

FRANKY EDUARDO REYES CAC.

**PROCEDIMENTO DE CALIBRAÇÃO DE DOSIMETROS
TERMOLUMINESCENTES EM DOSE ABSORVIDA NA ÁGUA PARA
FONTES DE IRIDIO-192 DE ALTA TAXA DE DOSE.**

Dissertação de mestrado apresentada à
Comissão de Pós-Graduação do Instituto de
Radioproteção e Dosimetria, como parte
dos requisitos para a obtenção do grau de
Mestre em Radioproteção e Dosimetria.

Orientadores:

Dra. Maria Helena da Hora Maréchal.
Dra. Cláudia L. P. Mauricio.
Dr. Luiz Antonio Ribeiro da Rosa.

Programa de Pós-Graduação em Radioproteção e Dosimetria.

INSTITUTO DE RADIOPROTEÇÃO E DOSIMETRIA
CNEN-MCT.

Rio de Janeiro, outubro 2004.

Reyes Cac, Franky Eduardo

Procedimentos de Calibração de Dosímetros Termoluminescentes em Dose Absorvida na Água para Fontes de Irídio-192 de Alta Taxa de Dose [Rio de Janeiro] 2004.

Xv, 104 p. 29,7 cm: Graf., tab.

Dissertação (mestrado) – Instituto de Radioproteção e Dosimetria - Rio de Janeiro, 2004.

1. Braquiterapia de alta taxa de dose; 2. Calibração de dosímetros termoluminescentes; 3. Fator de não uniformidade; 4. Fatores de correção para dosímetros termoluminescentes.

I. Instituto de Radioproteção e Dosimetria II. Título

Agradecimentos

- ✍ Ao Dr. Oscar Acuña, da Agência Internacional de Energia Atômica, AIEA, por me indicar e dar andamento ao processo de outorga da bolsa de estudo, para realizar este mestrado no Brasil, incluindo a prorrogação do tempo de permanência.
- ✍ Ao Dr. Jorge Rodas Calderón e Dr. Oliver Valiente, Diretores do INCA da Guatemala, pelo apoio e incentivo para viajar para o Brasil e realizar este mestrado.
- ✍ Ao Eng Alejandro Deutschmann, Ex-Presidente da Liga Nacional Contra o Câncer da Guatemala, pelo apoio para a manutenção do vínculo empregatício com o INCA da Guatemala, durante o tempo de minha permanência no Brasil.
- ✍ À Lic. Diana Freire, Sub-Diretora da Direção Geral de Energia, do Ministério de Energia e Minas da Guatemala, pelo apoio frente a AIEA na prorrogação da bolsa de estudos para concluir o mestrado e atingir minhas metas profissionais.
- ✍ À Dr.^a Maria Helena Maréchal, orientadora, por me transmitir seu entusiasmo pela Braquiterapia e acreditar em mim na realização do presente trabalho. Além de me arranjar uma clínica para as irradiações com a fonte de ¹⁹²Ir e abrir as portas para que eu pudesse estagiar no INCA.
- ✍ À Dr.^a Claudia Mauricio, co-orientadora, pela imensa ajuda no desenvolvimento do trabalho experimental, por fornecer os TLDs empregados no presente trabalho e permitir a utilização do equipamento TL do SEMEX/IRD, por me ajudar na avaliação dos resultados termoluminescentes e repassar ensinamentos relevantes nessa área, treinando-me nesta área, pelo apoio fornecido para me desenvolver na cultura metrológica e cursar disciplinas na PUC-Rio, pela amizade e incentivo durante todas as etapas do presente trabalho e, acima de tudo, pela paciência na correção ortográfica do texto.
- ✍ Ao Dr. Luiz Antonio Ribeiro da Rosa, co-orientador, por assumir a responsabilidade de direcionar a dissertação nos momentos que cheguei a pensar em desistir dela, pelo acompanhamento durante a avaliação dos resultados utilizando a metodologia de Töllli, pelas discussões e ensinamentos relevantes, por todo o esforço desenvolvido durante a revisão deste trabalho, apesar das

pressões familiares da época, por me arranjar espaço no INCA para realizar medições preliminares com a fonte de ^{192}Ir , por se mostrar um amigo além das circunstâncias.

