parte do meio e pelo aparecimento de radiação difusa.

Este efeito pode ser interpretado fisicamente admitindo que o fóton e o electrão se comportam como partículas pontuais que chocam, de modo que durante o choque a energia e a quantidade de movimento se conservam. Da conservação da energia e do momento linear resulta a energia do fóton difundido dada por:

$$E_{\gamma}' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.4)$$

onde E_{γ}' é a energia do fóton difundido e $h\nu_0$ a do fóton incidente.

Dado que todos os ângulos de difusão do fóton são possíveis, a energia transferida para o electrão pode variar de zero até uma fracção da energia inicial do fóton, sendo máxima para $\theta = 180^\circ$. A secção eficaz diferencial para a dispersão de Compton é dada pela equação de Klein-Nishina [KNO89].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (1.5)$$

Nesta expressão r_0 é o raio clássico do electrão e $\alpha = h\nu/m_e c^2$ é a razão entre a energia inicial do fóton e a massa do electrão. A equação de Klein-Nishina foi um dos primeiros resultados obtidos a partir da QED (Electrodinâmica Quântica) e traduz a probabilidade $d\sigma/d\Omega$ de um fóton, de energia $h\nu$, ser difundido segundo o ângulo sólido definido por $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$.

A direcção do electrão ejectado e do fóton difundido é também função da energia do fóton inicial, sendo que, fótons de altas energias dão origem à produção de fótons e electrões preferencialmente com a mesma direcção que o fóton original, havendo pouca dispersão. Nesta teoria simplificada a energia do fóton incidente deve ser muito maior que a energia de ligação do electrão, ao contrário do que se passa no efeito fotoeléctrico [GRE85].

A secção eficaz de Compton σ_c pode ser dividida em dois termos em que um corresponde à absorção de energia (passada para o electrão) σ_{cs} , enquanto que o outro termo corresponde à probabilidade de transferir energia para o fóton disperso σ_{ca} (figura 1.5).

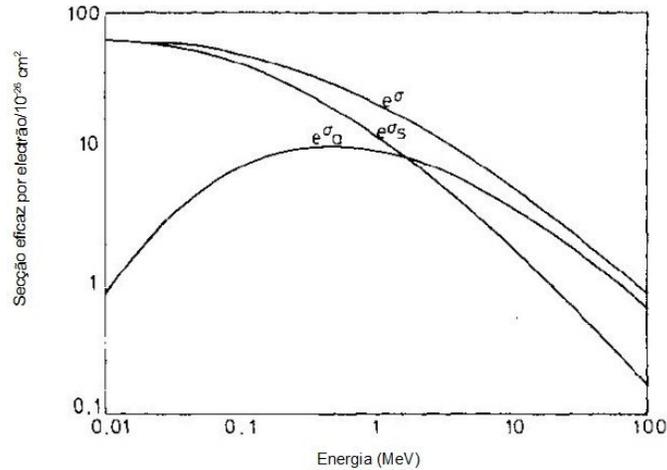


Figura 1.5 Variação da secção eficaz de Compton com a energia (adaptado de [GRE85].)

A secção eficaz de Compton é aproximadamente constante para energias baixas (até ~100 keV, domínio da radiologia) e diminui muito para altas energias (> 1 MeV) onde a criação de pares torna-se dominante [GRE85].

1.1.4 Produção de Pares

Quando a energia do fóton incidente é muito elevada pode ocorrer outro tipo de interacção, a produção de pares (figura 1.6), processo que consiste na materialização do fóton num par electrão-positrão no campo eléctrico de um núcleo ou de um electrão [ATT04]. As leis da conservação do momento linear e da energia determinam que este efeito só pode ocorrer na presença de uma outra partícula.

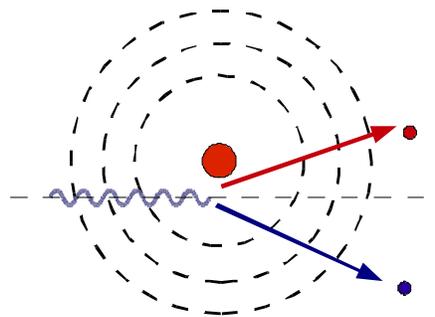


Figura 1.6 Produção de Pares

Também é possível a interacção com os electrões atómicos, resultando também na ejeção desse electrão, emissão de um tripleto (e+e-e-).

Os electrões são projectados com uma direcção, que forma um ângulo com a direcção do fóton incidente, o ângulo é tanto menor quanto maior for a energia do fóton incidente, tal como se deduzir da equação 1.6:

$$\theta = \frac{m_e c^2}{E} \quad (1.6)$$

Este processo tem como limiar $2m_e c^2$ para a produção de pares e $4m_e c^2$ para a produção de tripletos. Quando o positrão perde toda a sua energia cinética, devido à interacção com electrões do meio envolvente pode aniquilar-se resultando dois fótons com energia de 511 keV emitidos em direcções opostas [ATT04]. Os fótons de aniquilação constituem outro tipo de radiação difusa que é resultado da interacção do feixe incidente, mas cuja energia pode não ser cedida ao meio.

Em geral, quando um fóton interage com a matéria qualquer um dos quatro processos pode ocorrer. A probabilidade de cada um dos processos de interacção ocorrer é proporcional à secção eficaz para esse processo [JOH83]. Consoante o valor da energia assim cada um dos efeitos descritos anteriormente predomina (figura 1.7).

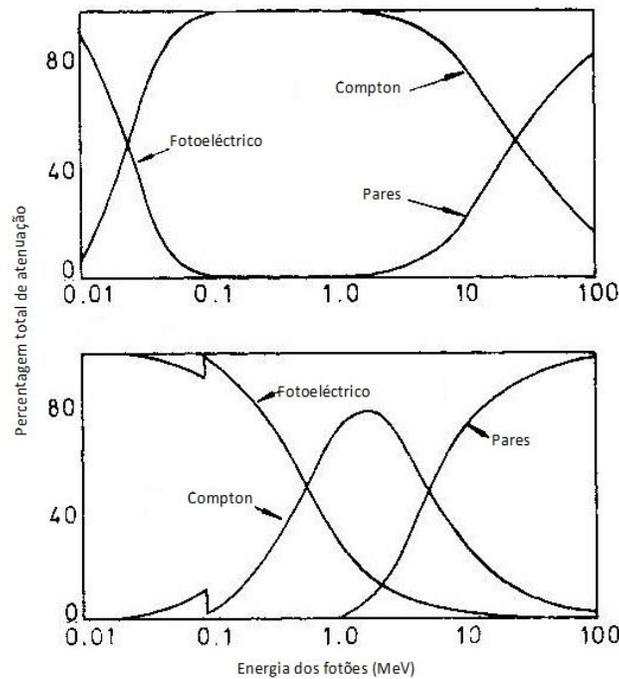


Figura 1.7 Probabilidade relativa dos diferentes efeitos para fótons com diferentes energias no carbono e no chumbo (adaptado de [GRE85]).

O efeito fotoelétrico domina nas energias baixas para qualquer Z , diminuindo a sua influência rapidamente com a energia, passando o efeito de Compton a dominar.

1.2 Coeficientes de interacção

1.2.1 Coeficiente linear de atenuação

Quando ocorre a interacção da radiação com a matéria, parte desta radiação é absorvida pela matéria (figura 1.8.). Assim é necessário estabelecer coeficientes que nos permitam deduzir a percentagem de radiação incidente que existe após atravessar o meio absorvente.

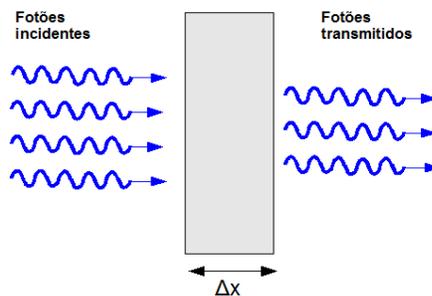


Figura 1.8 Processo de atenuação

A intensidade da radiação atenuada numa dada espessura de um absorvente é medida pelo coeficiente de atenuação μ , e é dependente da energia do feixe e do tipo de material absorvente.

A atenuação de um feixe de fotões, colimado e monocromático ao atravessar um meio absorvente de espessura x , é dada por:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (1.7)$$

em que I_0 representa a intensidade inicial do feixe e I a intensidade do feixe após ter atravessado a distância x .

O coeficiente linear de atenuação relaciona-se com a secção eficaz σ , através da expressão,

$$\mu = \frac{N_A \rho \sigma}{A} \quad (1.8)$$

A secção eficaz σ , vem em unidades de área e N em cm^{-3} (densidade de electrões do meio).

Geralmente usa-se o coeficiente de atenuação mássico para quantificar a atenuação em certos materiais, uma vez que esta grandeza é independente da densidade do material.

1.2.1.1 Coeficiente de atenuação global

O coeficiente de atenuação linear, μ representa a probabilidade por unidade de comprimento de um fóton ser removido do feixe e é dado pela soma das probabilidades dos vários processos,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_{\text{Rayleigh}}}{\rho} + \frac{\mu_{\text{Fotoeléctrico}}}{\rho} + \frac{\mu_{\text{Compton}}}{\rho} + \frac{\mu_{\text{Produção de Pares}}}{\rho} \quad (1.9)$$

Para materiais de baixo Z , μ_{Rayleigh} é normalmente desprezável excepto para energias muito baixas ($< 10 \text{ keV}$) e é omitido na soma.

No caso de misturas ou compostos, assumindo independência entre os vários elementos tem-se:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum \omega_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \quad (1.10)$$

em que ω_i é a fracção em peso do elemento i .

Na figura 1.9 podemos observar como variam os coeficientes de atenuação para dois materiais, água e chumbo, em função da energia do feixe de fótons.

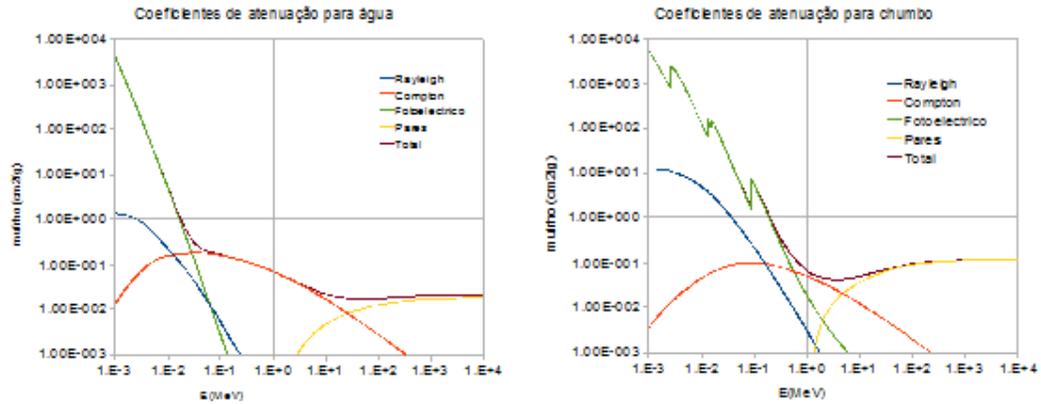


Figura 1.9 Coeficientes de atenuação para a água e para o chumbo (dados fornecidos por [NIS09])

1.2.2 Coeficiente transferência e absorção de energia

Os coeficientes totais de transferência e absorção de energia são obtidos pela soma de três componentes devidos à interação por efeito fotoelétrico, efeito de Compton e produção de pares. A dispersão de Rayleigh é excluída porque neste processo não ocorre transferência nem absorção de energia. Assim temos para a transferência de energia:

$$\mu_{tr} = \mu_{Fotoelectrico_{tr}} + \mu_{Compton_{tr}} + \mu_{Produção\ de\ Pares_{tr}} \quad (1.11)$$

e para a absorção de energia:

$$\mu_{ab} = \mu_{Fotoelétrico_{ab}} + \mu_{Compton_{ab}} + \mu_{Produção\ de\ Pares_{ab}} \quad (1.12)$$

É importante distinguir entre a energia do fóton que é depositada no meio e a energia da radiação que escapa. Uma vez que só a primeira é importante para a dosimetria devendo a segunda ser subtraída.

No caso da interacção por efeito fotoeléctrico pode ser emitida radiação característica, sendo a fracção desta energia emitida dada por [GRE85]:

$$\text{fracção emitida} = \frac{\mu_{\text{foto}K}}{\mu_{\text{foto}}} \frac{\overline{E}_K}{h\nu} \omega_K + \frac{\mu_{\text{foto}L}}{\mu_{\text{foto}}} \frac{\overline{E}_L}{h\nu} \omega_L + \dots = \frac{\delta}{h\nu} \quad (1.13)$$

onde $\mu_{\text{foto}K}$ e $\mu_{\text{foto}L}$ são os coeficientes lineares de atenuação a camada K e L respectivamente, τ é o coeficiente linear de atenuação, ω_K e ω_L o rendimento de fluorescência nas camadas K e L, \overline{E}_K e \overline{E}_L são as energias média dos fotões de fluorescência da camada K, L e etc, e δ é a energia média emitida por fluorescência por cada fotão absorvido de energia $h\nu$.

Como $\mu_{\text{foto}} = \frac{N_A \rho \sigma^{\text{fotoeléctrico}}}{A}$, os coeficientes parciais são proporcionais às secções eficazes de absorção de cada uma das camadas.

Assim $\mu_{\text{foto}K} / \mu_{\text{foto}}$ representa a percentagem de interacção por efeito fotoeléctrico com ejeção de electrões da camada K, e ω_K é a percentagem de emissão de radiação X devido a transições de electrões para a camada K. A probabilidade por interacção fotoeléctrica de emissão de um fotão X numa transição para uma camada K é representada na equação 1.13 por $\frac{\mu_{\text{foto}K}}{\mu_{\text{foto}}} \omega_K$, em que os fotões transportam uma energia média \overline{E}_K .

Relativamente à energia $h\nu$ do fotão a percentagem de energia emitida sob a forma de radiação característica K, é $\overline{E}_K / h\nu$. A fracção de energia emitida por interacção fotoeléctrica é então $\frac{\mu_{\text{foto}K}}{\mu_{\text{foto}}} \omega_K \frac{\overline{E}_K}{h\nu}$.

No caso da interacção de Compton, o fotão disperso pode levar uma fracção considerável da energia dos fotões incidentes, em especial para baixas energias.

Define-se o coeficiente de absorção mássico $\mu_a^{compton} / \rho$, que corresponde à parte da energia absorvida pelo electrão disperso, como:

$$\frac{\mu_a^c}{\rho} = \frac{\mu^c}{\rho} \left(\overline{\frac{T}{h\nu}} \right) \quad (1.14)$$

em que $\left(\overline{\frac{T}{h\nu}} \right)$ é a fracção média da energia transferida ao electrão.

Relativamente ao processo de produção de pares é emitida uma energia de $2m_e c^2$, na forma de dois fotões de aniquilação e a fracção de energia transferida para o meio é $1 - 2m_e c^2 / h\nu$.

Podemos agora reescrever-se as equações para os coeficientes mássicos de transferência da seguinte forma:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} \left(1 - \frac{\delta}{h\nu} \right) + \frac{\mu_a^c}{\rho} + \frac{\mu^{par}}{\rho} \left(1 - \frac{2m_e c^2}{h\nu} \right) \quad (1.15)$$

Neste caso os efeitos fotonucleares foram desprezados, mas para energias mais elevadas tem que ser considerados.

No caso do coeficiente mássico de absorção, uma fracção g da energia cinética dos electrões do meio pode ser emitida por radiação de travagem. Assim apenas uma fracção $(1 - g)$ fica no meio material.

A fracção absorvida é definida por:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (1.16)$$

O valor de g é pequeno para tecidos biológicos e energias menores que as do ^{60}Co . Pode ser contudo elevado para materiais de número atómico Z elevado.

1.3 Interação das partículas carregadas com a matéria

As partículas carregadas como por exemplo os electrões e os prótons interactivam com a matéria, e transferem energia para o meio.

Uma das diferenças entre a interacção de fotões e das partículas carregadas é que os fotões efectuam poucas colisões mas com grandes quantidades de energia perdida por colisão. Já as partículas carregadas efectuam um elevado número de colisões por unidade de comprimento, mas a energia perdida é pequena. Pode-se considerar que perdem a energia de uma forma contínua [GRE85].

As partículas carregadas quando interagem perdem energia cinética, principalmente através das interacções entre o campo eléctrico das partículas e os campos eléctricos de electrões do material, através do qual a partícula está se movimentando.

São dois os processos principais pelos quais uma partícula carregada transfere a sua energia. Por colisão e por emissão de radiação de travagem. No caso das perdas por colisão, a perda de energia por unidade de comprimento pode ser aproximadamente dada pela fórmula de Bethe-Boch [JOH83]:

$$S_{col} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 4\pi r_0^2 N_e \times \frac{z^2 m_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \sum_i \frac{c_i}{Z} \right] \quad (1.17)$$

onde I é a energia média de excitação do átomo .

Esta equação é válida para partículas incidentes que não sejam electrões. No caso de electrões e positrões terá que ser modificada de acordo com:

$$S_{col} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 2\pi r_0^2 N_e \times \frac{\mu_0}{\beta^2} \left[\ln \frac{E^2 (E + 2\mu_0)}{2\mu_0 I^2} + \frac{E^2 / 8 - (2E + \mu_0)\mu_0 \ln 2}{(E + \mu_0)^2} + 1 - \beta^2 - \delta \right] \quad (1.18)$$

δ é o factor de correcção da densidade e é necessário porque as interacções entre electrões distantes, serão afectadas pelos electrões dos átomos intervenientes.

Para electrões de baixa energia interacções coulombianas com electrões atómicos são o principal modo dos electrões perderem energia [KHA94]. Durante o percurso do electrão ocorrem excitações e ionizações e ocasionalmente a energia transferida para o electrão atómico é suficiente para produzir um electrão secundário com energia suficiente para o electrão ser ejectado. Estes electrões são chamados de raios- δ . No processo de excitação, a energia do electrão é transferida pela colisão ao átomo. Durante a excitação, um electrão de uma camada interna é movido para uma exterior. A energia necessária é entre 10 e 100 keV e consequentemente a energia perdida é pequena.

Os efeitos relativistas são importantes mesmo para energias muito baixas, nas colisões com outros electrões, pode resultar em perdas grandes de energia e provocar variações na direcção. Em qualquer colisão supõe-se que o electrão que emerge com a maior energia é o electrão original, de modo que a troca de energia máxima é envolvendo metade da energia original. Além disso, mais uma vez devido à pequena massa dos electrões, este pode interagir com o campo eléctrico do núcleo e ser desacelerado rapidamente e alguma da sua energia pode ser perdida por radiação de travagem [JOH83].

1.3.1 Perdas radiativas

Quando uma partícula carregada de massa M e carga ze , se movimenta nas proximidades de um núcleo de massa M_N e carga Ze , a sofre a acção de uma força electrostática.

Classicamente uma partícula carregada acelerada emite radiação a uma taxa proporcional a $(ze^2/M)^2$ [JOH83]. Para uma partícula de carga unitária e massa M , no campo de um núcleo de carga Ze a aceleração é proporcional a Z/M e taxa de emissão a $(Z/M)^2$. Devido à dependência em $(1/M^2)$ estas perdas só são relevantes em dosimetria para electrões.

A taxa de emissão aumenta com a energia da partícula e pode tornar-se dominante para energias superiores a 100 MeV em materiais biológicos. Para materiais pesados como o chumbo este processo já é dominante para energias da ordem dos 10 MeV.

Para electrões com energias inferiores a 100 MeV a energia perdida por radiação é dada pela equação de por [JOH83]:

$$S_{rad} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 4r_0^2 \frac{N_e Z^2 E}{137} \left[\ln \frac{2(E + \mu_0)}{\mu_0} - \frac{1}{3} \right] \quad (1.19)$$

em que $\mu_0 = m_e c^2$ e E é a energia cinética dos electrões .

Os fótons de travagem são emitidos de uma forma contínua em que a sua direcção média de emissão está relacionada com a energia da partícula que radia ($\theta = m_e c^2 / E$).

Pode-se assim definir o poder de paragem total, como sendo a soma da contribuição devido às colisões e às perdas radiativas.

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (1.20)$$

o poder de paragem mássico é razoavelmente independente da densidade, e é expresso em $MeVcm^2/g$.

Distingue-se ainda o poder de paragem restrito como :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\Delta} \quad (1.21)$$

em que Δ é o limite superior da energia considerado para as perdas de energia, o poder de paragem não restrito corresponde a $\Delta = \infty$. Na figura 1.10, podemos observar os poderes de paragem para o carbono em função da energia.

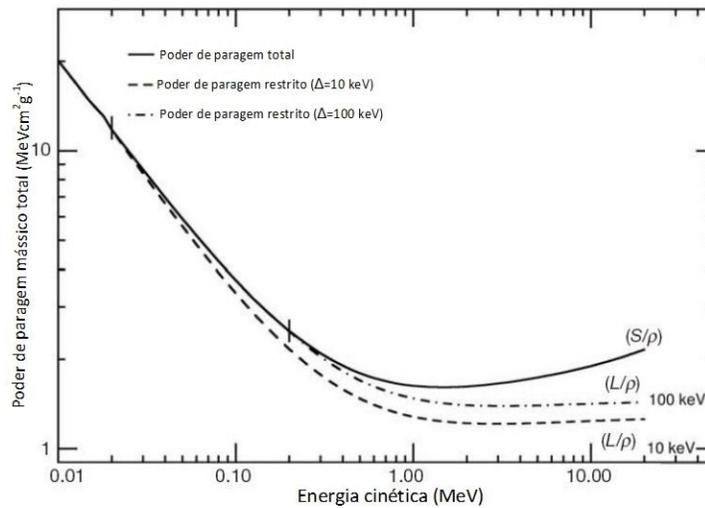


Figura 1.10 Poder de paragem mássico total e restrito, para o carbono (baseado no [ICR85].)

As linhas verticais no gráfico representam os pontos onde, os poderes de paragem restrito e total começam a divergir com o aumento da energia cinética.

1.3.2 Energia Linear transferida (LET)

O poder de paragem é utilizado para caracterizar a taxa de perda de energia dos electrões. Existe outro parâmetro muito utilizado em dosimetria, o LET, que traduz a perspectiva da deposição de energia no meio material por oposição ao poder de paragem que traduz a perspectiva da perda de energia por parte da partícula que interage. O que interessa considerar é a energia depositada pelo electrão no meio que atravessa.

O conceito de poder de paragem mássico restrito (L_{Δ} / ρ), é importante para calcular o valor do LET, numa região de interesse e expresso em $keV / \mu m$ dado por:

$$\frac{L_{\Delta}}{\rho} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{col} = - \frac{dE_{ke,\Delta}}{\rho dx} \quad (1.22)$$

em $dE_{ke,\Delta}$ que é a soma das energias cinéticas perdidas, maiores que Δ , para todos os electrões libertados quando partículas carregadas atravessam uma distância dx .

2 . Conceitos de dosimetria

Existem duas considerações distintas em dosimetria uma que descreve o feixe de radiação em si e outra que descreve a quantidade de energia que este pode depositar num determinado meio. Assim a ICRU definiu algumas unidades fundamentais em dosimetria como fluência, fluência energética, kerma e dose absorvida.

2.1 Fluência

Para descrever um feixe de fótons monoenergéticos, temos que especificar o número de fótons, dN que atravessa a área da (figura 1.11).

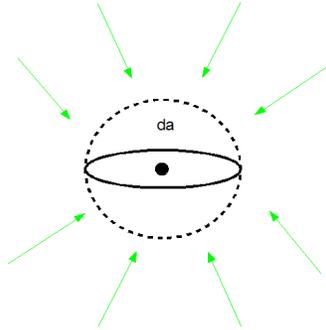


Figura 1.11 Radiação incidente numa esfera de secção recta da

A fluência é uma grandeza que caracteriza o campo de radiação quanto ao número de partículas que atravessam uma determinada região do espaço. É definida pela ICRU como sendo o quociente:

$$\Phi = \frac{dN}{da} (m^{-2}) \quad (1.23)$$

Para a definição de fluência não importa a direcção das partículas, sendo esta aplicada a qualquer tipo de partícula ou feixe. Pode-se também definir uma taxa de fluência como sendo:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) (m^{-2} s^{-1}) \quad (1.24)$$

Normalmente é mais utilizada a taxa de fluência que a fluência, pois as medidas são realizadas num certo intervalo de tempo.

2.2 Fluência Energética

Para um feixe de partículas monocromático define-se a fluência energética como a razão:

$$\Psi = \frac{dR}{da} = E \frac{dN}{da} (\text{Jm}^{-2}) \quad (1.25)$$

em que dR é a energia radiante que entra numa esfera de secção recta da . A energia radiante R é basicamente a energia cinética das partículas que estamos a contabilizar sendo excluída do cálculo a energia relativa à massa das partícula do feixe. Define-se taxa de fluência energética como sendo:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(E \frac{dN}{da} \right) (\text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1} \rightarrow \text{Wm}^{-2}) \quad (1.26)$$

Todas as fontes de radiação emitem segundo uma certa direcção, o feixe tem uma determinada largura e apresenta um espectro de energia, factores determinantes na caracterização do feixe. Como as respostas dos vários detectores são dependentes da energia das partículas incidentes, pelo que o conhecimento do espectro de energia pode ser necessário para a correcta determinação da dose.

Se a distribuição diferencial da fluência em função da energia E das partículas for $\Phi_E = \frac{d\Phi(E)}{dE}$, a fluência integrada será, $\Phi = \int_0^{E_{\max}} \Phi_E dE$ e para a fluência energética

$$\text{tem-se } \Psi_E = E\Phi_E \text{ e } \Psi = \int_0^{E_{\max}} E\Phi_E dE$$

A energia média pode ser calculada usando a distribuição da fluência:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} E\Phi_E dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E dE} \quad (1.27)$$

2.3 Kerma

Para quantificar a quantidade de energia transferida e depositada por um feixe de fótons num determinado meio é necessário definir grandezas como o Kerma e a Dose absorvida. A energia cinética libertada no material, Kerma (*Kinetic Energy Released in Material*), também representada por K , é a grandeza que traduz a transferência de energia dos fótons ou neutrões para as partículas carregadas. A ICRU em 1985 [ICR85] definiu Kerma como :

$$K = \frac{d\overline{E_{tr}}}{dm} \quad (1.28)$$

onde $d\overline{E_{tr}}$ é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas libertadas por partículas ionizantes sem carga eléctrica, no volume de massa dm . A unidade de kerma é J/kg ou Gy [GRE85].

2.3.1 Kerma e Fluência energética

Se a fluência energética de um feixe fino de fótons, que atravessa uma região do espaço de espessura dl for dada por $\Psi = E\Phi$. A atenuação por unidade de comprimento sofrida pelo feixe é dada por :

$$\frac{d\Psi}{dl} = -\mu\Psi \Leftrightarrow E \frac{d}{dl} \left(\frac{dN}{da} \right) = -\mu\Psi \Leftrightarrow \frac{EdN}{dV} = -\mu\Psi \quad (1.29)$$

onde μ é o coeficiente de atenuação do processo considerado. Como $dV/dm = 1/\rho$ e

$$\frac{E\xi dN}{dV} \frac{dV}{dm} = -\frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi \Leftrightarrow \frac{E\xi dN}{dm} = -\frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi \Leftrightarrow K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi, \text{ sendo } \xi \text{ a percentagem de energia}$$

transferida para o electrão, $\xi\mu = \mu_{tr}$ vem:

$$\frac{E\xi dN}{dm} = \frac{d(E\xi N)}{dm} = K \quad (1.30)$$

O kerma é um conceito muito útil para clarificar princípios em dosimetria de radiações, é facilmente calculado mas difícil de medir.

2.4 Dose absorvida

Do ponto de vista biológico a grandeza mais significativa é a dose absorvida o que nos interessa é a quantidade de radiação que cede a sua energia ao absorvente.

A dose absorvida considerada em dosimetria é não estocástica, isto é supõe-se que para determinada unidade de massa é suficientemente grande para que as flutuações sejam negligenciáveis.

Define-se dose absorvida D , como sendo a energia absorvida por unidade de massa, da radiação ionizante [ATT04].

$$D = \frac{d\overline{E}_{ab}}{dm} \quad (1.31)$$

onde $d\overline{E}_{ab}$ é a energia média depositada no material de massa dm . A dose absorvida é a energia emitida para um determinado meio pelos electrões secundários ao longo do seu percurso, excluindo toda a energia que escapa do volume, isto é, excluindo a energia de dispersão dos fotões, a energia de travagem dos fotões e parte da energia dos raios- δ que escapam do volume.

A unidade de dose absorvida é o joule por quilograma ou gray (símbolo Gy).

Pode definir-se também a taxa de dose absorvida (\dot{D}):

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.32)$$

cujas unidades são o $\text{Jkg}^{-1}\text{s}^{-1}$, normalmente utiliza-se o Gys^{-1} .

2.4.1 Relação entre Kerma e Dose absorvida

A relação entre o kerma e a dose absorvida é mais delicada, pois no caso do kerma a transferência de energia ocorre num determinado ponto enquanto que a sua absorção pode fazer-se por um intervalo espacial maior.

Ou seja a transferência de energia do fóton incidente a um electrão secundário comunicando-lhe energia cinética, (kerma) não se efectua no mesmo local onde se verifica a absorção de energia pelo meio (dose absorvida), porque os electrões libertados cedem energia ao meio ao longo de todo o seu percurso nesse meio.

No caso de não se considerar a perda de energia por radiação de travagem dos electrões colocados em movimento pelos fótons primários [GRE85], a relação entre o kerma e a dose absorvida é representada no gráfico da figura 1.12.

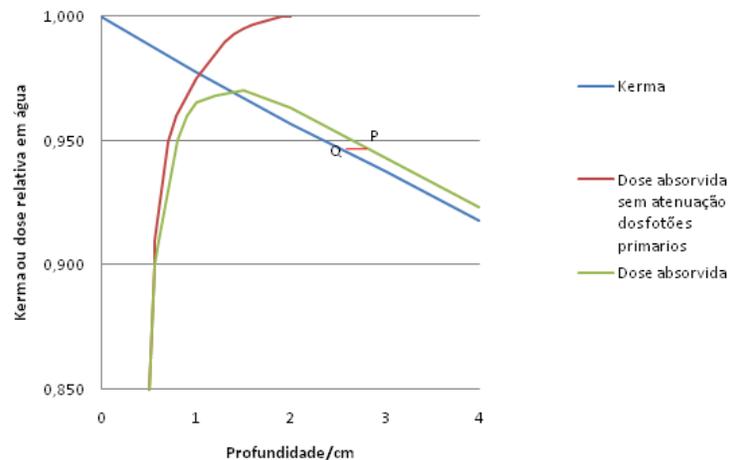


Figura 1.12 Relação entre o Kerma e a Dose absorvida não considerando a radiação de travagem

Para obter a relação entre kerma e dose é preciso ter em consideração que a dose é devida aos electrões que se encontram em movimento, sendo necessário calcular qual é o número de electrões que chegam a uma camada dx , e que nela interactuam.

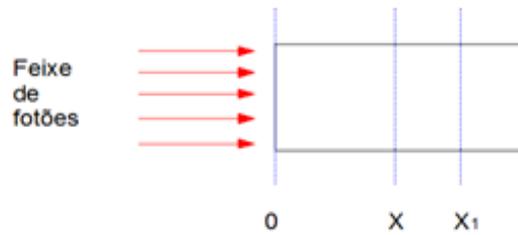


Figura 1.13 Interação de um feixe de fótons com a matéria

Considerando um determinado número de fótons que atravessam o bloco de matéria e interagem numa camada dx (figura 1.13), então a uma distância x do ponto de entrada do feixe no bloco, temos para a fluência energética que chega a esse ponto.

$$\Psi = \Psi_0 e^{-\mu_f x} \quad (1.33)$$

em que Ψ_0 representa a fluência energética inicial e μ_f o coeficiente de atenuação de fótons, $(\mu_{tr}/\rho)\Psi$ é a energia transferida por unidade de massa (kerma) para os electrões que são colocados em movimento na camada entre x e $x + dx$ pelo que:

$$K = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Psi = \mu_{tr} \frac{dV}{dm} \Psi$$

$$\frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} = \mu_{tr} \Psi dx \frac{da}{dm} \quad (1.34)$$

$$\frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} \frac{dm}{da} = \mu_{tr} \Psi dx \Leftrightarrow \frac{d\varepsilon_{tr}}{da} = \mu_{tr} \Psi dx$$

Como $d\varepsilon_{tr}$ é a fracção de energia transferida para os electrões. Se essa transferência é realizada através de uma única interacção de um fóton por cada electrão que é colocado em movimento então:

$$d\varepsilon_{tr} = E_e dN_e \quad (1.35)$$

e

$$E_e \frac{dN_e}{da} = E_e \delta\Phi_e = d\Psi_e \quad (1.36)$$

logo:

$$d\Psi_e = \mu_{tr} \Psi dx \quad (1.37)$$

para a variação na camada dx onde $\delta\Phi_e$ é a fluência dos electrões colocados em movimento na camada entre x e $x + dx$.

À distância x a fluência energética dos electrões colocados em movimento numa camada dx é então:

$$d\Psi_e = \mu_{tr} \Psi dx = \mu_{tr} \Psi_0 e^{-\mu_f x} dx \quad (1.38)$$

Estes electrões colocados em x em movimento irão depositar energia num ponto x_1 mais distante. Devido à atenuação dos electrões no meio, a fluência energética dos que chegam a x_1 , tendo partido de x é:

$$d\Psi_e e^{-\mu_e(x_1-x)} = \mu_{tr} \Psi_0 e^{-\mu_f x} e^{-\mu_e(x_1-x)} dx \quad (1.39)$$

Dos electrões que chegam a x_1 , os que ficam numa camada dx_1 depositando a sua energia são:

$$dN_e = \mu_e N_e dx_1 \quad (1.40)$$

ou seja uma fracção igual a

$$\frac{dN_e}{N_e} = \mu_e dx_1 \quad (1.41)$$

A variação de fluência energética na camada dx_1 é assim

$$\delta\Psi = d\Psi_e e^{-\mu_e(x_1-x)} \mu_e dx_1 = \mu_{tr} \mu_e \Psi_0 e^{-\mu_f x} e^{-\mu_e(x_1-x)} dx dx_1 \quad (1.42)$$

Dado que $\delta\Psi$ é a energia por unidade de área $\delta\Psi / \delta x_1$ representa a energia depositada por unidade de volume na camada dx_1 .

Então como $(1/\rho)\partial\Psi/\partial x_1$ é a energia depositada por unidade de massa, integrando todas as contribuições de electrões, partindo de vários pontos x obtemos a dose no ponto x .

$$D(x_1) = \int_0^{x_1} \frac{1}{\rho} \mu_{tr} \mu_e \Psi_0 e^{\mu_f x} e^{-\mu_e(x_1-x)} dx \quad (1.43)$$

efectuando o integral fica: $D(x) = \Psi_0 \frac{\mu_{tr} \mu_e}{\rho(\mu_e - \mu_f)} \left[e^{-\mu_f x} - e^{-\mu_e x} \right]$

O kerma é fácil de calcular porque só depende da energia transferida pelos fotões. Assim usando a lei da atenuação exponencial à profundidade x o kerma é dado por:

$$K(x) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \Psi_0 e^{-\mu_f x} \quad (1.44)$$

Para obtermos o ponto em que o kerma e a dose têm o mesmo valor igualamos as duas expressões:

$$K(x) = D(x) \Rightarrow x = \frac{\ln(\mu_e / \mu_f)}{\mu_e - \mu_f} \quad (1.45)$$

diferenciando $D(x)$ verificamos que o máximo da dose ocorre para o mesmo ponto em que o kerma é igual à dose. Dividindo a dose pelo kerma obtém-se:

$$\frac{D(x)}{K(x)} = \frac{\mu_e}{\mu_e - \mu_f} \left(1 - e^{-(\mu_e - \mu_f)X} \right) \quad (1.46)$$

quando x é suficientemente grande o termo exponencial torna-se desprezável. Dado que $\mu_e \geq \mu_f$ então :

$$\frac{D(x)}{K(x)} = \frac{\mu_e}{\mu_e - \mu_f} = 1 \quad (1.47)$$

Pelo que o kerma e a dose têm valores idênticos para grandes profundidades.

Considerando a radiação de travagem obtém-se a situação representada na figura 1.14.

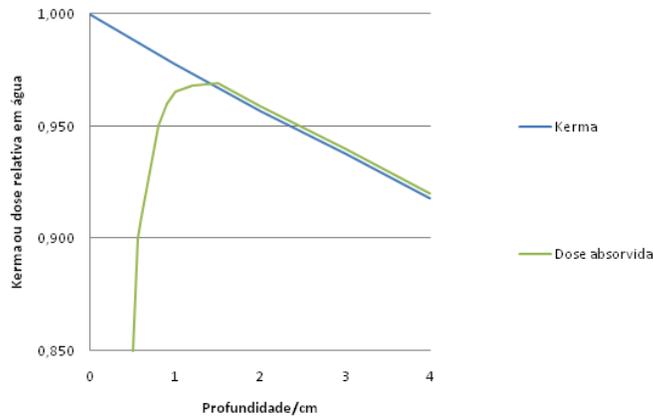


Figura 1.14 Relação entre o Kerma e a Dose absorvida considerando a radiação de travagem

Neste caso a fracção $dN_e / N_e = \mu_e dx_1$ da fluência energética de electrões deve ser calculada usando o coeficiente μ_e^{en} referente só à parte absorvida no material, excluindo a parte emitida por radiação de travagem [GRE85].

Da análise da figura 1.14 podemos concluir que o kerma e a dose absorvida são praticamente idênticos na região da “queda” para energias iguais ou superiores ao Co^{60} .

2.4.2 Cálculo da energia absorvida e transferida através de uma camada fina

Considerando uma camada fina, comparada com o livre percurso médio dos fotões, os electrões secundários são todos parados na camada, mas os fotões de fluorescência e a radiação de travagem passam a camada.

Assim a taxa de energia transmitida através da camada é então [TUR85]:

$$\dot{\Psi} = \dot{\Psi}_0 e^{-\mu_{en}x} \tag{1.48}$$

para $\mu_{en} \cdot x \ll 1$ pode-se escrever, $e^{-\mu_{en}x} \approx 1 - \mu_{en}x$ então fica:

$$\dot{\Psi}_0 - \dot{\Psi} = \dot{\Psi}_0 \mu_{en} x \quad (1.49)$$

Assim podemos escrever a taxa de energia absorvida numa placa de área A, como $\left(\dot{\Psi}_0 - \dot{\Psi}\right)A = \dot{\Psi}_0 \mu_{en} xA$. Uma vez que a massa a sobre essa área é ρxA , onde ρ é a densidade, a taxa de energia absorvida por unidade de massa é:

$$\dot{D} = \frac{\dot{\Psi}_0 \mu_{en} xA}{\rho xA} = \dot{\Psi}_0 \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (1.50)$$

Em condições de equilíbrio electrónico, implica que a taxa de dose num determinado ponto do meio é igual ao produto da taxa de fluência no ponto pelo coeficiente mássico de energia de absorção.

O coeficiente mássico de energia transferida pode ser escrito de forma semelhante, e pela quantidade obtida é denominada de taxa média de kerma na placa.

$$\dot{K} = \dot{\Psi}_0 \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (1.51)$$

3 - Equilíbrio de partículas carregadas

O conceito de CPE (equilíbrio de partículas carregadas) é importante em dosimetria.

O equilíbrio acontece quando o número de electrões secundários que entram e param dentro de um elemento de massa d_m é igual ao número de electrões secundários criados e que saem do mesmo volume. Nestas condições o kerma e a dose absorvida estão relacionadas da seguinte forma:

$$D = \phi \frac{\mu}{\rho} \overline{E_{ab}} = K(1 - g) = K_{col} \quad (1.52)$$

onde g é a fracção de energia dos electrões perdida nos processos radiativos e denomina-se K_{col} kerma de colisão.

Na prática, um equilíbrio entre partículas carregadas é virtualmente impossível de atingir. Nos feixes de fotões a atenuação do meio onde os fotões fluem não permanece constante e assim o número de electrões a serem produzidos a diferentes

profundidades também não é constante. Mesmo que o verdadeiro CPE não exista, há situações em que temos $D \propto K_{col}$.

4 – Teoria da Cavidade

4.1 Teoria da Cavidade de Bragg-Gray

O único método directo para medir a dose absorvida é por calorimetria, em que é medido o aumento da temperatura de uma massa isolada do meio. Este método é contudo apenas possível de ser utilizado em laboratórios de referência. Grande parte das medições de dose absorvida são hoje baseados na medição da ionização, às quais são aplicados uma série de factores de correcção [JOH83]. Estes factores derivam da Teoria da Cavidade de Bragg-Gray (figura 1.15) e seus melhoramentos posteriores. A teoria de Bragg-Gray foi a primeira teoria desenvolvida para relacionar a dose absorvida num dosímetro e a dose absorvida no meio que contém o dosímetro.

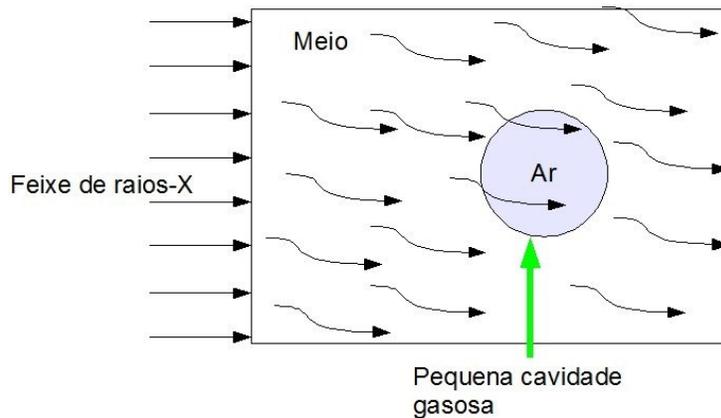


Figura 1.15 Cavidade de Bragg-Gray num meio atravessado por electrões (adaptado de [JOH83])

Esta teoria considera um meio homogêneo contendo uma cavidade pequena cheia de gás e emersa num campo homogêneo de fótons. A ionização do gás na cavidade é produzida pelos electrões, colocados em movimento pelos fótons os quais removem outros electrões dos átomos e das moléculas do gás, dando origem à absorção de energia no gás.

Para se poder aplicar esta teoria têm que ser cumpridas duas condições: as dimensões da cavidade têm que ser reduzidas de modo a não alterar a fluência de

electrões no meio, isto é assume-se que a fluência de electrões que atravessa a cavidade é idêntica à existente num ponto de interesse no meio, na ausência da cavidade. E a dose absorvida na cavidade deve ser depositada pelos electrões libertados no meio circundante pelos fotões, que passam na cavidade.

Assumindo que existem condições CPE, a dose D_m para um meio m , é igual a uma quantidade chamada CEMA (Converted Energy per unit Mass – energia convertida por unidade de massa) [ICR98] dada por:

$$D_m = \Phi_T \left(\frac{S_T}{\rho} \right)_{col}^m \quad (1.53)$$

onde $(S_T / \rho)_{col}^m$ é o poder de paragem de colisão num dado meio para electrões com uma energia cinética T e Φ_T é a fluência dos electrões primários com energia cinética T . O poder de paragem de colisão é usado porque o que nos interessa é a energia depositada num determinado ponto, e não o poder de paragem total, o qual inclui a energia perdida sob a forma de radiação de travagem, que iria escapar.