- ✍ Ao Dr. Andrés Pappa, ex-Coordenador da Pós-graduação do IRD, pelo apoio durante minha estadia no IRD, pelo apoio para cursar disciplinas na PUC-Rio, pela confiança demonstrada em todas as minhas atividades, pelo apoio para obter a prorrogação da bolsa de estudos e pela amizade demonstrada.
- ✍ Ao Manuel Gonçalves (Manuelzinho) do Centro Radioterápico da Gávea, pela ajuda nas longas noites de trabalho para as irradiações com a fonte de ^{192}Ir e as caronas de volta para casa. Manuel, você é um colega muito legal!
- ✍ À Rosângela, Sérgio e Ricardo, do Laboratório de Dosimetria Termoluminescente do SEMEX/IRD, por toda a ajuda durante a preparação, irradiação na fonte de céσιο e leitura dos TLD's, assim como pela amizade cultivada todo esse tempo.
- ✍ À Aninha, do LNMRI, por sua presteza e eficiência durante as irradiações na fonte de cobalto de alta taxa de dose.
- ✍ Ao Ailson, da Oficina Mecânica, por me fabricar o simulador utilizado no presente trabalho.
- ✍ Ao Adilson, da Oficina Mecânica, pelas modificações feitas ao simulador na segunda fase do trabalho.
- ✍ Ao Jaime Ludwing e Daniel Ocariz, colegas do mestrado, pela amizade e ajuda no transporte do simulador até a clínica.
- ✍ Ao Delano Batista, físico médico do INCA-RJ, pela amizade, caronas, e irradiações no Gammamed.
- ✍ À Elizabete e Dilma, bibliotecárias do IRD, pela ajuda na pesquisa bibliográfica para poder desenvolver esta dissertação.
- ✍ À Marta Casemiro e Nádia Malaquias, secretárias da Pós-graduação, pelo apoio durante meus trâmites na Polícia Federal.
- ✍ Ao Helvécio Motta, pela recepção dada quando de minha chegada ao Brasil.

- ✍ Aos meus irmãos, Ileana e Mairor Osório, pela constante preocupação durante minha estadia no Brasil e cuidar de minha mãe.
- ✍ À Myrna S. de Oliveira, pela amizade, carinho e apoio logístico para me instalar no Rio, pelos cuidados durante o tempo que fiquei doente e por me ajudar a crescer como pessoa. “Deus te abençoe por tudo isso, e amplie teus territórios”.
- ✍ Ao Sidney, pela ajuda durante minha chegada, nas ligações para Brasília, etc.
- ✍ A Rosário Figueroa, Osmar Hernandez, Ricardo Contreras, Juan Carlos Córdova, Ana Ivonne Rivas, Carola de Klusmann, Marialba Ramirez e Sandra Lozano, pela amizade através de telefonemas, correios eletrônicos e bate papos, durante minha permanência no Brasil.
- ✍ A todos os colegas do mestrado, pela amizade e paciência com o português.
- ✍ A todos os funcionários do IRD que não consegui decorar os nomes, um grande abraço de agradecimento.
- ✍ Ao povo do Rio de Janeiro, por me contagiar dessa alegria de viver.

RESUMO

Este trabalho descreve uma metodologia de calibração de dosímetros termoluminescentes em termos de dose absorvida na água para fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose. Os dosímetros termoluminescentes são amplamente utilizados nos programas de garantia da qualidade de braquiterapia, com o propósito de garantir a dose de radiação ministrada aos pacientes de câncer, assim como na avaliação de novos procedimentos clínicos.

Para a avaliação da dose absorvida na água com o uso de dosímetros termoluminescentes foi necessário estabelecer uma referência, a dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose, medida com uma câmara de ionização previamente calibrada para a qualidade de energia do ^{192}Ir .