Sob as condições da teoria da cavidade de Bragg- Gray, a dose depositada num meio D_m está relacionada com a dose na cavidade D_c do seguinte modo:

$$\frac{D_c}{D_m} = \frac{(S_T / \rho)_{col}^c}{(S_T / \rho)_{col}^m} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_m^c \quad (1.54)$$

onde $(S / \rho)_m^c$ é a taxa de poder de paragem mássico de colisão num meio c e m para electrões com uma energia cinética T .

Para feixes compostos por um espectro de energias de electrão, $(S_T / \rho)_{col}^m$ é substituído pelo valor médio do poder de paragem mássico de colisão que é dado por:

$$\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{col}^m = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi(T) (S(T) / \rho)_{col}^m dT}{\int_0^{T_{max}} \Phi(T) dT} \quad (1.55)$$

e a equação 1.55 transforma-se em:

$$\frac{D_c}{D_m} = \frac{(\bar{S}/\rho)_{col}^c}{(\bar{S}/\rho)_{col}^m} = \left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_m^c \quad (1.56)$$

A dose absorvida numa cavidade de ar D_c pode ser determinada pela medição da carga Q produzida no gás através da relação:

$$D_c = \frac{Q}{m_{ar}} \overline{W_{ar}} \quad (1.57)$$

onde $\overline{W_{ar}} = 33,97 J/C$ é a energia cinética média necessária para criar um par de iões no ar é m_{ar} a massa de ar na cavidade na qual é produzida a carga Q [IAE00].

Usando a teoria da Cavidade de Bragg-Gray, a dose no meio D_m é dada por:

$$D_m = \frac{Q}{m_{ar}} \overline{W_{ar}} \left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{ar}^m \quad (1.58)$$

4.2 Teoria da Cavidade de Spencer-Attix

Na teoria de Bragg-Gray considera-se que não existe qualquer interacção do feixe primário na cavidade, devido às suas reduzidas dimensões. Mas no caso dos electrões esta condição é difícil de se obter, a não ser que a parede e o meio gasoso tenham números atómicos aproximados.

Na teoria da Cavidade de Spencer-Attix, esta situação não acontece pois são introduzidos os raios- δ nos cálculos, o que permite corrigir as falhas da teoria de Bragg-Gray. Assim a teoria de Spencer-Attix considera a variação observada na densidade de ionização com o tamanho da cavidade. Sendo esta alteração particularmente importante para cavidades pequenas.

A fluência dos electrões secundários na teoria de Spencer-Attix é dividida em duas componentes baseadas num limiar de energia definido pelo “utilizador” Δ , o qual está relacionado com o tamanho da cavidade. Os electrões secundários com energia cinética T , menor do que Δ , são considerados electrões lentos que depositam a sua energia localmente, electrões com energias maiores ou iguais a Δ são considerados electrões rápidos e são parte do espectro do electrão. Assim o espectro tem um limite

de energia inferior a Δ e um limite de energia superior T_0 , onde T_0 representa a energia cinética inicial do electrão.

A energia depositada é calculada como o produto do poder de paragem mássico de colisão restrito L_Δ / ρ , e a fluência de electrões rápidos com electrões com energias entre Δ e T_0 [NAH78] [NAH88].

$$\frac{D_m}{D_c} = \frac{\int_{\Delta}^{T_{\max}} \Phi^\delta(T) [L_\Delta(T) / \rho]_m dT + \Phi^\delta(\Delta) [S(\Delta) / \rho]_{col}^m \Delta}{\int_{\Delta}^{T_{\max}} \Phi^\delta(T) [L_\Delta(T) / \rho]_c dT + \Phi^\delta(\Delta) [S(\Delta) / \rho]_{col}^c \Delta} = \left(\frac{L_\Delta}{\rho} \right)_c^m \quad (1.59)$$

onde Φ^δ é a fluência do electrão no meio incluindo os raios- δ .

Capítulo 2 – Sistemas dosimétricos

Desde muito cedo que começaram a ser efectuadas tentativas para medir a radiação ionizante com base nos seus efeitos químicos e biológicos.

Muitos são os dosímetros de radiação que têm sido utilizados, desde as câmaras de ionização até aos dosímetros de cintilação, que se encontram nos dias de hoje em início de aplicação. No entanto o funcionamento de qualquer dosímetro de radiação depende basicamente do modo como a radiação que é detectada interacciona com o material do dosímetro. Para que o dosímetro responda, a radiação deve interaccionar com o meio. As interacções que ocorrem no volume do dosímetro dependem da energia e do tipo de partícula incidente. O tempo de interacção é muito curto, tipicamente alguns nanosegundos nos gases e alguns picosegundos nos sólidos. Na maioria das situações práticas, estes tempos são tão curtos que a deposição de energia pode ser instantânea.

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

2.1 Características dos dosímetros

As propriedades consideradas importantes num dosímetro são: a precisão e exactidão na medida, linearidade, dependência com a dose ou taxa de dose, dependência energética, dependência angular e resolução espacial [IAE00].

2.1.1 Precisão

A precisão ou reprodutibilidade nas medidas dosimétricas está relacionada com erros aleatórios devido a flutuações nas características do dosímetro, às condições ambientais e à natureza estocástica do campo de radiação [ATT04]. A precisão pode ser estimada a partir dos dados obtidos em medições repetidas e, geralmente expresso em termos de desvio-padrão. A uma elevada precisão está associado um pequeno desvio padrão.

Pode especificar-se o desvio padrão para um conjunto de medidas N feitas por um dosímetro, a partir de n medições pela equação 2.1.

$$\sigma \cong \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

onde N_i é o valor obtido na medição e $\bar{N} = (\sum N_i)/n$.

Uma estimativa da precisão do valor médio, de n medições deve também ser obtido a partir dos dados experimentais por:

$$\sigma' \cong \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \right]^{1/2} \quad (2.2)$$

A precisão de uma medida individual indica a proximidade entre o valor medido e o valor esperado. A precisão do valor médio de um conjunto de medidas repetidas expressa a probabilidade do seu acordo com o valor esperado.

2.1.2 Exactidão

A exactidão é a grandeza ligada à incerteza na determinação do verdadeiro valor de uma grandeza. Expressa a proximidade entre o seu valor e o valor real da quantidade a medir. Assim, é impossível avaliar a exactidão dos dados a partir dos próprios dados, tal como é feito para avaliar a sua precisão. A exactidão é uma medida do efeito colectivo dos erros em todos os parâmetros que influenciam as medições.

A exactidão depende do tipo radiação que se está a medir, e da calibração do dosímetro. Um dosímetro pode ter uma boa exactidão na calibração para um feixe de raios-X e para outro não.

Precisão e exactidão são duas características diferentes. Uma medição pode ser muito precisa mas ter uma má exactidão e vice-versa.

2.1.3 Linearidade

A linearidade de um dosímetro mede a proporcionalidade entre o valor de uma determinada grandeza física e a dose depositada.

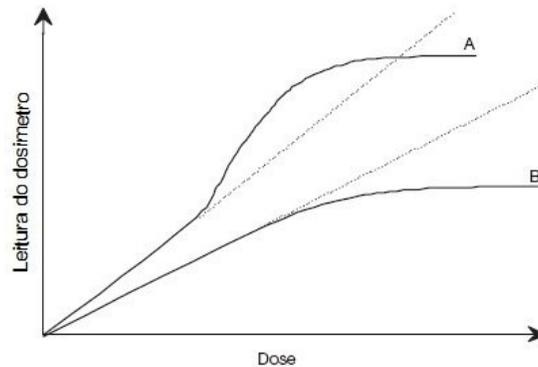


Figura 2.1 Linearidade de dois dosímetros

No gráfico da figura 2.1, apresenta-se a resposta de dois dosímetros em função da dose. Pode verificar-se que ambos os dosímetros A e B apresentam uma zona de linearidade e para doses elevadas atingem a saturação. No entanto o dosímetro A antes de atingir a saturação apresenta uma zona de não linearidade, que deve ser corrigida para que a leitura seja útil.

2.1.4 Sensibilidade

Um dosímetro deve possuir uma adequada sensibilidade para uma determinada gama de dose. A sensibilidade é definida como a razão entre o sinal produzido para uma determinada dose ($dr/d\overline{D}_g$). Uma sensibilidade constante em toda a gama, significa uma resposta linear do dosímetro em função da dose, condição desejável para facilitar a calibração do dosímetro [ATT04].

Numa câmara de ionização a sensibilidade depende da secção eficaz para produção de ionização, da massa do dosímetro, do ruído electrónico e do material de protecção do volume activo. A secção eficaz para a produção de ionização e a massa do dosímetro determinam a probabilidade da radiação incidente converter parte ou toda a sua energia no dosímetro na forma de ionização. Como vimos anteriormente, partículas carregadas são muito ionizantes, de modo que mesmo em dosímetros de

baixa densidade e pequeno volume existirá uma certa ionização produzida no seu volume sensível.

Não basta que ocorra ionização, é necessária uma quantidade mínima para produzir um sinal que possa ser processado. Este limite inferior é determinado pelo ruído do dosímetro e da electrónica associada. O ruído aparece como uma flutuação na diferença de potencial ou corrente na saída do dosímetro e está sempre presente, existindo radiação ou não. Obviamente, o sinal deve ser maior do que o nível médio do ruído. O material na fronteira sensível do dosímetro é outro factor limitante. Devido à absorção de energia, só radiação com energia suficiente para atravessar esta camada poderá ser detectada. A espessura deste material fornece um limite inferior para a energia que pode ser detectada.

2.1.4 Estabilidade

A resposta de um dosímetro deve ser estável ao longo do tempo de utilização. Todos os dosímetros possuem um tempo de vida útil. Factores como a temperatura, a humidade, pressão, luz podem provocar mudanças graduais na sensibilidade do dosímetro ou no sinal de ruído. Dosímetros do estado sólido, fotográficos e químicos são geralmente mais sensíveis a estas mudanças do que por exemplo as câmaras de ionização logo menos estáveis.

2.1.5 Dependência energética

A dependência energética de um dosímetro, é a dependência da sua leitura r , por unidade da quantidade que se pretende medir. Na figura 2.2 encontra-se ilustrada esta dependência para uma quantidade J (dose, exposição, etc).

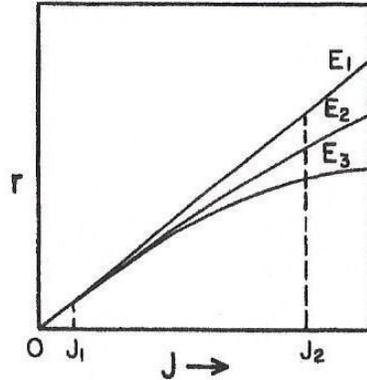


Figura 2.2 Ilustração da dependência energética do dosímetro para uma determinada leitura r em função de uma quantidade J (representa dose, exposição, etc.) [ATT04].

Supondo que as três curvas E_1 , E_2 e E_3 representam três calibrações realizadas com três qualidades de feixe diferentes, podemos dizer que a resposta do dosímetro é linear para a energia E_1 , mas torna-se progressivamente menos linear para E_2 e E_3 , o que está de acordo com o facto da resposta do sistema dosimétrico ser em geral dependente da qualidade do feixe (ou seja da sua distribuição em energia). Frequentemente é necessária a introdução de factores de correcções devido à dependência na energia.

2.1.6 Resolução espacial

Um dosímetro deve possuir uma boa resolução espacial, para que a sua leitura seja o mais próximo possível, do valor real. No entanto os dosímetros não são pontuais como seria desejável, por isso as suas dimensões devem ser as mais reduzidas possíveis para se conseguir uma boa resolução espacial.

Por exemplo os TLD's, os filmes e os cristais de cintilação possuem uma boa resolução espacial devido às suas pequenas dimensões. Já as câmaras de ionização têm pelo menos alguns mm^3 de volume, de forma a apresentarem uma boa sensibilidade, perdem alguma resolução espacial.

2.2 Dosímetros

Em radiologia e braquiterapia os dosímetros mais utilizados são, as câmaras de ionização, dosímetros de cintilação, filmes dosimétricos, dosímetros termoluminescentes (TLD's) e os dosímetros de "optically stimulated luminescence", OSL [SOU00].

2.2.1 Câmara de Ionização

As câmaras de ionização são dosímetros gasosos, podem funcionar em modo corrente ou de carga. O termo câmara de ionização tem vindo a ser usado exclusivamente para o tipo de detectores em que pares ião-electrão são colectados a partir de gases. São dosímetros em que o meio activo de detecção é um gás. Este gás pode ser constituído apenas por uma espécie ou por uma mistura de vários compostos, geralmente com uma base de gases nobres.

A radiação ionizante que se pretende detectar e caracterizar penetra no volume activo do detector e interage com as moléculas do gás. O resultado desta interacção é a produção duma nuvem de cargas eléctricas, composta por pares electrão-ião, cujo número é proporcional à energia depositada pela radiação incidente no dosímetro. Os electrões criados sofrem processos de multiplicação no gás e são posteriormente recolhidos na forma dum sinal eléctrico medido nos eléctrodos de recolha do dosímetro.

As câmaras de ionização têm sido um dos métodos usados em dosimetria que apresenta a maior sensibilidade e precisão. Estão disponíveis comercialmente em vários tamanhos, formas e sensibilidades cobrindo desde a região de intensidades da radiação ambiente até à dos aceleradores (10^{-8} Gy/h – 10^6 Gy s⁻¹). Em energia cobrem também um intervalo muito vasto dos keV a MeV. São sensíveis a fotões, partículas carregadas e quando cheias com o gás adequado, também têm sensibilidade a neutrões.

Na figura 2.3 apresentam-se alguns exemplos de câmaras de ionização utilizadas em dosimetria. Na investigação que deu origem a esta tese foram utilizadas câmaras do tipo A e B.



A – Câmara de raios-X B – Câmara de raios-X e gama C – Câmaras de grande volume

Figura 2.3 Diferentes tipos de câmaras de ionização utilizadas em dosimetria [PTW09]

Fisicamente este tipo de dosímetros (figura 2.4) é, de uma forma muito geral, composto por um contentor metálico, com uma janela por onde penetra a radiação e no interior do qual se encontram a mistura gasosa e os eléctrodos, que estabelecem campos eléctricos bem definidos e nos quais serão recolhidas as cargas eléctricas produzidas. A forma e o tipo de eléctrodos utilizados bem como os campos eléctricos aplicados determinam as propriedades específicas do dosímetro.

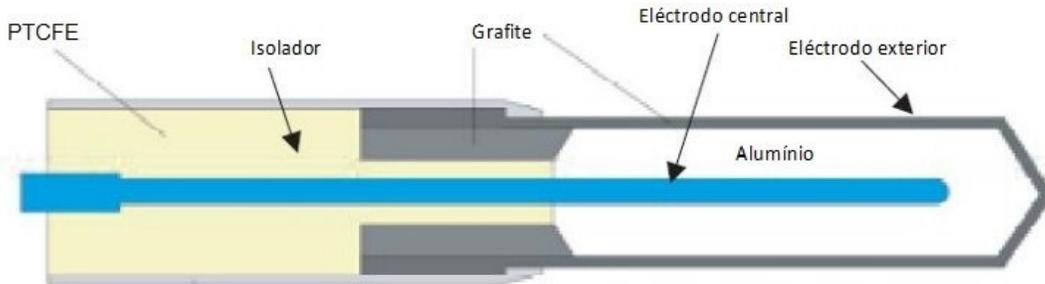


Figura 2.4 Câmara de ionização cilíndrica [IAE00]

A parede da cavidade e o eléctrodo encontram-se separados por um isolador de elevada qualidade a fim de reduzir as correntes de fuga. Contudo são usados eléctrodos especiais que reduzem ainda mais as correntes de fuga (eléctrodos de guarda). Estes eléctrodos proporcionam um caminho alternativo para as correntes de fuga e assegura a uniformização do campo eléctrico no volume sensível da câmara, favorecendo a recolha de carga.

As câmaras de ionização mais utilizadas para raios-X são as Farmer, que possuem volumes activos entre $0,1 \text{ cm}^3$ e $1,0 \text{ cm}^3$, um comprimento interno de cerca de 25 mm e um diâmetro interno de 7 mm . É constituída por uma cavidade preenchida

com gás que contém no centro um eléctrodo e é envolvido por uma parede exterior condutora.

A câmara é equipada com uma cápsula de acumulação acrílica com uma espessura do cerca de $0,5g/cm^2$ para calibração no ar com uma fonte de ^{60}Co [IAE05].

Para efectuar as medidas correctas com as câmaras de ionização é necessário ter em conta vários factores, tais como pressão, temperatura e humidade do ar, sendo o factor de correcção de densidade do ar K_d para estas variáveis calculado pela expressão:

$$k_d = \frac{(273 + T)P_0}{T_0P} \quad (2.3)$$

em que , T é a temperatura do ar, P a pressão absoluta do ar em hPa, a T_0 293 k ($T_0 = 20^\circ C$) e P_0 1013,2 hPa. Outros factores podem afectar as medidas efectuadas como por exemplo, a corrente de saturação, a difusão dos iões para o eléctrodo errado, a dependência em energia e a dependência direcciona.

A formação de pares electrão-ião no gás, pode ocorrer de forma directa ou indirecta. Uma partícula carregada, ao atravessar o volume de conversão do detector dá origem, de forma directa, à criação de um certo número de pares electrão-ião primários; os electrões primários, com energia superior ao potencial de ionização do gás podem ainda ionizar as moléculas do gás, ou seja, produzir indirectamente ionização secundária. No caso da detecção de fotões, é criado, directamente, um fotoelectrão e um ião primário por fotão. Por sua vez, o fotoelectrão pode ter energia cinética suficiente para produzir ionização secundária.

A conversão da radiação, em ionização no gás, é um processo estatístico, em que o número médio de pares electrão-ião formados é proporcional à energia, ΔE , depositada no gás e é dado pela equação:

$$n_0 = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.4)$$

onde w representa a energia média necessária para produzir um par electrão-ião, designada de energia média de ionização.

Relativamente ao número de pares electrão-ião na nuvem primária pode ser descrito por uma distribuição de Poisson, cuja variância e dada por:

$$\sigma_{n_0}^2 = n_0 \quad (2.5)$$

No entanto para alguns meios de detecção, a lei de Poisson não descreve correctamente as flutuações observadas em n_0 , é assim necessário introduzir um factor designado por factor Fano, dado por:

$$F = \frac{\text{Variância observada em } n_0}{\text{Variância predicta pela lei de Poisson}} = \frac{\sigma_{n_0}^2}{n_0} \quad (2.6)$$

O factor Fano é inferior à unidade e é função de todos os processos fundamentais em que haja transferência de energia para o meio, incluindo todas as reacções que não resultam em ionização. Podem ocorrer fenómenos que provocam uma diminuição do número de pares electrão-ião formados, tais como a difusão, transferência e recombinação de cargas.

Considerando-se o processo de recombinação negligenciável e que todas as cargas são eficientemente colectadas, a corrente constituída pelo fluxo orientado destas é uma medida exacta da taxa de pares ião-electrão que se vão formando dentro do volume de gás. A medição desta corrente de ionização é o princípio básico das câmaras de ionização DC.

Um volume de gás encontra-se num espaço confinado, no qual é criado um campo eléctrico por aplicação de uma diferença de potencial externa. No equilíbrio, a corrente externa detectada é igual à corrente de ionização colectada nos eléctrodos, e um amperímetro com sensibilidade suficiente colocado no circuito externo pode então medir a corrente de ionização.

Geralmente são utilizados métodos mais sensíveis para medir a corrente, como deixar a carga acumular num condensador e medir a taxa de variação de voltagem no condensador recorrendo a um electrómetro. Na ausência de diferença de potencial aplicada não se devem registar quaisquer valores de corrente, pois não haverá campo eléctrico no interior do gás, o que levará a que as cargas desapareçam por recombinação ou difusão a partir do volume activo sob acção do gradiente de concentrações.

À medida que a voltagem aumenta o campo eléctrico resultante começa a separar os pares ião-electrão mais rapidamente, o que leva a uma diminuição de recombinação. As cargas positivas e negativas são então encaminhadas para os respectivos eléctrodos com velocidade de deriva cada vez maior, reduzindo ainda mais o processo de recombinação entre o ponto de origem da criação de pares e os

eléctrodos. Por esta razão, a corrente medida aumenta com aumento da diferença de potencial aplicada, visto os efeitos reduzirem o número de cargas que se perdem (por recombinação ou difusão).

Para um valor de diferença de potencial suficientemente elevado, o campo eléctrico é tal que consegue levar a recombinação até um valor que se pode desprezar, podendo-se então considerar que todas as cargas criadas através do processo de ionização contribuem para a corrente de ionização. Assim, aumentando mais a diferença de potencial não aumentará mais a corrente, pois todas as cargas já estão colectadas e considera-se que a sua taxa de formação é constante. A esta região, com valor de corrente constante, dá-se o nome de região de saturação e é nesta que as câmaras de ionização operam [KNO89].

As condições em que ocorre saturação podem ser atingidas em dimensões pequenas, com poucos centímetros, aplicando voltagens não maiores que as dezenas ou centenas de volts. Muitos são os factores que podem levar a uma não completa colecção de cargas, resultando em perda de saturação. Os factores importantes são a recombinação, seguido da difusão. A recombinação é geralmente causada por: trajectórias complicadas no campo eléctrico, zonas com densidades elevadas de iões e electrões devido a níveis elevados de radiação, movimento lento das cargas para os respectivos eléctrodos, estruturas geométricas complicadas e não uniformes.

Estes factores podem ser minimizados se: aumentar diferença de potencial aplicada quando se tem níveis altos de radiação, o campo eléctrico tiver boa simetria e a região sensível da câmara de ionização tiver um bom cut-off, regiões de campo eléctrico fraco e de geometrias complicadas forem evitadas.

A difusão faz-se no sentido oposto ao do fluxo de cargas causado pelo campo eléctrico aplicado, pelo que o efeito pode reduzir a corrente que queremos medir. As perdas na corrente de saturação podem ser minimizadas operando a câmara com uma diferença de potencial elevada.

Dada a magnitude da corrente de ionização, esta deve ser primeiro amplificada e só depois medida. A maneira mais eficaz de medir esta corrente é utilizando um electrómetro. Com este aparelho pode-se medir indirectamente a corrente com base na queda de diferença de potencial ao longo de uma série de resistências colocadas no circuito de medição. A diferença de potencial é amplificada no aparelho e com base nesta obtém-se o sinal.

Outra alternativa é converter primeiro o sinal de DC para AC, o que depois permite uma amplificação mais estável do sinal AC. Esta conversão pode ser feita num electrómetro que colecte a corrente de ionização através de um circuito RC. No

equilíbrio, desenvolve-se uma diferença de potencial constante ao longo deste circuito e a carga é armazenada no condensador. Se o valor do condensador for variando sinusoidalmente em torno de um valor médio C , a amplitude da diferença de potencial AC induzida por esta variação vai ser proporcional à corrente de ionização [KNO89].

2.2.2 Dosímetros de Cintilação

Quando radiações ionizantes interagem com a matéria podem provocar a ionização e / ou excitação dos átomos e moléculas, os quais podem sofrer recombinação ou desexcitação sendo libertada energia. A maior parte da energia é dissipada como energia térmica, por exemplo, nas vibrações moleculares em gases ou líquidos ou vibrações na estrutura de um cristal. No entanto, em alguns materiais parte da energia é libertada como luz visível [SOR87]. A emissão de luz pelos materiais após excitados por radiação ionizante é muitas vezes dividida em fluorescência e fosforescência.

A fluorescência é um processo quase imediato de emissão de luz, existindo contudo, também fluorescência atrasada, correspondendo a processos de desexcitação com tempos mais elevados.

A fosforescência corresponde a uma processo de emissão de luz de comprimento de onda mais elevado que na fluorescência e a tempos de atraso bastante superiores.

A luz de cintilação é um processo de emissão de luz de fluorescência por parte de um dopante do material da matriz do meio absorvente (o "cristal"), correspondendo ao comprimento de onda em que a absorção por parte da matriz é baixa.

Estes materiais que emitem luz quando irradiados com radiação ionizante, são cintiladores que podem ser inorgânicos como os cristais de iodeto de sódio, orgânicos como o antraceno ou plásticos carregados com químicos apropriados, e podem ser utilizados como dosímetros de radiação [GRE85].

A luz emitida por estes materiais pode por exemplo, ser detectada com tubos fotomultiplicadores, e numa primeira aproximação a corrente de saída do fotomultiplicador é proporcional à taxa de energia absorvida no material. Os cintiladores inorgânicos apresentam um melhor sinal enquanto que os orgânicos apresentam uma resposta mais rápida mas o sinal é menor [KNO89].

Em termos práticos devido à sua densidade os cintiladores orgânicos são os mais adequados para detecção de partículas beta e neutrões e os inorgânicos para a detecção de raios gama [KNO89]. Os cristais de cintilação plásticos apresentam muitas vantagens para feixes externos utilizados em radioterapia, pois são tecido equivalente à água, são razoavelmente independentes da energia, da taxa de dose e podem ter pequenas dimensões.

Os materiais cintiladores para detecção de radiação têm que possuir algumas características importantes, tais como [KNO89]:

- transformar toda energia cinética da radiação incidente ou dos produtos da interação em luz detectável;
- a luz produzida ser proporcional à energia depositada;
- serem transparente ao comprimento de onda da luz visível que produzem;
- ter boa qualidade óptica;
- possuir resistência aos danos gerados pela radiação incidente, permitindo a estabilidade e a reprodutibilidade das medidas;
- ter um tempo de luminescência curto para geração rápida de pulsos;

Embora seja difícil encontrar um material que reúna todas estas condições, alguns apresentam boas características para sua utilização.

2.2.2.1 Processo de cintilação em cintiladores orgânicos

Os cintiladores orgânicos são compostos por moléculas de hidrocarbonetos aromáticos, como por exemplo o antraceno, para os quais se pode representar o diagrama de energia apresentado na figura 2.5.

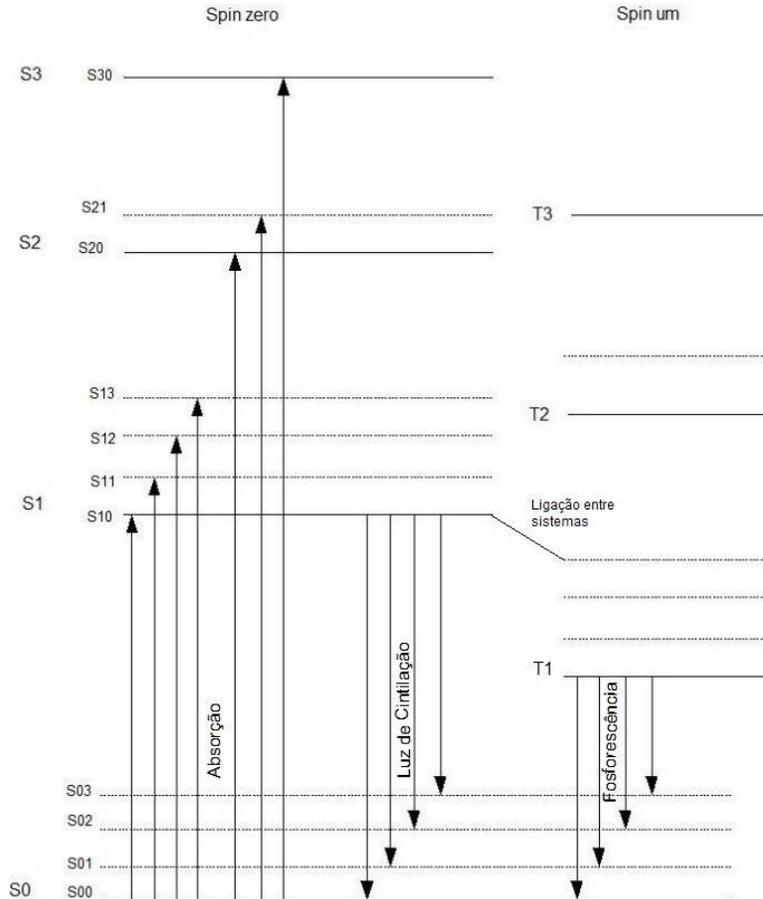


Figura 2.5 Níveis de energia para uma molécula orgânica com estrutura eletrônica π (adaptado de [KNO89]).

A maioria dos cintiladores orgânicos são baseados em moléculas com uma estrutura de níveis eletrônicos com orbitais π . Na figura 2.5 estão representados os níveis energéticos S0, S1, S2 e S3 associados a spin zero, e os níveis energéticos T1, T2 e T3 para spin um. Para moléculas de interesse para cristais orgânicos a diferença de energia entre o e nível S0 e S1 é da ordem de 3 ou 4 eV e entre os outros níveis é um pouco menor. Cada uma destas séries eletrônicas é subdividida em subníveis, (S00, S01,...) com menor espaço entre eles (cerca de 0,15 eV), que correspondem a vários estados vibracionais da molécula. Pode ser absorvida energia, quando os electrões transitam para qualquer estado excitado. A absorção corresponde à

absorção da energia cinética das partículas carregadas que passam próximo, e os electrões passam do estado fundamental (S_0), para estados excitados (S_1, S_2, \dots). Uma vez nestes estados a maior probabilidade é os electrões fazerem transições para subníveis, com emissão de luz de cintilação. A luz de cintilação e a luz de fluorescência são emitidas em transições entre o nível S_1 e os subníveis vibracionais do estado fundamental. A diferença entre estas é que a luz de fluorescência possui um tempo de emissão da ordem dos nanosegundos, enquanto a de cintilação é relativamente mais rápida. Quando ocorre a transição entre o nível T_1 e os subníveis do estado fundamental ocorre emissão de luz de fosforescência, cujo tempo de emissão é da ordem dos 10^{-3} segundos.

Em algumas moléculas orgânicas os electrões do estado T_1 , podem ser excitados ao estado S_1 e posteriormente transitarem para o estado fundamental, emitindo luz de fluorescência. Este facto explica a diferença entre o tempo de emissão da luz de cintilação e de fluorescência.

Os dosímetros plásticos de cintilação, utilizados neste estudo não são mais do que cintiladores orgânicos dissolvidos num solvente que pode ser posteriormente polimerizado.

O processo de cintilação pode ser dividido em três etapas [KNO89]:

- Conversão: A energia da radiação incidente excita os átomos ou moléculas do cintilador. Este processo de conversão resulta na formação de um grande número de pares electrão-lacuna.
- Transferência: Os pares electrão-lacuna recombina-se, transferindo a energia para iões luminescentes, que passam a um estado excitado.
- Emissão: Os iões luminescentes regressam ao estado fundamental, emitindo luz, que é transmitida através do material cintilador. A emissão do cintilador é detectada por um fotomultiplicador ou um fotodiodo. Se existir uma boa adequação entre a banda de emissão do cintilador e a curva de sensibilidade do detector, a luz será convertida de forma eficiente em sinal eléctrico por este.

A eficiência da resposta do cintilador, que é definida como sendo a fracção de todas as partículas energéticas incidentes que são convertidas em luz visível, e pode ser escrita como o produto de três eficiências parciais:

$$\eta = \gamma S q \tag{2.7}$$

em que γ é a eficiência do processo de conversão, S é a eficiência do processo de transferência e q representa a eficiência do centro luminescente.

O coeficiente de conversão γ da radiação incidente, em energia para a formação de pares electrão-lacuna, dado pela equação:

$$\gamma = \frac{E}{\beta E_g} \quad (2.8)$$

em que E , representa a energia absorvida, E_g a energia do *gap* e β é o factor que depende da estrutura cristalina.

O rendimento quântico (q) destes centros é dado pela expressão:

$$q = \frac{\Gamma}{\Gamma + \lambda} \quad (2.9)$$

onde Γ representa a taxa de decaimento acompanhado de emissão de radiação, e λ reúne as taxas de todos os processos de decaimento não-radiactivo possíveis.

O tempo de decaimento é um factor determinante da resolução, em sistemas de formação de imagem por cintilação. O processo de emissão de um cintilador pode ser dividido em emissão primária e emissão pós-luminescente.

A intensidade do decaimento primário (I) é dada pela equação:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.10)$$

onde τ é o tempo de vida num estado excitado. Para que o detector tenha uma boa resolução são necessários tempos de vida da ordem do nanosegundos.

Mas o processo de emissão pós-luminescente, que compete com a cintilação é a fluorescência e prejudica a eficiência e a resolução do detector. Este processo resulta de imperfeições da rede cristalina, que impede a recombinação imediata dos pares electrão-lacuna e assim diminui a quantidade de energia transferida para os centros de luminescência.

Quando o intervalo de tempo entre as transições é da ordem dos nanosegundos, este processo é chamado de fluorescência. Mas quando a transição apresenta um intervalo de tempo maior até resultar na emissão de fótons, estamos perante a fosforescência.

Cada material cintilador tem um espectro de emissão característico, normalmente na zona do ultravioleta e/ou visível, que não depende da natureza da radiação incidente.

A transparência é um factor crítico para cintiladores, uma vez que o fóton emitido, com energia na região do visível, precisa ser transportado de maneira eficiente para o fotodetector.

O número médio de fótons de cintilação produzidos num cintilador quando nele é dissipada uma energia E_γ é dado por:

$$\bar{n} = \frac{E_\gamma}{\bar{\varepsilon}} r_{cint} \quad \text{ou} \quad \bar{n} = \frac{E_\gamma}{W_s} \quad (2.11)$$

em que $\bar{\varepsilon}$ é a energia média dos fótons de fluorescência, W_s é a energia média para produzir um desses fótons e r_{cint} é o rendimento de fluorescência ($r_{cint} = \bar{\varepsilon}/W_s$).

O trânsito da radiação de fluorescência através do cintilador até atingir o fotodetector depende da transparência do cintilador à sua própria radiação de fluorescência (os fótons emitidos não devem ser reabsorvidos) e também da geometria óptica do sistema. Esta depende da forma do cintilador, das propriedades difusoras da sua superfície e do acoplamento óptico entre o cintilador e o fotocátodo do fotodetector. Os cristais utilizados têm normalmente a forma cilíndrica e a sua superfície, com excepção da face adjacente ao fotocátodo é geralmente revestida dum bom difusor de luz, por exemplo, MgO ou Al₂O₃. O acoplamento óptico faz-se por meio de um líquido transparente.

A estabilidade e a reprodutibilidade da luz emitida por um cintilador são propriedades determinantes do seu tempo de vida útil. Danos provocados por radiação referem-se a variações nestas propriedades quando sujeitos a altas doses de radiação, que criam novas imperfeições no material.

Os cintiladores apresentam algumas limitações, não podem ser utilizados isoladamente, têm que ser utilizados em conjunto por exemplo com fotomultiplicadores, fotodiodos e diodos de avalanche que convertem o sinal luminoso em sinal eléctrico. Como exemplo de materiais cintilantes que podem ser utilizados como dosímetros temos as fibras ópticas plásticas cintilantes, quando irradiadas por uma determinada dose de radiação elas transformam-na em luz que irá ser detectada por um fotodetector. Dependendo a quantidade de luz produzida da dose de radiação incidente. Uma vez que vão ser a base do dosímetro construído neste trabalho, vamos referi-las com algum detalhe.

2.2.2.1 Fibras ópticas

Uma fibra óptica é um guia de onda dielétrico cilíndrico, capaz de transportar energia luminosa e informação. É constituída por uma região central, o núcleo, rodeada de uma bainha concêntrica, de índice de refração ligeiramente inferior. Estes dois cilindros são geralmente protegidos por uma camada plástica. A composição e geometria da fibra determinam o conjunto discreto de modos de propagação da fibra. Os modos guiados confinados ao núcleo propagam energia ao longo da fibra, transportando informação e potência. Se o núcleo for suficientemente largo, podem propagar-se simultaneamente muitos destes modos, fibras multimodo; se o núcleo for de dimensões reduzidas, menores que $10 \mu m$ apenas um modo se propaga, fibras monomodo.

Além desta classificação das fibras em termos de modos de propagação, o perfil de índice de refração, a largura de banda, os materiais utilizados no núcleo e bainha, a atenuação, a dispersão, a polarização, etc., são alguns dos factores que servem para as distinguir.

O princípio fundamental que rege o funcionamento das fibras ópticas é o fenómeno físico denominado de reflexão total da luz. Para que haja a reflexão total a luz deve passar de um meio mais refringente para um meio menos refringente, e o ângulo de incidência deve ser igual ou maior do que o ângulo mínimo.

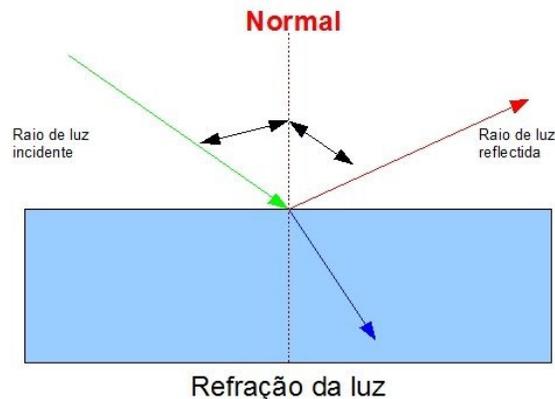


Figura 2.6 Reflexão e refração da luz

Quando um raio de luz passa de um meio transparente para outro, como se encontra ilustrado na Figura 2.6, este sofre um desvio dado, pela equação de Snell:

$$n_1 \cdot \text{sen} \theta_i = n_2 \cdot \text{sen} \theta_r \quad (2.12)$$

onde n_1 é o índice de refração do primeiro meio, que o feixe de luz se propaga, n_2 é o índice de refração do segundo meio, que o feixe se vai refractar, θ_i é o ângulo de incidência e θ_r o ângulo de refração

Quando $n_2 > n_1$, isto é, o segundo meio é mais denso opticamente, a luz refractada aproxima-se da normal à superfície, quando $n_1 > n_2$, acontece o contrário a luz é desviada em direcção à interface.

Se o ângulo de incidência for tal que, substituindo na Lei de Snell, resulte num valor de $\text{sen} \theta_i > 1$, o que acontece é que a luz é reflectida de novo para o primeiro meio, não existe transmissão da luz em 2. Diz-se que a luz sofre reflexão interna total, o que acontece para os ângulos de incidência superiores a um ângulo crítico, θ_c , este ângulo crítico corresponde a um ângulo de transmissão de 90°.

Substituindo $\theta_t = 90^\circ$ na expressão da lei de Snell, o valor do ângulo crítico é então dado por:

$$\text{sen} \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.13)$$

Em termos de óptica geométrica, o conceito de reflexão interna total “transforma” a superfície de incidência num espelho perfeito. No entanto, se examinado em termos de propagação de ondas electromagnéticas, confirma-se a existência de um campo electromagnético fraco no meio mais denso, embora decaia rapidamente com a distância à interface, e não transmita energia a esse meio. Mas se um outro meio opticamente denso for colocado perto do material onde ocorre a reflexão interna total, pode ocorrer acoplamento de energia entre os dois mais densos [KEI87].

Fazendo incidir luz num cilindro de um meio transparente, de índice de refração $n_{\text{meio transparente}} > n_{\text{ar}}$, essa luz fica presa entre as duas interfaces ar-meio e meio-ar, propagando-se dentro do cilindro.

Para eliminar estes problemas, é utilizado um segundo cilindro de vidro, com um índice de refração inferior. A fibra é então constituída por uma região central, o núcleo, de índice de refração n_1 , rodeada pela bainha um cilindro de vidro de índice de refração n_2 , com $n_1 > n_2$ (figura 2.7) . A bainha é ainda protegida por um cabo plástico de protecção. A utilização de um segundo meio transparente de índice de refração intermédio entre o índice do núcleo e do ar, permite tornar a condução da luz no interior da fibra mais independente das possíveis “agressões” efectuadas à superfície da fibra.

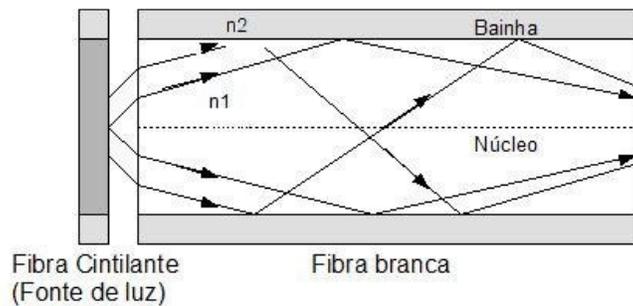


Figura 2.7 Propagação da luz na fibra óptica

O cone de raios que é aceite por uma fibra óptica é determinado pela diferença entre os índices de refração do núcleo e da bainha.

Define-se a quantidade Δ , diferença fraccional de índice de refração como:

$$\Delta = \frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \quad (2.14)$$

Existe um valor máximo do ângulo de entrada na face da fibra, denominado ângulo crítico, que permitirá a propagação da energia luminosa ao longo do núcleo. Este ângulo depende dos índices de refração do núcleo e da bainha e define um parâmetro denominado de abertura numérica.

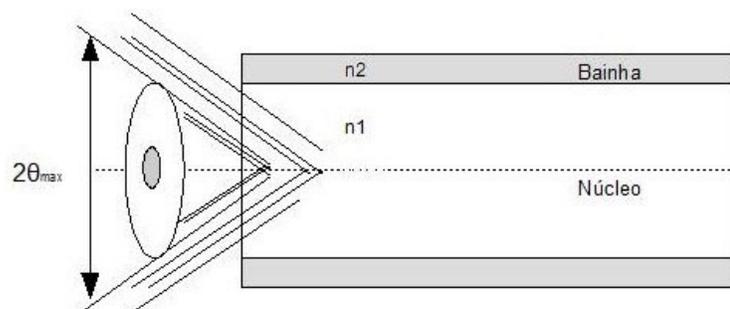


Figura 2.8 Representação da abertura numérica e ângulo crítico

A definição de ângulo crítico pode ser utilizada para calcular as dimensões do cone de aceitação de luz de uma fibra óptica, com uma diferença fraccional de índice de refração Δ .

Quando a luz incide na interface núcleo-bainha segundo um ângulo crítico θ_c se o ângulo do cone for θ_{cone} , pela lei de Snell:

$$\begin{aligned} n_i \text{sen} \theta_{cone} &= n_n \text{sen} \theta_t = n_n \text{sen}(\pi/2 - \theta_{crit}) \\ n_i \text{sen} \theta_{cone} &= n_n \cos \theta_c \\ n_i \text{sen} \theta_{cone} &= n_n \sqrt{1 - \text{sen}^2(\theta_{crit})} \end{aligned} \quad (2.15)$$

sendo $\text{sen} \theta_{crit} = \frac{n_{bainha}}{n_{núcleo}}$, pelo que

$$n_i \text{sen} \theta_{cone} = \sqrt{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.16)$$

A abertura numérica NA, é uma medida da quantidade de luz que pode ser captada por um sistema óptico, seja uma lente, uma objectiva microscópica ou uma fibra óptica.