Nas medições da dose absorvida com a câmara de ionização, foi utilizada a metodologia proposta por Tölli. Essa metodologia visa padronizar esse procedimento de forma semelhante ao utilizado na radioterapia externa, através da adaptação do Código TRS-277 da Agência Internacional de Energia Atômica para cavidades pequenas e grandes, através da introdução de um fator de não uniformidade determinado experimentalmente para a dose absorvida nas vizinhanças de uma pequena fonte de braquiterapia.

Para a determinação da dose absorvida na água foi utilizado um simulador feito em acrílico, de modo a se alcançar uma boa exatidão no posicionamento da câmara de ionização e dos dosímetros termoluminescentes frente à fonte de radiação.

Foram comparados os valores de dose absorvida obtidos tanto com os dosímetros termoluminescentes como com a câmara de ionização expostos ao ^{192}Ir , produzindo fatores de correção dos dosímetros termoluminescentes em função da distância fonte-detector. Foi gerada uma função numérica que relaciona com a distância fonte-dosímetro os fatores de calibração dos dosímetros termoluminescentes. Os fatores de correção são, de fato, os fatores de calibração para os dosímetros termoluminescentes para a fonte de ^{192}Ir considerada.

Como uma possível aplicação desta metodologia de calibração de dosímetros termoluminescentes em termos da dose absorvida na água, é proposto um intervalo de aplicação prático para o controle da qualidade de fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose.

ABSTRACT

Thermoluminescent dosimeters are used in brachytherapy services quality assurance programs, with the aim of guaranteeing the correct radiation dose supplied to cancer patients, as well as with the purpose of evaluating new clinical procedures. This work describes a methodology for thermoluminescent dosimeters calibration in terms of absorbed dose to water for ^{192}Ir high dose rate sources. The reference dose used is measured with an ionization chamber previously calibrated for ^{192}Ir energy quality, applying the methodology proposed by Tölli. This methodology aims to standardizing the procedure, in a similar form to that used for external radiotherapy. The work involves the adaptation of the TRS-277 Code of the International Atomic Energy Agency, for small and big cavities, through the introduction for non-uniform experimental factor, for the absorbed dose in the neighborhood of small brachytherapy sources. In order to simulate a water medium around the source during the experimental work, an acrylic phantom was used. It guarantees the reproducibility of the ionization chamber and the thermoluminescent dosimeter's location in relation to the radiation source. The values obtained with the ionization chamber and the thermoluminescent dosimeters, exposed to a ^{192}Ir high dose rate source, were compared and correction factors for different source-detector distances were determined for the thermoluminescent dosimeters. A numeric function was generated relating the correction factors and the source-detector distance. These correction factors are in fact the thermoluminescent dosimeter calibration factors for the ^{192}Ir source considered. As a possible application of this calibration methodology for thermoluminescent dosimeters, a practical range of source-detector distances is proposed for quality control of ^{192}Ir high dose rate sources.

FICHA CATALOGRAFICA	i
AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	v
ABSTRACT	vi
INDICE DE TEXTO	vii
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS	xii
1. INTRODUÇÃO	1
2. ELEMENTOS CONCEITUAIS DE DOSIMETRIA	4
2.1. Grandezas fundamentais em dosimetria das radiações ionizantes	4
2.1.1. Fluência de partículas	4
2.1.2. Fluência de energia	4
2.1.3. Kerma	5
2.1.4. Relação do kerma com a fluência de energia de fótons	6
2.1.5. Componentes do Kerma	6
2.1.6. Dose absorvida D	7
2.1.7. Exposição	8
2.2. Teoria de Cavidade	9
2.2.1. Teoria de Bragg-Gray	9
2.2.2. Teoria Burlin	10
2.3. Câmara de ionização cavitária	12
3. BRAQUITERAPIA	15
3.1. Classificação da braquiterapia	16
3.1.1. Classificação da braquiterapia em relação à localização do tumor	16
3.1.2. Classificação da braquiterapia em relação ao tipo de carregamento	17
3.1.3. Classificação da braquiterapia em relação à taxa de dose	17
3.1.4. Classificação da braquiterapia em relação à duração dos tratamentos	17
3.2. Descrição das fontes de braquiterapia em termos de sua intensidade	18
3.2.1. Atividade e Atividade Equivalente	18
3.2.2. Miligramas de ^{226}Ra equivalente “mgRa _{equ} ”	18
3.2.3. Taxa de Exposição	19
3.2.4. Intensidade de kerma no ar, S _k	21

3.3.	O ^{192}Ir	23
3.4.	Calibração de uma fonte de braquiterapia	24
3.4.1.	Formalismo para a determinação do fator de calibração de uma câmara farmer $0,6\text{cm}^3$ para o ^{192}Ir de alta taxa de dose.	24
3.4.2.	Procedimento para a determinação da taxa de kerma no ar de referência	25
3.4.3.	Metodologia baseada na adequação do TRS-277 para a determinação experimental da dose absorvida nas vizinhanças de uma fonte de ^{192}Ir proposta por Heiki Tölli.	29
3.4.4.	Metodologia para a determinação da dose absorvida da Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM)	36
3.4.5.	Escolha de material para a construção de um simulador para dosimetria de fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose	40
4.	DOSIMETRIA TERMOLUMINESCENTE	44
4.1.	Termoluminescência	44
4.1.1.	Modelo simplificado da termoluminescência	45
4.2.	Dosimetria termoluminescente na física médica	48
4.2.1.	Vantagens e desvantagens da dosimetria termoluminescente nas aplicações médicas	48
4.2.2.	Materiais termoluminescentes	50
4.2.3.	Propriedades dosimétricas dos materiais termoluminescentes	51
4.2.3.1.	Linearidade	51
4.2.3.2.	Dependência energética	52
4.2.3.3.	Dependência angular	54
4.2.3.4.	Desvanecimento	54
4.3.	Sistema de dosimetria termoluminescente	55
4.3.1.	O leitor termoluminescente	56
4.3.1.1.	Sistema aquecedor	56
4.3.1.2.	Sistema de detecção de luz	57
4.3.2.	Fornos de tratamento térmico	57
4.3.3.	Pinças para manuseio dos dosímetros	57
4.4.	O TLD-100	58
4.4.1.	Curva de emissão do termoluminescente	58

4.4.2.	Tratamentos térmicos dos TLD-100	59
4.4.2.1.	Tratamento térmico pré-irradiação (pós-leitura)	59
4.4.2.2.	Tratamento térmico pós-irradiação (pré-leitura)	59
4.5.	Curva de calibração dos dosímetros termoluminescentes	60
5.	MATERIAIS E METODOS	60
5.1.	MATERIAIS	61
5.1.1.	Conjunto câmara eletrômetro	61
5.1.2.	Fontes de radiação utilizadas no presente trabalho	62
5.1.3.	Dosímetros termoluminescentes	63
5.1.4.	Suporte dos TLD para irradiar durante a fase de calibração no ^{137}Cs e no ^{60}Co	63
5.1.5.	Forno de tratamento térmico	63
5.1.6.	Leitora de dosímetros termoluminescentes	64
5.1.7.	Sistema de cálculo	64
5.2.	MÉTODOS	65
5.2.1.	Desenvolvimento de um arranjo experimental em acrílico	65
5.2.2.	Dosimetria da fonte de ^{192}Ir por meio da câmara de ionização	65
5.2.2.1.	Determinação experimental do fator de não uniformidade para uma câmara de ionização frente ao espectro do ^{192}Ir	66
5.2.2.2.	Determinação experimental da dose absorvida na água com a câmara de ionização	67
5.2.3.	Calibração dos dosímetros termoluminescentes	68
5.2.3.1.	Cálculo do fator de normalização do lote de dosímetros termoluminescentes e do coeficiente de sensibilidade de cada TLD	69
5.2.3.2.	Determinação do fator de supralinearidade dos TLD's para irradiações acima de 1,0 Gy	71
5.2.3.3.	Dosimetria da fonte de ^{192}Ir com os dosímetros termoluminescentes	71
5.2.3.4.	Cálculo da dose absorvida na água através dos TLD's para o ^{192}Ir	72
5.2.3.5.	Comparação da dose absorvida determinada com a câmara de ionização e a dose absorvida determinada com os TLD's, para a obtenção do fator correção de dependência energética dos TLD's para o espectro do ^{192}Ir	73
5.2.3.6.	Determinação de uma curva de ajuste para os fatores de correção dos	74