Por definição, $NA = n_i \text{sen}(\theta_{max})$, em que θ_{max} é o maior ângulo de incidência que um raio pode ter para que ocorra reflexão interna total. Se a luz incidente for proveniente do ar ($n_{ar} \cong 1$), para uma fibra óptica, a abertura numérica é dada por:

$$NA = \sqrt{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.17)$$

Quando $\Delta \ll 1$ a abertura numérica pode ser escrita aproximadamente como

$$\begin{aligned} NA &= \sqrt{(n_n + n_b)(n_n - n_b)} \\ NA &= \sqrt{(2n_n)(n_n \Delta)} \\ NA &= n_n \sqrt{2\Delta} \end{aligned} \quad (2.18)$$

O conhecimento da abertura numérica é importante para descrever a energia luminosa captada e determinar-se a eficiência de acoplamento da fonte luminosa com o núcleo da fibra óptica. É também importante, no estudo de outras características de transmissão, como no cálculo da dispersão, na determinação da quantidade de modos de propagação, no cálculo das perdas de potência e etc.

Mesmo quando a fonte de luz acoplada directamente ao núcleo, da fibra somente os raios que incidem com um ângulo maior ou igual ao valor crítico poderá originar um modo guiado no núcleo. Quanto maior for a abertura numérica melhor será a eficiência de acoplamento e mais modos terão condições favoráveis de propagação.

De um modo geral todas as fibras ópticas atenuam o sinal luminoso que nelas se propaga. Esta atenuação pode ocorrer por diversos processos, absorção, dispersão de Rayleigh e perdas radiativas.

O processo de absorção ocorre devido à presença de impurezas no material de que é constituída a fibra, em especial as impurezas de metais de transição e iões OH^- . Existe no entanto um limite inferior para o valor da absorção da luz numa fibra, e que é imposto pela absorção intrínseca do material. Esta absorção é devida à absorção electrónica na zona do ultravioleta e a excitação de níveis vibracionais na zona do infravermelho.

Os defeitos de estrutura atómica no condutor de luz, bem como a ausência de moléculas em certos pontos ou a aglomeração de grupos de átomos em outros, constituem igualmente causas de atenuação do sinal propagado. Estas causas podem tornar-se muito importantes em fibras que sejam submetidas a elevadas doses de radiação nucleares.

Como o coeficiente de atenuação de Rayleigh é proporcional a λ^{-4} , a atenuação devida a este processo torna-se rapidamente pouco importante quando o comprimento de onda da luz aumenta, o que torna atractivo deste ponto de vista a transmissão de sinais de grande comprimento de onda (infravermelho).

No que diz respeito às perdas radiativas, quando uma fibra óptica apresenta um raio de curvatura finito numa determinada diferença de potencial, surgem perdas por efeitos radiativos [KEI87] que aumentam exponencialmente com a curvatura.

Este facto pode explicar-se da seguinte forma: Os modos de propagação guiados têm uma parte da onda que se propaga na bainha (e que decresce exponencialmente com a distância ao núcleo da fibra). Quando se diminui o raio de curvatura a velocidade com que se propaga esta parte da onda (do lado em que o raio é maior) tem que ser maior para se manter em fase com a parte que se propaga na região central da fibra. A partir de um certo valor do raio de curvatura a velocidade

com que parte da cauda da onda teria que se propagar seria maior que a velocidade da luz no vácuo, pelo que parte da energia é então irradiada.

As perdas por radiação podem ainda surgir quando a fibra apresenta um conjunto de microcurvaturas aleatoriamente distribuídas. Estas microcurvas são mudanças aleatórias na curvatura da fibra e podem surgir durante o processo de fabrico ou através da manipulação subsequente da fibra.

Além destes factores, há ainda a dispersão de modos de propagação, que é um fenómeno resultante da diferença de velocidades de propagação que causa o “espalhamento” de um sinal no tempo, o que limita a taxa de transmissão através das fibras e contribui para a sua atenuação.

A dispersão cromática é causada pela diferença de velocidade dos diferentes comprimentos de onda que compõem o espectro da luz transmitida, depende do comprimento de onda e divide-se em dois tipos: dispersão material e dispersão de fibra óptica.

A dispersão material ocorre, pois o índice de refração depende do comprimento de onda, e como as fontes luminosas existentes não são ideais, ou seja, possuem uma certa largura espectral finita, cada comprimento de onda tem um valor diferente de índice de refração num determinado ponto, logo cada comprimento de onda viaja no núcleo com velocidade diferente, provocando uma diferença de tempo de percurso e a dispersão do impulso luminoso.

A dispersão de fibra óptica é provocada por variações nas dimensões do núcleo e variações no perfil de índice de refração ao longo da fibra óptica e depende também do comprimento de onda da luz.

2.2.2.1.1 Propagação de luz

A intensidade da luz de cintilação propagada ao longo do comprimento da fibra é atenuada devido a diversos efeitos:

- Imperfeições na interface entre o núcleo e a bainha, que podem perturbar a reflexão interna total.
- Parte da luz de cintilação pode ser reabsorvida na fibra, devido à sobreposição das bandas de emissão e absorção da matriz.

- A dispersão de Rayleigh devido a pequenas flutuações de densidade no núcleo, pode desviar um raio óptico e assim já não ser totalmente reflectido internamente.

O efeito conjunto destes processos de atenuação é frequentemente expresso como um comprimento de atenuação para a fibra. Se a probabilidade da atenuação para um determinado comprimento é constante, seria de esperar que a intensidade da luz, a uma distância x do local original de cintilação diminua exponencialmente.

$$\frac{I}{I_0} = e^{-x/L} \quad (2.19)$$

onde I_0 é a intensidade próxima do local e L é o comprimento de atenuação. Os valores típicos de L para fibras ópticas encontram-se a partir de algumas dezenas de centímetros a diversos metros. O comportamento realmente observado nas fibras afasta-se do comportamento exponencial simples. Uma importante causa deste desvio é o facto de pequenos comprimentos de onda do espectro de emissão serem mais facilmente reabsorvidos do que os comprimentos de onda grandes [KEI87].

Para distâncias curtas, a forte absorção de pequenos comprimentos de onda resulta num menor comprimento de atenuação, considerando que a luz persiste para longas distâncias, é atenuada menos e é caracterizada por um maior comprimento de atenuação. Devido à limitada perda de energia de partículas carregadas em fibras de pequeno diâmetro e a relativamente baixa eficiência de cintilação em cintiladores orgânicos, a luz de cintilação gerada em condições típicas nas fibras é pequena. Além disso, somente uma pequena fracção desta luz é capturada e propagada com sucesso até ao fim da fibra. Portanto em condições normais, pode envolver sinais de cintilação que envolvem um pequeno número de fótons. Assim, sinal detectado é muitas vezes perto do sinal de ruído.

Em qualquer dosímetro de cintilação, seria desejável recolher a maior fracção possível da luz, emitida por uma fonte isotrópica. Dois efeitos podem surgir na prática, que levam a que a quantidade de luz colectada seja menor: a auto-absorção óptica dentro do cintilador e perdas dentro das superfícies do próprio cintilador. Portanto, a uniformização da recolha de luz normalmente depende principalmente das condições que existem na interface entre o cintilador e a superfície a que está conectado. Uma uniformidade perfeita, seria garantir que todos os eventos depositam a mesma energia independentemente do local onde eles ocorrem no cintilador.

Uma boa colecção de luz exige que o cristal seja uma única peça, ou então tem que existir uma boa técnica de junção das peças. Quando são utilizadas peças separadas, são adicionadas superfícies de reflexão que podem afectar seriamente a uniformidade de captação da luz [KNO89].

2.2.2.1.2 Fibras ópticas como dosímetros

As fibras cintilantes plásticas mais comuns são formados por um núcleo de poliestireno ($n=1,58$) com uma pequena percentagem de flúor orgânico, e as bainhas são de polimetilmetacrilato ($n=1,49$) ou fluoretos de polimetacrilato ($n =1,42$).

Os diâmetros típicos variam entre poucas décimas de milímetro e alguns milímetros. Para fibras ópticas plásticas, que são de pequeno diâmetro, há uma diminuição no rendimento de luz absorvida devido à inibição da transferência de energia que ocorrer da matriz de plástico para as moléculas orgânicas de flúor que são a fonte de luz de cintilação.

Muitas das fibras plásticas são deste tipo, formadas por uma solução de dois componentes na qual o flúor orgânico é distribuído numa matriz sólida. Para um rendimento máximo de luz, em pequenas dimensões, é utilizada uma concentração de flúor relativamente elevada. Outras fibras consistem num sistema formado por três componentes, em que um deslocador de comprimento de onda é fornecido como um componente adicional, normalmente outra molécula orgânica, que tem como função absorver a luz de cintilação primária e reemiti-la num comprimento de onda superior. [KNO89].

As fibras ópticas cintilantes de plástico apresentam muitas vantagens, para serem utilizadas como dosímetros, no entanto apresentam algumas limitações. Um exemplo é a geração de luz de Cherenkov, que provoca uma variação no sinal de produzido [LAM08].

A luz de Cherenkov é gerada na fibra óptica quando partículas carregadas viajam mais rápido do que c/n , onde c é a velocidade da luz no vácuo e n é o índice de refração do material. O sinal da luz de Cherenkov é muito dependente da configuração da fibra óptica e do feixe de radiação, especialmente do ângulo formado entre o feixe de electrões e o eixo da fibra [BED04]. Quando o comprimento da fibra no

campo de radiação e o ângulo são mais ou menos constantes entre cada medida, a luz de Cherenkov pode ser proporcional à dose recebida [LAM08].

De acordo com a relação de Mach a luz de Cherenkov é emitida num cone de abertura θ em relação à direcção da partícula incidente dada por:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.20)$$

Assim a velocidade limiar para a produção de luz de Cherenkov é $\beta = 1/n$ ou $v = c/n$.

Uma vez que a energia cinética de uma partícula livre é dada por:

$$E_c = \gamma m_e c^2 - m_e c^2 = (\gamma - 1) m_e c^2$$

sendo $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} = 1/\sqrt{1 - (1/n)^2}$, obtemos para o plástico com $n=1,58$ uma energia cinética mínima para a produção de luz de Cherenkov de aproximadamente 150 keV. De notar que esta energia será a energia mínima dos electrões secundários postos em movimento por fotões, pelo que o limiar para estes será sempre ligeiramente superior (o valor exacto depende do tipo de material) [FRE05].

Na dosimetria com cintiladores para energias superiores, é necessário remover a luz de Cherenkov, para tal vários métodos têm sido utilizados. Um dos métodos o descrito por Beddar et al (1992), que consistia em colocar uma segunda fibra, para medir a luz de Cherenkov na fibra, que seria subtraída ao sinal do cintilador. No entanto este processo traz duas desvantagens, a primeira é que as duas fibras podem gerar sinais de fundo diferentes e a segunda é o aumento da espessura do dosimetro e do número de detectores de luz necessários [BED92].

O segundo método descrito por Clift et al, está relacionado com o facto do processo de emissão de radiação de Cherenkov ser um processo rápido e o processo de cintilação um processo lento e assim utiliza-se um cintilador com uma constante de decaimento longa para maximizar a luz de cintilação emitida entre cada impulso do gerador de radiação. No entanto, este método tem a desvantagem, que toda a luz de cintilação que é produzida fora do período de detecção é perdida, o que reduz a sensibilidade do detector [CLI02].

O terceiro método descrito por Boer et al, que explora a diferença espectral entre a luz gerada no cintilador e a luz de Cherenkov.

Como a intensidade do espectro da radiação de Cherenkov é proporcional a λ^{-3} (onde λ é o comprimento de onda da luz de Cherenkov), utilizando um cintilador com um comprimento de onda elevado de emissão, filtramos a luz de pequenos comprimentos de onda, a magnitude da luz de Cherenkov relativamente ao sinal do cintilador pode ser reduzida [BOE93].

O quarto método para reduzir a luz de Cherenkov foi demonstrado por Fontbonne et al que criaram um método que refere que o espectro de Cherenkov é independente da energia dos electrões e do ângulo de incidência na fibra, medindo dois comprimentos de onda separados é suficiente para subtrair a radiação de Cherenkov. O primeiro comprimento de onda na região do pico da luz, e o segundo onde existe pouca luz de cintilação é principalmente sinal de fundo. Desde que o espectro de Cherenkov seja conhecido a relação entre as intensidades nas duas regiões pode ser usada para determinar o valor do sinal de Cherenkov e de cintilação.

Todos os métodos descritos, descrevem a eliminação da radiação de Cherenkov depois de ser produzida na fibra, J. Lambert et al [LAM08] desenvolveram outro método que consistia na utilização de uma fibra de núcleo de ar para transmitir a luz de cintilação através de uma superfície reflectora colocada no interior. Como os electrões não produzem luz de Cherenkov no ar, pois o seu índice de refração é muito próximo da unidade. Assim o núcleo de ar transmite a luz de cintilação mas elimina a luz de Cherenkov.

A gama de energias utilizadas na maior parte do estudo desta tese estão abaixo do limiar de produção de radiação de Cherenkov [WIL99], portanto este problema não se coloca, excepto para os testes com a fonte de Ir-192.

2.2.2.1.3 Danos provocados pela radiação nas fibras

As fibras cintilantes estão sujeitas a danos provocados por altas doses de radiação, por vários efeitos. Os danos materiais provocados pela radiação podem diminuir o rendimento de luz de cintilação, e também afectam a absorção de luz ao longo do comprimento da fibra. A radiação induzida por centros de absorção tende a atenuar o efeito azul do espectro mais acentuadamente.

Os danos provocados nos cintiladores plásticos convencionais são muito influenciados pela natureza da radiação, pela taxa de irradiação, e pela presença ou ausência de oxigénio durante a exposição. A recuperação parcial da produção de cintilação após a exposição pode ocorrer mas pode levar mais de um mês á temperatura ambiente [KNO89].

2.2.3 Dosímetros Semicondutores

Os detectores semicondutores tornaram-se populares em dosimetria de feixes de fótons e electrões no início dos anos oitenta devido ao seu curto tempo de resposta, segundos comparados com as horas dos TLD's [SAI02], e à elevada sensibilidade, cerca de 18000 vezes superior a uma câmara de ionização com o mesmo volume [GRU87]. Contudo a sensibilidade dos detectores semicondutores depende da temperatura, da taxa de dose, da energia e das dimensões do campo de radiação [SAI02].

Outras das vantagens dos detectores semicondutores são a excelente reprodutibilidade, a boa estabilidade mecânica, a ausência de polarização externa e o pequeno tamanho. O desenvolvimento de detectores com estas propriedades foi possível devido a adaptações da tecnologia da microeléctronica no fabrico de detectores de silício.

Os avanços na tecnologia de fotodiodos de silício têm permitido a sua utilização numa variedade de aplicações que envolvem feixes de fótons e de partículas carregadas. Estes avanços na tecnologia envolvem não só um grande número de técnicas de transformação (implantação iónica, difusão, etc) mas também uma melhoria nas propriedades físicas dos semicondutores e do filme que o envolve, como por exemplo uma dopagem mais uniforme e uma maior resistividade do silício. Tal

como os outros detectores também os detectores semicondutores possuem limitações que devem ser consideradas quando se utilizam, por exemplo a dose em profundidade é super estimada para campos de fótons de baixa energia e os perfis de dose em campos extensos são ligeiramente alterados. A razão para estes efeitos é o aumento da secção transversal devido ao efeito fotoeléctrico no silício relativamente à água para fótons de energia de 200 keV [GRU87].

2.2.3.1 Materiais semicondutores

Os semicondutores elementares típicos são o silício (Si) (figura 2.9) e o germânio (Ge) são elementos com quatro electrões de valência, por isso um átomo deste tipo pode estabelecer quatro ligações com quatro átomos vizinhos equidistantes formando uma estrutura cristalina tetraédrica, muito semelhante à estrutura cristalina do diamante.

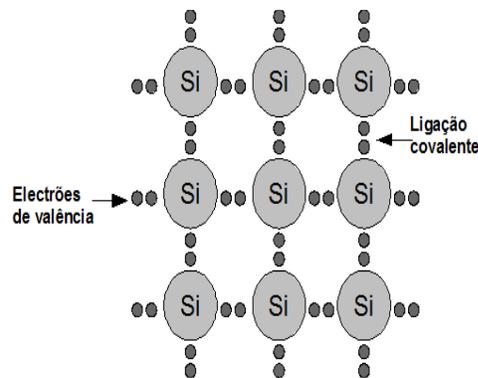


Figura 2.9 Semicondutor de silício

A temperaturas muito próximas de zero absoluto ($T \cong 0K$), todas as ligações covalentes do cristal de silício (ou germânio) estão preenchidas e assim o mesmo não apresenta condutividade eléctrica devido à ausência de electrões livres. No entanto à medida que a temperatura aumenta, existe uma maior probabilidade, devido à agitação térmica, de ocorrer a ruptura de uma ou mais ligações covalentes no cristal, formando um par electrão-lacuna, sendo este último correspondente à falta de um electrão na ligação covalente. Portanto devido ao movimento dos electrões e das lacunas no cristal é produzida uma certa condutividade eléctrica, os electrões que participam no fenómeno da condução são electrões de valência e as lacunas comportam-se como se fossem partículas carregadas, com carga positiva.

Num metal, a banda de maior energia não está completamente cheia, os electrões podem facilmente migrar (figura 2.10). Num isolador ou semiconductor, os electrões devem conseguir a energia suficiente para atravessar a zona de separação e atingir a banda de condução, sendo a condutividade nestes muito menor [TUR85].



Figura 2.10 Esquema das bandas de valência de um semiconductor

Nos materiais isoladores existe uma maior diferença entre as bandas, logo a energia necessária para excitar os electrões para a banda de condução é muito maior. A excitação de um electrão para a banda de condução gera uma vaga na banda de valência, é formado um par electrão-lacuna. Em que a excitação térmica em materiais semicondutores é fortemente dependente da temperatura.

A probabilidade por unidade de tempo de um par electrão lacuna ser gerado é :

$$P(T) = CT^{3/2} e^{(E_g/2KT)} \quad (2.21)$$

Onde T é a temperatura absoluta, E_g é a energia do hiato, K é a constante de Boltzman e C é uma constante de proporcionalidade característica do material.

Os semicondutores intrínsecos (figura 2.11) são semicondutores completamente puros, onde todos os electrões na banda de condução e todas as lacunas na banda de valência são causados por excitação térmica (na ausência de radiação ionizante).

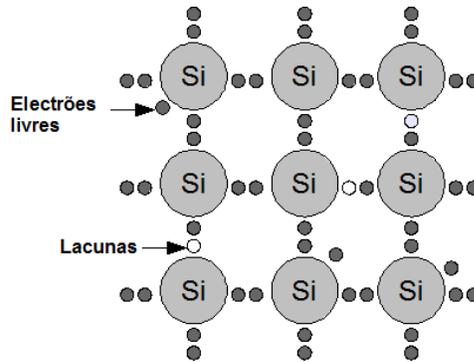


Figura 2.11 Semicondutor intrínseco

Isto significa que o número de electrões na banda de condução é igual ao número de lacunas na banda de valência.

No entanto os semicondutores intrínsecos são muito difíceis de conseguir na prática, porque baixos níveis de impurezas afectam as propriedades eléctricas de um semicondutor.

Os materiais semicondutores não são bons condutores de corrente eléctrica, devido ao número reduzido de electrões livres na banda de condução e de lacunas na banda de valência. Na maioria das vezes estes materiais são modificados de forma a aumentar o número de portadores livres, de modo a alterar a sua condutibilidade. Tal efeito é conseguido substituindo alguns átomos do material semicondutor original por elementos de valência inferior ou superior e de tamanho semelhante ao do constituinte base. Este processo é designado de dopagem, e o material semicondutor torna-se extrínseco (impuro).

Os semicondutores dopados são materiais nos quais predominam um dado tipo de portadores, electrões ou lacunas. Quando os portadores maioritários são os electrões (carregados negativamente), diz-se que o semicondutor é do tipo n. Se forem as lacunas os portadores maioritários (carregados positivamente) diz-se que o semicondutor é do tipo p.

2.2.3.1.1 Semicondutores tipo-n

O silício é um elemento tetravalente, a sua estrutura normal é com quatro ligações covalentes.

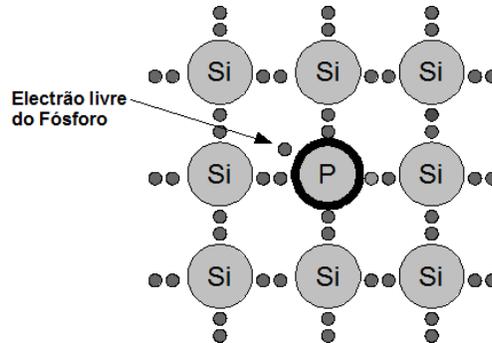


Figura 2.12 Semicondutor tipo-n

Quando o silício é dopado com um elemento pentavalente, Grupo V na tabela periódica, torna-se um semicondutor tipo-n (figura 2.12). O elemento fósforo (P, neste exemplo), tem um electrão que sobrou após a formação das ligações covalentes, este é doado à banda de condução.

Os electrões ocupam níveis normalmente proibidos na banda de valência, e assim, é necessária pouca energia para excitá-los para a banda de condução. Ocorrerá excitação térmica para a banda de condução mesmo a baixas temperaturas. Os electrões de condução são completamente dominados pelo número doadores [KRE80].

Num semicondutor extrínseco do tipo n os electrões estão em maioria designando-se por portadores maioritários da corrente eléctrica. As lacunas (que são a ausência de um electrão), por sua vez, estão em minoria e designam-se por portadores minoritários da corrente eléctrica.

2.2.3.1.2 Semicondutores tipo-p

Quando o silício é dopado com um elemento trivalente, tal como boro (B), uma ligação covalente fica insaturada, porque há três electrões de valência, mas quatro ligações covalentes. A vaga representa uma lacuna, à semelhança do que se passa quando um electrão de valência é excitado para a banda de condução.

No entanto, a estrutura energética é modificada, é chamado de semiconductor tipo P (porque refere-se a positivo, falta-lhe um electrão) (figura 2.13).

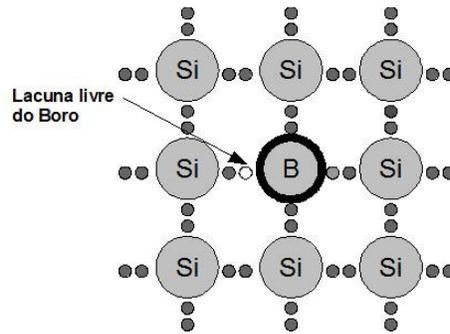


Figura 2.13 Semiconductor tipo-p

Se um electrão é capturado para completar a vaga, ele participa numa lacuna covalente, mas não é idêntico às lacunas no átomo de Si. Níveis energéticos são criados na banda proibida, estes são chamados de locais aceitadores. São criadas tantas lacunas na banda de valência quantos os aceitadores de impurezas acrescentados, porque os locais aceitadores são preferencialmente preenchidos. O número de aceitadores domina o número de lacunas. O número de lacunas aumenta quando se reduz o número de electrões de condução [KRE80].

Num semiconductor extrínseco do tipo P as lacunas estão em maioria designando-se por portadores maioritários da corrente eléctrica. Os electrões, por sua vez, estão em minoria e designam-se por portadores minoritários da corrente eléctrica.

2.2.3.2 Acção da radiação nos semicondutores

A principal informação associada às interacções entre o detector semiconductor e a radiação encontra-se no par electrão-lacuna criado. O número de pares electrão-lacuna é regulado pela energia média que é gasta pela partícula carregada, para produzir um único par electrão-lacuna. Esta quantidade é muito maior do que a *hiato*. É independente tanto da energia como do tipo de radiação incidente, o que simplifica a estimativa de pares electrão-lacuna se a energia depositada por radiação estiver disponível.

Os níveis de dopagem nos semicondutores tipo-p e tipo-n são geralmente baixos e as interações da radiação com os dopantes podem ser desprezáveis. Portanto um semiconductor de silício do tipo *p* ou do tipo *n* com a mesma espessura terá o mesmo tipo de interação com a radiação.

Ao criar-se a junção p-n os portadores deslocam-se do lado onde são maioritários para o lado onde são minoritários. Devido à diferença de concentração de portadores maioritários entre o lado *p* e o lado *n* existirá uma difusão de lacunas de *p* para *n* e de electrões de *n* para *p*. Assim, haverá difusão de electrões, provenientes da banda de condução, do lado *n* para o lado *p* onde se combinam. Esta aniquilação é devida à captura dos electrões pelos centros de impureza que possuem menor valência que os átomos tetravalentes da rede cristalina. No lado *n* a difusão dos electrões para o lado *p*, proporciona a geração de cargas positivas imóveis, na forma de impurezas ionizadas positivamente [TUR85]. Para as lacunas ocorre o processo inverso, de tal forma que, no equilíbrio, é criada uma região na junção que é desprovida de portadores móveis, isto é, um espaço com cargas positivas no lado *n* e outro equivalente negativo no lado *p* da junção. A essa região dá-se o nome de zona de depleção, representada na figura 2.14.

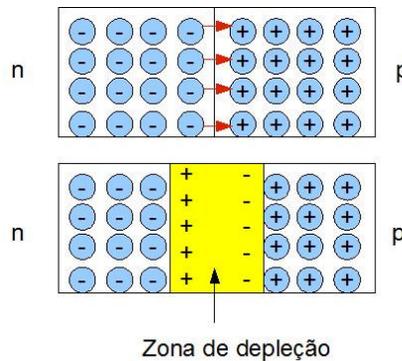


Figura 2.14 Esquema da zona de depleção

Quando uma junção p-n é iluminada por um feixe de fótons suficientemente energéticos, com um comprimento de onda, $\lambda \leq hc/E_g$, ocorre o efeito fotoelétrico interno, ou seja a geração de pares electrão lacuna. O campo eléctrico que existe na zona de depleção da junção separa os electrões e as lacunas, prevenindo a sua recombinação.

Se as regiões n e p não estiverem ligadas entre si por um circuito externo, as cargas criadas pela iluminação vão-se acumulando, as negativas na **n** e as positivas na **p**, diminuindo assim a altura da barreira de potencial. Quando esta desaparecer, a separação dos foto-portadores de carga deixa de se dar e a diferença de potencial entre as regiões n e p atinge um valor estacionário, chamado de foto-f.e.m (V_0).

Se as regiões n e p ficarem em regime de curto-circuito, vai existir, neste circuito, uma corrente estacionária, proporcional à intensidade da iluminação, chamada de foto-corrente, que é o que se passa quando são utilizados como fotodetectores, ou seja, dispositivos sensíveis à radiação de uma determinada gama espectral.

A luz incide numa superfície do cristal semiconductor, junto à qual se encontra, por exemplo, a região n, é nesta região que os fotões são absorvidos com maior probabilidade. Admitindo que foram criados portadores de carga fora do equilíbrio na região n e que não há ligação exterior entre as regiões n e p, os foto-electrões e as foto-lacunas difundem na direcção da junção p-n e recombinam parcialmente. Na zona de depleção, há barreira para os electrões (maioritários na região n), e por isso eles não penetram na região p. Ao contrário, as foto-lacunas que alcançam a zona de depleção são capturadas pelo campo acelerador e passam para a região p formando uma foto-corrente que é proporcional ao número de pares electrão-lacuna produzidos, isto é à dose [VAS05].

A região de depleção tem propriedades atractivas como meio de detecção de radiação. O campo eléctrico no seu interior provoca a migração dos electrões aí criadas na direcção do material tipo n, enquanto as lacunas se movem na direcção contrária, para a região p. Este movimento leva a que a concentração de electrões e lacunas na região de depleção seja quase nula. As únicas cargas que permanecem na região de depleção são as cargas imóveis, impurezas dadoras e aceitadoras. Como estas cargas não contribuem para a condutividade, a região de depleção fica com uma resistividade muito elevada comparada com a dos materiais de tipo n e p, em cada um dos lados da junção.

Os pares electrão-lacuna criados na região de depleção devido à absorção de radiação são conduzidos para o exterior por acção do campo eléctrico existente e o movimento de electrões constitui o sinal eléctrico.

Na ausência de radiação ionizante os fotodíodos exibem uma corrente de fuga de estado estacionário, devido à geração térmica de cargas móveis. A concentração destas cargas na região de depleção é muito reduzida, porque o tempo de recolha (alguns nanosegundos) é bastante inferior ao tempo necessário para estabelecer o equilíbrio térmico. Por isso, uma pequena quantidade de carga produzida na região de depleção, por uma partícula ionizante, é facilmente detectada.

Ao aplicar uma diferença de potencial no fotodiodo, de modo a polarizar inversamente a junção p-n, observa-se uma corrente de fuga da ordem de uma fracção de micro-ampere. Esta corrente pode ter origem no volume ou na superfície do detector.

A corrente de fuga (I_{FV}), gerada no interior do volume do semiconductor deve-se a dois mecanismos diferentes. Devido ao sentido do campo eléctrico na região de depleção, os transportadores maioritários que difundem-se da região p ou n do fotodiodo para as extremidades da zona de depleção, são repelidos pela junção p-n. No entanto, os transportadores minoritários são gerados continuamente em ambos os lados da junção e são livres de se difundirem. Do seu movimento resulta uma corrente de fuga estacionária proporcional à área da junção. Na maioria dos casos a corrente de fuga dos transportadores minoritários é pequena, sendo pouco significativa para a corrente de fuga total. A segunda fonte de corrente de fuga volumétrica é a geração térmica de pares electrão-lacuna na região de depleção e pode ser reduzida diminuindo a temperatura de operação do fotodiodo. Esta é uma das razões pela qual é importante operar os fotodíodos a temperaturas baixas [KRE80].

A corrente de fuga de superfície (I_{PS}) tem origem nas extremidades da junção p-n, devido ao elevado gradiente de diferença de potencial que aí se estabelece pela aplicação de diferença de potencial de polarização. A corrente de fuga superficial é afectada por factores como o encapsulamento do detector, humidade, contaminação da superfície do detector por impurezas digitais, óleos provenientes do processo de evacuação de gases e outros vapores condensáveis.

A monitorização da corrente de fuga é um procedimento bastante importante na operação dos fotodíodos, visto que permite detectar alguma anormalidade no seu comportamento. Uma variação brusca do valor de corrente de fuga indica uma alteração no desempenho do fotodiodo.

O aumento da diferença de potencial de polarização do fotodíodo provoca um ligeiro aumento da corrente de fuga. No entanto, um aumento brusco pode significar a ruptura do detector e por isso é necessário baixar a diferença de potencial de alimentação.

2.2.4 Fimes dosimétricos

Este tipo de dosímetro baseia-se no princípio de sensibilização de chapas fotográficas por interacção da radiação em emulsão fotográfica. Neste tipo de dosímetro as medidas dosimétricas são indirectas. Após a interacção da radiação no filme, utiliza-se a densidade óptica produzida na emulsão fotográfica para determinar a medida dosimétrica.

Um filme fotográfico consiste numa película transparente coberta por uma emulsão contendo cristais de halogeneto de prata num meio coloidal, vulgarmente gelatina. Entre a emulsão e a base há uma fina camada de material adesivo (substrato) cuja finalidade é assegurar que a emulsão adere à base (figura 2.15).

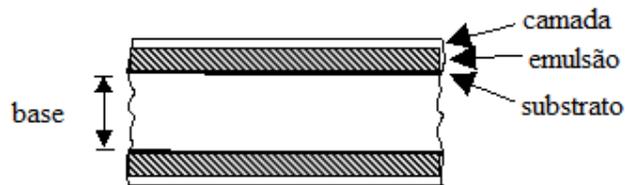


Figura 2.15 Corte de uma película fotográfica

Os cristais de halogeneto de prata são o ingrediente activo da emulsão. Os frequentemente utilizados, cerca de 95% das vezes, são de brometo de prata (AgBr), os restantes podem ser iodeto de prata (AgI) ou cloreto de prata (AgCl).

Quando o filme é exposto a radiações ionizantes, os cristais do halogéneo de prata enegrecem. Posteriormente, o filme é revelado e os grânulos não afectados pela radiação são removidos, deixando a película clara, enquanto que os cristais afectados são reduzidos a prata, que a escurecem.

A grandeza física que está directamente relacionada com a quantidade de dose de radiação absorvida e que traduz o enegrecimento do filme é a densidade óptica D_0 , definida como o logaritmo da razão entre a intensidade da luz incidente I_0 no filme e a transmitida I .

$$D_0 = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2.22)$$

Uma vez que a grandeza medida no filme previamente exposto à radiação ionizante é a densidade óptica, este não é um método directo de determinação de dose absorvida num dado meio material.

Assim, para se determinar a dose absoluta absorvida num meio, deve efectuar-se a calibração da resposta do filme relativamente a um outro dosímetro, por exemplo uma câmara de ionização [GRE85].

Uma das vantagens deste tipo de detector é a de permitir a documentação do registo dosimétrico para várias análises desde que acondicionados em condições ambientais adequadas, pois o calor e substâncias químicas podem afectar a resposta do filme e danificá-lo. A outra vantagem é a resolução espacial conseguida pelo que são escolhidos para medidas dosimétricas em zonas com elevadas gradientes de dose.

2.2.4 TLD'S

A dosimetria por termoluminescência (TLD , Thermoluminescent Dosimetry) baseia-se na capacidade, que alguns materiais possuem de absorver a energia de um campo de radiação incidente e reemitir-a sob a forma de luz, apenas quando a sua temperatura se eleva acima de um certo valor. Quando a quantidade de luz emitida é directamente proporcional à energia absorvida, os materiais podem ser utilizados como dosímetros de radiações ionizantes [TUR85].

Por aquecimento dos materiais a uma temperatura conveniente, os electrões que se encontram nos estados metastáveis podem ganhar energia suficiente para saírem destes estados e posteriormente passarem para níveis de energia menor sendo emitida luz de “termoluminescência” (figura 2.16).

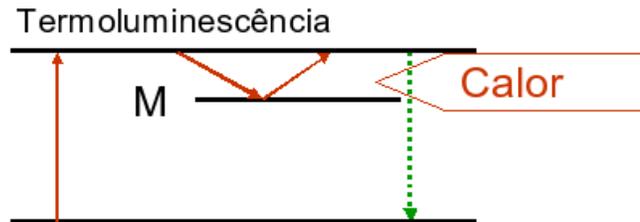


Figura 2.16 Processo de emissão de luz de termoluminescente

Através da medição da luz emitida pode determinar-se a dose de radiação recebida por um determinado material.

O processo físico da termoluminescência está relacionado com a existência de bandas em relação aos níveis electrónicos, a banda de condução e banda de valência (figura 2.17), entre as quais os electrões podem transitar quando este é irradiado.

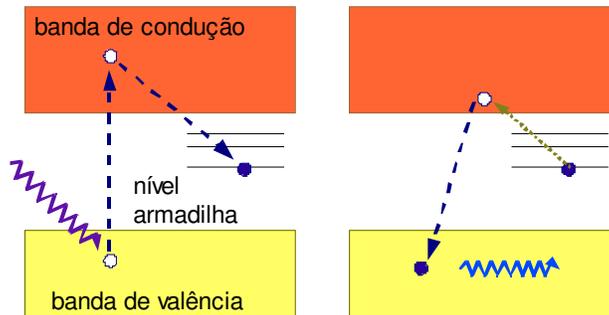


Figura 2.17 Bandas de condução num cristal inorgânico

A energia radiante é usada para promover electrões para a banda de condução. A estrutura de bandas de energia é perturbada pela presença de defeitos da rede (físicos) ou por impurezas.

Alguns níveis de impurezas são metastáveis existem condições de paridade e/ou momento angular que impedem a transição radiativa para a banda de valência.

Neste caso o electrão necessita de ser primeiro promovido à banda de condução antes de se dar uma transição para a banda de valência. Na transição é emitido um fóton de energia igual à diferença de energia entre as bandas. Para sair dos estados metastáveis o electrão pode retirar a energia necessária da agitação térmica (aquecimento da amostra).

Os dosímetros TLD's apresentam uma resposta linear com a dose, podendo atingir a saturação devido à diminuição do número de estados metastáveis disponíveis. Quando o dosímetro atinge esta zona se continuar a ser irradiado pode sofrer danos irreversíveis [GRE85].

Se por exemplo pretendermos utilizar estes dosímetros para medir a dose em água, então a razão entre a dose no TLD e na água é proporcional à razão dos coeficientes de absorção (μ_{en}/ρ) para o caso de um feixe de fótons, em condições de equilíbrio electrónico. Se a razão não variar de forma rápida com a energia podemos absorvê-la na constante de calibração.

Os dosímetros TLD's muito utilizados têm na sua composição LiF:Mg,Ti, LiF:Mg,Cu,P, $\text{Li}_2\text{B}_2\text{O}_7\text{:Mn}$ porque são de material equivalente ao tecido humano, outros como o $\text{CaSO}_4\text{:Dy}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:C}$ e o $\text{CaF}_2\text{:Mn}$ são usados por apresentarem uma elevada sensibilidade [TUR85]. Os dosímetros termoluminescentes podem ser encontrados de diversas formas e de dimensões muito pequenas, o que permite efectuar medidas pontuais da dose, são reutilizáveis, no entanto não apresentam leitura em tempo real [NOW04].

2.2.5 Luminescência Opticamente Estimada (OSL)

A Dosimetria usando Luminescência Opticamente Estimada (OSL) é uma área em constante crescimento. O Óxido de Alumínio (Al_2O_3) tem fornecido bons resultados como detector luminescente. Este material apresenta uma boa sensibilidade à radiação ionizante e boa resposta a sinais ópticos.

Os OSL são actualmente uma das principais técnicas utilizadas em dosimetria de radiações [JEN03]. A sua aplicação vai desde a física médica até métodos de datação (em geologia e arqueologia), passando pela dosimetria espacial e individual externa.

O número de pessoas que utilizam este tipo de dosímetros em dosimetria externa individual tem aumentado e por apresentar várias vantagens experimentais acredita-se que substituirá as técnicas dosimétricas mais adoptadas, dosimetria fotográfica e termoluminescente.

O dosímetro OSL mais utilizado é o Al_2O_3 , desenvolvido a baixa pressão numa atmosfera rica em carbono. Neste processo os átomos de alumínio são substituídos por átomos de carbono e os de oxigénio são retirados da estrutura criando “falhas” pontuais [JEN03].

O princípio de funcionamento baseia-se na emissão de um sinal luminescente quando um cristal é exposto a radiação. A intensidade da luminescência é uma função da dose absorvida pela amostra, desta forma a resposta luminescente pode ser utilizada como método de dosimetria. O processo inicia-se quando a radiação provoca a excitação dos electrões da camada de valência e criação de um par electrão-buraco. As “falhas” pré-existentes no material colocam os electrões livres e as lacunas em estados metaestáveis. Quando o material é exposto à radiação, esses electrões e lacunas recombina-se e emitem o sinal luminescente.

Capítulo 3 – Caracterização do feixe de raios-X

3.1 Raios-X

Os raios X foram descobertos em 1895 pelo Físico alemão William Roentgen quando estudava o efeito da passagem de corrente eléctrica em tubos de gases rarefeitos. São radiações electromagnéticas com a mesma natureza da luz visível, mas de comprimento de onda muito pequeno entre os 0,03 nm e os 3 nm ou seja possuem uma energia mais elevada (1keV - 100keV), e têm a capacidade de produzir ionização nos meios materiais que atravessam [TUR85].

Os raios-X são produzidos em tubos (figura 3.1) constituídos por dois eléctrodos, o ânodo e o cátodo, colocados em vácuo. Entre os eléctrodos é aplicada uma diferença de potencial da ordem dos milhares de volt, de forma acelerar os electrões libertados pelo cátodo. Estes electrões são desacelerados ao colidirem com o ânodo, que é revestido por um metal pesado, geralmente tungsténio ou molibdénio. A energia cinética dos electrões é então transferida ao alvo e convertida noutras forma de energia, como calor e raios-X [CRA97].

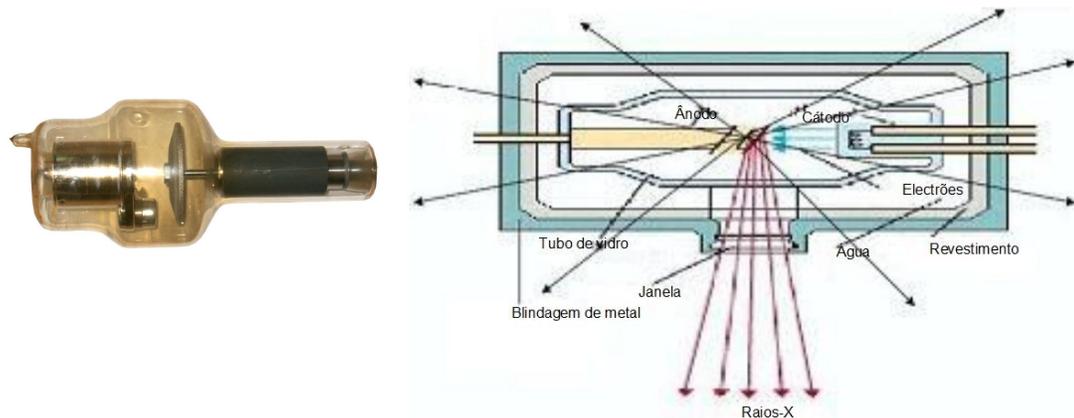


Figura 3.1 Tubo de Raios-X [GEO10]

O tubo de raios-X possui um revestimento com uma pequena abertura (janela), o que faz com que a radiação produzida seja direccionada segundo um cone. O cátodo, ou seja o eléctrodo negativo do tubo é constituído por um filamento incandescente e por um eléctrodo de focagem. O filamento é um pequeno fio enrolado em espiral, responsável pela emissão termiónica de electrões, quando aquecido.

Este filamento encontra-se dentro do eléctrodo de focagem, para que não ocorra a saída de electrões para outro local diferente do ânodo. O filamento/cátodo é composto em geral por tungsténio toriado (cerca de 1 a 2 % de tório) pois esta combinação, embora venha diminuir o ponto de fusão do tungsténio, aumenta a sua eficiência de emissão termiônica e prolonga a vida do filamento, por aumento da sua resistência mecânica [CRA97].

O eléctrodo de focagem tem como finalidade permitir que o feixe de electrões produzido atinja o ânodo apenas numa pequena área, o foco do alvo.

A maioria das ampolas de raios-X para diagnóstico apresenta dois tipos de filamentos, aos quais correspondem dois pontos distintos, o foco fino e o foco grosso.

O ânodo é o eléctrodo positivo do circuito de alta tensão e serve de alvo para os electrões acelerados, vindos do cátodo. Os ânodos podem ainda ser rotativos ou estacionários, sendo que os ânodos rotativos apresentam uma maior capacidade de dissipação de calor. Como o processo de produção de raios-X gera bastante calor, para além da rotatividade dos ânodos, as ampolas apresentam ainda um sistema de refrigeração através de um circuito de óleo ou água colocado na região externa.

Os ânodos das ampolas de raios-X podem ser constituídos por uma camada de escanio, crómio, molibdénio, ródio, tungsténio, prata ou ouro, que é depositada sobre um suporte de um metal de elevada capacidade de dissipação de calor como seja o cobre. O molibdénio ou tungsténio são muito usados nos ânodos dos tubos de raios-X clínicos.

A maior parte da energia dos electrões é libertada sob a forma de calor e só uma pequena fracção é emitida como energia electromagnética X, o que pode ocorrer por meio de dois fenómenos, a radiação de travagem, originando um espectro contínuo e a radiação atómica característica, originando um espectro descontínuo. Pode-se efectuar uma estimativa da percentagem da radiação produzida, através da seguinte relação [TUR85]:

$$Y = \frac{3 \times 10^{-4} Z T / m_e c^2}{1 + 3 \times 10^{-4} Z T / m_e c^2} \quad (3.1)$$

em que T é a energia cinética inicial dos electrões, Z o número atómico do absorvedor.