TLD's frente ao espectro do ^{192}Ir	
5.2.3.7.	Cálculo da dose absorvida na água por meio dos TLD's, utilizando o fator de correção. 74
6.	RESULTADOS E DISCUSSÕES 76
6.1.	Construção do arranjo experimental (simulador) 76
6.2.	Determinação teórica da dose absorvida na água na vizinhança de uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose: 78
6.3.	Determinação experimental do fator de não uniformidade $P_n(x)$ 79
6.4.	Determinação da dose absorvida utilizando o Protocolo TRS-277 com as modificações introduzidas por Tölli 81
6.4.1.	Determinação experimental da dose absorvida na água, utilizando o Princípio da Grande Cavidade. 82
6.4.2.	Determinação experimental da dose absorvida na água, utilizando o Princípio de Bragg-Gray. 83
6.5.	Determinação experimental da dose absorvida com os dosímetros termoluminescentes 85
6.5.1.	Construção da curva de calibração do sistema TLD em ^{137}Cs para doses até 1,0 Gy 85
6.5.2.	Fator de não linearidade dos TLD's em termos da energia do ^{60}Co para doses acima de 1,0 Gy 87
6.5.3.	Determinação do fator individual de sensibilidade dos TLD's. 88
6.5.4.	Determinação da dose absorvida na água por meio dos TLD's para o espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose 89
6.5.5.	Determinação do fator de dependência energética dos TLD's para o espectro do ^{192}Ir 90
6.5.6.	Resultados da melhor curva de ajuste para os fatores de correção dos TLD's em relação ao espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose 92
6.5.7.	Determinação de um intervalo útil de aplicação do presente trabalho na dosimetria postal de fontes de ^{192}Ir de alta taxa 93
7.	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES 95
8.	BIBLIOGRAFIA 99

LISTA DE FIGURAS		Pagina
1.	Figura 2-1. Vista de corte de uma câmara típica de ionização cavitária	12
2.	Figura 2-2. Parede sólida de ar de espessura r em torno de pequena esfera	13
3.	Figura 3-1. Representação da geometria de cálculo para a determinação da intensidade de uma fonte linear de braquiterapia. L é o comprimento da fonte, r é a distância do centro da fonte ao ponto P .	21
4.	Figura 3-2. Esquema de decaimento do $^{77}\text{Ir}_{192}$	23
5.	Figura 3-3. Sistema “Jig” da NUCLETRON para a fixação da câmara de ionização para calibração de fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose.	26
6.	Figura 3-4. Espectro de energia dos fótons do ^{192}Ir na água, no acrílico e no poliestireno	41
7.	Figura 3-5. Desenho esquemático para a equivalência de três materiais sólidos na água líquida, com a fonte e a câmara de ionização numa separação fixa. A carga de ionização foi coletada para (a) um meio somente de água; (b) substituindo a água entre a fonte e a câmara por cada um dos materiais do fantoma; (c) o mesmo material do simulador substituindo a água além da câmara de ionização.	42
8.	Figura 4-1. Representação esquemática dos dois estágios de qualquer processo termicamente estimulado, como a termoluminescência	44
9.	Figura 4-2. Diagrama esquemático de nível de energia de um cristal exposto à radiação ionizante.	45
10.	Figura 4-3. Diagrama esquemático de nível de energia de um cristal durante o aquecimento mostrando a liberação de um fóton termoluminescente (TL) onde o elétron preso numa armadilha é menos estável, e o buraco é o centro emissor.	46
11.	Figura 4-4. Diagrama esquemático de níveis de energia de um cristal durante o aquecimento mostrando a liberação de um fóton termoluminescente (TL) onde o buraco preso numa armadilha é menos estável, e o elétron é o centro emissor.	46
12.	Figura 4-5. Exemplo de curva de emissão termoluminescente, apresentando de forma destacada quatro picos. No caso, a curva de emissão termoluminescente é do LiF:Mg,Ti .	47