A radiação de travagem é produzida através da interacção dos electrões que provêm do cátodo, com os núcleos do material que constitui o ânodo, sendo desviados da sua trajectória como consequência das forças electrostáticas. Consequentemente, os electrões perdem energia cinética originando um espectro contínuo de energia de fótons de travagem. Estas forças provocam uma travagem dos electrões que assim perdem a sua energia cinética, sendo esta parcialmente convertida em raios-X. Os fótons emitidos por este processo têm um espectro de energia. A energia máxima da radiação de travagem aumenta com kVp entre o ânodo e o cátodo.

Os electrões incidentes quando colidem com os átomos do material que constitui o ânodo, com maior probabilidade arranca os electrões das camadas mais internas (camada K ou L), provocam ionizações ou excitações. Em qualquer uma das situações, o átomo fica instável e um electrão de uma camada mais externa vai ocupar o lugar do electrão que foi ejectado ou que foi ocupar um lugar num nível de maior energia. A energia em excesso pode ser libertada sob a forma de radiação X característica com energia igual à diferença de energia entre as orbitais electrónicas, ou transmitida a electrões mais exteriores que são ejectados (electrões de Auger).

Para compreender os processos fundamentais envolvidos na produção de raios-X, primeiro devemos analisar as propriedades de um espectro típico de um feixe de raios-X. No gráfico da figura 3.2 está representado um espectro de energia de raios-X, obtido através do programa de simulação Spekcalc [ICR09], para o tubo de raios-X com ânodo de tungsténio e 120 kVp.

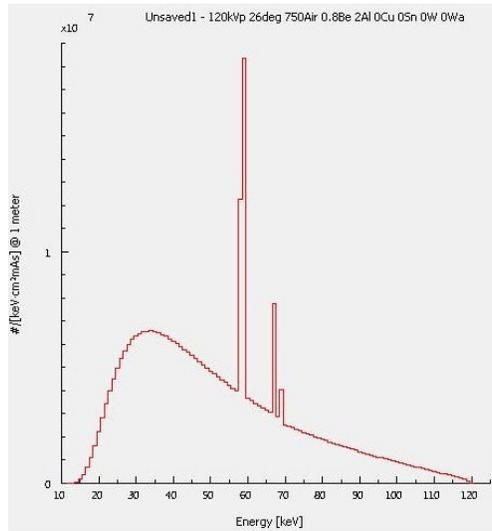


Figura 3.2 Espectro de Raios-X para 120 kVp e filtração de 2mm

Da análise podemos verificar que se trata de um espectro contínuo de radiação de travagem, com dois picos discretos. Estes correspondem à radiação característica cuja posição depende do número atómico do alvo, neste caso concreto tungsténio. Em que o primeiro pico representa a transição $K\alpha$ e o segundo pico a $K\beta$.

No caso da libertação de um electrão de Auger este fica com o excesso de energia do átomo. Assim o efeito de Auger provoca uma nova lacuna no átomo ficando este duplamente ionizado.

Estas duas lacunas podem novamente ser preenchidas por meio do mesmo efeito dando origem a mais lacunas e mais electrões de Auger, o que pode também originar um espectro de raios-X mais complexo.

A probabilidade de ocorrer o efeito de Auger aumenta à medida que diminui a diferença entre os estados de energia, em que se dão as transições e é mais elevada para elementos de baixo número atómico.

A consequência directa do efeito de Auger é o número de fotões X ser menor do que o esperado, pois uma ionização pode originar uma transição não radiactiva, sendo este processo competitivo com a emissão de radiação X.

3.2 Factores para caracterização do feixe de Raios-X

Quando se pretende utilizar um equipamento de raios-X é fundamental conhecer as características do feixe de radiação emitido por este. O que implica a determinação de parâmetros que especifiquem a natureza do feixe, ou seja a qualidade do feixe. Esta informação é fundamental para o conhecimento do poder de penetração do feixe num determinado material.

Dois aspectos físicos fundamentais e distintos que caracterizam um feixe de raios-X, são a sua energia e a sua intensidade. A intensidade está em última análise dependente do número de electrões que embate no ânodo, enquanto que a energia depende do kVp. Quando aumentamos o kVp modificamos a qualidade da radiação, e consequentemente o poder de penetração da mesma.

Assim a qualidade do feixe é caracterizada pela diferença de potencial aplicada entre os eléctrodos do tubo de raios X, kVp e pelo HVL (half-value layer) [ATT04].

Existem diversos factores que influenciam a qualidade do feixe, kVp, o ângulo do ânodo, o material do alvo, o material e espessura da janela, material e espessura da câmara de ionização, material e espessura dos filtros, forma de colimação e a distância da fonte à câmara [CHA01].

O HVL (half-value layer) é a espessura de uma material escolhido, normalmente alumínio ou cobre, o qual reduz o kerma em ar de um feixe de raios-X a 50% do seu valor inicial. O material mais utilizado para determinar o HVL é o alumínio, sendo nesse caso expresso em *mm* de alumínio [ATT04].

Os filtros de alumínio eliminam os fotões menos energéticos, e uma pequena quantidade dos mais energéticos. Permitem um “endurecimento” do feixe, ou seja seleccionar os fotões mais energéticos e reduzindo assim o nível de exposição à radiação secundária mole.

Quando acontece o endurecimento do feixe a emissividade dos raios-X diminui, mas a energia média dos raios-X aumenta. O feixe torna-se mais penetrante à medida que a energia dos fotões aumenta.

No entanto devido à absorção de raios-X de baixa energia no ar, o HVL varia com a distância entre o tubo de raios-X e a câmara de ionização [CRA97].

O HVL não é uma quantidade constante para um dado feixe, aumenta com a filtração, logo, o segundo HVL (espessura de alumínio que reduz o kerma de um feixe de raios-X a 25%) será maior que o primeiro. Só no caso de um feixe monoenergético os sucessivos valores de HVL's serão iguais, nos outros feixes a filtração adicional remove selectivamente os fotões de energia mais baixa, resultando uma melhor aproximação de um feixe monoenergético e a diferença entre os sucessivos HVL's torna-se cada vez menor [CRA97].

O quociente entre o primeiro HVL e o segundo HVL fornece informação sobre o tipo de feixe, ou seja quanto mais próximo de um for o quociente, mais se aproxima de um feixe monoenergético.

Os raios-X produzidos no ânodo passam através de uma variedade de materiais, começando pela janela da ampola do tubo de raios-X antes de saírem do tubo. Esses materiais atenuam primeiro os raios-X de baixa energia, no entanto modificam a quantidade de raios-X. Por exemplo a remoção de raios-X de baixas energias em imagiologia é benéfico porque estes não podem penetrar o objecto

examinado ajudando a produzir a imagem, degradam a imagem por dispersão e aumenta a dose recebida pelo paciente.

Quando aumentamos a intensidade da corrente electrónica, faz com que aumente a intensidade da radiação gerada, sem implicar um aumento da qualidade dessa mesma radiação, consegue-se assim aumentar a intensidade sem aumentar a energia do feixe.

Para um feixe de radiação monocromático, em que todos os fotões possuem a mesma energia, o HVL pode ser facilmente calculado através da equação de Lambert-Beer, substituindo-se o valor de I , por $I_0/2$, já que a espessura do absorvedor deve reduzir essa intensidade a metade do seu valor inicial. Assim substituindo na equação 1.1 obtém-se:

$$\frac{I_0/2}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

$$HVL = \frac{0,693}{\mu} \quad (3.3)$$

Através da equação 3.3 pode verificar-se que o valor do HVL de um feixe de raios-X não depende da sua intensidade. Em suma, o HVL não é função da corrente aplicado ao tubo de raios-X nem do tempo de exposição, para um feixe monocromático, o HVL depende só do valor do coeficiente linear de atenuação, que é função da energia do feixe e do material do filtro utilizado. Como a interacção da radiação com a matéria depende da energia da mesma, o coeficiente linear de atenuação apresenta valores diferentes para energias diferentes. Quanto maior for a energia da radiação incidente menor será a quantidade de energia absorvida pelo material. E para materiais de maiores espessuras, de maior densidade e maior número atómico, maior será a quantidade de radiação que consegue absorver.

No entanto os feixes de raios-X que são utilizados nos exames radiográficos não são monoenergéticos, possuem fotões de várias energias e assim para o cálculo do HVL a equação (3.3) não pode ser utilizada de forma directa. Nestes casos depende não só da energia dos fotões mas também da distribuição espectral do feixe.

No caso de um feixe em que a maioria dos fotões contidos no feixe são de baixa energia, apresentará um valor de HVL mais baixo do que um feixe que contém, preferencialmente fotões de maior energia, mesmo que este feixe possua menor

intensidade. Por isso o HVL é considerado um parâmetro muito importante para a avaliação da qualidade do feixe de raios-X.

Os tubos de raios-X mais utilizados em exames médicos de diagnóstico têm tipicamente HVL's entre os 2,5 e os 5 mm de *Al*. A ICRP estabeleceu um valor mínimo para a espessura da filtração total a ser aprovado para um diagnóstico de raios-X, esse valor não deve ser inferior a 2,5 *mmAl* (excepto para equipamentos de mamografia), e igual a 1,5 *mmAl* para exames dentários.

Vários factores afectam o valor medido do HVL: a pureza dos filtros de alumínio, a geometria do feixe, qualidade de resposta do dosímetro, a ondulação da diferença de potencial e o ângulo do ânodo do tubo de raios-X.

A determinação do HVL pode ser afectada por detalhes da configuração experimental, dos procedimentos e dos dosímetros utilizados. Informação detalhada acerca do alvo, o ângulo do alvo, dos materiais interpostos ao feixe e a sua espessura, são também fundamentais para o cálculo do HVL. Em geral o material do alvo, ângulo do alvo, a filtração e espessura dos materiais são fornecidos pelos fabricantes, enquanto outros factores são pouco conhecidos e podem diferir das especificações do fabricante.

Num estudo realizado [WAG90] foram apontados erros maiores que 10 % nas medidas de HVL em equipamentos mamográficos devido à utilização de técnicas e equipamentos não apropriados, tais como a não adequação dos dosímetros à faixa de energia utilizada, impurezas no material utilizado como filtro, imprecisão nas medidas da espessura do filtro e posicionamento incorrecto do dosímetro no campo de exposição. A determinação do primeiro HVL para um feixe de raios-X envolve a variação do kerma em ar para diferentes espessuras de atenuador.

Em dosimetria os valores obtidos, são dependentes kVp do tubo e do HVL, no entanto a utilização de ambos pode não resolver completamente o problema da especificação para todas as quantidades em causa.

A qualidade do feixe é avaliada através do valor do HVL. Método que embora bastante utilizado apresenta algumas limitações como por exemplo os desvios à reprodutibilidade da taxa de kerma de alguns aparelhos. Para feixes clínicos é normal existir uma gama de valores de HVL para um mesmo kVp.

3.3 Determinação do HVL

3.3.1 Determinação experimental do HVL

O método mais frequente utilizado para a determinar o valor do HVL de aparelhos de raios-X foi proposto por [TRO60]. E consistiu em verificar que os valores medidos para o HVL não eram sempre os mesmos, apresentavam variações significativas à medida que era modificada a posição do filtro no feixe, o tamanho da abertura do diafragma e a distância a que o dosímetro era colocado. Essas variações, teoricamente, não deveriam ocorrer, pois o HVL deve ser só função da energia do feixe. As diferenças observadas eram consequência da radiação de travagem, gerada essencialmente na interacção dos fótons com o filtro, que também é captada pelo dosímetro.

No nosso estudo fizemos a caracterização do feixe de um tubo de raios-X PW 2184/00 da Philips, medindo o HVL para vários kVp. O tubo possui um ânodo de tungsténio e um diâmetro de 13,3 mm, uma variação de kVp entre 15 kVp e 100 kVp e em intensidade de corrente entre 10 mA e 50 mA. Usamos filtros de alumínio com um grau de pureza de 99,9% e uma espessura variável, que é ajustada à saída do tubo, no trajecto do feixe de raios-X. Os filtros são montados num suporte especialmente construído para o efeito. Para efectuar as leituras dos valores de kerma em ar utilizou-se uma câmara de ionização, PTW M23342-1407 com um volume activo de 0,02 cm³ projectada para dosimetria clínica adaptada para realizar medidas de kerma em ar com feixes de raios-X no ar, a qual se encontrava acoplada ao electrómetro UNIDOS E [PTW10] que é de grande qualidade para uso universal em radioterapia e em radiodiagnóstico (figura 3.3).



A – Tubo raios-X

B - Câmara de ionização

C - Electrómetro

Figura 3.3 Equipamento utilizado para efectuar as medições do kerma em ar.

O HVL do feixe de raios-X é assim obtido pela medida da variação do kerma em ar num ponto escolhido, resultado da colocação de atenuadores com diferentes espessuras.

A transmissão de um feixe de raios-X através de um absorvedor depende do arranjo geométrico da fonte, do absorvedor e do detector. Um arranjo que minimize a detecção dos fótons de dispersos é chamado de geometria de feixe fino e é considerada uma boa geometria, já um arranjo experimental no qual muitos fótons dispersos são detectados é chamado de geometria de feixe largo e é uma má geometria. O arranjo geométrico utilizado para determinação do HVL está esquematizado na figura 3.4 e 3.5.

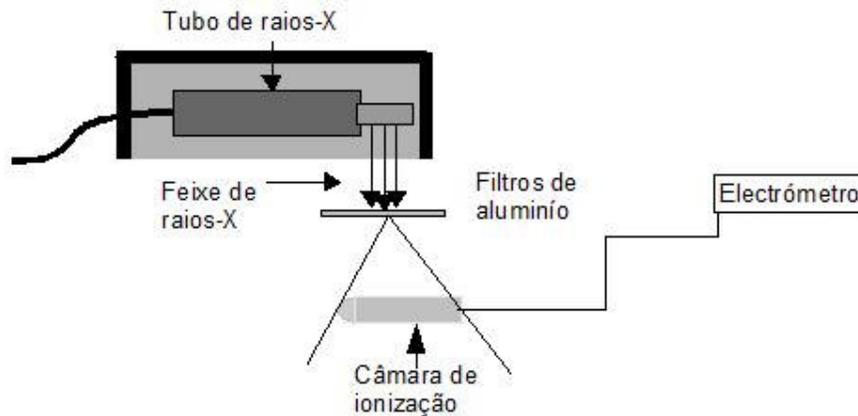


Figura 3.4 Esquema experimental para determinação do HV

Este método experimental consiste em colocar uma câmara de ionização a uma determinada distância (70 cm) da saída do tubo de raios-X e interpor entre estes, filtros de alumínio de várias espessuras. Mediram-se os valores do kerma em ar utilizando esses filtros de alumínio, para vários kVp, mantendo constante o tempo de exposição e a intensidade da corrente.



Figura 3.5 Fotografia do arranjo experimental

A câmara de ionização posicionou-se sempre na zona correspondente ao centro do feixe, efectuando-se uma integração durante 30 segundos para evitar flutuações. Os filtros foram colocados junta à saída do feixe, localizados perpendicularmente à câmara.

De seguida fixou-se o valor da intensidade da corrente em 10 mA e variou-se o kVp entre 30 e 100 kVp.

Seguindo as recomendações do IPEM [CRA97] e procurando colocar a obtenção dos dados experimentais nas condições mais próximas das utilizadas nas simulações, introduziram-se filtragens iniciais de alumínio de 0,05 mm para 30-40 kVp, 1 mm para 50-60 kVp e 4 mm para kVp superiores. Estas filtragens cortam a parte de baixas energias do espectro de raios-X, bem como a contribuição de electrões dispersos do feixe primário.

Os resultados obtidos para o kerma foram todos normalizados ao valor máximo e obtiveram-se as curvas de atenuação, a variação do kerma em função da espessura dos filtros de alumínio utilizados, para as diferentes energias, através das quais foram calculados os HVL's.

Na figura 3.6 apresenta-se o exemplo da curva de atenuação para 40 kVp e 10 mA.

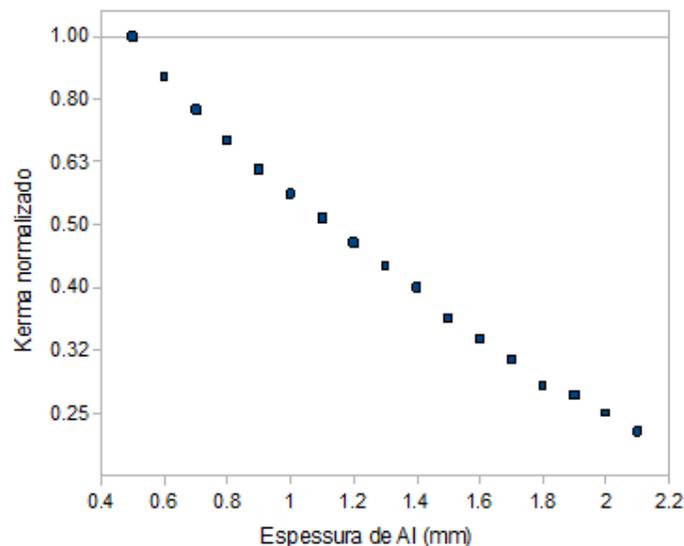


Figura 3.6 Curva de atenuação para 40 kVp

O HVL foi determinado por ajuste exponencial dos pontos do feixe atenuação, próximos de metade da intensidade inicial [ATT04]. Os resultados obtidos para o HVL determinado experimentalmente foram os seguintes:

kVp	Filtragem inicial (mm Al)	HVL (mm Al)
30	0,5	0,514±0,041
40		0,669±0,042
50	1	1,014±0,066
60		1,207±0,038
70	4	2,598±0,098
80		3,354±0,359
90		3,782±0,382
100		4,115±0,390

Tabela 3.1 Valores de HVL determinados experimentalmente

Da análise dos resultados obtidos podemos verificar que quando se aumenta o valor do kVp, o valor do HVL vai aumentando, ou seja o feixe fica mais energético.

Os fótons do feixe de raios-X provenientes do tubo, ao atravessarem os filtros colocados para medir o HVL, podem sofrer um desvio na sua trajectória devido à colisão com os átomos do material do filtro. Estes fótons quando desviados são responsáveis por radiação secundária, chamada de radiação difundida.

Assim, nas medidas do HVL é importante minimizar a influência desta radiação, pois, ao atingir o dosímetro, ela provocará uma medida incorrecta do kerma, que apresentará um valor maior que o real.

3.3.2 Determinação do HVL através de simulação

Os valores obtidos experimentalmente foram comparados com o resultado da simulação com três programas diferentes, o programa de simulação do IPEM, o programa de simulação Spekcalc e por simulação de Monte Carlo.

3.3.2.1 Simulação com o programa do IPEM

O programa SRS-30 (IPEM) foi publicado em 1979 e fornece dados essenciais para aplicações em radiodiagnóstico e mamografia. Trata-se de um programa que utiliza a linguagem de programação Basic e que funciona através de dados existentes em diversas files [CRA97]. Estas possuem dados para alvos de tungstênio, molibdênio e ródio, dados de coeficientes de atenuação para vários materiais, de kerma para fótons em alguns materiais e dados relativos ao HVL para a filtração total.

Na execução do programa podem ser seleccionados diversos parâmetros, como o kVp que varia entre 30 e 150 kVp, o ângulo do ânodo que varia entre 6 e 22 graus, a ondulação do potencial entre 0 e 30%, e que só é possível de aplicar para potenciais entre 55 e 90 kVp e o material quer do alvo quer dos diferentes meios atravessados pelo feixe. Após a selecção de todos estes parâmetros o programa calcula os valores de saída com base em tabelas pré-calculadas e que entre outros parâmetros contêm os espectros de raios-X para os diversos tipos de ânodo.

No caso em estudo foram seleccionados os parâmetros de acordo com o tubo de raios-X a utilizar para que fosse possível realizar a comparação entre os valores experimentais e os obtidos através do programa. O material do ânodo é o tungstênio, o ângulo do ânodo fez-se variar para ver qual se aproximava mais do tubo, ondulação da diferença de potencial de 0%, e fez-se variar o kVp entre 30 e 100 kVp. De seguida definiram-se as dimensões dos materiais que o feixe de raios-X atravessa.

O tubo de raios-X possui uma janela de berílio de 0,20 mm, após o que o feixe irá atravessar uma distância de 700 mm de ar e incidirá nos filtros de alumínio cuja espessura variou entre 0,5 mm e 6,06 mm e incidirá no detector. As janelas de entrada e saída de dados podem ser observadas nas figuras 3.7 e 3.8.

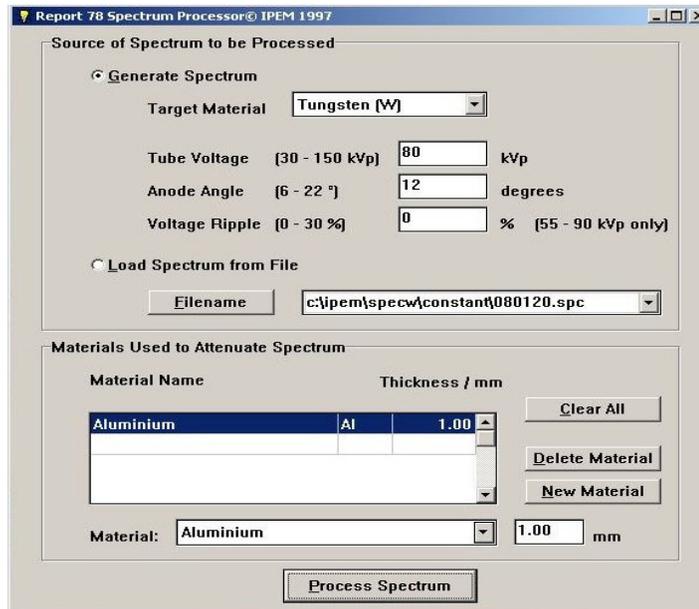


Figura 3.7 Janela de entrada dos dados para caracterização do feixe

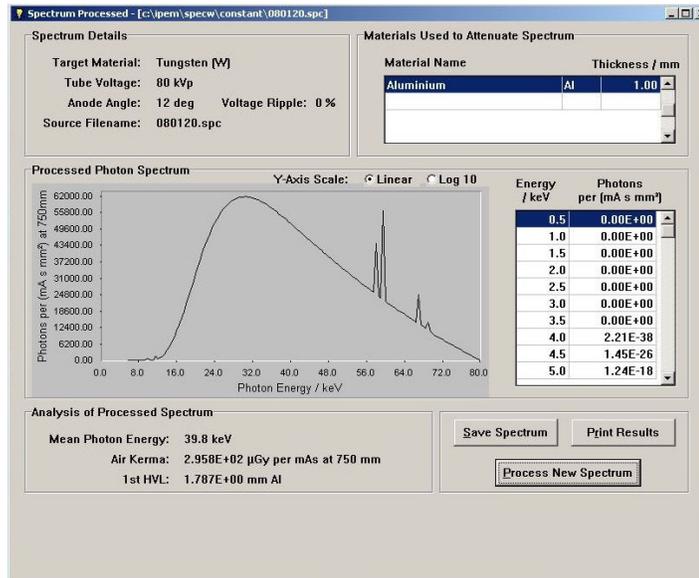


Figura 3.8 Janela de saída dos dados que caracterizam o feixe

3.3.2.2. Simulação com o Programa Spekcalc

O Spekcalc é um programa que simula os espectros de raios-X emitidos por um tubo de raios-X. Trata-se de uma interface gráfica do utilizador (GUI), que foi criada usando REALbasic (REAL Software, Inc.). Permite ao utilizador calcular e visualizar o espectro de raios-X emitido a partir de tubos de raios-X de ânodo de tungsténio A abordagem teórica foi desenvolvida por G. Poludniowski e P.M. Evans no The Institute of Cancer Research, Londres, Reino Unido e descrito em dois artigos [EVA07].

No programa são seleccionados diversos parâmetros, como o kVp, o ângulo do ânodo e a filtragem desejável e de seguida é calculado o espectro de raios-X para as características seleccionadas. A gama de kVp varia entre 40 e 300 kVp, e a filtragem pode ser feita com sete materiais, alumínio, cobre, berílio, tungsténio, água, ar e estanho, o que nos permite um estudo detalhado da influência do número atómico na filtração.

A janela de entrada de dados pode ser observada nas figuras 3.9.

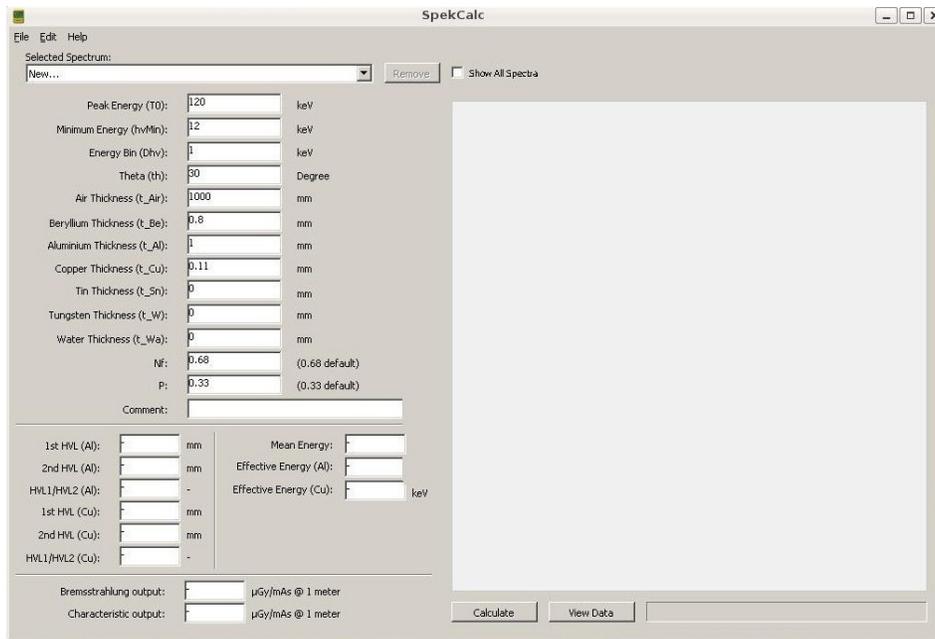


Figura 3.9 Janela de dados de entrada do Spekcalc

São calculados os parâmetros da qualidade do feixe, o 1º e 2º HVL em mm de alumínio ou cobre e a energia média do feixe em keV. No programa são estimadas as contribuições da radiação de travagem.

Em todos os casos, salvo se explicitamente mencionado o contrario, os valores para os coeficientes de atenuação dos vários materiais são calculados por interpolação dos valores da tabela do NIST XCOM [EVA07]. A file de saída do programa apresenta-se na Figura 3.10.

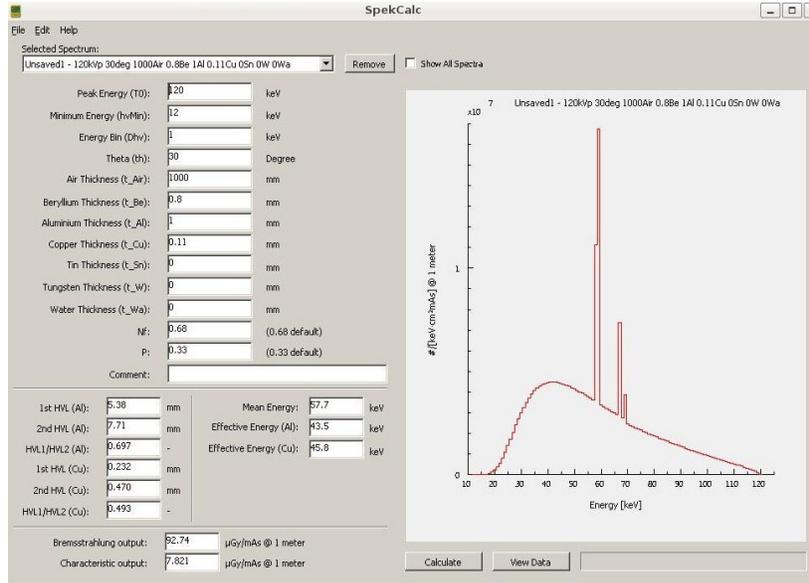


Figura 3.10 Janela de saída do programa SpekCalc

3.3.2.2 Simulação com o programa de simulação Monte Carlo

Os métodos de simulação computacional são hoje em dia uma ferramenta utilizada em muitos e variados domínios científicos, tais como a dosimetria. A simulação em computador possui a capacidade de estudar sistemas físicos complexos, observar o seu comportamento e comparar modelos teóricos com a experiência, fornecendo um meio para avaliar a validade desses modelos teóricos.

Ao longo dos anos, os diferentes programas de simulação das interações de partículas e do transporte de radiação utilizando métodos de Monte Carlo têm sido aperfeiçoados, concretamente ao nível das teorias e algoritmos que descrevem o transporte de partículas carregadas, que tornaram estes códigos numa importante ferramenta para a compreensão de todos os fenómenos que envolvem a interacção da radiação ionizante com a matéria [SEM97].

São diversos os códigos de simulação utilizados pelo método de Monte Carlo, neste caso concreto é utilizado o código Penélope e as bibliotecas Ulysses [SEM97]. A exactidão destes métodos depende do tipo e dos intervalos de energia das interacções físicas consideradas, da exactidão na descrição física e geométrica da fonte e exactidão na descrição da geometria e dos materiais constituintes do sistema físico considerado.

O código Penélope realiza simulação Monte Carlo do transporte de fotões e electrões em materiais arbitrários e numa gama de energias desde algumas centenas de eV até cerca de 1 GeV. A história dos electrões e dos fotões é vista como uma sequência aleatória de passos livres que termina com um evento de interacção onde a partícula muda a sua direcção de movimento, perde energia e, pode produzir partículas secundárias.

A base deste código são as subrotinas denominadas por, Penélope.f, penvared.f, pengeom.f e timer.f implementadas em linguagem de programação FORTRAN, as quais necessitam de um programa principal para funcionarem.

O Ulysses é um pacote de geometria e histogramação, que permite o seguimento de partículas num conjunto complexo de volumes. Este pacote está dividido em duas bibliotecas: a biblioteca onde estão as rotinas de geometria e a biblioteca de histogramação

Assim a implementação do código Monte Carlo passou por definir a geometria, materiais e volumes, os histogramas de entrada e saída da simulação, as condições iniciais da partícula primária (tipo de partícula, posição) e o transporte das partículas primárias (fotão).

O programa Monte Carlo permite-nos obter as distribuições de fluência energética à saída do ânodo do tubo de raios-X.

O cálculo do kerma em ar e conseqüentemente do HVL fez-se com um programa construído especificamente para a tarefa. Nele a atenuação do feixe é feita de forma exponencial para cada intervalo de energia sendo usados os coeficientes de atenuação dados pelo [NIS09].

O kerma em ar a uma distância x é obtido a partir da equação [ATT04].

$$K = \int \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{ar} E \frac{dN}{dEdA} dE \quad (3.4)$$

onde $\frac{dN}{dEdA}$ é o espectro de fluência $\frac{d\phi(E)}{dE}$.

O HVL é calculado por um processo interactivo em que a espessura de filtragem é aumentada em passos de comprimento variável até ser obtido o valor de 50% do kerma inicial com a incerteza desejada.

Este processo de cálculo não toma em consideração a radiação dispersa produzida nos próprios filtros.

3.3.3 Comparação entre os resultados experimentais e obtidos por simulação

Utilizando os três processos de simulação descritos calcularam-se os diferentes valores do HVL e compararam-se com os valores obtidos experimentalmente.

3.3.3.1 Espectro de energia

Considerando que para determinação do valor do HVL é importante conhecer bem o espectro de energia, realizaram-se algumas simulações para ver a variação do espectro em função da energia para diferentes kVp. O kVp aplicado entre o cátodo e o ânodo determina o valor máximo de energia e grande parte das características do espectro obtido.

Os espectros de raios-X foram simulados pelos três programas atrás referidos e comparados para os diferentes kVp. O programa impõe um corte na energia mínima do espectro de pelo menos 10% da energia máxima, pelo que adoptamos nos gráficos este valor para todos os espectros apresentados.

Na figura 3.11 é apresentada a comparação dos espectros obtidos para os três programas para quatro valores de kVp.

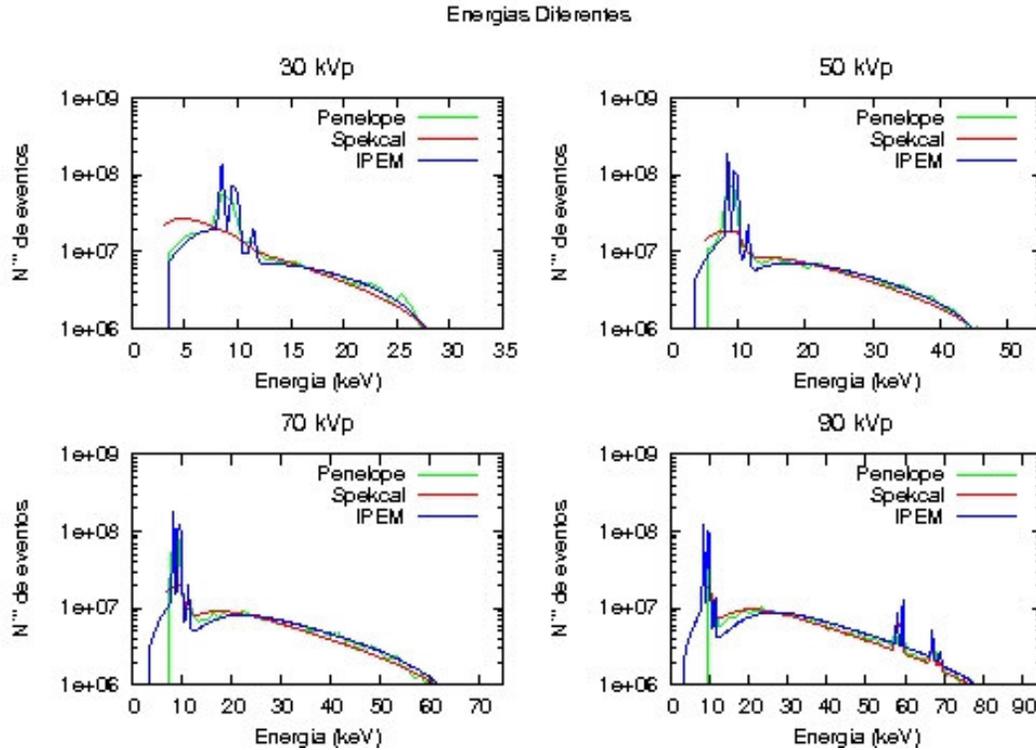


Figura 3.11 Espectros para um feixe de raios-X obtido por três processos de simulação.

Através da análise da figura 3.11 pode verificar-se que existe um bom acordo geral entre os diversos programas de simulação. Contudo é de notar a ausência dos picos L_α e L_β na simulação efectuada com o programa Spekcal o que introduz uma subestimação do kerma medido para pequenos kVp.

Após a análise do pico de energia obtido pelos processos de simulação, procedeu-se então à determinação do valor do HVL para o tubo de raios-X a utilizar para diferentes energias. Para determinar os diferentes valores do HVL, para as diferentes energias utilizou-se o procedimento anteriormente descrito.

Na figura 3.12 apresenta-se um exemplo de uma das curvas de atenuação do kerma em função da espessura de alumínio, para 30 kVp e 10 mA.

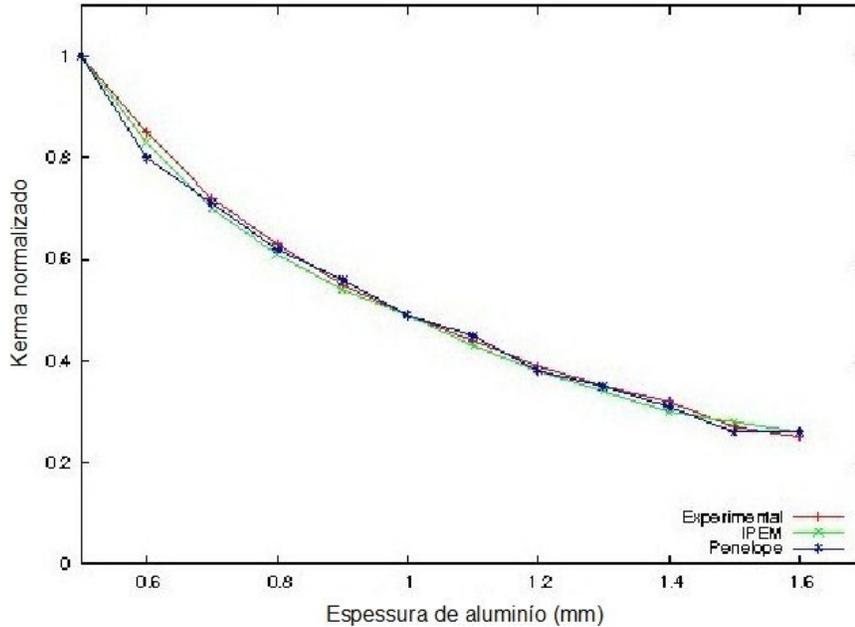


Figura 3.12 Curva de atenuação para 30 kVp

Através da curva exemplo apresentada verifica-se que existe uma boa concordância entre os valores obtidos experimentalmente e os obtidos por simulação, quer através do programa do IP EM quer através da simulação Monte Carlo utilizando o código Penélope. Não é apresentada a curva relativa à simulação utilizando o SpeckCal, porque este não fornece valores de kerma, só de HVL.

Quando a filtragem inicial aumenta, os fótons menos energéticos do feixe são quase totalmente removidos e o feixe produzido aproxima-se cada vez mais de um feixe monoenergético, fazendo com que a curva de atenuação aproxime-se cada vez mais de uma exponencial. Os valores experimentais foram obtidos utilizando um feixe que minimiza a radiação de travagem, uma vez que quando esta atinge o dosímetro, provoca uma alteração no valor real do HVL, apresentará um valor superior ao real.

3.3.3.2 Dependência do ângulo do ânodo

Relativamente ao tubo de raios-X utilizado existem algumas características que se encontravam mal documentadas no início deste trabalho. Uma delas tratava-se do ângulo do ânodo, parâmetro importante no cálculo da radiação produzida pelo tubo de raios-X. Assim procurou-se estabelecer um procedimento que a partir dos dados experimentais permitisse inferir o valor do ângulo do ânodo. Esse procedimento baseou-se no estudo da variação do HVL em função do valor do ângulo do ânodo.

Este estudo enfrentou diversas condicionantes como seja o facto do programa IPEM não dispor de toda a gama de angulações necessárias ou de não existir qualquer tipo de informação sobre a possível ondulação do kVp.

Na figura 3.13 apresentam-se os valores obtidos, para dois valores de ângulos diferentes, de modo a permitir-nos concluir qual apresenta valores mais próximos dos experimentais.

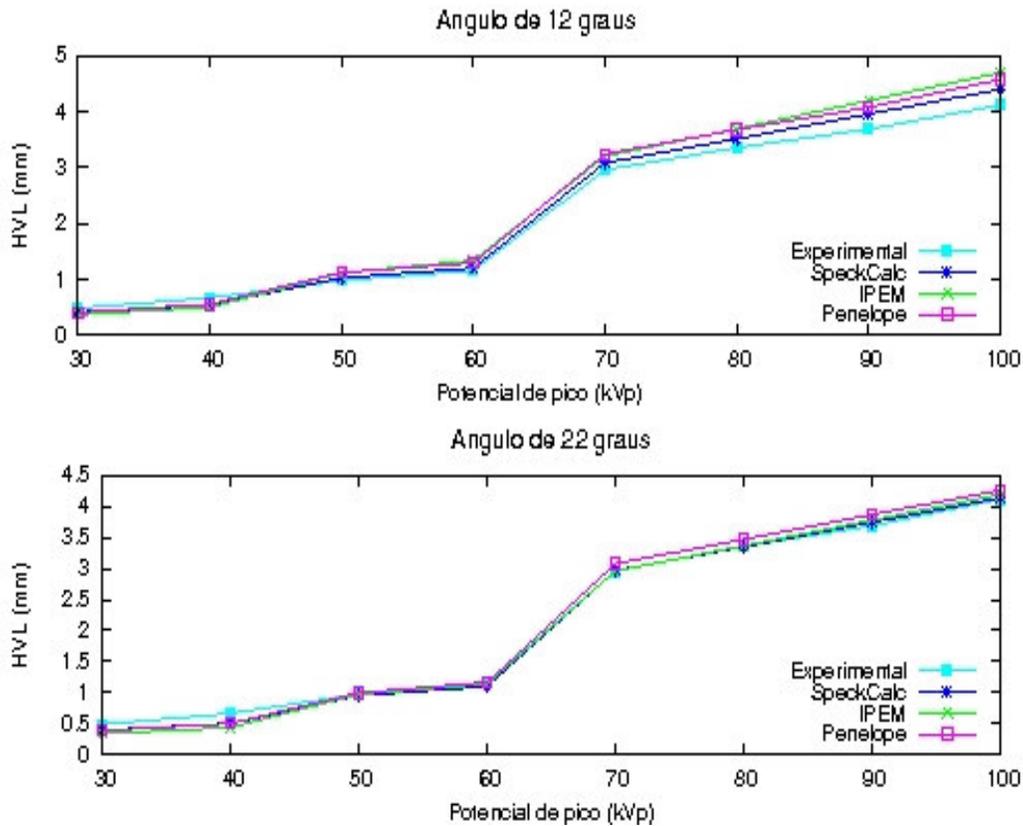


Figura 3.13 Representação do valor do HVL em função do potencial de pico

Através da análise dos gráficos verifica-se que existe um aumento do valor do HVL à medida que aumenta o potencial de pico (kVp), porque o feixe torna-se mais energético e assim o poder de penetração aumenta. Em particular notamos o aumento do valor de HVL depois dos 70 kVp, região onde os raios-X K_{α} e K_{β} características do tungsténio podem ser produzidas, contribuindo para um endurecimento do feixe e aumento do poder de penetração. Assim, o HVL é capaz de especificar de modo conveniente a “qualidade” da radiação contida num feixe, pois quanto mais energético e penetrante, for o feixe maior será a espessura necessária para que o absorvedor (filtro de alumínio) reduza a intensidade a metade.

Tal como se pode observar através dos gráficos da figura 3.13, existe uma melhor aproximação entre os valores experimentais e os obtidos pelos diferentes métodos de simulação para um ângulo de 22°. A diferença percentual entre os valores experimentais e os obtidos pelos diferentes métodos de simulação são inferiores a 5%, à excepção dos valores obtidos para 30kVp e 40 kVp que são superiores a 5%. Facto bastante importante pois permite-nos ter uma ideia mais correcta do ângulo e assim obter valores simulados mais exactos, pois tal como se pode comprovar utilizando o processo de simulação do IPEM e do SpeckCalc, o valor do HVL varia significativamente com a variação do ângulo, como se pode observar na figura 3.14.

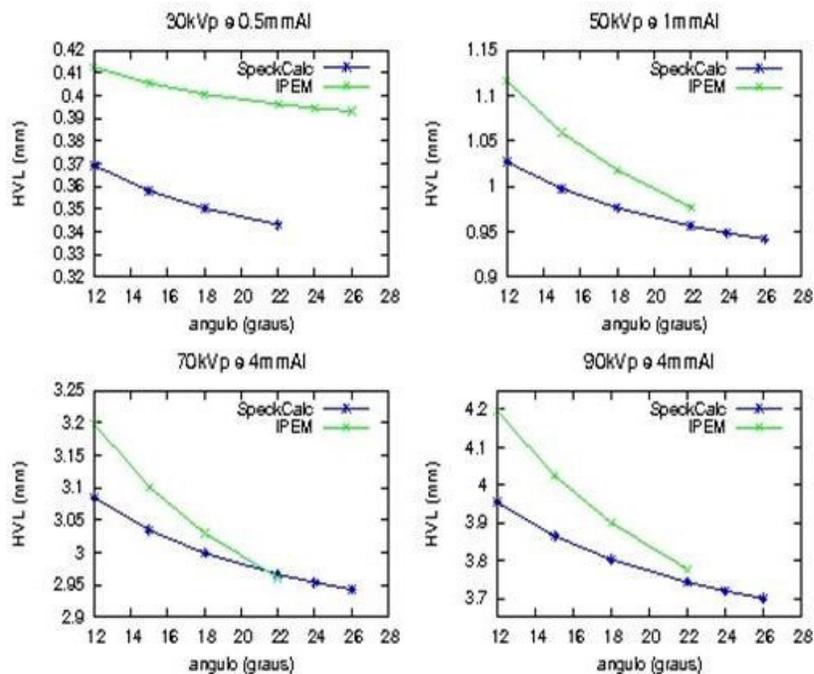


Figura 3.14 Variação do HVL em função do ângulo obtida por simulação utilizando o SpeckCalc e o IPEM

Para as diferentes energias foram utilizadas filtragens iniciais diferentes, no entanto em todas as situações verifica-se que existe uma diminuição acentuada do valor do HVL com o aumento do ângulo. Verificamos também que a dependência do HVL no ângulo do ânodo aumenta com o kVp, pelo que os valores obtidos para maiores kVp irão dar uma melhor indicação do ângulo.

Para quantificarmos o grau de acordo entre os valores do HVL medidos e os correspondentes valores calculados por cada uma das simulações introduziu-se a variável χ^2 definida da seguinte forma:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{gl}} \sum_i \frac{(HVL_c^i - HVL_m^i)^2}{\sigma^2} \quad (3.5)$$

em que HVL_c é o valor calculado e HVL_m o valor medido para um kVp (entre 30 e 100 kVp). O valor de σ^2 foi tomado o da incerteza experimental. O número de graus de liberdade (N_{gl}) foi considerado igual ao número de pontos experimentais.

Este estudo foi efectuado apenas para o caso da simulação com o programa IPEM e o programa Spekcalc (tal como se pode verificar através da figura 3.15), onde é mais fácil obter de forma expedita valores de HVL para vários valores de ângulo do ânodo.

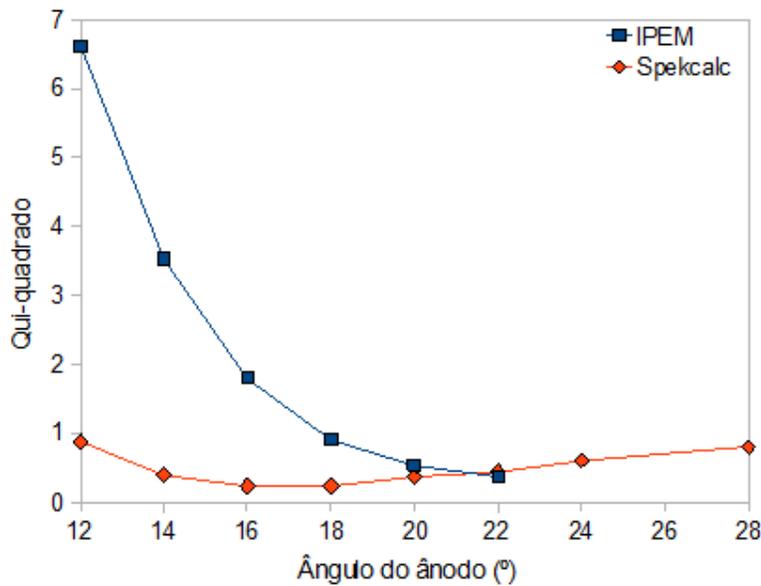


Figura 3.15 Valor do Qui-quadrado em função do ângulo

Verifica-se através dos valores obtidos para o χ^2 que existe uma diferença significativa entre os valores obtidos por cada uma das simulações.

De facto cada uma parece indicar um valor diferente para o mínimo de χ^2 , sendo que a curva obtida com IPEM apresenta uma dependência mais nítida com o ângulo do ânodo.

No caso do programa Spekcalc o valor mínimo do χ^2 encontra-se para 16°, enquanto que no caso do programa IPEM esse mínimo está para lá do último valor que é possível calcular com este programa e que é 22°.

Após a realização deste estudo viemos a ter a indicação do fabricante, de que o ângulo do ânodo de série de tubos que possuímos é de 26°, o que está em maior concordância com o valor obtido através do programa IPEM.

Este valor foi ainda confirmado através da simulação realizada com o programa Penélope usando este valor de ângulo de ânodo e onde os valores obtidos quer do kerma em ar quer do HVL estão em boa concordância com os dados experimentais. Tal como se pode observar através da tabela 3.2.

kVp	HVL (mm Al)	
	Experimental	Penelope
30	0,514±0,041	0,393
40	0,669±0,042	0,513
50	1,014±0,066	1,025
60	1,207±0,038	1,163
70	2,958±0,098	3,008
80	3,354±0,359	3,434
90	3,782±0,382	3,809
100	4,115±0,390	4,259

Tabela 3.2 Comparação dos valores de HVL experimentais com os determinados por simulação utilizando o Penelope

Os valores de HVL obtidos permitiram-nos caracterizar o feixe de raios-X, e serão tidos em conta em todos os testes seguintes em que se utiliza este tubo de raios-X.

Capítulo 4 – Elementos para construção do dosímetro com fibras cintilantes

Para construção do dosímetro de fibra óptica são necessários alguns elementos tais como: fibras ópticas plásticas cintilantes que captam a radiação e transformam-na em luz de cintilação, fibra ópticas de quartzo para condução do sinal luminoso e fotodetectores para transformarem o sinal luminoso em sinal eléctrico.

Para escolha dos mais adequados foi necessário efectuar diversos testes que serão descritos neste capítulo.

4.1 Fotodetectores

Tradicionalmente os sistemas que utilizam cintiladores plásticos como dosímetros, usam PMT's na leitura da luz produzida [BED02]. Estes apresentam a vantagem de produzir uma boa amplificação do sinal, mas têm diversas desvantagens.

Desde logo são elementos caros e frágeis e requerem uma alta diferença de potencial para o seu funcionamento. O circuito de leitura apresenta pois esta complicação adicional relativamente ao que sucede com as tradicionais câmaras de ionização, onde o dosímetro é ligado directamente ao electrómetro (sendo este aparelho que também fornece a alta diferença de potencial à câmara).

Por outro lado os PMT's são elementos que apresentam um nível de ruído elevado e difícil de eliminar num sistema em que se pretende fazer a integração do sinal. Uma possível alternativa à utilização dos PMT são os fotodiodo de silício.

Os fotodiodos de silício funcionam como sensores de luz que geram uma corrente quando a junção PN é iluminada. O fotodiodo vai converter o sinal óptico (luz de cintilação) em sinal eléctrico, devido à sua boa performance, ao seu baixo custo e por serem compatíveis com as fibras ópticas são utilizados para fazerem a leitura do sinal de cintilação produzido em fibras ópticas.

A corrente inversa medida pelo fotodiodo varia com a iluminação que nele incide. Quando incide luz no fotodiodo a corrente inversa varia quase linearmente com o fluxo luminoso.

A quantidade de luz que vai chegar ao fotodiodo vai depender da energia do feixe de raios-X, que se pode variar alterando quer o kVp quer a intensidade da corrente aplicada. Normalmente possuem uma boa linearidade ao sinal luminoso e uma ampla resposta espectral.

Escolheram-se fotodiodos para efectuar a leitura das fibras ópticas por vários motivos, tais como: são de fácil leitura, através de um eléctmetro, apresentam uma boa sensibilidade na zona do visível, são pequenos e robustos, o que é bastante útil para este tipo de dosímetros e não necessitam de alimentação

Acresce ainda que este método de leitura para a luz produzida pelos cintiladores é relativamente pouco usado em dosimetria, pelo que se torna interessante o seu estudo.

As características dos vários fotodiodos estudados, como possíveis candidatos a serem utilizados como fotodetectores, todos eles da Hamamatsu [HAM04], encontram-se descritas na tabela 4.1.

Fotodiodo	Tipo	Área efectiva (mm ²)	Gama de temperatura (°C)
Hamamatsu	S9195	5	(-20) a (+60)
	S1722	13,2	
	S5344	7	
	33BQ	5,7	
	66BQ	33	

Tabela 4.1 Características dos fotodiodos a utilizar em conjunto com as fibras ópticas [HAM04]

São fotodiodos com uma grande área activa, possuem uma janela de quartzo o que proporciona uma boa sensibilidade, mesmo na zona do ultravioleta.

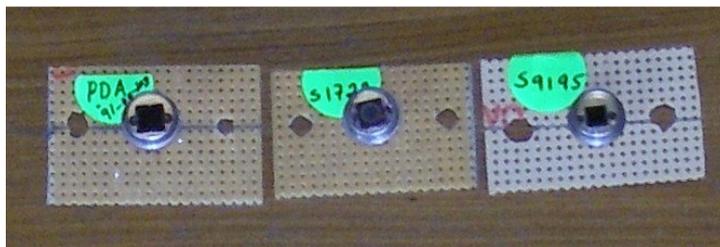


Figura 4.1 Alguns dos fotodiodos testados para efectuar a leitura das fibras

Apresentam uma curva característica de fotosensibilidade, na figura 4.2 encontra-se representada a do fotodiodo S9195 como exemplo.

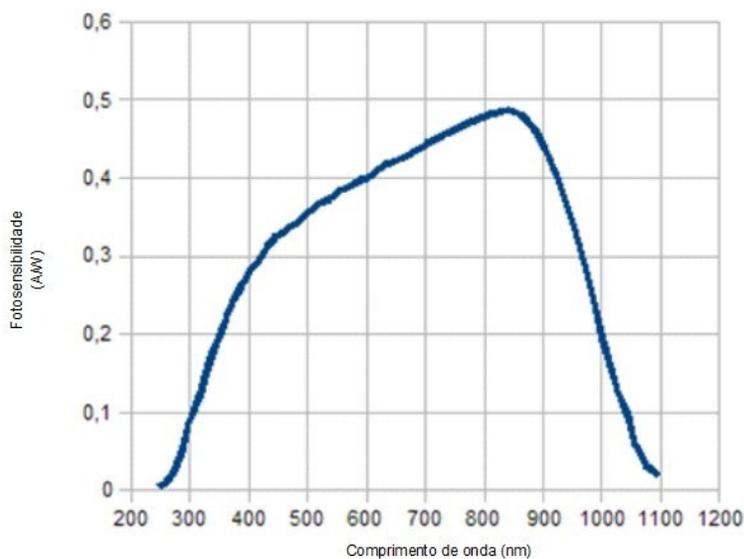


Figura 4.2 Curva de fotosensibilidade do fotodiodo S9195 (adaptado da [HAM04])

Para utilização destes como elemento de um sistema dosimétrico, é essencial saber como a sua resposta varia em função de algumas propriedades. Quando utilizados por exemplo em ambiente clínico, a temperatura poderá variar, é importante saber se esta variável influencia a resposta dos fotodiodos.

4.1.1 Influência da temperatura na resposta do fotodiodo

Para verificar a influência da temperatura na resposta dos fotodiodos, construiu-se um equipamento (figura 4.3), que permite obter uma gama de temperaturas entre os -40 °C e os 50 °C, um sistema de arrefecimento (A), um sistema de aquecimento (B) e um porta amostras (C).



Figura 4.3 Equipamento construído para estudar a influência da temperatura na resposta dos fotodiodos

O porta amostras, local onde se colocam os fotodiodos para realizar os testes, possui um bom isolamento electrostático, uma boa inércia térmica (paredes espessas) evitando assim variações bruscas de temperatura, possui uma entrada e uma saída de ar e uma janela de alumínio de aproximadamente 100 μm , para permitir também a irradiação, directa com radiação X e gama.

A saída e entrada de ar do porta-amostras foi depois ligado aos sistemas de aquecimento e arrefecimento, permitindo efectuar o controlo da temperatura, através de um sensor que foi colocada junto do fotodiodo. O sistema de arrefecimento foi ainda ligado a um recipiente com azoto líquido, por onde passava o tubo de ar o que permitiu atingir temperaturas mais baixas.

Os diferentes fotodiodos foram testados utilizando radiação ionizante (raios-X), radiação visível e infravermelha. Foram irradiados com uma fonte de ^{241}Am , de energia máxima 59,5 keV, e LED's com diferentes comprimentos de onda de emissão.

Para efectuar a leitura dos fotodiodos utilizou-se o electrómetro Max4000 [STA08], de seguida procedeu-se à instalação de todo equipamento, como mostra a figura 4.4.

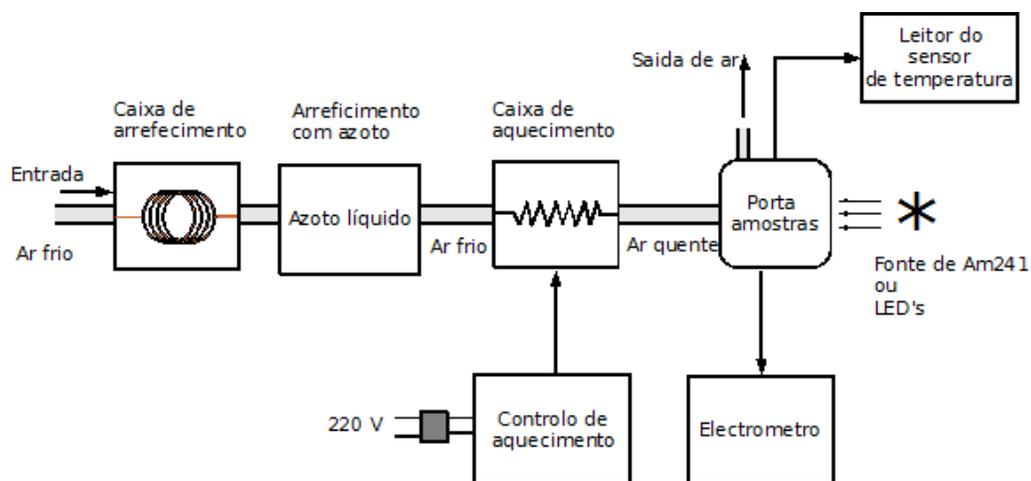


Figura 4.4 Esquema experimental para estudo da influência da temperatura nos fotodiodos

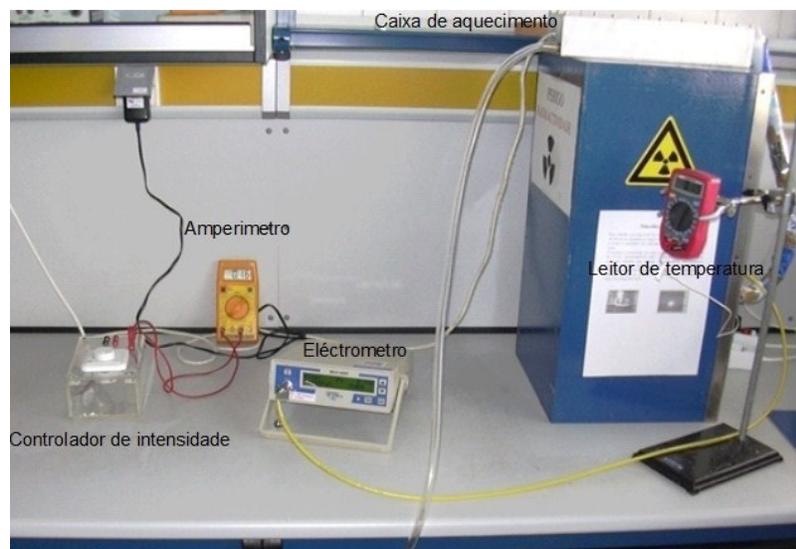


Figura 4.5 Fotografia da montagem experimental

Para permitir o funcionamento dos LED's foi necessário construir um circuito (figura 4.6). De seguida a luz produzida pelos LED's foi transmitida aos fotodiodos através de uma fibra óptica de quartzo.

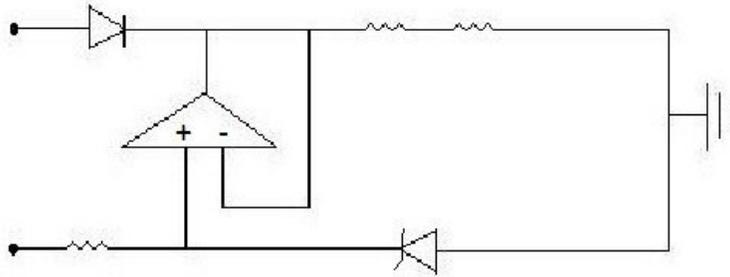
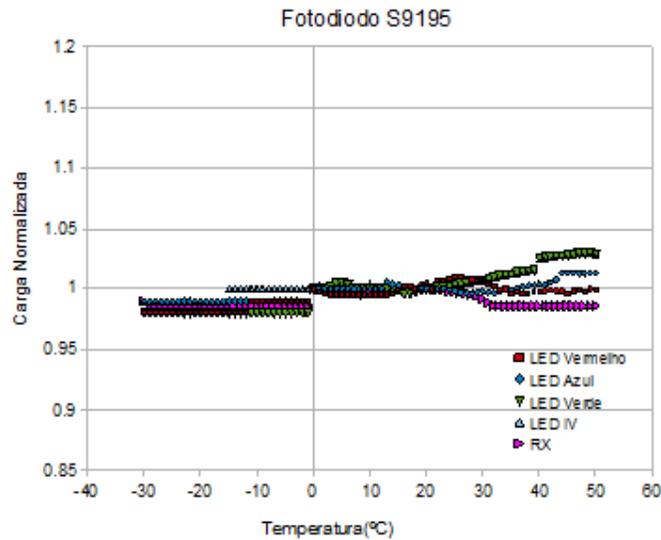


Figura 4.6 Circuito de funcionamento dos LED

Nos semicondutores um aumento da temperatura produz uma redução da resistência oferecida à passagem de corrente. A sensibilidade de um fotodiodo, ou seja a relação entre a energia da radiação incidente e a fotocorrente resultante na maior parte das vezes, aumenta com o aumento da temperatura, devido às mudanças na mobilidade dos electrões e no número de “buracos” disponíveis na matriz do detector. A variação da sensibilidade com a temperatura depende da dose acumulada pelo fotodiodo [HAM07].

Estudou-se a variação do sinal dos fotodiodos em função da temperatura dentro da caixa de amostra, para uma gama de temperatura entre -40°C a 50°C . Na figura 4.7 apresentam-se os resultados obtidos para três dos fotodiodos testados, o S9195, o S1722 e o 66BQ, em que o valor do sinal foi normalizado a 0°C .



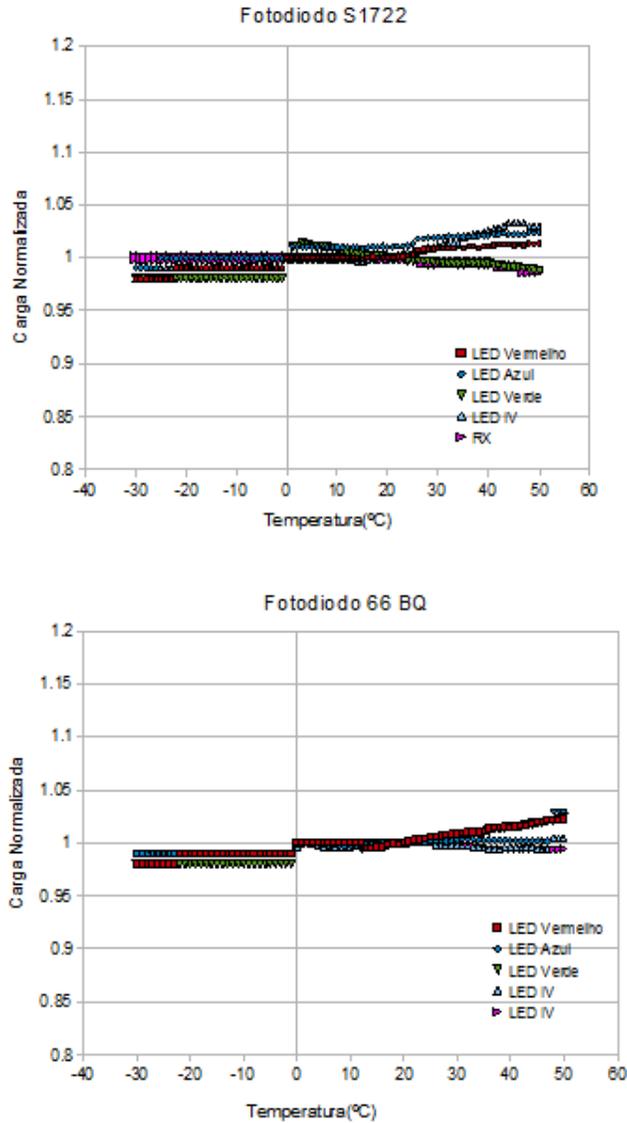


Figura 4.7 Variação da resposta dos fotodiodos em função da temperatura

Da análise da figura 4.7 podemos verificar que todos os fotodiodos testados são estáveis para a gama de temperatura estudada, que abrange toda a gama de interesse para as aplicações em radiologia e braquiterapia, observando-se variações da resposta dos fotodiodos para esta gama de temperatura inferiores a 3%. Assim numa primeira análise qualquer um destes fotodiodos poderia ser utilizado como fotodetector. No entanto existem outras características que devem ser tidas em atenção quando se escolhe o fotodetector, algumas delas referidas nos próprios manuais do fotodetectores outras que tem que ser analisadas experimentalmente.

Como por exemplo a variação da resposta do fotodetector em função da qualidade do feixe.

4.1.2 Variação da resposta do fotodetector em função da qualidade do feixe

Uma vez que o objectivo é utilizar os fotodiodos para leitura do sinal transmitido pelas fibras ópticas irradiadas com um feixe de raios-X, é necessário analisar a resposta dos fotodiodos quando se varia a energia do feixe. Estudou-se a resposta dos fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada ao tubo de raios-X e do kVp.

Para estudar a resposta do fotodetector em função da energia utilizou-se uma fibra plástica de cintilante de 30 cm (fibra teste), acoplada aos diferentes fotodiodos devidamente isolados, numa caixa preta de acrílico (figura 4.8), forrada dos lados com uma placa de chumbo de espessura 2 mm, com uma abertura lateral, coberta apenas com uma fita preta para permitir a irradiação da fibra mas impedir a entrada de luz visível. A caixa no seu interior possui uma placa em acrílico onde é apoiada a fibra para evitar curvaturas da mesma.

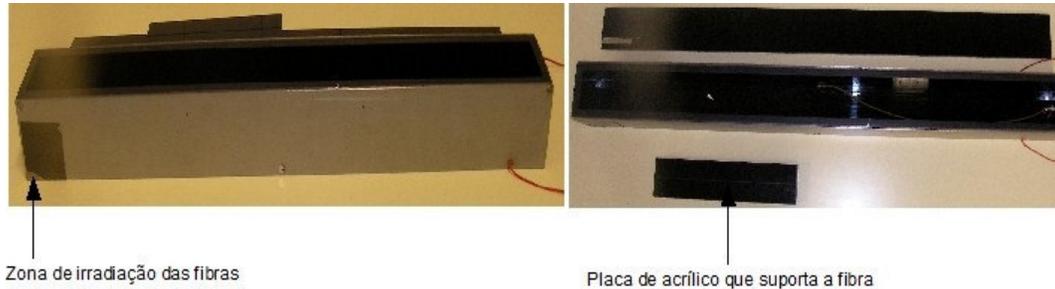


Figura 4.8 Caixa de acrílico para testes das fibras

Dentro da caixa é colocado um suporte para efectuar a ligação entre a fibra e o fotodiodo (figura 4.9).

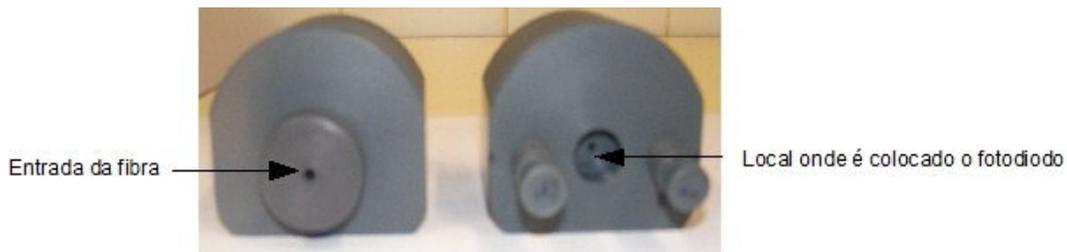


Figura 4.9 Suportes do fotodiodo e da fibra

Na junção da fibra com o fotodiodo foi utilizada gel óptico para que o acoplamento entre ambos se realize de modo a minimizar a luz perdida na interface-fibra fotodiodo. Para que os testes fossem efectuados com rigor foi necessário construir uma mesa (figura 4.10) com a possibilidade de regulação em altura e alinhamento onde se coloca todo o equipamento necessário.



Figura 4.10 Mesa de teste com todo o equipamento utilizado

O sistema de regulação da mesa permite ajustar a altura para que se consiga alinhar a saída do feixe com a abertura da caixa e assim irradiar a fibra na posição pretendida, utilizando o tubo de raios-X, da Philips PW2184/00. Todo o material foi devidamente instalado para se proceder aos testes, tal como se ilustra no esquema da figura 4.11.

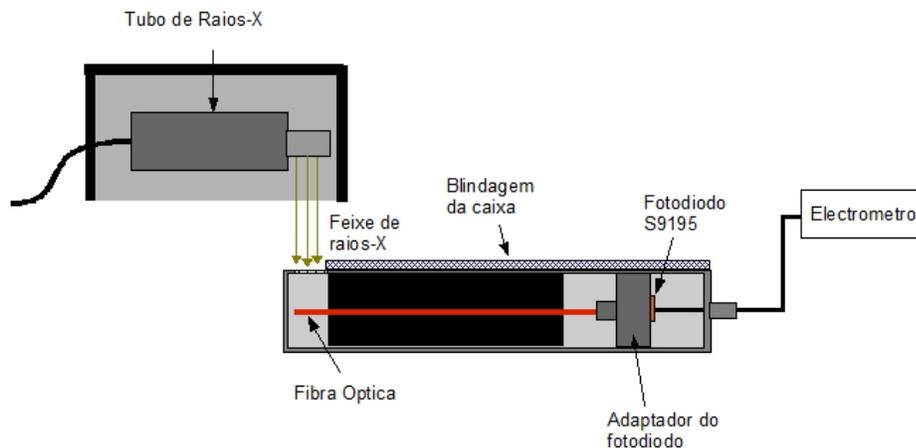


Figura 4.11 Esquema da montagem experimental

Os testes da resposta do fotodiodos em função da energia do feixe foi efectuada para uma gama de kVp entre 20 kVp e 100 kVp, e para três intensidades da corrente, 10, 20 e 30 mA. Neste estudo foram tidos em conta os valores de HVL anteriormente determinados.

Podemos observar na figura 4.12 a variação da resposta dos fotodiodos para três valores de kVp , como exemplo.

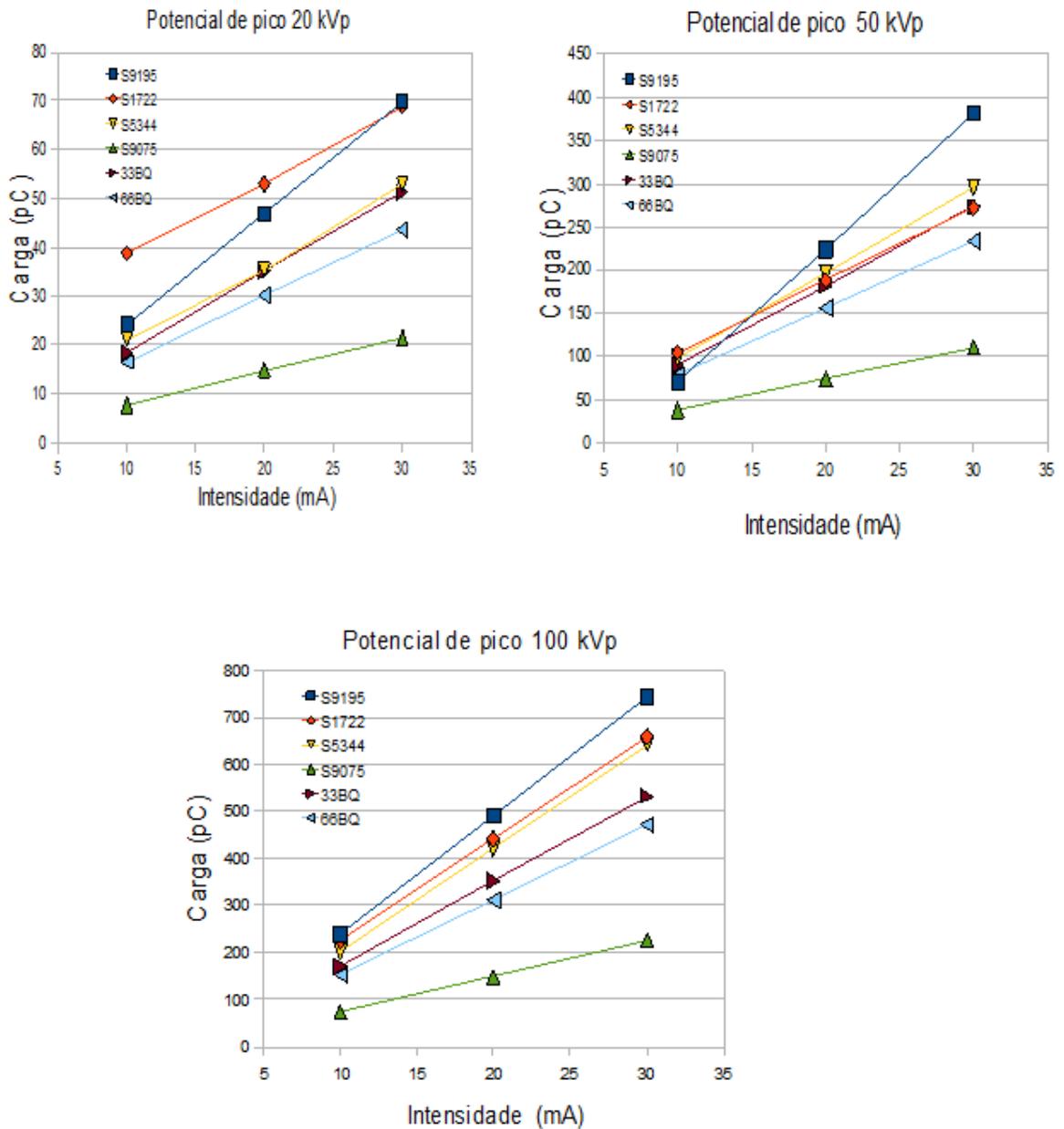


Figura 4.12 Resposta dos fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada

Da observação dos gráficos da figura 4.12, podemos verificar que a resposta dos diferentes fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada no tubo de raios-X apresenta uma razoável linearidade, ou seja para um mesmo potencial de pico e para diferentes intensidades, a resposta dos fotodiodos aumenta linearmente.

De todos os fotodiodos testados é o fotodiodo S9195 que apresenta um maior sinal embora não seja o que apresenta maior área efectiva e é também aquele cuja linearidade se verifica mais. Mantendo agora a intensidade da corrente e variando o kVp, podemos observar o comportamento dos diferentes fotodiodos (figura 4.13).

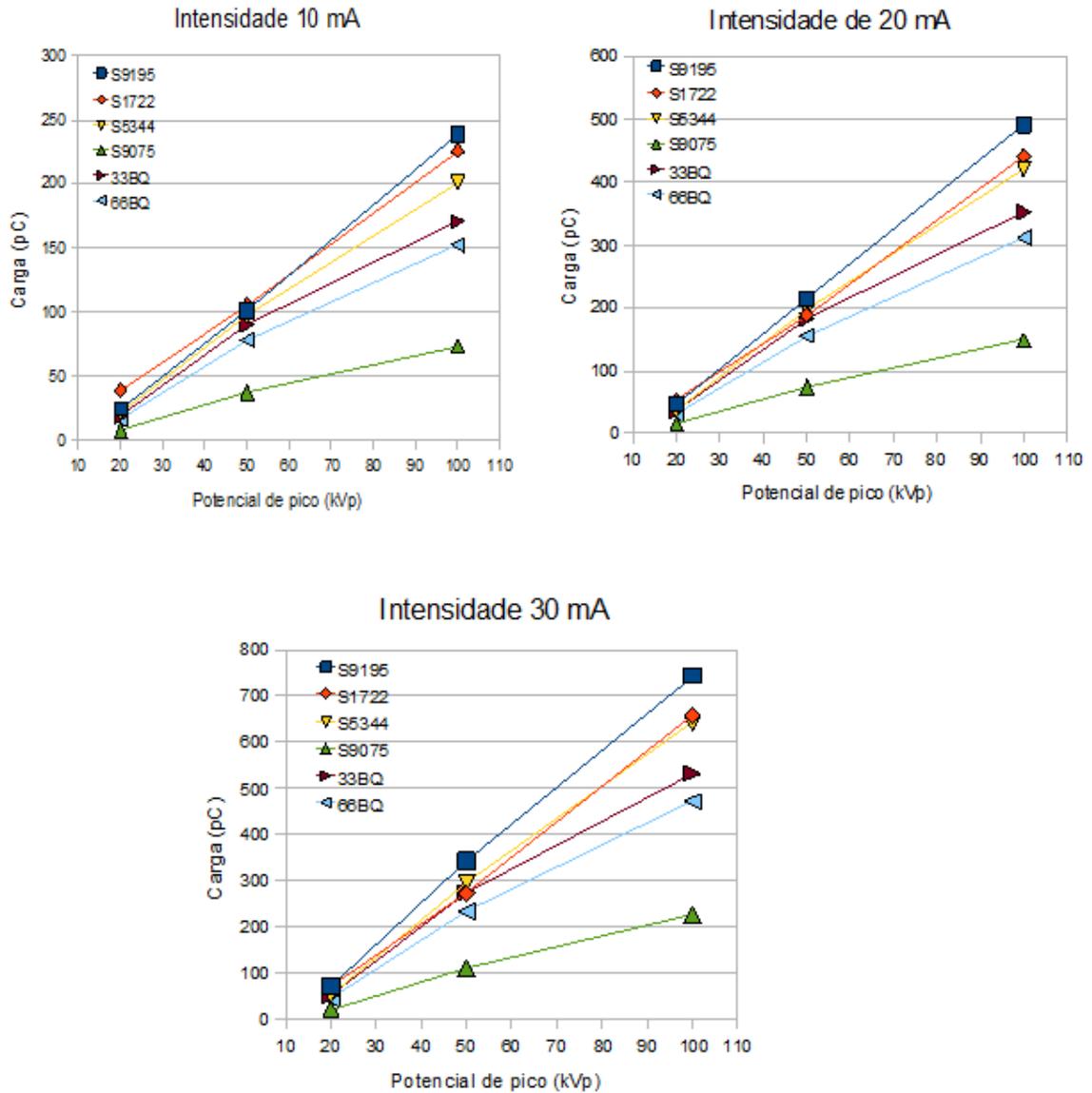


Figura 4.13 Resposta dos fotodiodos em função da intensidade da corrente aplicada

Mantendo a intensidade da corrente e variando o potencial de pico, os diferentes fotodiodos também apresentam uma linearidade na sua resposta, não sendo esta tão marcada como na situação anterior.

Outro factor importante na escolha do fotodiodo é o sinal de ruído que este apresenta. Todos apresentaram uma percentagem de sinal de ruído pequena. Para todos os kVp e intensidades testados apresentaram um sinal de ruído variou entre 0,05 pC e 1 pC. No entanto foi o fotodiodo S9195 que apresentou um sinal de ruído menor e o fotodiodo S5344 foi o que apresentou um maior ruído.

Por todos os factores apresentados, concluiu-se que o foi o fotodiodo S9195 da Hamamatsu que apresentou uma melhor performance, e, portanto o mais adequado a ser utilizado como detector óptico no protótipo de dosímetro. Ou seja todos os fotodiodos apresentam um comportamento idêntico quando se varia a temperatura e a energia do feixe, no entanto mas é este fotodiodo que colecta a maior fracção de luz de cintilação.

4. 2 Fibras ópticas

As fibras ópticas de plástico apresentam algumas características que nos levaram à sua escolha para serem utilizadas como dosímetro, nomeadamente o plástico que tem elevada equivalência com a água, apresentam uma resposta linear com a dose, são independentes da taxa de dose, são razoavelmente independentes da energia, são independentes da temperatura e da pressão, têm elevada resolução espacial e permitem medir dose em tempo real nos feixes de radioterapia.

No entanto existem também algumas desvantagens como: o sinal lido é dependente do sistema de leitura pelo que é muito difícil a sua utilização como um dosímetro primário, apresentam uma dependência do sinal na luz Cherenkov produzida por electrões com energia da ordem dos 150 keV e a dependência do sinal na luz de Fluorescência (baixas energias, < 40 keV). Este efeito é o que mais que afecta o estudo em causa.

4.2.1 Fibras da Industrial Fiber Optics

Estas fibras são deslocadoras do comprimento de onda WLS (figura 4.14) e transformam a luz de cintilação na zona do ultravioleta azul em luz visível, na zona do azul, verde ou vermelho conforme o tipo de fibra [FIB07].

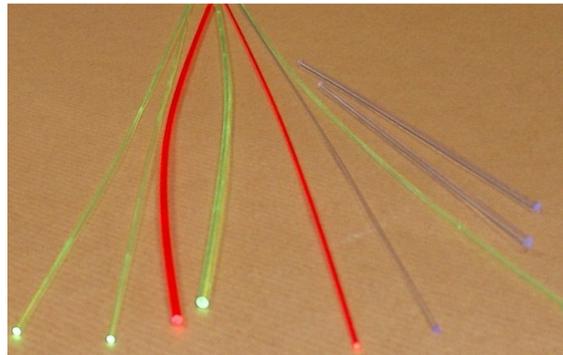


Figura 4.14 Fotografia das fibras WLS

Cor	Diâmetro (mm)	Pico de emissão (nm)	Tipo
Azul	1	435	IF-810084
Verde	1	490	IF-810082
Verde	2	490	IF-810094
Vermelha	1	635	IF-810087
Vermelha	2	635	IF-810093

Tabela 4.2 Características das fibras da Industrial Fiber Optics[FIB07]

Possuem um núcleo de poliestireno ou de acrílico, sendo as primeiras de mais baixo custo e as segundas embora mais caras possuem uma maior resistência à luz ultra-violeta.

Inicialmente foram testadas todas as fibras, no entanto os testes posteriores foram realizados com as que fornecem um maior sinal, a azul de diâmetro 1mm, a vermelha de diâmetro 2 mm e a verde de diâmetro 2 mm, todas com um comprimento de 30 cm.

4.2.2 Fibras da Saint- Gobain

As segundas fibras testadas foram da Saint-Gobain, cujas propriedades se encontram resumidas na tabela 4.3.



Figura 4.15 Fotografia das fibras cintilantes da Saint-Gobain [GOB08]

Cor	Diâmetro (mm)	Pico de emissão (nm)	Tipo
Azul	2	432	BCF – 10
Verde	2	530	BCF – 60

Tabela 4.3 Características das fibras cintilantes [GOB08]

São fibras cujo material do núcleo é poliestireno, com um índice de refração de 1,60 e uma densidade de 1,05 g/cm³. O material da bainha é acrílico (polimetilmetacrilato), com um índice de refração de 1,49 e uma densidade de 1,02 g/cm³, com uma espessura padrão de 0,2 mm, que representa cerca de 3% do diâmetro da fibra. A abertura numérica das fibras é de 0,58.

O índice de refração do núcleo, da bainha e a área de secção determinam a eficiência da fibra. A eficiência de captura da luz neste tipo de fibras depende da distância entre o eixo central da fibra e o evento de cintilação.

Os espectros de emissão característicos das fibras são os seguintes (figura 4.16):

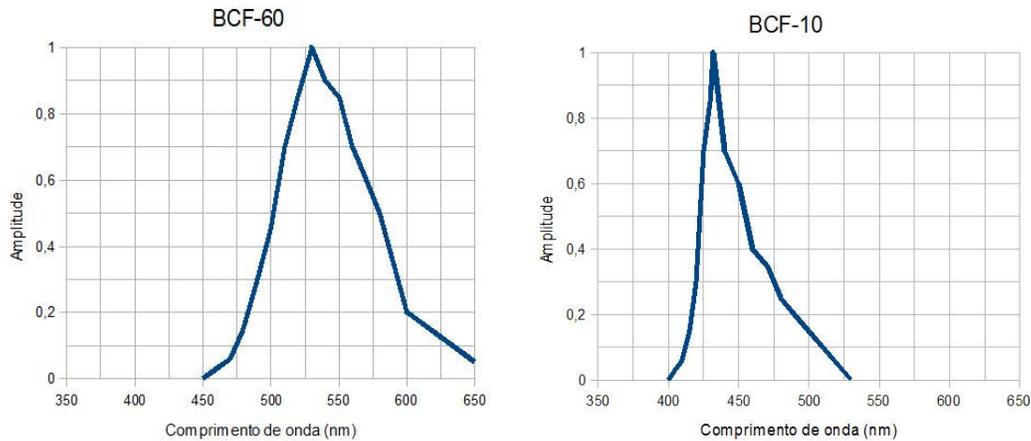


Figura 4.16 Espectro de emissão das fibras (adaptado de [GOB08])

Após a selecção das fibras a utilizar foram realizados diversos testes preliminares para sabermos quais apresentavam as características mais favoráveis para utilização como dosímetros.

4.3 Testes de escolha das fibras

Uma vez escolhido o fotodiodo procedeu-se ao estudo das diferentes fibras ópticas para se decidir qual deveríamos utilizar no protótipo de dosímetro. Os testes foram efectuados com o fotodiodo (S9195), uma fibra óptica de 30 cm de comprimento e cumprindo todos os critérios estabelecidos no capítulo 2 procedeu-se a diversos testes às fibras para analisar as características da sua resposta. Utilizando o mesmo procedimento que se utilizou para o estudo da resposta dos fotodiodos em função da energia, procedeu-se ao estudo do sinal de cintilação emitido pelas diferentes fibras, com o objectivo de escolher a que maior sinal emite.

4.3.1 Fibras da Industrial Fiber Optics

4.3.1.1 Linearidade

Procedeu-se ao estudo da linearidade entre o sinal produzido pelas fibras e lido pelo fotodiodo e a dose medida através de uma câmara de ionização (PTW M2342-1407) colocada na mesma posição da fibra e em condições idênticas. Para cada kVp variou-se a intensidade da corrente entre 10 mA e 50 mA de acordo com as especificações do tubo de raios-X, e tendo em atenção os valores de HVL determinados para cada potencial. Os resultados obtidos foram os apresentados na figura 4.17.