13. **Figura 4-6.** Região linear da curva do sinal termoluminescente em função da dose. 51
14. **Figura 4-7.** Curvas de dependência energética teórica para vários materiais termoluminescentes. 53
15. **Figura 4-8.** Diagrama esquemático do leitor termoluminescente 56
16. **Figura 5-1.** Conjunto câmara de ionização NE-2581 número de série 615 e eletrômetro NE-2570/1A número de série 834 61
17. **Figura 5-2.** Desenho da fonte de ^{192}Ir MicroSelectron HDR utilizada no presente trabalho. 62
18. **Figura 5-3.** Desenho do suporte para irradiação de dosímetros na fase de calibração. 63
19. **Figura 5-4.** Forno PTW-TLDO utilizado para o tratamento térmico dos dosímetros. 64
20. **Figura 5-5.** Leitor termoluminescente Harshaw 3500. 64
21. **Figura 5-6.** Diagrama esquemático das diferentes posições da câmara de ionização e a fonte de radiação durante a determinação do fator de não uniformidade. 66
22. **Figura 5-7.** Representação esquemática da irradiação dos TLDs. 68
23. **Figura 6-1.** Simulador construído com placas de acrílico montadas em um suporte rígido. 76
24. **Figura 6-2.** Placa de acrílico construída especialmente para fixar a câmara de ionização durante as irradiações. 77
25. **Figura 6-3.** Placa de acrílico construída especialmente para servir de suporte da fonte de radiação através de um cateter endobronquial durante as irradiações. 77
26. **Figura 6-4.** Suporte para irradiação dos dosímetros termoluminescentes em forma de câmara de ionização feito de acrílico, com um furo nas dimensões do dosímetro termoluminescente tipo pastilha, para acomodar os TLDs durante a irradiação. 78
27. **Figura 6-5.** Curva de ionização para irradiações com 50cGy em cada posição sobre o eixo transversal de uma fonte de ^{192}Ir , com atividade aparente de 205,645GBq (5,558Ci) no dia 19 de novembro do 2003. 81

28. **Figura 6-6.** C urva de ionização para irradiações com 50cGy em cada posição sobre o eixo transversal de uma fonte de ^{192}Ir , com atividade aparente de 326,577GBq (8,8264Ci) no dia 04 de abril do 2004. 81
29. **Figura 6-7.** Comparação dos resultados experimentais da dose absorvida utilizando a Teoria da Grande Cavidade, a Teoria de Bragg-Gray propostas por Tölli (Tölli, 1993), com a dose absorvida calculada pelo sistema de planejamento Plato[®] no intervalo de interesse clínico [1,5cm a 6cm] para uma dose de 48,71cGy. 85
30. **Figura 6-8.** Representação gráfica do fator de normalização ou calibração, que permite relacionar a quantidade de carga registrada pela leitora de dosímetros termoluminescentes e o kerma no ar a que este foi exposto. 86
31. **Figura 6-9.** Curva do fator de não linearidade dos dosímetros termoluminescentes expostos a kerma no ar maior do que 1,0Gy. 88
32. **Figura 6-10.** Histograma dos coeficientes de sensibilidade para o lote de dosímetros utilizados no presente trabalho. 89
33. **Figura 6-11.** Histograma das incertezas relativas dos coeficientes de sensibilidade para o lote de dosímetros utilizados no presente trabalho. 89
34. **Figura 6-12.** Fatores de correção dos dosímetros termoluminescentes para dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose em função da distância, normalizada para kerma no ar de ^{137}Cs . 91
35. **Figura 6-13.** Representação gráfica dos fatores de correção experimentais e a melhor curva obtida pelo método dos mínimos quadrados. 93
36. **Figura 6-14.** Intervalo prático de aplicação do presente trabalho na dosimetria postal para fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose. 94