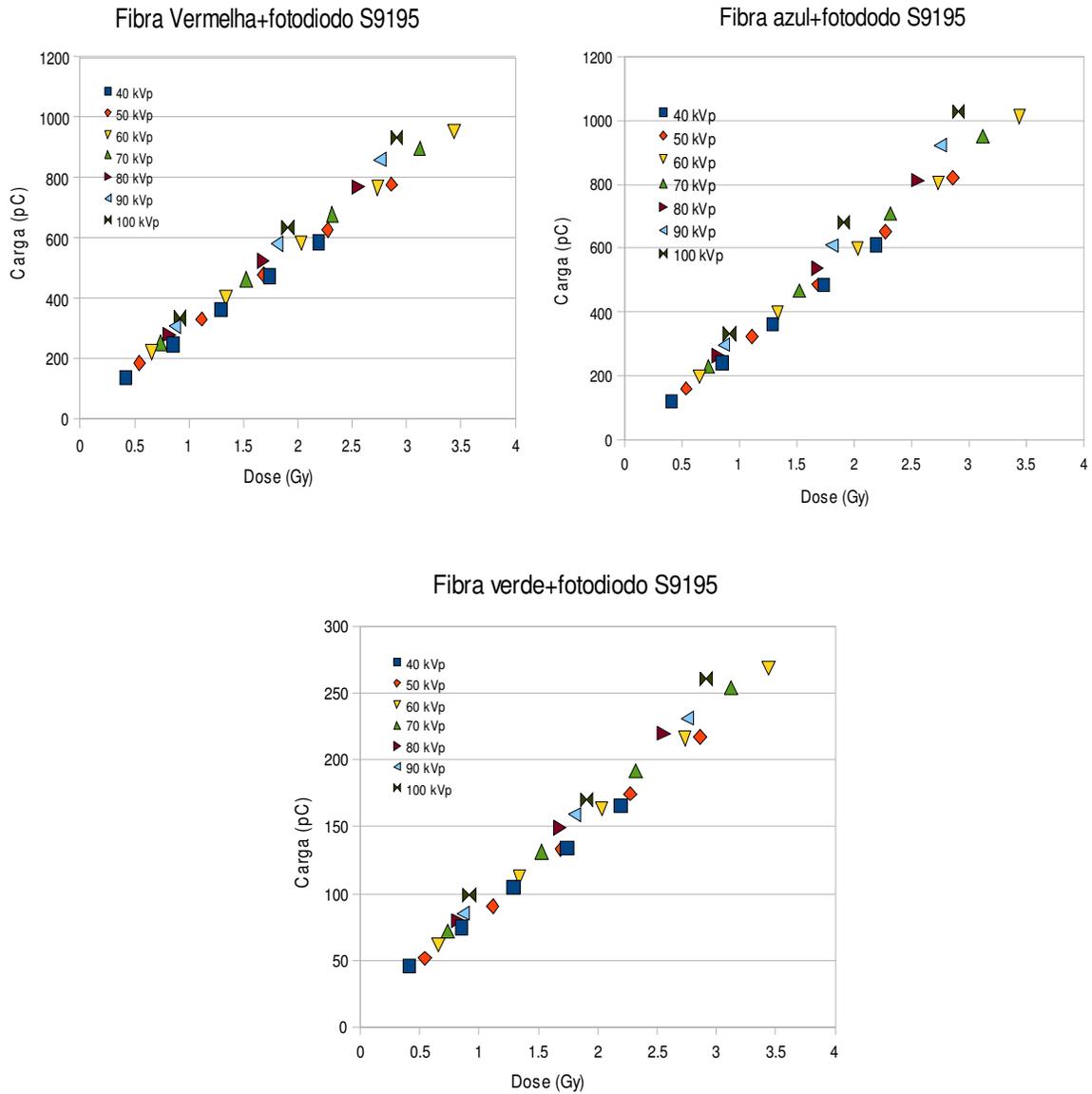


Figura 4.17 Linearidade da resposta das fibras da Industrial Fiber Optics

Da análise da figura 4.17 podemos dizer que a resposta do conjunto fibra mais fotodiodo apresenta um comportamento linear com a dose. No entanto para melhor evidenciar esta característica para cada kVp efectuou-se um ajuste linear, e calculou-se o valor do declive que seria de esperar se o comportamento sistema fosse linear. Através diferença entre o valor medido e o calculado por ajuste, e obtiveram-se as seguintes diferenças percentuais.

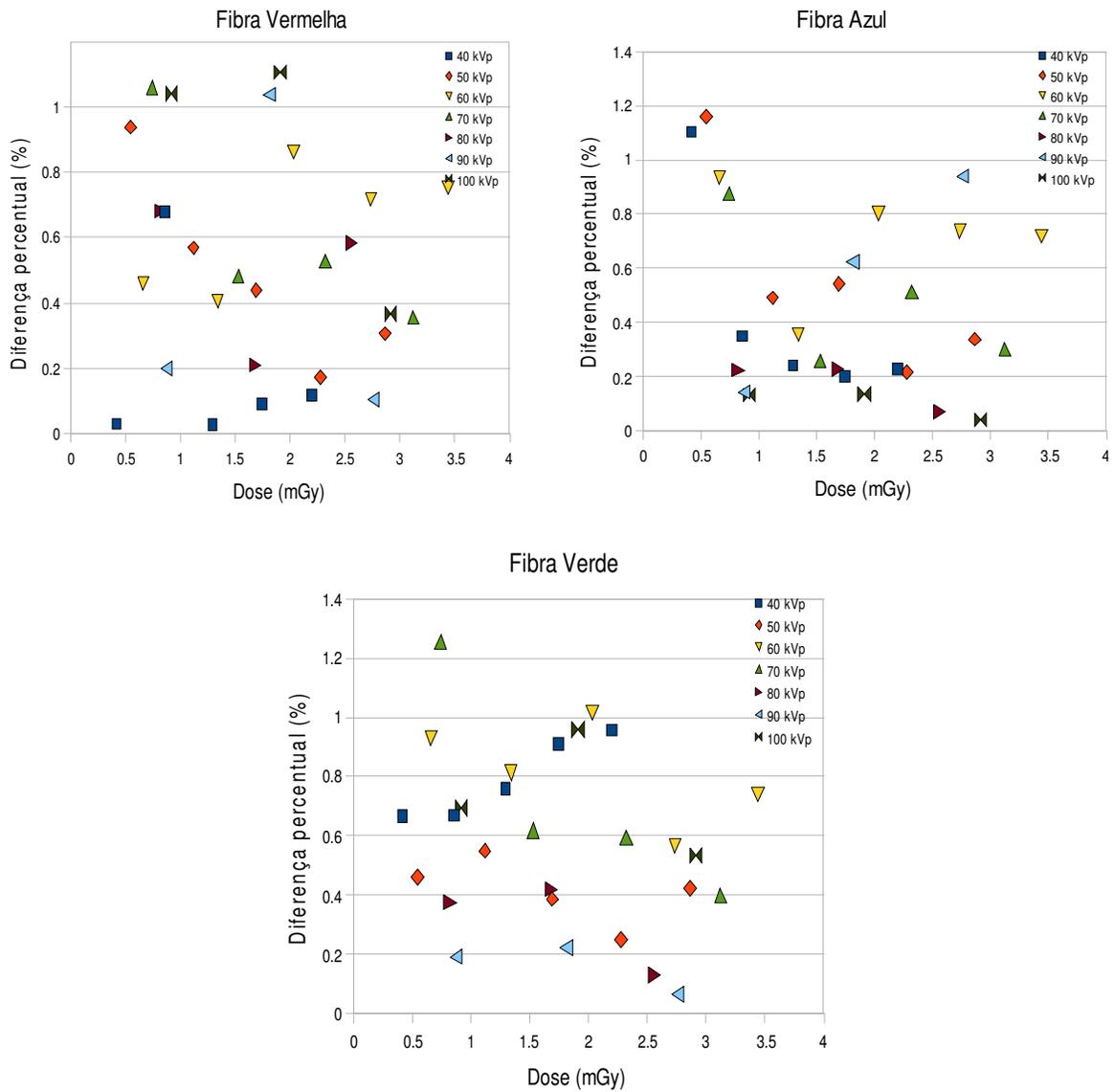


Figura 4.18 Diferença percentual entre os valores experimentais e os calculados por ajuste linear

Como se pode verificar na figura 4.18 para a maioria kVp a diferença percentual é inferior a 1%, o comprova a boa linearidade da resposta do sistema fibra mais fotodiado em função da dose.

4.3.1.2 Sensibilidade

A sensibilidade é definida como sendo a relação entre a resposta do sistema fibra mais fotodiodo e a resposta da câmara de ionização. O valor da sensibilidade é obtida pelo ajuste linear das curvas apresentadas nos gráficos da figura 4.17. Assim contempla sempre pelo menos três valores diferentes de intensidade de corrente electrónica no tubo de raios-X.

O valor da sensibilidade foi normalizado a 100 kVp, e os resultados obtidos apresentam-se na figura 4.19.

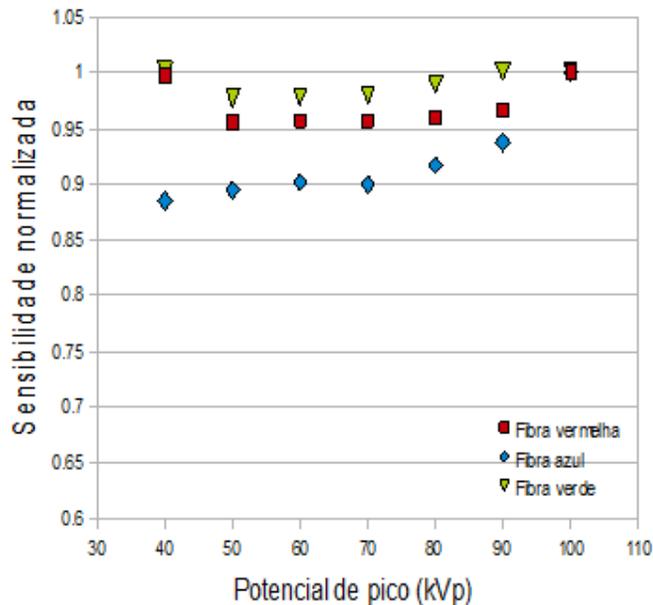


Figura 4.19 Sensibilidade das fibras WLS em função do potencial de pico

Para uma gama de potencial de pico entre 40 e 100 kVp conclui-se que, no caso da fibra vermelha a sensibilidade varia um máximo de 4%, a fibra verde 2 % sendo que no caso da fibra azul a variação é superior a 5% entre alguns kVp.

4.3.2 Fibras da Saint- Gobain

4.3.2.1 Linearidade

Nas mesmas condições estudou-se a resposta das fibras cintilantes da Saint-Gobain, para uma gama de intensidades entre 10 mA e 50 mA e para potenciais entre 20 e 100 kVp.

Na figura 4.20 encontram-se registados os resultados obtidos para a variação do sinal de cintilação emitido pela fibra e lido pelo fotodiodo em função do valor lido pela câmara para as referidas fibras.

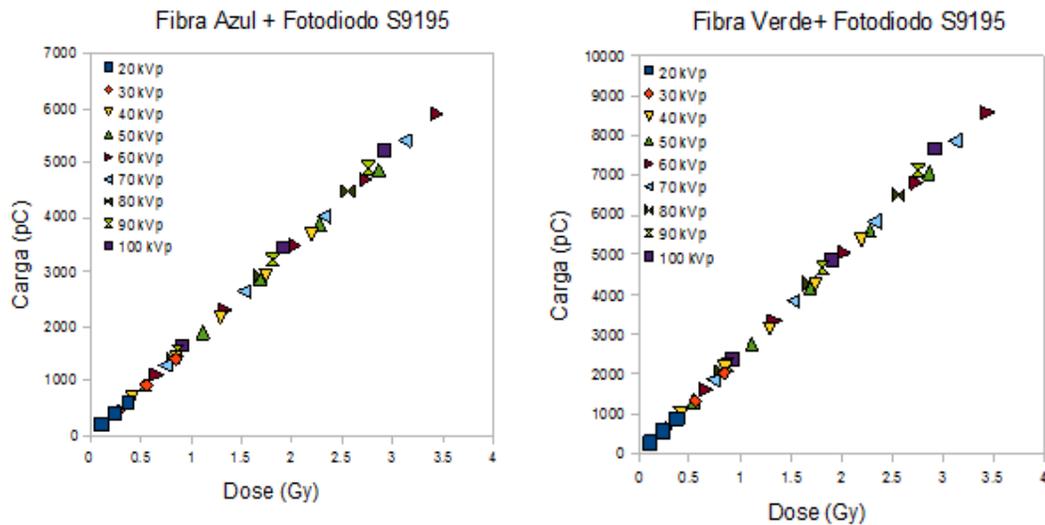


Figura 4.20 Linearidade das fibras cintilantes da Saint-Gobain

Através da figura 4.20 podemos constatar uma grande diferença entre as fibras Industrial Fiber Optics e as fibras Saint- Gobain que está na amplitude do sinal, em que o sinal das segundas fibras é seis vezes superior ao sinal das primeiras. Também a resposta destas fibras mais fotodetector apresentam uma boa linearidade em função da dose.

Para evidenciar esta linearidade calculou-se a diferença percentual, e obtiveram-se os seguintes resultados (figura 4.21):

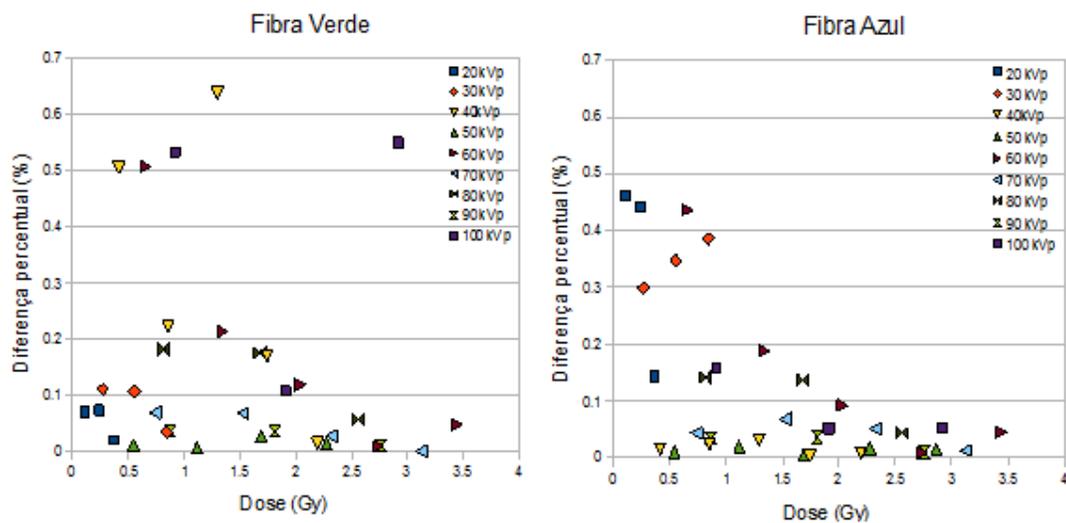


Figura 4.21 Diferença percentual entre a resposta do conjunto fibra mais fotodetector e o calculado por ajuste linear

Como se pode verificar para a maioria dos kVp, as diferenças percentuais são inferiores a 0,3%. Ou seja os valores têm uma variação de $\pm 0,3\%$.

4.3.2.2 Sensibilidade

No caso das fibras cintilantes da Saint-Gobain os resultados obtidos referentes à sensibilidade foram os seguintes (figura 4.22):

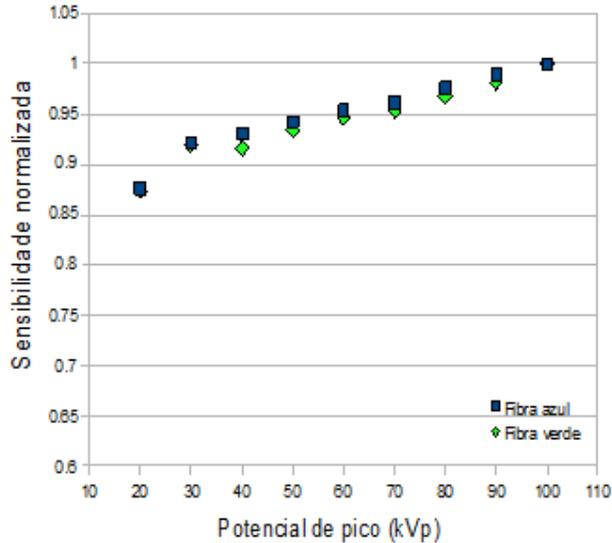


Figura 4.22 Sensibilidade das fibras da Saint-Gobain em função do potencial de pico

Para kVp superiores a 40 kVp, nos dois tipos de fibras a variação da sensibilidade é $\leq 5\%$, sendo ligeiramente superior para os potenciais de 20 e 30 kVp, facto como veremos pode ser explicado pela influência da luz de fluorescência produzida na fibra ser maior para baixas energias.

Assim tendo em atenção as diferentes características analisadas, conclui-se que as fibras de cintilantes da Saint-Gobain são as que reúnem condições mais favoráveis a ser utilizadas no dosímetro de fibra óptica, essencialmente por produzirem um maior sinal, uma vez que as outras características são idênticas em ambas as fibras.

4.3 Testes das fibras em condições reais de aplicação no dosimetro

Em situação real de aplicação como dosimetro a fibra tem que estar no exterior e não dentro de uma caixa, por isso utilizou-se uma manga opaca de plástico preta de modo a proteger a mesma da radiação visível.

A manga de plástico escolhida é de dimensões adaptáveis à fibra permitindo assim uma boa estabilização da posição da fibra. Outro motivo importante é o facto de ser de plástico, material equivalente à água por isso interfere de forma mínima no sistema.

Para proteger o fotodiodo da luz visível e de modo a efectuar-se o acoplamento com a fibra de um modo estável, construiu-se uma pequena caixa metálica onde se encontram os suportes de ligação entre a fibra e o fotodiodo.

O esquema experimental passou então a estar organizado como se encontra ilustrado na figura 4.23, e foram novamente testadas todas as fibras.

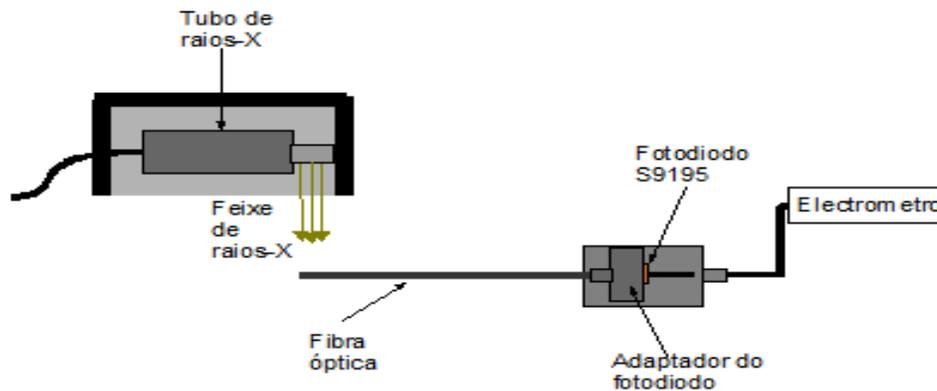


Figura 4.23 Esquema da montagem experimental

Os resultados obtidos nas novas condições foram idênticos aos anteriores, quando as fibras se encontram dentro da caixa. Ou seja apresentam uma boa linearidade com a dose e variação da sensibilidade com o kVp é relativamente baixa.

4.4 Reprodutibilidade das medidas

Existem vários factores que podem afectar a performance do sinal de cintilação produzido pelas fibras, nomeadamente o acoplamento entre a fibra e o fotodetector, o posicionamento da fibra relativamente ao fotodiodo, o polimento da fibra entre outros.

Foram testados alguns destes factores, com radiação visível (LED's), para evitar a exposição excessiva aos raios-X e as fibras cintilantes da Saint-Gobain uma vez que se concluiu serem as adequadas a utilizar no protótipo de dosímetro.

Utilizando fibras ópticas plásticas cintilantes (azul e verde) com 30 cm de comprimento, e também uma fibra de plástico não cintilante testou-se a sua resposta variando algumas condições.

Um dos factores testados foi o polimento das fibras pois este é um factor bastante importante, pois quanto mais polida estiver maior é a quantidade de luz que esta consegue transmitir para o fotodetector. Como o polimento uniforme das duas pontas com igual perfeição é difícil de conseguir testou-se o sinal transmitido pela mesma fibra em ambas as extremidades.

Verificou-se que para todas as fibras quando se alterava a extremidade de contacto com o fotodiodo, e para LED's de comprimentos de onda de emissão diferentes, a resposta do conjunto fotodiodo mais fibra apresentava uma variação inferior a 1%. Já quando se tira a fibra e volta a colocar, alterando assim ligeiramente a posição da fibra relativamente ao fotodetector existe uma variação média de 3%.

Foi também testada a reprodutibilidade, talvez um dos factores que mais importância poderá ter, uma vez que após a instalação de todo o sistema será esta a variável que mais poderá influenciar as medidas.

No teste da reprodutibilidade, cada fibra foi submetida a dez medidas sucessivas. As máximas variações na reprodutibilidade obtidas, são dadas pelos desvios padrões e pelas diferenças percentuais das medidas.

No gráfico da figura 4.24 podemos observar a distribuição das medidas efectuadas com cada uma das fibras.

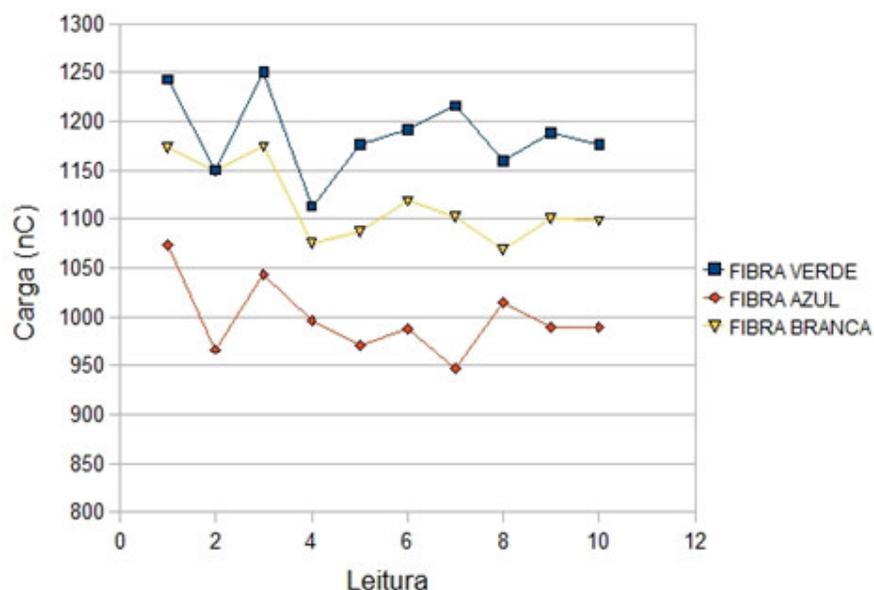


Figura 4.24 Reprodutibilidade das medidas

	Valor médio da carga (nC)	Desvio padrão	Diferença percentual média (%)
Fibra Verde	1186,27	41,91	3,53
Fibra Azul	997,77	37,29	3,74
Fibra Branca	1114,48	38,18	3,43

Tabela 4.4 Reprodutibilidade dos resultados

Este teste de reprodutibilidade avalia individualmente as fibras, verificando a estabilidade das leituras. Os valores obtidos para este teste encontram-se registadas na tabela 4.4 e no gráfico da figura 4.24, de onde se verifica que o valor máximo da diferença percentual obtido foi de 3,74 %, sendo de acordo com as normas o limite máximo aceitável de 5%. Da análise do gráfico verifica-se que após a estabilização do sistema de leitura do sinal, diferença percentual é inferior a 2%.

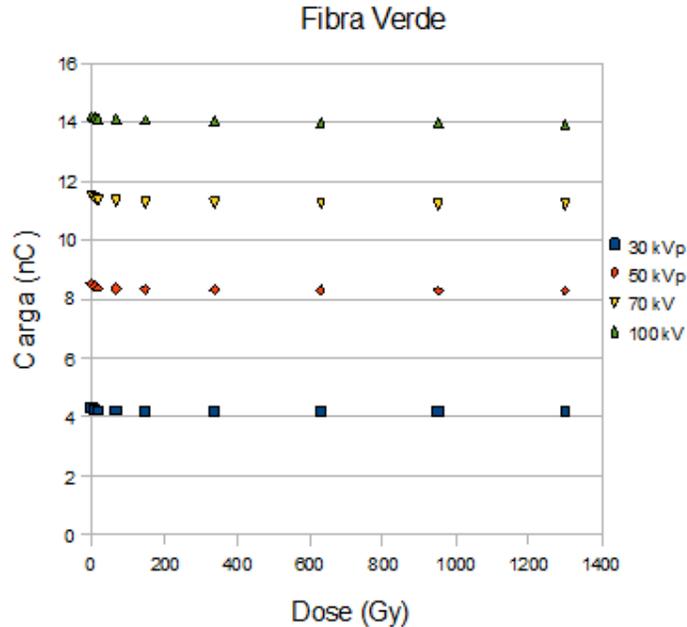
O que demonstra que em condições idênticas o sinal emitido pelas fibras não se modificou significativamente, ou seja existe um grau de estabilidade satisfatório.

4.5 Envelhecimento das fibras

Qualquer dosímetro deve possuir estabilidade da resposta ao longo do tempo, ou seja o envelhecimento do sistema é um factor importante em qualquer sistema de dosimetria, uma vez que todos os dosímetros são calibrados para umas determinadas condições e convém que eles sejam utilizados o máximo de tempo sem necessitarem de ser calibrados novamente.

A radiação pode provocar alguns danos no dosímetro, dependendo estes do tipo e qualidade de radiação à qual o dosímetro é submetido, que podem ser de difícil recuperação ou mesmo irreversíveis. Pode assim ocorrer o envelhecimento do dosímetro. Para estudar o envelhecimento das fibras plásticas cintilantes, estas foram expostas a uma dose acumulada de raios-X em várias exposições para avaliar danos causados pela radiação.

Os resultados obtidos para a fibra verde e azul foram os ilustrados na figura 4.25 e na tabela 4.5.



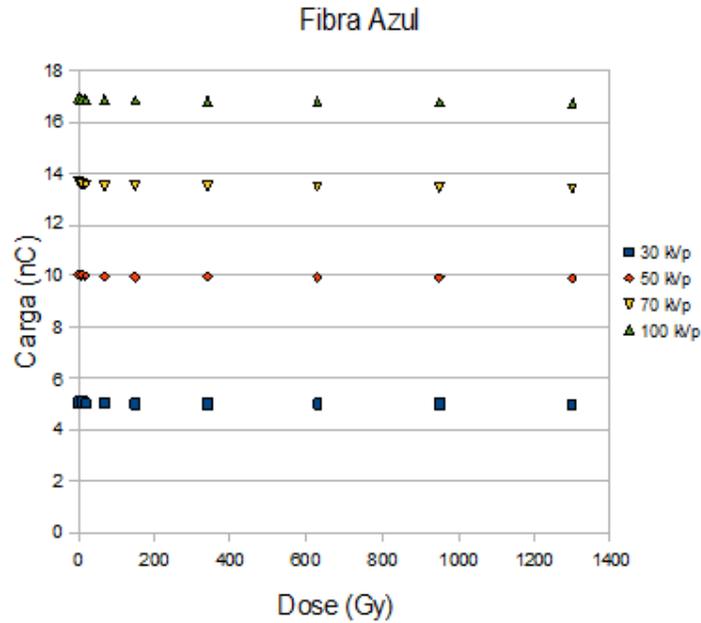


Figura 4.25 Envelhecimento das fibras ópticas

	d.d.p (kVp)	Média (nC)	Desvio padrão	Diferença (%)
Fibra Verde	30	4,21	0,04	0,95
	50	8,34	0,08	0,96
	70	11,29	0,11	0,97
	100	14,08	0,09	0,64
Fibra azul	30	5,02	0,02	0,40
	50	9,97	0,05	0,50
	70	13,51	0,07	0,52
	100	16,83	0,06	0,36

Tabela 4.5 Estudo do envelhecimento das fibras

Dos resultados obtidos, para uma gama de kVp entre 30 kVp e 100 kVp e para uma dose acumulada de 1300 Gy, verificou-se que a resposta do conjunto fibra mais fotodetector é estável, cuja a variação da diferença percentual foi entre 0,36% e 0,97% e do desvio padrão entre 0,02% e 0,11%.

4.5 Influência da luz de fluorescência

Uma das fontes de sinal, perturbadora da dose medida com fibras cintilantes é a luz de fluorescência. A segunda fonte de erro em dosímetros de fibra óptica é a luz de fluorescência gerada na fibra óptica.

A luz de fluorescência é a emissão de radiação electromagnética geralmente luz visível, provocada pela excitação de átomos num determinado material (plástico não cintilante), que em seguida reemite quase imediatamente ($\sim 10^{-8}$ s). A excitação inicial é provocada pela absorção da energia da radiação incidente, como por exemplo raios-X ou electrões. Como a reemissão ocorre rapidamente, a fluorescência termina logo que a fonte de excitação é removida.

Para se poder avaliar a luz de fluorescência produzida na fibra analisou-se a resposta das duas fibras ópticas plásticas cintilantes (azul e verde) e da fibra plástica não cintilante (branca). No caso das fibras cintilantes é produzida luz de cintilação e luz de fluorescência, enquanto na fibra não cintilante apenas é produzida luz de fluorescência. De notar que o núcleo e bainha da fibra branca são idênticas aos das outras fibras.

Assim se realizar-mos os testes nas mesmas condições podemos saber qual a percentagem da luz de fluorescência no sinal total. Escolheram-se três fibras de igual comprimento e realizaram-se os testes em iguais condições, a distância à saída do feixe de raios-X foi a mesma e o fotodiodo utilizado foi o mesmo (S9195).

Procurou-se tanto quanto possível, que o polimento nas três fibras fosse tão semelhante. Contudo neste estudo não nos foi possível realizar o teste com diversas fibras para avaliar a influência do polimento no resultado obtido.

Os resultados obtidos com as três fibras, que nos permitem efectuar uma estimativa da influência da luz de fluorescência foram os apresentados na figura 4.26. Os resultados correspondem a duas intensidades da corrente, 10 e 20 mA e para uma gama de potencial de pico entre 20 e 100 kVp.

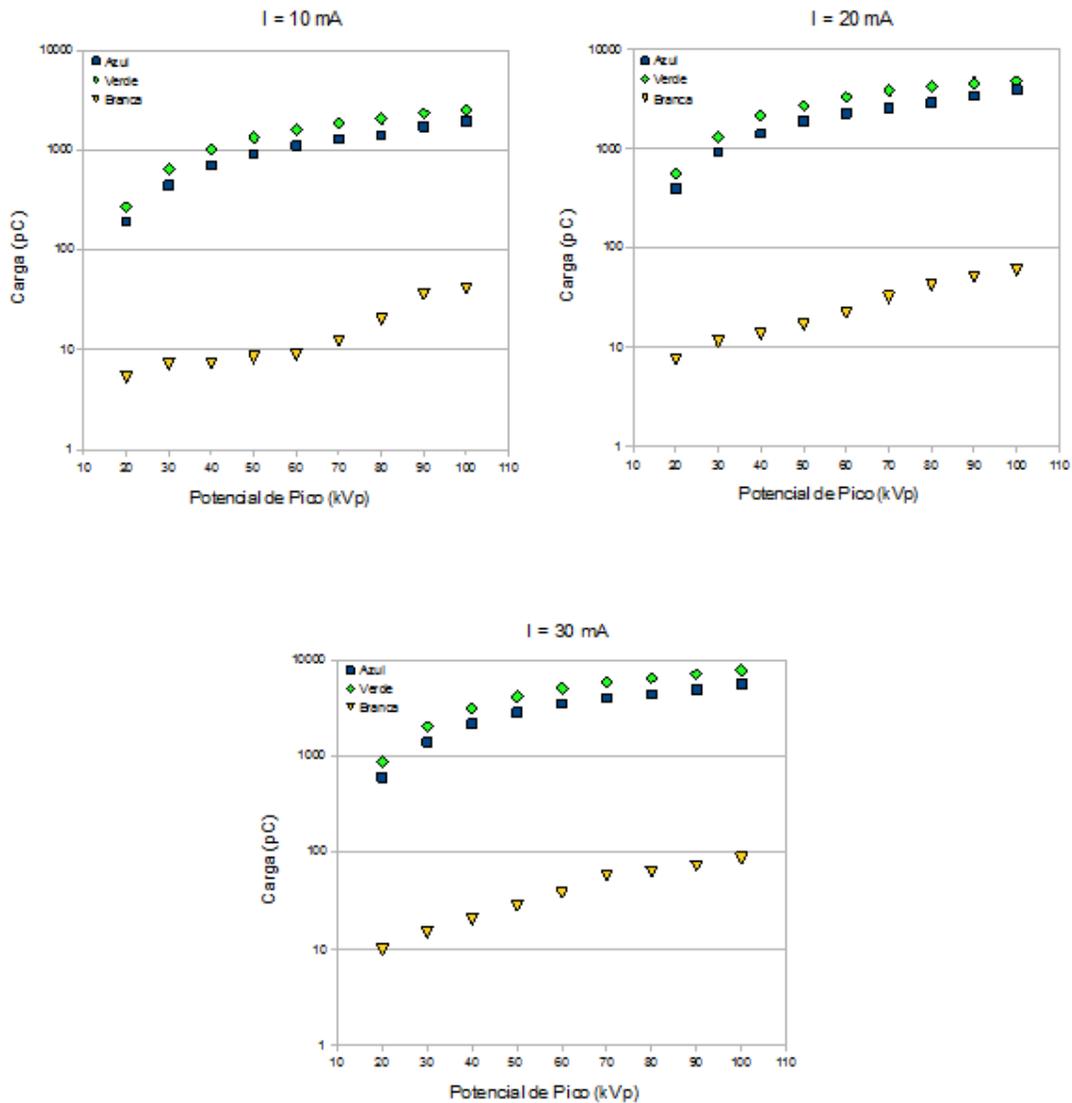


Figura 4.26 Comparação da resposta fornecida pelas fibras plástica cintilante com a resposta da fibra plástica não cintilante para diferentes intensidades de corrente.

Através dos gráficos da figura 4.26, podemos observar que o sinal produzido pela fibra branca é muito menor que o sinal produzido pelas fibras cintilantes, sendo necessário recorrer a um gráfico com escala logaritmica para que seja possível visualizar a diferença.

Estes resultados permitem em primeira aproximação avaliar a produção da luz de fluorescência. Efectuando a razão entre o sinal da fibra branca e a diferença entre o sinal das fibras cintilantes (azul e verde) e a branca (figura 4.27).

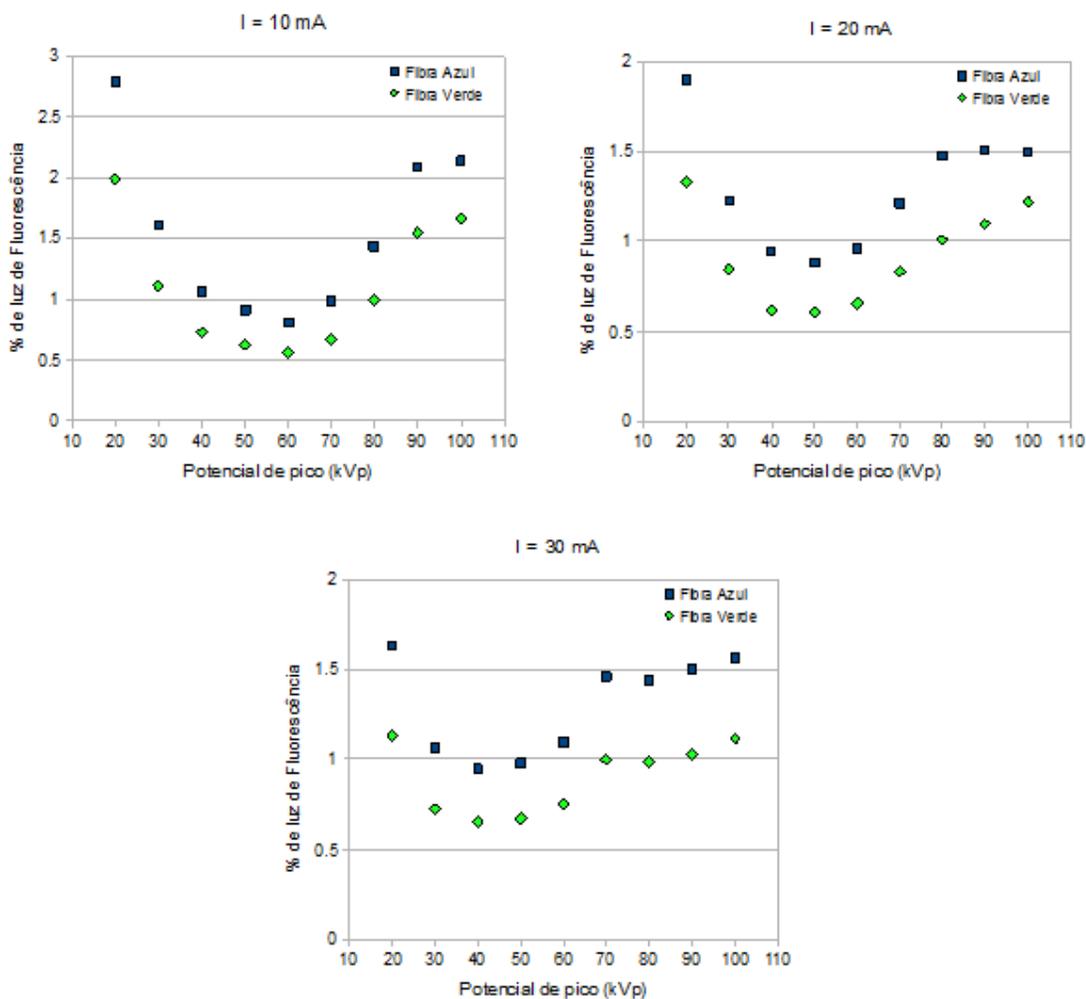


Figura 4.27 Percentagem de luz de fluorescência

Pode-se inferir que a percentagem de luz de fluorescência varia ente um mínimo de 0,5% e um máximo de 2,7%.

4.5 Acoplamento entre os componentes do sistema

O acoplamento da fibra óptica que vai conduzir o sinal luminoso com os dispositivos emissores de luz (fibra cintilante) e fotodetectores, exige o uso de técnicas sofisticadas e de muita precisão, de modo a limitar as perdas de acoplamento. A junção de dois ou mais segmentos de fibra óptica pode ser realizada de forma permanente através de colas próprias ou temporariamente, por meio de conectores mecânicos de precisão [AYO06].

A eficiência de acoplamento da luz depende muito da qualidade de acoplamento entre os diferentes componentes de um sistema de detecção (figura 4.28).



Figura 4.28 Esquema ilustrativo da ligação entre os diferentes componentes do sistema (adaptado de [BED03]).

Admitindo um sistema estável de detecção de luz, a eficiência total de acoplamento da luz, \mathcal{E}_{luz} é igual ao produto de numerosas eficiências de acoplamento, e pode ser definida por:

$$\mathcal{E}_{luz} = \mathcal{E}_{recebida} \mathcal{E}_{acoplamento1} \mathcal{E}_{transmitida} \mathcal{E}_{acoplamento2} \quad (4.1)$$

$\mathcal{E}_{recebida}$ - Representa a fracção de fótons de luz produzidos na fibra cintilante e que sai do cintilador.

$\mathcal{E}_{acoplamento1}$ - Representa a fracção de fótons incidentes na fibra de condução e que são transmitidos através da interface de acoplamento entre a fibra cintilante e a não cintilante.

$\mathcal{E}_{transmitida}$ - Representa a eficiência de transmissão ao longo da fibra

$\mathcal{E}_{acoplamento2}$ - Representa a fracção de fótons incidentes que são transmitidos através da interface de acoplamento entre a não fibra cintilante e o fotodetector.

Considerando um ponto de emissão no centro da fibra como ilustra a figura 4.29:

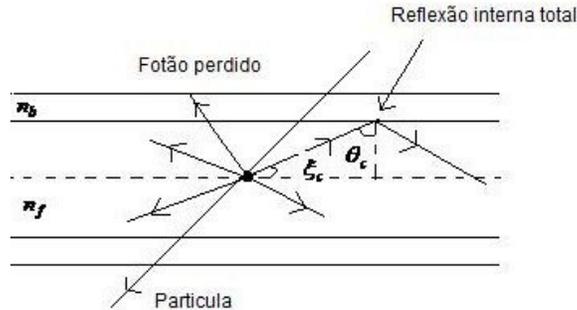


Figura 4.29 Trajecto do raio de luz na fibra óptica

o ângulo crítico para reflexão total $n_f \sin \theta_c = n_b$ [ARC05].

A eficiência na captura da luz produzida no interior da fibra, para a emissão isotrópica é dada pela equação:

$$\mathcal{E}_{recepção} = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \int_{\cos \xi_c}^1 d\Omega \quad (4.2)$$

Considerando que o ponto de emissão no centro da fibra, e só os raios de luz capturados no núcleo, em que para as fibras utilizadas possuem um $n_b=1,49$ e $n_f=1,60$ obtém-se:

$$\cos \xi_c = \frac{n_b}{n_f} = \frac{1,49}{1,60} = 0,931 \quad (4.3)$$

Podemos calcular a eficiência como sendo:

$$\mathcal{E}_{recepção} = \left(\frac{1}{4\pi} \right) \int d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int \phi \int_{\cos \xi_c}^1 d \cos \theta \quad (4.4)$$

$$\mathcal{E}_{recepção} = \frac{2\pi}{4\pi} (1 - 0,9310) = 0,0344$$

Se considerarmos também os raios conduzidos na bainha:

$$\mathcal{E}'_{recepção} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{1,60} \right) = 0,188 \quad (4.5)$$

contudo esta componente é rapidamente atenuada devido às perdas por reflexão que existem na passagem da luz da bainha para a fibra. Assim iremos considerar apenas a luz conduzida no núcleo da fibra.

Estas correspondem à percentagem de luz emitida numa direcção. Se existir um reflector na outra extremidade da fibra a luz capturada pode atingir o dobro.

Assim o máximo de eficiência na colecção da luz produzida na fibra será:

$$2 \times \mathcal{E} = 0,0344 \times 2 \quad (4.6)$$

A fibra cintilante e a fibra branca têm as mesmas características ópticas, pelo que a luz propagada no cintilador vai também propagar-se na fibra. Contudo devemos admitir perdas de luz importantes nas interfaces e que não tivemos forma de quantificar de forma exacta. Como ordem de grandeza vamos admitir que cerca de 50% dos fotões são transmitidos através de cada interface à semelhança do que fez S.Beddar [BED02].

Portanto $\mathcal{E}_{acoplamento1} = \mathcal{E}_{acoplamento2} = 0,50$.

Mas como a luz de cintilação sofre atenuação no seu trajecto ao longo da fibra, é necessário considerar também o factor atenuação ao longo da fibra, f , e que depende do tipo de fibra e do comprimento desta.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}' \times \mathcal{E}_{acoplamento1} \times \mathcal{E}_{acoplamento2} \times f \quad (4.7)$$

em que $f \approx e^{-\frac{x}{L}}$, sendo que x é o comprimento da fibra e L o coeficiente de atenuação, $L = 2,2m$ de acordo com o manual das fibras [SCI05].

As fibras utilizadas produzem cerca de $n_f = 8000$ fotões de cintilação por $1MeV$ de energia depositada. Uma fibra com um volume v tem uma massa de $m = v\rho$.

Se for depositada na fibra uma dose de $d = 1Gy$ pode-se estimar o número de fótons produzidos por esta dose a partir de:

$$d = \frac{E}{m} = \frac{E}{v\rho}$$

$$E = d \times v \times \rho \times \frac{1}{1,6 \times 10^{-13}} \text{ MeV} \quad (4.8)$$

como $n_f = \frac{N_f}{E}$ conclui-se que o número de fótons para uma dose de 1 Gy é:

$$N_f = \frac{n_f \times d \times v \times \rho}{1,6 \times 10^{-13}} \quad (4.9)$$

Tendo em atenção que os fotodiodos utilizados possuem uma fotosensibilidade, $S_f = C/E = 0,28 \text{ (A/W)}$ em que C é a carga produzida e E a energia radiante. E que cada fóton transporta uma energia $E = h\nu = hc/\lambda$. A energia radiada que chega aos fotodetectores é:

$$E = \frac{N_f \times h \times c}{\lambda} \times \varepsilon \quad (J) \quad (4.10)$$

como a carga libertada é $C = S_f \times E$ definimos a sensibilidade Y do sistema:

$$Y = \frac{C}{d} = \frac{S_f \times E}{d} = \frac{S_f \times N_f \times h \times c \times \varepsilon}{\lambda \times d} \quad (4.11)$$

substituindo a equação 4.9 em 4.11 :

$$Y = \frac{S_f \times n_f \times v \times \rho}{1,6 \times 10^{-13}} \times \frac{h \times c}{\lambda} \times \varepsilon \quad (4.12)$$

Pode-se assim estimar a sensibilidade do sistema formado por 1 cm de fibra azul ($\lambda = 432nm$), com a produção $n_f = 8000 \text{ fótons/MeV}$, $\rho = 1050 \text{ kgm}^{-3}$, diâmetro 2 mm, $L = 2,2m$ acoplada a uma fibra branca de 1m de comprimento. Fazendo as devidas substituições nas expressões anteriores obtemos uma sensibilidade para o sistema igual a $1,1 \times 10^{-9} C/Gy$ cuja ordem de grandeza poderá

ser comprovada experimentalmente. Em que para as condições exploradas os valores da sensibilidade variaram entre 1 e 2 nC.

O valor obtido foi calculado desprezando a luz propagada na bainha, tal aproximação é possível uma vez que esta vai sendo atenuada ao longo da fibra e assim para fibras grandes não tem significado. Se estivermos a trabalhar com fibras pequenas esta já poderá influenciar.

Capítulo 5 - Protótipo de Dosímetro de Fibra Óptica Cintilante (DosFib)

O Dosímetro de Fibra Óptica Cintilante (DosFib) desenvolvido no âmbito deste trabalho consiste num dispositivo para a medida da dose de radiação ionizante depositada por radiação X e gama. O dispositivo (figura 5.1) é constituído por uma fibra óptica cintilante de plástico (1) com o pico de emissão de luz de cintilação na região de comprimentos de onda entre 432 e 530 nm, acoplada a uma fibra óptica de plástico não cintilante (2). A luz de cintilação produzida na fibra cintilante é colectada e conduzida através da fibra não-cintilante até um fotodetector constituído por um fotodiodo (3) com resposta espectral corresponde à região de comprimentos de onda na zona do visível. A fibra óptica de plástico cintilante na presença de radiação ionizante produz luz de cintilação cuja intensidade é proporcional à dose de radiação depositada na fibra óptica. O dispositivo construído pode ser utilizado para a determinação da dose de radiação absorvida em fantasmas sólidos, líquidos ou em tecidos biológicos.

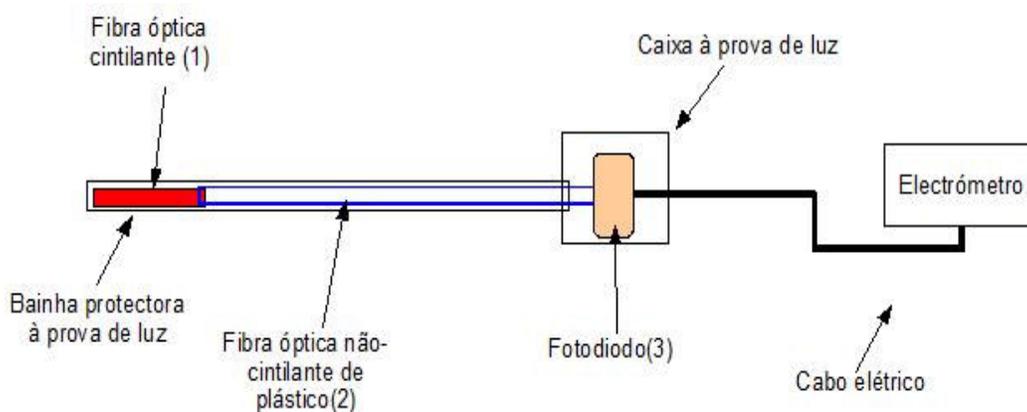


Figura 5.1 Esquema do DosFib

Um dosímetro com estas características apresenta uma boa geometria para muitas aplicações, especialmente as que requerem a inserção do dosímetro num cateter, para utilizações *in vivo*, apresenta vantagens para ser utilizado especialmente em braquiterapia ou radiologia

O DosFib foi testado em laboratório e em ambiente clínico, de modo a analisar as suas características e averiguar a possibilidade da sua aplicação em situações clínicas.

5.1 Testes do DosFib em Laboratório

Para os testes em laboratório foram utilizadas duas configurações do DosFib, utilizando 30 cm de fibra plástica não cintilante e 1 cm de fibra óptica plástica cintilante, e uma segunda configuração utilizando 0,5 cm de fibra cintilante (azul e verde).

Serão apresentados os resultados obtidos apenas com 0,5 cm de fibra cintilante, uma vez que a resposta foi semelhante, sendo que a sua sensibilidade metade da versão com 1,0 cm. Como nos interessa uma boa resolução em posição, quanto menor for o comprimento da fibra cintilante melhor será a resolução em posição. Neste tipo de dosímetros é necessário obter simultaneamente uma boa resolução espacial e uma boa sensibilidade, e assim as dimensões da fibra cintilante são factor determinante nestas características. Para o conseguir é necessário aumentar a eficiência de captação da luz de cintilação do volume completo da fibra cintilante. Admite-se que a luz de cintilação é emitida em todas as direcções a partir do ponto de produção. Para garantir estes factores é essencial um bom acoplamento entre a fibra cintilante e a não cintilante e entre esta e o fotodetector.

Na figura 5.2 podemos observar o dispositivo experimental em que foram realizados os testes. As aquisições foram realizadas durante 30 s segundos para evitar flutuações, encontrando-se a fibra sempre na mesma posição relativamente à saída do feixe e à mesma distância da janela do tubo de raios-X.

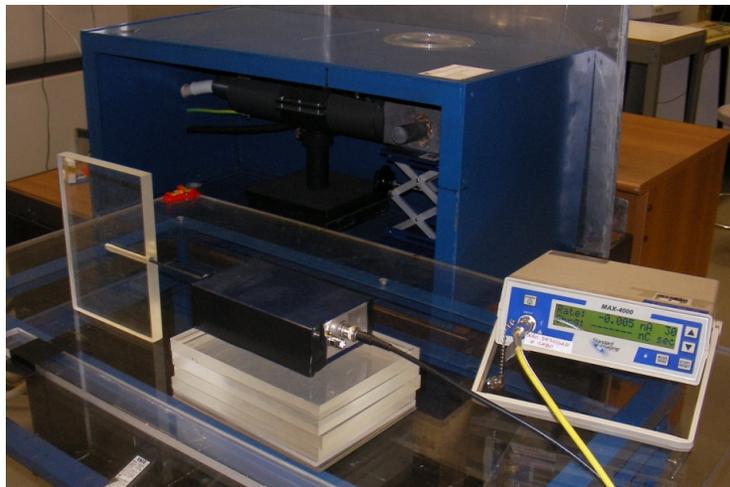


Figura 5.2 Fotografia da execução de testes em laboratório

Durante as medições contudo existem sempre flutuações no sinal produzido na fibra cintilante e recolhida no fotodiodo, embora seja sempre depositada a mesma energia na fibra. Tais flutuações são devidas a instabilidades no sistema resultantes das pequenas intensidades de corrente que se pretende medir.

Para efectuar os testes foram construídos fantasmas em acrílico e água.

A I.C.R.U. define fantoma como “um material cujas propriedades de absorção e de dispersão, para uma dada irradiação, simulam tanto quanto possível aquelas de um dado material biológico tais como os tecidos moles, o músculo, os ossos, ou a gordura” [ICR85].

São fantasmas os simuladores do corpo humano que são utilizados na realização de inúmeros testes de imagem, controle de qualidade de exames radiológicos e dosimetria, e se dividem em dois tipos:

(a) os fantasmas físicos ou simuladores, compostos, por exemplo, por materiais como acrílico ou água;

(b) os virtuais, que podem ser matemáticos ou de voxels e desenvolvidos para utilização em simulações computacionais.

Os fantasmas são ditos homogéneos quando compostos por um único tipo de material, e heterogéneos quando compostos por diferentes materiais; e ambos têm a função de simular as densidades de tecidos do corpo humano ou de meios a serem percorridos pela radiação.

Nos testes em laboratório utilizou-se uma placa de acrílico com uma espessura total de 10 mm e uma parede de 3,3 mm entre o DosFib e o ar, tal como se pode observar na figura 5.3.

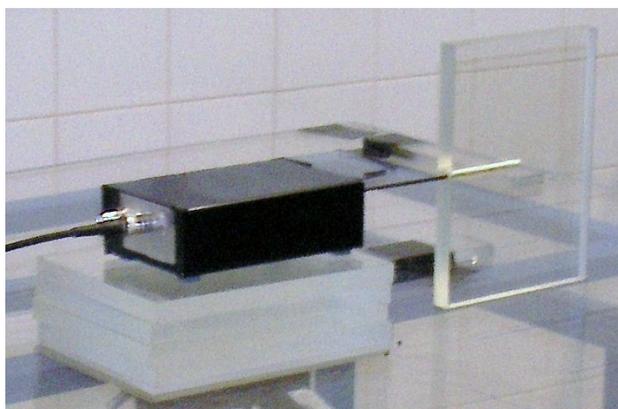


Figura 5.3 Testes em fantoma de acrílico

Para efectuar a irradiação utilizou-se o tubo de raios-X PW 2184/00, e para comparação com os valores lidos pelo DosFib, utilizou-se uma câmara de ionização, PTW M23342-1407 com um volume activo de 0,02 cm³. A carga medida pelo dosímetro foi lida por um electrómetro Max-4000 da Standard Imagind e a dose medida pela câmara de ionização foi lida por um electrómetro UNIDOS E da PTW.

Tal como já foi referido vários factores têm que ser testados para analisar a aplicabilidade do DosFib, tais como:

5.1.1. Influência da luz de fluorescência na resposta do DosFib

Para o estudo da influência da luz de fluorescência, mediu-se a resposta do DosFib utilizando a fibra azul ou a fibra verde mais a fibra branca e em igual configuração só utilizando a fibra branca. O que nos permite assim ter uma ideia aproximada da percentagem da luz de fluorescência.

Nos gráficos da figura 5.4, está representada o valor da carga medido nas condições referidas.

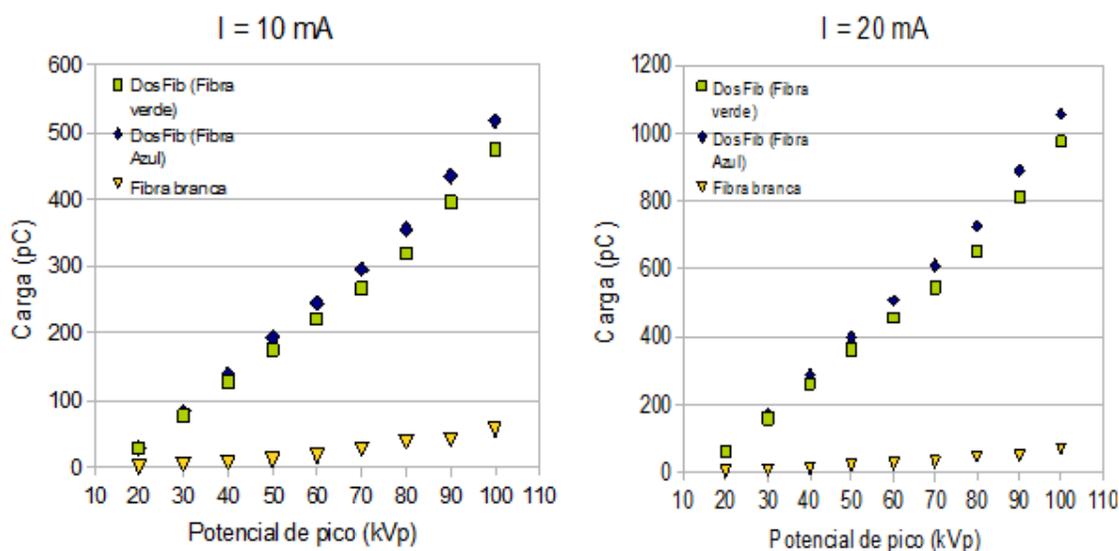


Figura 5.4 Resposta do DosFib (com fibra plástica cintilante verde e azul) e da fibra branca

Pode verificar-se que a luz de fluorescência representa entre 5% e 7% do sinal produzido.

Embora a percentagem da luz de fluorescência, seja relativamente pequena para esta gama de energias, quando comparamos a resposta do DosFib com a resposta da câmara de ionização verifica-se que existem diferenças no seu comportamento. Apresentam-se na figura 5.5 os resultados obtidos para duas intensidades da corrente, 10 e 20 mA, e para a configuração com fibra azul e verde.

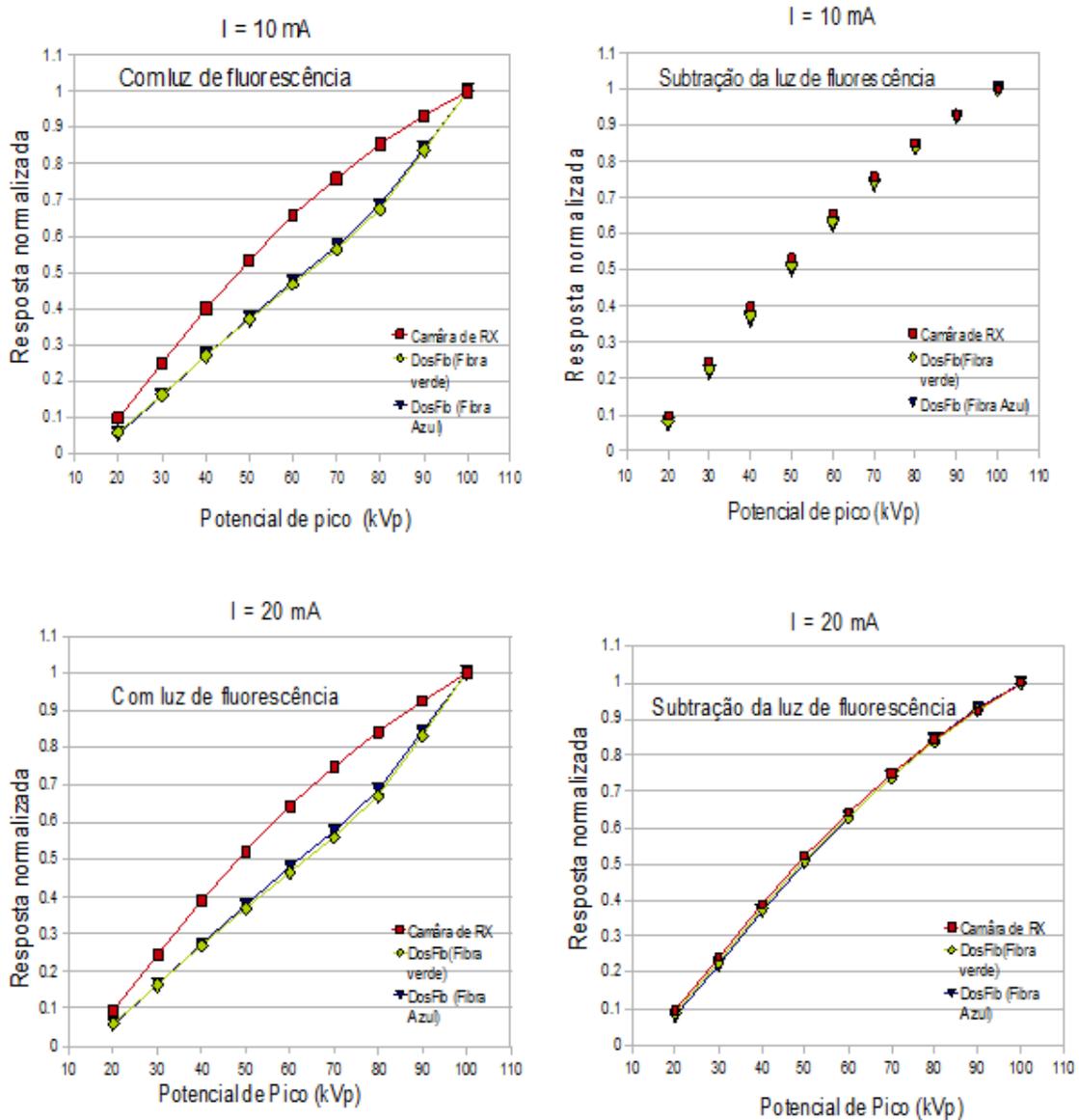


Figura 5.5 Influência da luz de fluorescência na resposta do DosFib utilizando fibra plástica cintilante azul e verde

Tal como se pode observar através dos gráficos da esquerda, em que se considera a luz de fluorescência produzida na fibra óptica não cintilante, a resposta do DosFib é significativamente diferente da resposta da câmara de ionização.

Daqui ficaríamos com a ideia que a contribuição da luz de fluorescência era muito grande mas como foi explicado anteriormente, a luz de fluorescência representa cerca de 5% da luz detectada, no entanto como aqui temos 30 cm de fibra plástica não cintilante exposta ao feixe de radiação e 0,5 cm de fibra cintilante as diferenças parecem mais significativas. É importante salientar que mesmo que seja produzida alguma luz de fluorescência na fibra cintilante, devido às suas dimensões relativamente à fibra não cintilante esta tem um pequeno impacto no total produzido.

Verifica-se que a luz de fluorescência influenciava o sinal medido pelo DosFib e que para se obter um valor correcto da dose depositada é necessário efectuar a subtracção deste sinal parasita.

5.1.2. Linearidade da resposta do DosFib

A análise da linearidade do DosFib consistiu no estudo da variação da sua resposta com a dose a que foi submetido. Os testes foram realizados para uma gama de kVp ente 20 kVp e 100 kVp e uma corrente entre 10 mA e 50 mA, tendo em atenção as características kVp versus corrente do tubo de raios-X

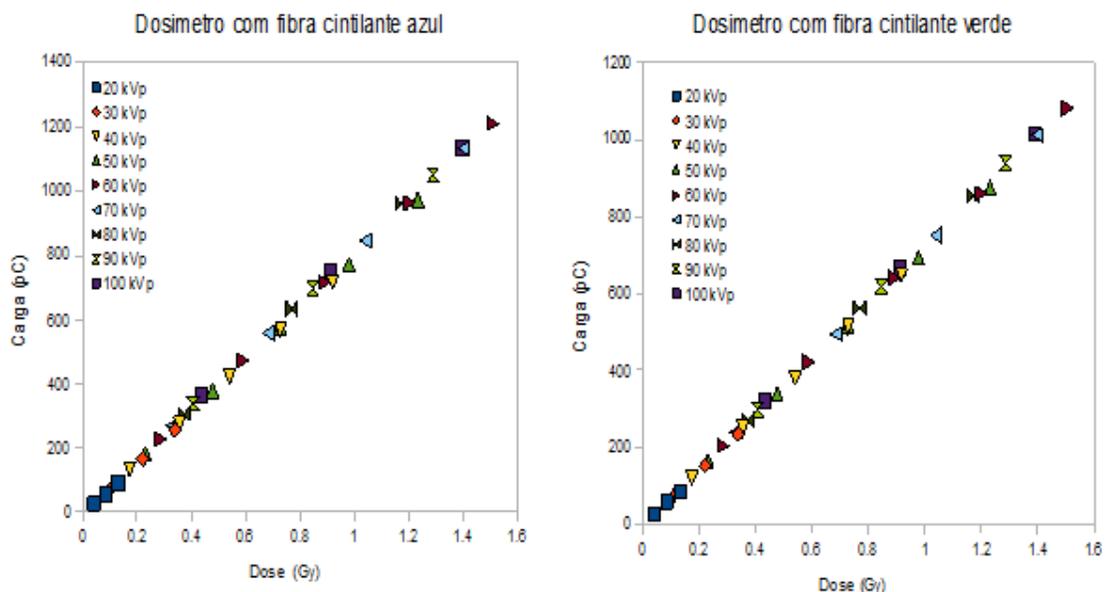


Figura 5.6 Linearidade da resposta do DosFib

Através dos gráficos da figura 5.6, o DosFib apresentou uma resposta linear em relação à dose.

A diferença entre a utilização da fibra cintilante azul e a verde é que o sinal emitido é ligeiramente superior no caso da fibra azul. Nesta situação foi subtraído a luz de fluorescência.

Para se ter uma melhor percepção da linearidade da resposta do DosFib em função da dose, devemos comparar o valor lido com o valor calculado por ajuste linear. Ou seja através da equação do ajuste calcula-se o valor previsível e efectua-se a diferença entre este e o lido experimentalmente. O que se pode observar através da figura 5.7.

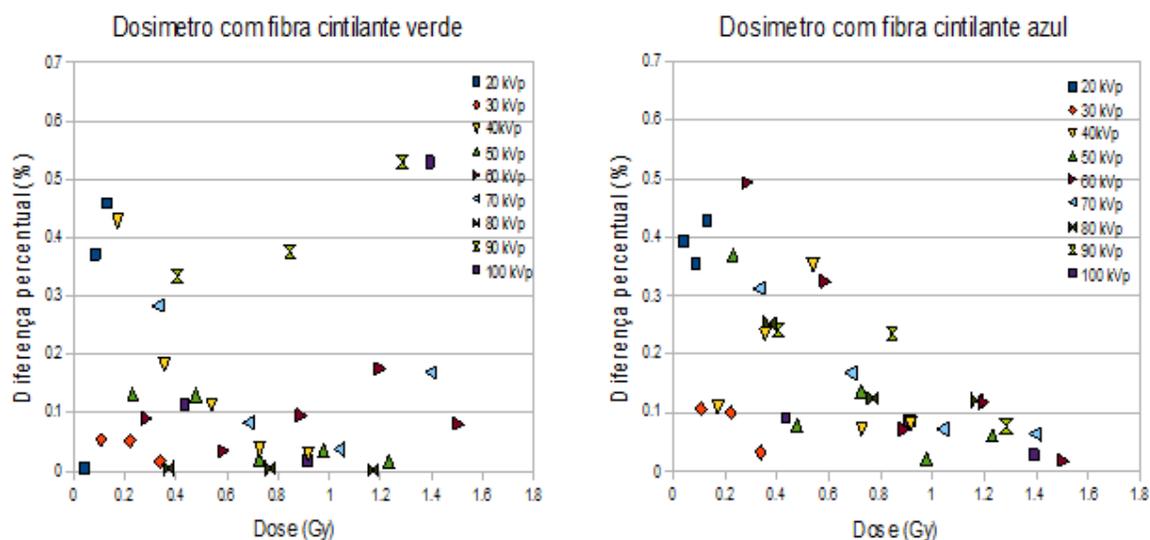


Figura 5.7 Diferença percentual entre a resposta do DosFib e a calculada por ajuste linear

Verifica-se que a resposta do DosFib face à calculada por ajuste apresenta uma variação de $\pm 0,5\%$, o que nos confirma a linearidade da sua resposta em função da dose.

5.1.3. Dependência energética da resposta do DosFib

De modo a garantir a independência energética da resposta do detector de cintilação, é necessário que a eficiência de cintilação do cintilador plástico seja independente da energia das partículas carregadas. Essa exigência só é cumprida quando o rendimento da luz fluorescente tem uma dependência linear da energia inicial da partícula carregada que interage dentro do cintilador.

Foi estudada a sensibilidade do DosFib para uma gama de potencial entre 20 e 100 kVp, e a influência da luz de fluorescência no valor da sensibilidade (figura 5.8).

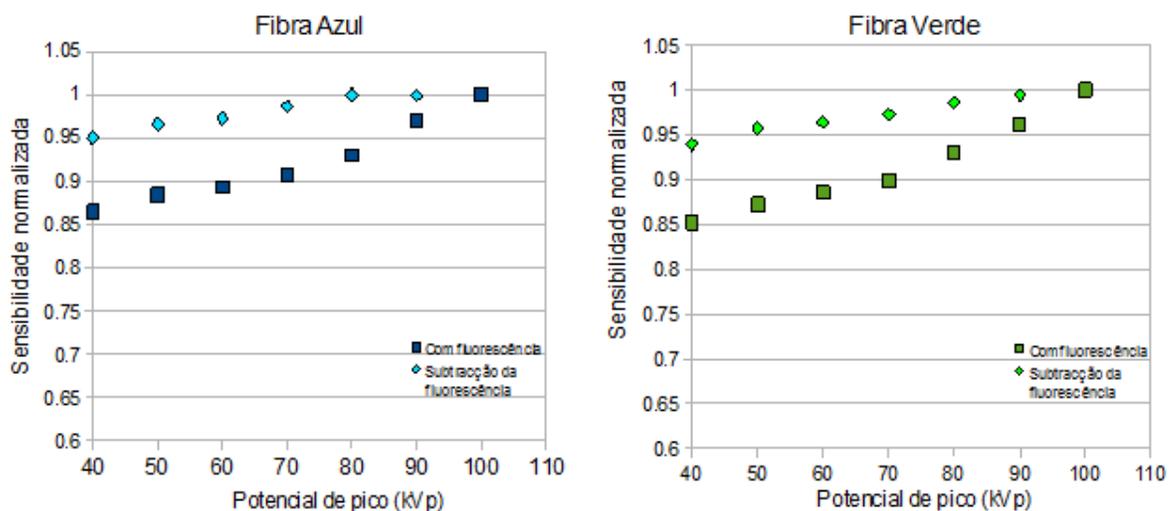


Figura 5.8 Sensibilidade do DosFib

Comparando a curva da sensibilidade para as duas fibras contabilizando a luz de fluorescência ou efectuando sua subtração verifica-se quando se faz a subtração a sensibilidade apresenta uma variação de 5% para uma gama de potencial entre 40 e 100 kVp. O que mostra que o DosFib apresenta uma razoável sensibilidade para esta gama de potencial.

A independência da sensibilidade na energia é importante para uma calibração com factores dependentes da energia que sejam pequenos.

5.2 Testes do DosFib em ambiente clínico

Os testes em ambiente clínico foram efectuados no Hospital de Santa Maria em Lisboa, na unidade de medicina nuclear (unidade de braquiterapia. Permitindo-nos assim explorar a possibilidade da utilização do DosFib por exemplo em braquiterapia.

5.2.1 Braquiterapia

A Radioterapia divide-se em duas grandes áreas: a radioterapia externa e a braquiterapia.

A radioterapia externa consiste no tratamento através de radiações, essencialmente fótons e electrões, produzidos por fontes colocadas a uma determinada distância do doente. Actualmente a generalidade dessas fontes é constituída por aceleradores de partículas.

A braquiterapia é uma modalidade de radioterapia onde são colocadas fontes radioactivas em contacto com o tecido a ser tratado. A vantagem da braquiterapia sobre a radioterapia externa é a elevada dose proporcionada ao tumor, devido à curta distância entre o tumor e a fonte radioactiva. A versatilidade dessa modalidade para o tratamento de lesões em situações clínicas é bastante variada. Pode-se aplicar a braquiterapia para o tratamento de cavidades muito pequenas, órgãos oco-musculares, até interstícios com lesão presente ou mesmo com risco de reincidência. A aplicação das fontes é feita por meio de agulhas e cateteres plásticos. Todas essas facilidades de implantes, associadas ao sistema de planeamento computadorizado com transporte da fonte por controlo remoto, fizeram desta técnica a responsável pelo grande avanço da braquiterapia [BCR84]. A braquiterapia é caracterizada pelo tipo de local onde é aplicada, podendo ser intracavitária ou intersticial.

Na braquiterapia intracavitária, tal como a realizada no colo do útero, esófago e recto, são introduzidos aplicadores especiais em cavidades do paciente, irradiando a região de interesse por um intervalo temporal previamente calculado, e sendo depois removidos.

Na braquiterapia intersticial, pequenas fontes (sementes) ou finos fios de material radioativo são posicionados cirurgicamente no interior do tecido a ser tratado, tal como próstata, língua, cérebro ou mama.

Esse implante das fontes podem ser temporário ou permanente. Implantes permanentes têm-se tornado bastante comuns no tratamento do cancro da próstata, por exemplo. A braquiterapia intersticial pode ser também usada em tumores superficiais, como na pele e em problemas oculares, onde se revelou uma grande aliada da medicina.

Assim, pode-se caracterizar a braquiterapia de acordo com o método de posicionamento físico das fontes radioactivas, dentro ou perto do tumor: intersticial, intraluminal, superficial e intracavitário. O posicionamento das fontes pode ser permanente ou temporário (figura 5.9) [AIR93].

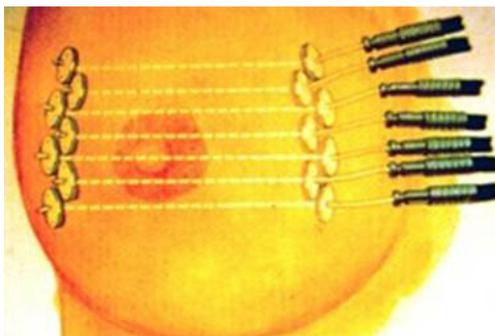


Figura 5.9 Braquiterapia Intersticial [LIB10]

A braquiterapia pode também ser caracterizada de acordo com a intensidade das fontes radioactivas e da taxa de dose. Por exemplo uma fonte de Cs-137 com uma actividade máxima de 1,48 GBq (usando aglomerados de fontes, que emitem em baixa taxa de dose entre 0,4 a 2 Gyh⁻¹), é utilizada para tratamento de tumores ginecológicos. Já fontes como a de Ir-192 têm uma actividade máxima de 370 GBq, e emitem uma alta taxa de dose (superior a 12 Gyh⁻¹), tal como é definido pela Comissão Internacional de Unidades e Medições de Radiação (IRCU) no Relatório 38 [ICR85].

A duração do tratamento, pode variar entre alguns minutos no caso das altas taxas de dose, a horas ou até mesmo dias em casos de baixas taxas de dose, dependendo da intensidade da fonte, da dose prescrita e da geometria do implante. [KHA94].

Todas as modalidades de tratamento requerem um planeamento prévio. Para o planeamento, o médico especifica o tipo de tratamento (temporário, permanente, altas ou baixas taxas de dose, etc.), o volume a ser tratado, a dose a ser administrada e limites de dose em tecidos críticos. A partir destas informações, o físico médico determina a posição das fontes que otimiza a distribuição de dose. Actualmente, devido a precisão desejada e a quantidade e complexidade da distribuição das fontes em terapias de implante, os cálculos precisam ser feitos recorrendo a simulações computacionais.

Na década de 60, a braquiterapia experimentou um importante avanço tecnológico com a invenção de dispositivos remotos de *afterloading* (figura 5.10), onde contentores de fontes vazias (aplicadores, agulhas etc.) eram colocados numa cavidade corporal ou no tecido e as fontes carregadas remotamente mais tarde [WIL06].

O controlo remoto, *afterloading* possibilita um melhor controlo da radiação, uma optimização da distribuição da dose e facilita a assistência ao doente. Em simultâneo reduz a exposição à radiação por parte dos operadores, a qual foi introduzida pela primeira vez por Walstam em 1962 [AAP93].



Figura 5.10 Dispositivo remoto afterloading

Outra inovação importante na aplicação de sementes de braquiterapia permanentes foi a técnica de TRUS (*transrectal ultrasound*) que eliminou a necessidade de procedimentos cirúrgicos extremamente invasivos e aumentou o rigor na aplicação de sementes permanentes. O TRUS consiste na aplicação de uma sonda ultra-sons através do recto que permite obter imagens da próstata e fazer medições do seu tamanho ou captar eventuais áreas anormais e localizar as próprias sementes. É possível acoplar um sistema com uma agulha o que permite obter biopsias.

5.2.1.1 Fonte de Ir-192

No Hospital de Santa Maria utiliza-se uma fonte de Ir-192 para tratamentos de braquiterapia, a qual foi utilizada para efectuar os testes com o DosFib. Num conjunto de testes realizados com fontes de Ir-192, efectuados por Lambert et al [LAM06], comprovaram que era possível a utilização de dosímetros de fibra óptica sem que a radiação de fundo, devido à radiação de fluorescência e à radiação de Cherenkov perturbassem significativamente as medidas obtidas.

As fontes de Ir-192, são produzidas por activação com neutrões e possuem alta actividade específica. O Ir-192 é produzido quando o Ir-191 (abundância de 37%) absorve um neutrão. Decai por emissão beta com tempo de meia-vida de 74 dias. A energia média dos fotões emitidos por uma fonte é de cerca de 370 keV [AAP87].

Foram introduzidas em meados da década de 1950 para implantes permanentes em tumores de pulmão e próstata. Já na década de 1960, sementes de Ir-192 encapsuladas em fitas de nylon foram introduzidas como fontes para implante temporárias associadas a um sistema de pós-carga (afterloading).

Na tabela 5.1 encontram-se registadas as energias principais para o Ir-192.

Energia dos raios γ (keV)	$I_g(\%)$
295,958	28,67
308,457	30,00
316,50	82,81
486,07	47,83
604,415	8,23
612,466	5,3

Tabela 5.1 Energia dos fotões do Ir-192 [FIR98].

Para a fonte de Ir-192 com uma energia média de 370 keV e para a água/tecido humano (baixo número atómico) o mecanismo de interacção predominante é o efeito de Compton.

A configuração de uma fonte de Ir-192 tem evoluído, sendo a apresentada na figura 5.11 uma das utilizadas nos dias de hoje.

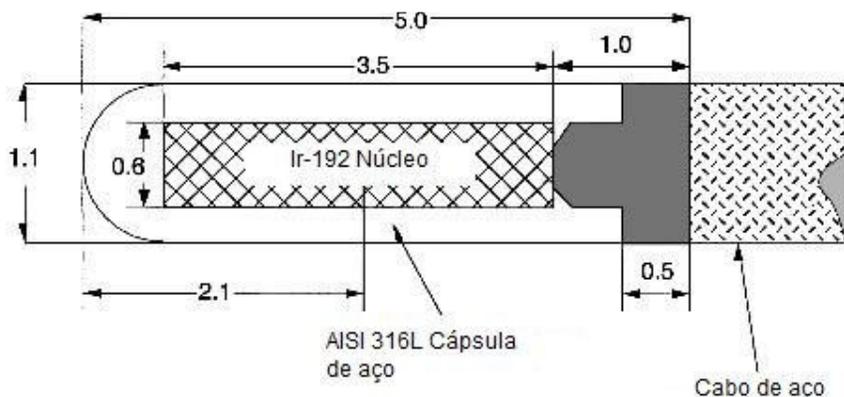


Figura 5.11 Esquema de uma fonte de Ir-192 [DAS98]

(Todas as dimensões são em mm)

A fonte de Ir-192 mais utilizada na Europa possui um cabo de aço, tipicamente constituído por um núcleo com 25% de Ir e 75% de Pt, e revestido por 0,1mm Pt. Por norma possuem diâmetros externos entre 0,3mm e 0,55m [AAP95]. O cabo de maior diâmetro pode ser inserido directamente no tecido, enquanto que os menores são aplicados com cateteres [AAP91]. A fonte tem uma extensão total de 130 cm com passos de incrementos de 0,1 mm.

5.2.1.2 Dosimetria em braquiterapia

Um factor bastante importante a ter em conta na braquiterapia é a dosimetria, que se refere ao cálculo de distribuição da dose através de técnicas experimentais ou modelos teóricos fundamentais em torno de fontes isoladas para braquiterapia.

Várias têm sido as evoluções nesta área, no entanto a maioria dos sistemas disponíveis hoje em dia foram definidos empiricamente durante mais de cinquenta anos para fontes de Ra-226. Estes sistemas ao longo dos tempos foram modificados e melhorados através da experiência clínica, da invenção do afterloading remoto, da produção de fontes radioactivas com uma actividade específica elevada, a utilização de imagens e o melhoramento dos formalismos de cálculo de dose.

A pesquisa actual em dosimetria para braquiterapia inclui a procura de métodos de dosimetria experimental que tenham menor incerteza e maior resolução espacial que a dosimetria por exemplo com TLDs. Sistemas razoavelmente bem estabelecidos para dosimetria relativa incluem diodos de silício e cintiladores plásticos.

Outro desenvolvimento recente foi o da introdução dos cálculos de Monte Carlo para o planeamento do tratamento, ou seja o cálculo da distribuição de dose específica do paciente levando-se em conta a posição real das sementes implantadas. Os métodos de Monte Carlo podem levar em conta heterogeneidades na composição dos tecidos, blindagem do aplicador e atenuação entre sementes, fornecendo valores mais realistas das doses.

O formalismo para o cálculo de dose de sementes de braquiterapia para fontes de baixa energia (<50 keV) foi proposto pelo primeiro relatório *TG-43* [AAP95], publicado em 1995 foi derivado das recomendações do ICWG e utilizou distribuições de dose com cálculos de Monte Carlo por oposição a modelos semi-empíricos

Dada a rápida evolução e ao crescente número de sementes actualmente disponíveis no mercado, em 2004 surgiu uma revisão do relatório *TG-43* com mudanças no formalismo inicial, onde se inclui uma revisão à definição de intensidade de *kerma* no ar, uma clarificação das funções geométricas, eliminação da actividade aparente, eliminação da constante de anisotropia e recomendações para a obtenção de valores consensuais de dosimetria em braquiterapia [RIV06].

Uma das recomendações é que para cada semente de braquiterapia que seja colocada no mercado, deve ser efectuado pelo menos um estudo baseado em métodos de Monte Carlo.

Em 2007 foi lançada uma actualização do *TG-43* [RIV04] que inclui os dados consensuais para 8 novas sementes.

Os dados para o modelo do *TG-43* baseia-se em medidas, tais como a taxa de kerma em ar, e nas distribuições de dose de fontes, calculadas por MC, como a função dose radial e a função de anisotropia [AAP95].

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \cdot \Lambda \cdot \frac{G_L(r, \theta)}{G_L(r_0, \theta_0)} \cdot g_L(r) \cdot F(r, \theta)$$

onde $\dot{D}(r, \theta)$ é a taxa de dose num ponto a uma distância r do centro da fonte e a um ângulo polar θ , S_K a intensidade de kerma no ar, Λ a constante de taxa de dose $G_L(r, \theta_0)/G_L(r, \theta)$ são factores geométricos, $g_L(r)$ a função de dose radial e $F(r, \theta)$ função de anisotropia.

O sistema de coordenadas utilizado neste formalismo é apresentado na figura 5.12:

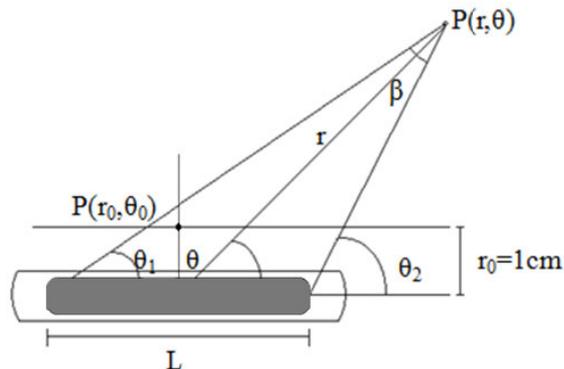


Figura 5.12 Sistema de coordenadas utilizado no TG-43 [AAP95]

Na figura r diz respeito à distância (em centímetros) do centro da parte activa da fonte até ao ponto de interesse, e r_0 é o ponto de referência o qual, neste protocolo se encontra a 1cm da fonte. O ângulo θ denota o ângulo polar entre o ponto de interesse relativamente ao eixo longitudinal da fonte, enquanto θ_0 constitui o ângulo de referência de $\pi/2$ radianos ou 90 graus. $P(r_0, \theta_0)$ é o ponto de referência a respectivamente 1cm e 90° e $P(r, \theta)$ é o ponto de interesse.

A intensidade de kerma em ar é uma grandeza obtida a partir de medidas de taxas de kerma em ar a distâncias grandes comparadas às dimensões da fonte. A constante de taxa de dose na água, Λ , depende do radionuclido e do modelo da fonte. A função geométrica $G_L(r, \theta)$ representa a variação de dose, devido à distribuição espacial da radioactividade no interior da fonte, ignorando os fótons de absorção e dispersão na fonte e a estrutura do meio envolvente [AAP95].

A função radial de dose, $g_L(r)$, descreve o decréscimo na dose depositada no plano transversal devido à dispersão e atenuação dos fótons, e a função bidimensional de anisotropia, $F(r, \theta)$, descreve a variação na dose como uma função do ângulo polar relativamente ao plano transversal.

5.2.2 Testes efectuados com o DosFib em ambiente clínico

A configuração utilizada do dosímetro (figura 5.13) foi com 100 cm de fibra plástica não cintilante e 0,5 cm de fibra cintilante azul. Foi testada apenas esta configuração uma vez que os resultados obtidos foram satisfatórios e a disponibilidade para efectuar estes testes em ambiente clínico é limitada.

Foi utilizada uma câmara de ionização cilíndrica tipo dedal de $0,3 \text{ cm}^3$, da PTW 31003, para comparação com o DosFib, para efectuar as leituras dos dosímetros (câmara e DosFib), utilizou-se o electrómetro Unidos E da PTW. Que efectua medidas de dose e de taxa de dose ou medidas de carga e intensidade de corrente. Nesta situação dos testes efectuaram-se leituras de carga para ambos os dosímetros para posterior comparação dos sinais lidos.

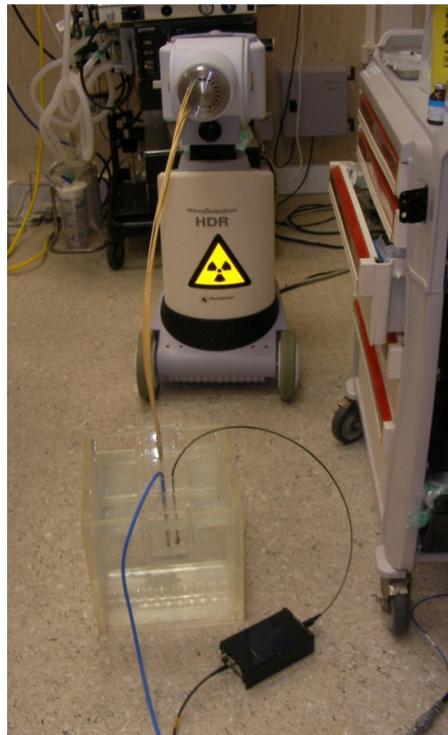
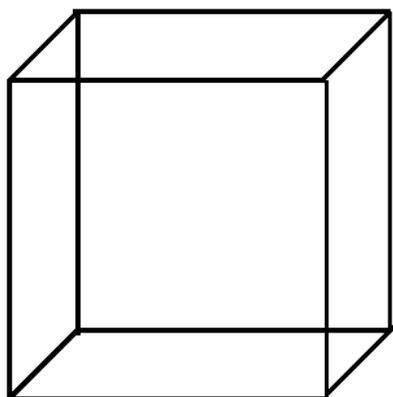
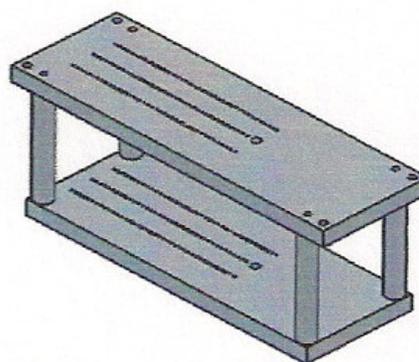


Figura 5.13 Testes em ambiente clínico (Hospital de Santa Maria)

Para os testes foi construído um fantoma formado por uma tina de acrílico (figura 5.14 A), de 300 mm de lado e com paredes de espessura 15 mm, onde foi colocado um suporte também em acrílico (figura 5.14 B), para colocar a fonte e os dosímetros.



A – Tina de acrílico vista de frente



B – Suporte em acrílico

Figura 5.14 Fantoma para testes em ambiente clínico

O suporte foi colocado dentro da tina, a qual se encheu de água, havendo o cuidado de colocar o suporte no centro da tina de modo a evitar a retrodifusão nas paredes da tina, e todos os testes foram realizados em água (figura 5.15).

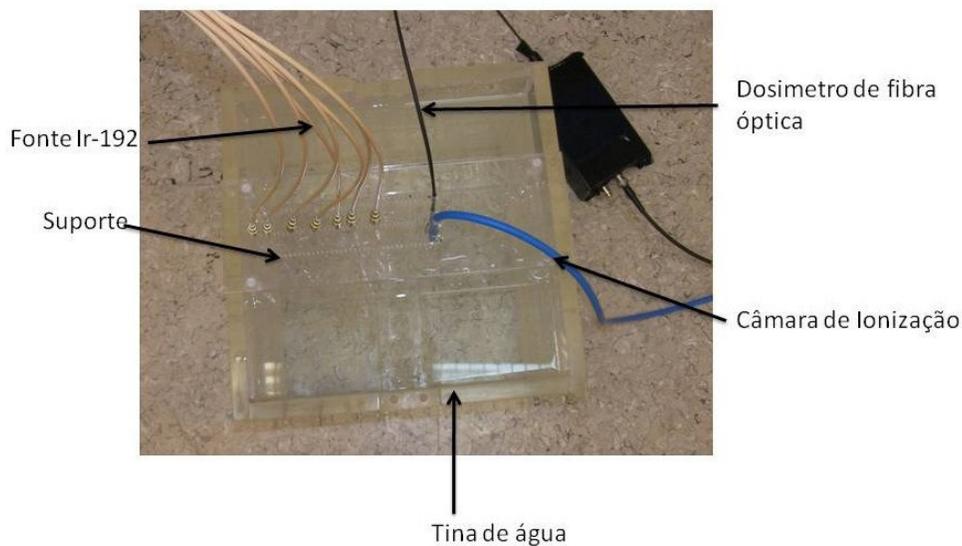


Figura 5.15 Testes em fantoma de acrílico e água

O suporte em acrílico possui furos de diversas dimensões, para colocar os dosímetros (câmara e DosFib) e também para colocar as agulhas da fonte como se observa na figura 5.16.

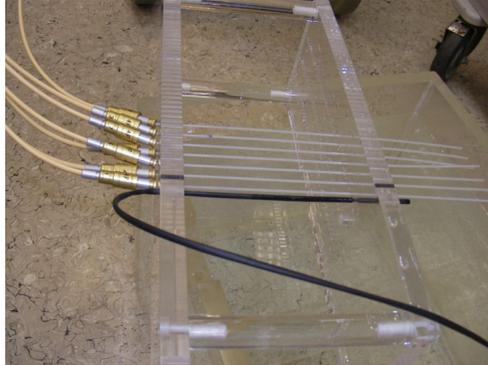


Figura 5.16 Disposição dos dosímetros e das agulhas da fonte no fantoma

Houve sempre a preocupação de escolher materiais equivalentes ao tecido humano, para os fantasmas, pois estes são elementos importantes no processo de dosimetria, como tal devem ser escolhidos com o maior cuidado.

5.2.2.1 Procedimento de alinhamento da fonte

A quando da colocação das agulhas por onde circula a fonte radioactiva existe dificuldade em colocar todas as agulhas à mesma profundidade, e ao nível do dosímetro, pelo que antes de serem efectuados os testes foi necessário procurar com a ajuda da fonte a posição onde o sinal era máximo. Isso foi conseguido movendo a fonte com auxílio do motor passo-a-passo, medindo em cada posição o sinal dado pelo respectivo dosímetro. Tal como se exemplifica através do gráfico da figura 5.17.

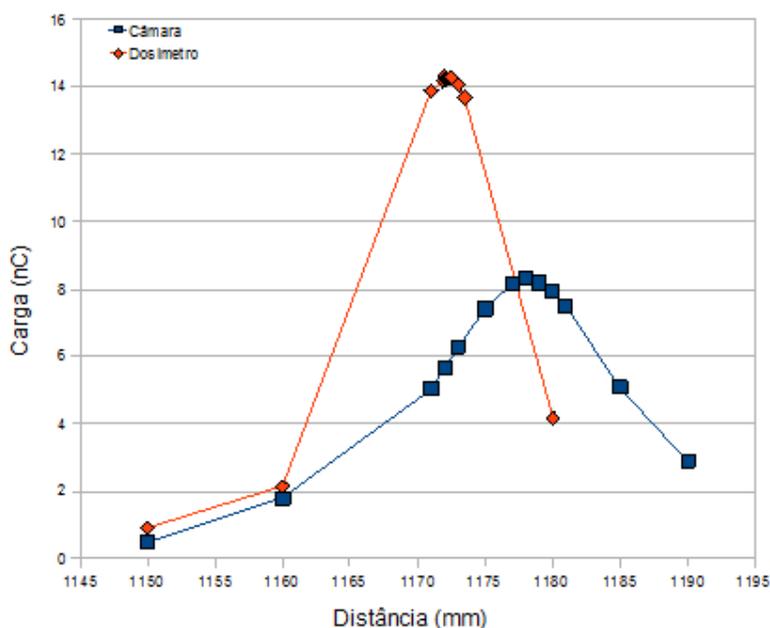


Figura 5.17 Variação do sinal em função da distância que a fonte percorre desde que sai do afferload

Na figura 5.17, é mostrado o sinal medido pelo DosFib e pela câmara, quando se faz variar a posição da fonte. A distância referida, diz respeito à distância percorrida pela fonte desde que sai do afferloading até uma determinada posição na agulha. O objectivo é encontrar a posição onde o sinal detectado é máximo para efectuar todas as medidas a partir desse ponto, tomado como o centro efectivo do dosímetro.

Uma vez encontrada posição onde o sinal é máximo, que tanto no caso do DosFib como da câmara é bem visível no gráfico da figura 5.17, de seguida efectuaram-se os testes para diferentes distâncias entre o dosímetro e a fonte. De notar que os máximos não tinham que coincidir entre si. Não houve a preocupação de

colocar com rigor quer um ou outro tipo de dosímetro. De outra forma este procedimento seria redundante.

5.2.2.2 Estudo da reprodutibilidade da resposta do DosFib

Tal como referido anteriormente um factor de extrema importância neste tipo de dosímetros é que a resposta seja reprodutível. Ou seja em iguais condições a resposta do dosímetro deve variar o menos possível.

Assim para uma determinada distância entre o DosFib (4 mm) e a fonte, repetiu-se a leitura dez vezes e analisou-se a sua variação.

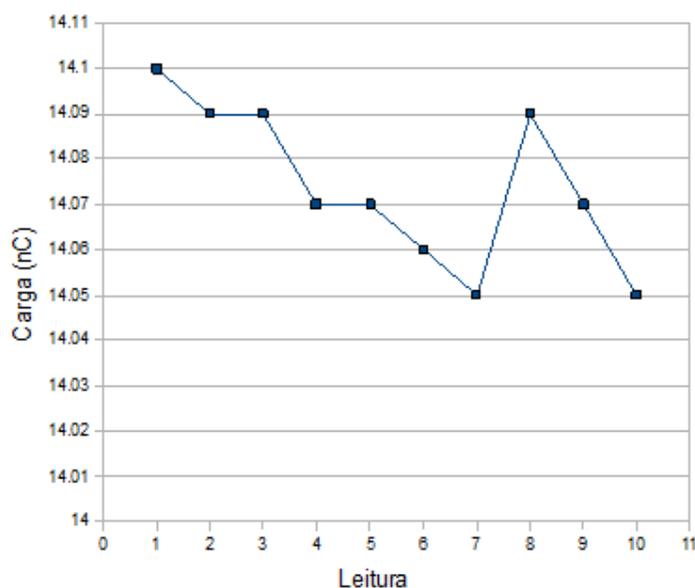


Figura 5.18 Reprodutibilidade do DosFib em ambiente clínico

Tal como se pode observar através do gráfico da figura 5.18, existe uma boa concordância entre as leituras efectuadas nas mesmas condições. Obteve-se uma diferença percentual média de 0,5%, o que se pode dizer que os resultados são reprodutíveis.

A reprodutibilidade é uma condição muito importante num dosímetro, uma vez que quando se mede uma dose num determinado ponto pretende-se que em condições iguais essa tenha sempre o mesmo valor ou pequenas oscilações, como é o caso.

5.2.2.3 Variação da resposta do DosFib em função da distância à fonte

O fantoma possui vários furos de modo a permitir que a distância da fonte ao dosímetro possa variar, e assim analisar-se como varia a resposta do detector.

A fonte de Ir-192 utilizada é em primeira aproximação pontual e isotrópica. Uma propriedade comum às fontes deste tipo, é que a intensidade medida por um detector colocado a uma determinada distância d , varia com o inverso do quadrado da distância. Isto porque numa fonte isotrópica o número de partículas é o mesmo em qualquer direcção, ou seja o número de partículas Δn , emitidas no ângulo sólido $\Delta\Omega$ definido numa determinada zona do espaço é sempre constante, $\Delta n / \Delta\Omega = K$

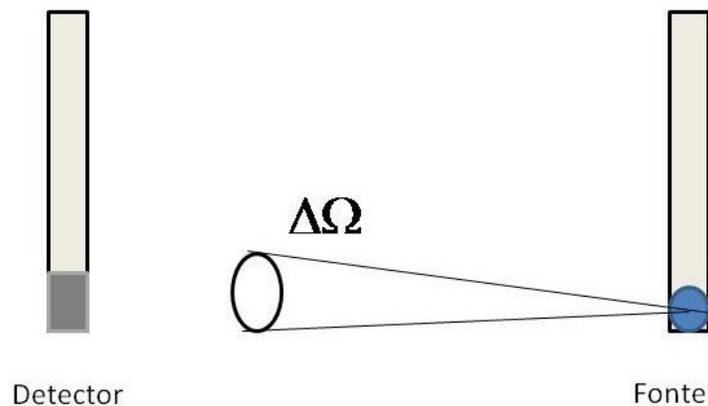


Figura 5.19 Emissão de radiação por uma fonte isotrópica

O ângulo sólido pode ser calculado de forma aproximada como a razão da área normal Δs (janela do detector) pelo quadrado da distância d (distância ao detector) medida na direcção dada, tem-se:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta s}{d^2} \quad \text{e} \quad \frac{\Delta n}{\Delta\Omega} = d^2 \frac{\Delta n}{\Delta s} = K \quad \text{então} \quad \Delta n = K \frac{\Delta s}{d^2}$$

Como Δs , manteve-se constante o valor medido pelo detector é apenas função da distância.

O comportamento rigoroso da distribuição de dose em função da distância para uma fonte de braquiterapia é um pouco mais complexo que a dada por esta visão simplificada e encontra-se descrita em detalhe na publicação da AAPM [AAP87].

Para estudar a variação da resposta em função da distância, integrou-se o sinal medido durante 30 s.

Na figura 5.20, encontra-se representada a variação das respostas do DosFib e da câmara de ionização, que foram normalizadas à unidade para a distância de 1 cm.

No mesmo gráfico encontra-se ainda a comparação com o valor teórico calculado pelo TG-43 e a variação prevista admitindo uma dependência $1/d^2$.

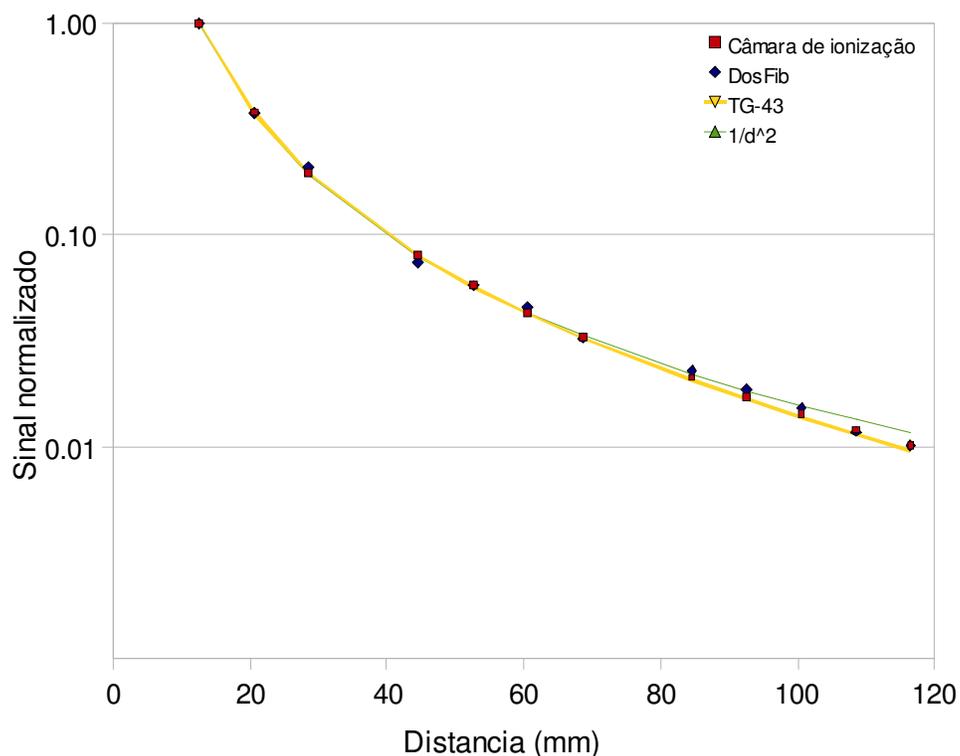


Figura 5.20 Desvio em relação a $1/d^2$ da resposta do DosFib e da câmara de ionização

Da análise pode verificar-se que o comportamento dos dois dosímetros é idêntico e de acordo com o modelo teórico e com a variação de $1/d^2$. Sendo este acordo mais nítido para curtas distâncias, para distâncias superiores a 100 mm começa a existir uma maior divergência.

Esta coincidência entre as curvas obtidas com o DosFib e a câmara de ionização mostra que será possível efectuar uma futura calibração do DosFib. Uma vez que a calibração é efectuada comparando a resposta dada pelo DosFib, com a obtida pela câmara de ionização situada a uma profundidade de referência na direcção central do feixe de radiação.

Também J. Lambert já tinha realizado um estudo idêntico para um dosímetro com cintilador lido por uma fibra óptica [LAM06], só que o sistema de leitura era um PMT. Os resultados por eles obtidos encontram-se na figura 5.21.

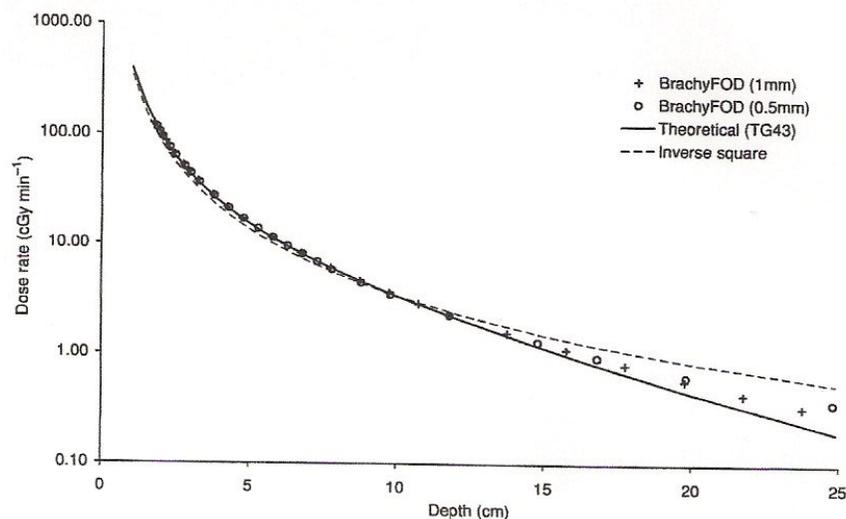


Figura 5.21 Estudo realizado por J. Lambert et al[LAM06].

Comparando os resultados obtidos nos dois estudos pode verificar-se que existe uma boa concordância entre si.

Também o estudo efectuado por J. Lambert mostra uma boa concordância com o modelo teórico, para curtas distâncias e uma maior divergência para distâncias superiores a 100 mm.

5.2.2.4 Influência da luz de fluorescência e Cherenkov na resposta do DosFib

Nas mesmas condições das medidas feitas com o DosFib efectuaram-se leituras mas só utilizando a fibra não cintilante, para contabilizar a luz de fluorescência e de Cherenkov, uma vez que para as energias da fonte de Ir-192 já poderão existir os dois tipos de radiação.

Na figura 5.22 encontra-se representado o sinal emitido pelo produzido no DosFib e pela fibra óptica plástica não cintilante.

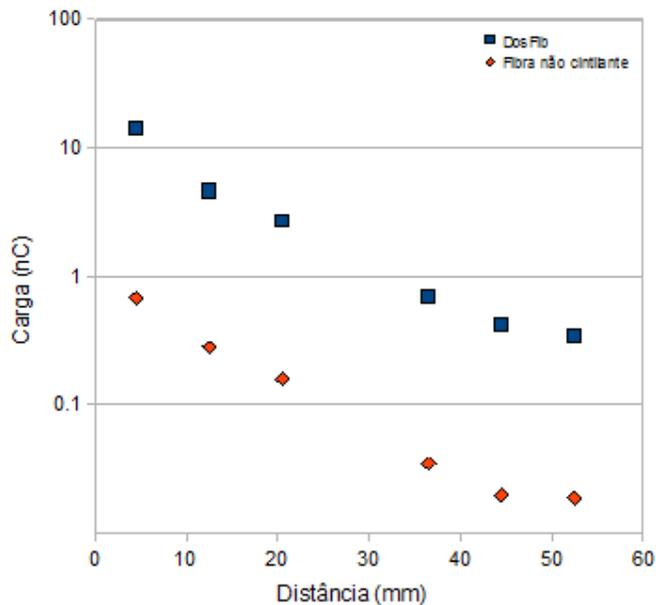


Figura 5.22 Comparação do sinal do DosFib com a luz de fluorescência e Cherenkov produzida na fibra branca

Efectuando a razão entre o sinal da fibra branca e a diferença entre o sinal do DosFib e a fibra branca, podemos ter uma aproximação da percentagem da luz de fluorescência e Cherenkov produzida na fibra branca (figura 5.23).

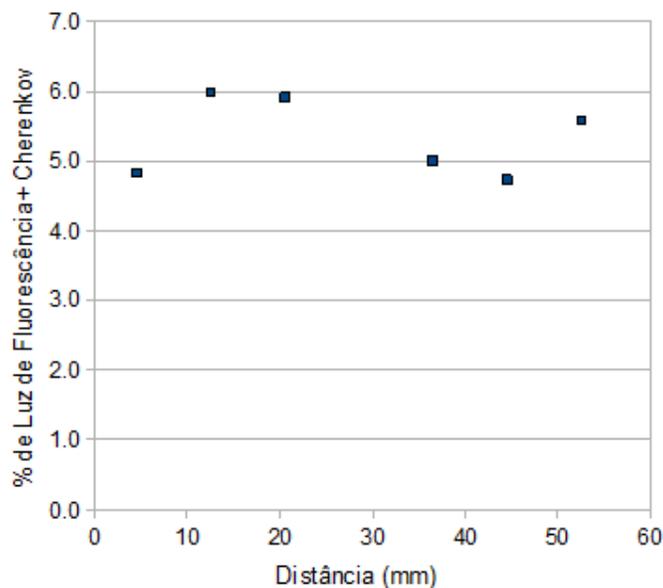


Figura 5.23 Percentagem da luz de fluorescência mais Cherenkov

Embora o comprimento da fibra não cintilante seja neste protótipo de 1 m logo, tenha aumentado cerca de 3,5 vezes relativamente à fibra usada nos aos testes efectuados em laboratório, e a energia seja superior a percentagem do sinal produzido pela fibra óptica não cintilante representa também cerca de 5% do sinal do DosFib. O que comprova que para estas energias a produção de luz de Cherenkov ainda tem pouca influência.

Também J. Lambert o tinham comprovado no seu estudo, tal como se pode ver na figura 5.24.

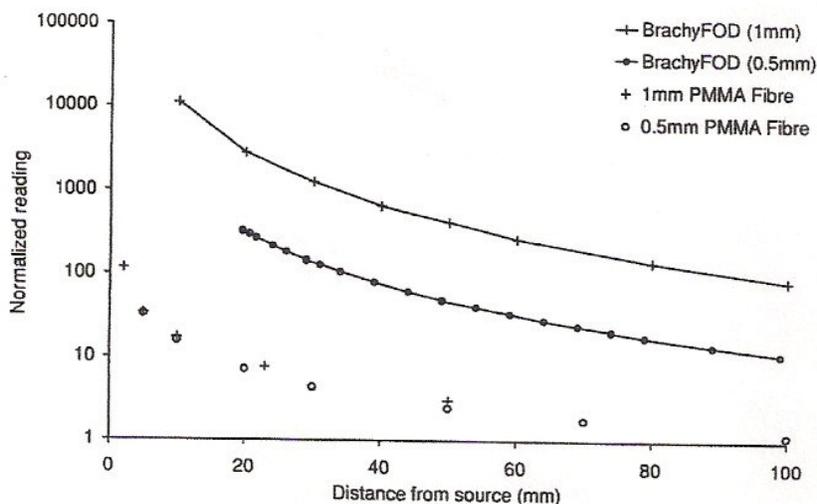


Figura 5.24 Contabilização da luz de fluorescência realizada por Lambert et al[LAM06].

Estes resultados mostram que o DosFib pode ser utilizado em dosimetria com fontes de Ir-192 sem necessidade de remover a radiação de Cherenkov e de fluorescência.

Conclusão

Nos últimos anos tem aumentado o interesse na utilização de dosímetros de cintilação plásticos, devido às suas características favoráveis quando comparados com outros sistemas. Embora as suas características sejam favoráveis para dosimetria, não existe ainda nenhum destes sistemas na rotina clínica.

O trabalho desenvolvido, que deu origem a esta dissertação teve como objectivo principal estudar a possibilidade da utilização de fibras ópticas plásticas cintilantes como dosímetros de radiação, sendo contudo necessário focar outros aspectos que estão directamente relacionados.

A possibilidade de utilização deste tipo de dosímetros por exemplo em radiologia e braquiterapia, pressupõe o conhecimento das características das fontes de radiação a utilizar nestas técnicas.

No caso da braquiterapia uma das fontes mais utilizada nos dias de hoje é a fonte de Ir-192, que possuem uma energia média de 370 keV. Os exames radiológicos abrangem uma larga gama de kVp, atingindo um máximo de cerca de 90 kVp para certos exames, sendo necessário conhecer os parâmetros que caracterizam um feixe de raios-X.

Dois aspectos físicos fundamentais e distintos caracterizam um feixe de raios-X, são a sua energia e a sua intensidade. A intensidade está em última análise dependente do número de electrões que embate no ânodo, enquanto que a energia depende do kVp. Quando aumentamos o kVp modificamos a qualidade da radiação, e consequentemente o poder de penetração da mesma.

Em suma a qualidade do feixe é caracterizada pela diferença de potencial aplicada entre os eléctrodos do tubo de raios X (kVp) e pelo HVL (half-value layer) [ATT04].

O HVL fornece informação importante sobre a distribuição de energia do feixe de raios-X. Basicamente, se o valor HVL for baixo, o feixe de raios-X é menos energético e menos penetrante, se o valor do HVL é mais elevado, então o feixe é mais energético e mais penetrante. Para o tubo de raios-X utilizado neste estudo, os valores de HVL determinados, comprovaram isso mesmo.

O HVL foi determinado seguindo as considerações do IPEM [CRA97], que indica filtragens iniciais consoante o kVp. Verificou-se que quando se aumenta o kVp, os valores de HVL determinados vão aumentando, ou seja o feixe torna-se mais energético e mais penetrante.

Em exames clínicos é importante o conhecimento destes valores porque a radiação deve ter energia suficiente para penetrar a parte do corpo de interesse para o exame. Já que as radiações de baixa energia são absorvidas ou dispersas pelo corpo.

Uma maior filtragem do feixe (o que é normalmente feito antes da instalação das unidades dos tubos de raios-X), irá remover a radiação indesejável de baixa energia, permitindo que só a radiação de maior energia e de efeitos mais eficazes desejável possa passar através do paciente.

Existem actualmente vários métodos de simulação que permitem calcular os valores do HVL, para determinadas condições específicas, nomeadamente a simulação Monte Carlo [SEM97], o programa de simulação desenvolvido pelo IPEM [CRA97] e o programa de simulação Specalk [ICR09].

Utilizando os processos de simulação do IPEM e SpeckCal, verificou-se que entre os diversos factores que influenciam o valor do HVL, um deles é o ângulo do ânodo do tubo de raios-X. Em que existe uma variação significativa do valor do HVL, com a variação do ângulo.

De acordo com os resultados obtidos, com os diferentes métodos de simulação verificou-se que estes divergiam uns dos outros. Sendo os resultados obtidos com o programa IPEM, os que se aproximam mais dos valores experimentais.

Mas programa IPEM encontra-se limitado para um ângulo máximo de 22°, não nos permitindo atingir o valor de 26° (valor fornecido pelo fabricante) que é o ângulo do ânodo do tubo de raios-X em estudo.

Através da simulação Monte Carlo este valor do ângulo do ânodo foi comprovado. Usando este valor do ângulo na simulação, obteve-se uma boa concordância entre os valores obtidos por simulação e os experimentais, quer para os valores do kerma em ar quer para o HVL.

Um outro aspecto importante na construção de um dosímetro é o sistema de leitura. A maioria dos dosímetros desenvolvidos com cintiladores plásticos utilizam como sistema de leitura os PMT's [LAM06]. Estes apresentam algumas desvantagens como por exemplo uma electrónica associada mais complicada e o considerável sinal de ruído devido à corrente escura do PMT.

A utilização de fotodetectores neste tipo de dosímetros é uma inovação que apresenta vantagens. São de fácil leitura, necessitam apenas de um electrómetro (componente normalmente já existente no hospital) para ler o seu sinal, são pequenos e robustos, apresentam uma boa sensibilidade na zona do visível e não necessitam de alimentação ao contrário dos PMT's. Todas estas características são importantes para dosímetros deste tipo.

A função do fotodetector é converter o sinal de cintilação produzido nas fibras em sinal eléctrico que será lido pelo electrómetro. Foram vários os fotodetectores estudados todos eles da Hamamatsu [HAM04].

É importante que a resposta dos fotodetectores seja independente da temperatura, o que se comprovou experimentalmente em que a resposta do fotodetector para uma gama de temperatura entre $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $50\text{ }^{\circ}\text{C}$, apresentou variações inferiores a 3%. Também a sua resposta é independente da taxa de fotões colectados. Outro factor importante é o sinal de ruído, que deve ser baixo. No caso do fotodiodo escolhido o S9195 da Hamamatsu, o sinal de ruído para as diferentes energias foi em média 0,5 pC.

Relativamente às fibras ópticas plásticas cintilantes, existentes no mercado foram aqui analisadas dois tipos; as da Industrial Fiber Optics [FIB07] e da Saint-Gobain [GOB08], utilizando em todos os casos o fotodiodo anteriormente seleccionado.

Concluiu-se que a diferença fundamental entre as fibras estudadas é amplitude do sinal de cintilação produzido, tendo-se comprovado que as fibras da Saint-Gobain são as que apresentam um maior sinal, e assim as mais adequadas.

A escolha de fibras ópticas plásticas cintilantes como elementos de dosímetros apresenta muitas vantagens tal como foi referido durante esta dissertação, e comprovado nos testes efectuados. Como por exemplo o sinal produzido é linear em função da dose, em que para todos os casos a diferença percentual foi inferior a 1%.

Também a sua resposta é independente da energia, uma vez que a sua sensibilidade apresenta variações inferiores a 5% para kVp's superiores a 40 kVp, apresentado uma variação um pouco superior no intervalo entre 20 kVp e 30 kVp. Temos ainda a acrescentar uma razoável reprodutibilidade da resposta, com diferença percentual inferior a 2% após a estabilização do sistema de leitura do sinal, e a independência da dose uma vez que quando submetidas a doses acumuladas (1,3 kGy) a sua resposta varia cerca de 1%.

Relativamente às fibras ópticas como dosímetros, não nos podemos esquecer da desvantagem da produção de luz de fluorescência e de Cherenkov. Mas tal como foi referido por J. Lambert, e também aqui estudado para energias utilizadas em radiologia e braquiterapia a percentagem desta radiação de fundo é pequena.

Dos testes efectuados em ambiente clínico verificou-se, que os resultados obtidos com o DosFib estão em concordância com os obtidos com a câmara de ionização. O que nos indica que o dosímetro de fibra óptica (DosFib) desenvolvido poderá futuramente ser utilizado em ambiente clínico.

Em radiologia e em braquiterapia, permitirá medir a dose recebida por determinados órgãos quando um doente é submetido a estes tratamentos. No caso concreto da braquiterapia é mais importante controlar a dose recebida por órgãos vizinhos, do que no local a tratar. Uma vez que no local a tratar interessa que a dose seja elevada para destruir o máximo de células doentes. Já os órgãos vizinhos, convém que estes sejam submetidos a uma dose mínima.

Neste sentido o DosFib, possui características adequadas a efectuar medidas dosimétricas em braquiterapia, pois apresenta uma boa resolução espacial, uma boa sensibilidade, uma resposta rápida e uma razoável reprodutibilidade. Além disso as características físicas do dosímetro, são ideais para fazer leituras de dose em órgãos circundantes da zona ser tratada, factor fundamental neste tipo de tratamento. As reduzidas dimensões permitem a sua utilização em aplicações que necessitam de inserção do dosímetro em cateteres.

O facto de a sua resposta não variar em função da dose acumulada, ou seja o envelhecimento do detector não é imediato, permitindo a sua utilização durante muito tempo sem alteração da sua resposta, e comparativamente a outro tipo de dosímetros como por exemplo os Mosfet, o seu preço também poderá ser uma vantagem.

Referências Bibliográficas

- [AAP87] AAPM, “Specification of brachytherapy source strength”, AAPM Report 21, American Association of Physicists in Medicine, American Institute of Physics, New York, 1987
- [AAP91] AAPM, “Clinical implementation of AAPM Task Group 32 recommendations on brachytherapy source strength”, *Medical Physics*, 18(1):, 439-448, 1991
- [AAP93] AAPM, “Remote after loading technology”, AAPM Report 41, American Association of Physicists in Medicine, American Institute of Physics, New York, 1993
- [AAP95] AAPM, “Dosimetry of interstitial brachytherapy sources”, AAPM Report 51, American Association of Physics in Medicine, American Institute of Physics, New York, 1995
- [AAP01] AAPM, “40-300 kVp x-ray beam dosimetry in radiotherapy and radiobiology”, AAPM protocol, *Medical Physics*, **28** (6): 868-893, 2001
- [AIR05] Louis Archamb, Jean Arsenault, Luc Gingras, “Plastic scintillation dosimetry: Optimal selection of scintillating fibers”, *Medical Physics*. **32(7)**:2271-2278, 2006
- [AIR93] E.G.Aird, Williams J.R. “Brachytherapy In Radiotherapy Physics”, Oxford University, 1993.
- [AYO06] Guylaine Ayotte, Louis Archambaut, Luc Gingras , Frédéric Lacroix, A. Sam Beddar, Luc Beaulieu, “Surface preparation and coupling in plastic scintillator dosimetry”, *Medical Physics*. **33(9)**:3519-3525, 2006
- [ATT04] F.H.Attix, “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”,Wiley, New York, 1986.
- [BAT05] E. Batista, H. J. Khoury, F. A. Melo, V. Barros and E. F. da Silva Jr.,” The performance of commercial photodiodes for dosimetry in mammography”, *Radiation Protection Dosimetry* , **115**:391-393, 2005
- [BCR84] BCRU, “Specification of brachytherapy sources”, *British Journal of Radiology*, 57, 941-942, 1984

- [BED92] A. S. Beddar , T. R. Mackie and F. H. Attix ,” Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: I. Physical characteristics and theoretical considerations”, *Physics in Medicine and Biology* **37(10)**:1883, 1992
- [BED02] A.S.Beddar,Susan Law, Natalka Schowerska and T.Rockwell Mackie, “Plastic scintillation dosimetry:optimization of light collection efficiency”, *Physics in Medicine and Biology* **48**: 1141-1152, 2003.
- [BED04] A.S.Beddar,Susan Law, Natalka Schowerska and Susan H. Law, “Plastic scintillation dosimetryfor radiation therapy minimize capture of Cerenkov radiation noise”, *Institute of Physics publishingogy* **49**: 783-790, 2004.
- [BIE00] A.F.Bielejew, “Photon Monte Carlo Simulation”, University of Michigan,2000.
- [BOE93] S.F. de Boer , A.S. Beddar and J.A. Rawlinson, “Optical filtering and spectral measurements of radiation-induced light in plastic scintillation dosimetry ”, *Physics in Medicine and Biology* **38(7)**: 945, 1993.
- [CLI02] M.A.Clif, P.N.Johnston,D.V.Webb, “A temporal method of avoiding the Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by pulsed mega-voltage electron and photon beams”, *Physics in Medicine and Biology* **47**: 1421-1433, 2002.
- [COS01] Miguel António Felizardo da Costa, “Medição de dose absorvida em doentes sujeitos a tratamentos de radioterapia externa”, Workshop BioMed, 2001
- [CRA97] K Cranley, B J Gilmore, G W A Fogarty and L Desponds. Electronic format by D Sutton, “Catalogue of Diagnostic X-Ray Spectra & Other Data”, IPEM, Report 78, 1997
- [DAS98] G.M. Daskalov , E. Löffler, J.F. Williamson, “Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source”, *Medical Physics*. **25(11)**:2200-2208, 1998
- [EVA85] Evans D.R., “The atomic nucleus”, McGraw-Hill, 1995
- [FIB07] <http://i-fiberoptics.com/specialty-fiber.php>, 2007

- [FIS86] J. Fischer, V. Radeka and G.C. Smith, "X-ray position detection in the region of 6 μm RMS with wire proportional chambers", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **252**, 239-245, 1986
- [FRE05] A.M.Frelin, J.M. Frontbonne, G. Ban. J. Colin, M. Labalme, A. Batalha, A.Isambert, A. Vela, T. Leroux, "Spectral discrimination of Cherenkov radiation in Scintillating dosimeters", Medical Physics. **32(9)**:3000-3006, 2005
- [GEO10] www.Geocites.com, 2010
- [GOB08] <http://www.detectors.saint-gobain.com/fibers.aspx>, 2008
- [GRE85] J.R. Greening, "Fundamentals of Radiation Dosimetry", Taylor & Francis, 1985
- [GRE97] C. Greskovich and S. Duclos, "Ceramics Scintillators", Annual Review of Materials Science, **27**: 69-88, 1997
- [HAM04] Hamamatsu Photonics K.K., "Si Photodiode", Solid State division, 2004
- [HAM07] <http://jp.hamammstu.com>, 2007
- [HUB79] J. H. Hubbell, I. Overbo, "Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections", Journal of Physical and Chemical, **8**, 69-106, 1979
- [IAE00] "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water", Technical Report Series 398, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2000.
- [IAE05] IAEA, "Radiation Oncology Physics: A Handbook for teachers and students", Technical Editor, 2005
- [ICR09] http://www.icr.ac.uk/research/research_sections/physics/
- [ICR98] ICRU "Dose and volume specification for reporting intracavitary therapy in gynecology", ICRU Report N°38, 1985
- [ICR98] ICRU "Dose and Volume Specification for Reporting in Interstitial Therapy", ICRU Report N°58, 1998

-
- [ISO93] ISO, "Individual Thermoluminescence Dosimeters for Extremities and Eyes", *Radiat Prot Dosimetry* , **47(1-4)**: 347-351, 1993
- [JEN03] A.G.Botter Jenser,L.Mckeever,S.W.S. and Wintle, "Optical Stimulated Luminescence Dosimetry", 2003
- [JOH83] Harold Elford Johns, John Robert Cunningham, "The Physics of Radiology", Fourth edition,Charles C. Thomas Publisher, USA, 1983
- [KEI87] G. Keiser, "Optical Fiber Communications", McGraw-Hill, 1987
- [KHA94] F.M. Khan , "The physics of radiation therapy", Williams & Wilkins, 1994
- [KNO89] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, 1989
- [LAM06] J.Lambert, Y. Yin , D. R. McKenzie , S. Law and N Suchowerska , "A plastic scintillation dosimeter for high dose rate brachytherapy", *Physics in Medicine and Biology* **51(21)**, 5505-5516, 2006
- [LAM08] J.Lambert, Y. Yin , D. R. McKenzie , S. Law and N Suchowerska , "Cerenkov-free scintillation dosimetry in external beam radiotherapy with an air core light guide", *Physics in Medicine and Biology* **53**, 3071-3080, 2008
- [LEO92] Willian R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Spinger, 1992
- [LIB10] www.libredecancer.com/cancer/irradiacion-mama.php
- [MET97] P.Metcalf, T. Kron, P. Hoar, " The physics of radiotherapy x-rays from linear accelerator", *Medical Physics*, 1997
- [MOS01] M. Moszynski,M. Kapusta ,M. Balcerzyk, M. Szawlowski, D. Wolski, I. Wegrzecka, M. Wegrzecki, "Comparative study of avalanche photodiodes with different structures in scintillation detection", *Nuclear Science, IEEE*, **48(4)**: 1205-1210, 2001
- [NAH78] A.E.Nahum, "Water/air mass stopping-power ratios for megavoltage photon and electron beams", *Physics in Medicine and Biology* **23**:24–38, 1978.
-

- [NAH88] A.E.Nahum, "Extension of the Spencer-Attix Cavity Theory to the 3 media situation for Electron beams", in Dosimetry in Radiotherapy, Vol. 1, pp 87-115, edited by IAEA, Vienna, 1988
- [NIS09] <http://www.nist.gov/physlab/data/index.cfm>
- [NOW04] R. Nowotny, "LiF:W as a scintillator for dosimetry in diagnostic radiology", Phys. Med. Biol.49: 2599-2611, 2004
- [NUC08] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi>, 2008
- [POL07] Gavin G. Poludniowski and Philip M. Evans, "Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part I. Electron penetration characteristics in x-ray targets", Medical Physics, **34(6)**: 2164-2174, 2007
- [PTW10] http://www.ptw.de/radiation_therapy.html
- [RAM94] S. Ramo, J.R. Whinnery and Van Duzer, "Fields and waves in communications electronics", John Wiley, 1994
- [RIK87] G.Rikner and E.Grussell, "General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry ", Physics in Medicine and Biology, **32(9)**:1109-1117,1987
- [RIV04] Mark J. Rivard, Bert M. Coursey, Larry A. Dewerd, William F. Hanson, M.Saiful Huq, Geoffrey S. Ibbott, Michael G. Mitch, Ravinder Nath, Jeffrey F. Williamson," Protocol for brachytherapy dose calculations", report of AAPMTask Group n°43, Medical Physics, 2004
- [RIV06] Mark J. Rivard and Ravinder Nath, "Interstitial brachytherapy dosimetry update", Radiation Protection Dosimetry, **20**: 64-69, 2006
- [SAI02] A.S Saini, T.C. Zhu," Temperature dependence of commercially available diode detectors", Medical Physics, **29(4)**:622-630, 2002
- [SAL97] F. Salvat, J.M.Fernandez-Varea, J. Sempau, E. Acosta, J.Baró, "An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport ",Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **132(3)**: 377-390, 1997
- [SCI05] Sintillation Products, "Scintillating Optical Fibers", Saint Gobain Ceramics & Plastic, 2005

- [SEM97] J.Sempau, E.Costa, J.BAro,J.M.Fernadez-Verea and F.Salvat, “An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport”, Nuclear Instruments, 377-390
- [SOR97] James A.Sorenson, Michael E.Phelps, “Physics in Nuclear Medicine”, W.B.Saunders Company, 1987
- [SOU00] M. C. Sousa, B. Aubert, M. Ricard, “ Evulation of physical performance of a scintillation dosimeter for patient dosimetry in diagnostic radiology”, British Journal of Radiology, **73**: 1297-1305, 2000
- [STA08] <http://www.standardimaging.com/>, 2008
- [TSO95] Nicholas Tsoufanidis, “ Measurement and detection of radiation”, Taylor & Francis, 1995
- [TUR85] James E. Turner, “Atoms radiation and Radiation Protection”, A Wiley-Interscience Publication, 1985
- [TRO60] E.D. Trout, J.P. Kelley and A.C. Lucas, “*Determination of Half-Value Layer*”, Am. J. Roentgenol, **84**:729–741,1960
- [VAS05] Mikhail I. Vasilevskiy, Isabel Calado Ferreira, “Física dos Semicondutores” Almedina, 2005
- [VAS89] Francisco Ruiz Vassalo, “ Manual de Díodos semicondutores”, Plátano, 1989
- [WAG90] L.K. Wagner, B.R . Archer, F. Cerra, “On the measurement of half-value layer in film-screen mammography”, Medical Physics, **17(6)**:989-97, 1990
- [WAL62] Rune Walstam, “Brachytherapy technology and physics practice since 1950: a half-century of progress”, Physics in Medicine and Biology **51**:303-325, 2006
- [WIL06] Jeffrey F. Williamson “General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry “, Physics in Medicine and Biology, **32(9)**:1109-1117,1987

- [WIL99] Jeffrey F. Williamson, J. F. Dempsey, A. S. Kirov, J. I. Monroe, W. R. Binns, H. Hedtjarn "Plastic scintillator response to low-energy photons ", Physics in Medicine and Biology, **44**:857-871,1999

Anexos