LISTA DE TABELAS

Pagina

1. **Tabela 3-1.** Fator de correção para atenuação de fótons primários para o ^{192}Ir . 28
2. **Tabela 3-2.** Energia média, coeficiente de massa de absorção de energia para a água líquida, água sólida, poliestireno e acrílico, calculados da distribuição espectral mostrada na figura 3-4 nas distâncias fonte câmara de 1,0; 5,0 e 10,0cm, para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose. 42
3. **Tabela 3-3.** Resultados das razões [carga (b) / carga (a)] e [carga (c) / carga (a)] mostrando o efeito da carga de ionização ao substituir a água por vários materiais sólidos utilizados na construção de fantasmas. Este experimento sustenta o princípio de espalhamento total. 43
4. **Tabela 4-1.** Vantagens e desvantagens da dosimetria termoluminescente nas aplicações médicas. 50
5. **Tabela 4-2.** Principais características de alguns TLDs comerciais da Harshaw. 55
6. **Tabela No 4-3.** Temperatura máxima e vida-média dos picos de emissão TL de LiF (TLD 100). 58
7. **Tabela 6-1.** Comparação da dose calculada com o sistema de planejamento PLATO® e a dose calculada com a equação (3.34). 79
8. **Tabela 6-2.** Leituras da carga corrigidas por pressão e temperatura e fatores de não uniformidade com suas respectivas incertezas. 80
9. **Tabela 6-3.** Dose absorvida na água utilizando o Princípio da Grande Cavidade na metodologia de Tölli para a dosimetria de uma fonte de ^{192}Ir de braquiterapia de alta taxa de dose. 82
10. **Tabela 6-4.** Dose absorvida na água utilizando o Princípio de Bragg-Gray na metodologia de Tölli para a dosimetria de uma fonte de ^{192}Ir de braquiterapia de alta taxa de dose. 84
11. **Tabela 6-5.** Resultados das leituras termoluminescentes médias e suas incertezas para o lote de dosímetros termoluminescentes irradiados em diferentes kerma no ar em uma fonte de ^{137}Cs . 86
12. **Tabela 6-6.** Resultados das leituras médias, com suas incertezas. Dosímetros termoluminescentes irradiados com diferentes doses em uma fonte de ^{60}Co . 87

13. **Tabela 6-7.** Resultados das respostas e o fator de não linearidade calculado para os dosímetros irradiados numa fonte de ^{60}Co para altos valores de kerma no ar, calculados a partir dos dados da tabela 6-6. 87
14. **Tabela 6-8.** Resultados experimentais da determinação da dose absorvida na água através da câmara de ionização e dos dosímetros termoluminescentes, para irradiações de 48,71cGy nas posições de 1,50cm a 6,0cm e 50cGy nas posições de 7,0cm a 10cm. 90
15. **Tabela 6-9.** Resultados experimentais da determinação da dose absorvida na água através da câmara de ionização e os dosímetros termoluminescentes, para irradiações de 60 segundos em cada posição. 90
16. **Tabela 6-10.** Fatores de correção dos dosímetros termoluminescentes para dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose em função da distância e suas respectivas incertezas. 91

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

A braquiterapia é uma forma de tratamento de certas patologias de câncer, realizado através da utilização de pequenas fontes seladas de radiação colocadas nas vizinhanças ou dentro do volume tumoral, que visa a eliminação das células cancerosas através da liberação de grandes doses de radiação e a preservação de tecido sadio localizado próximo ao volume alvo de tratamento, minimizando sua dose. O desenvolvimento da braquiterapia foi uma consequência da purificação do ^{226}Ra por parte dos pesquisadores Marie e Pierre Curie e a posterior construção de agulhas de platina contendo o sulfato de rádio utilizado como fonte de radiação (Ellis, 1994).

Posteriormente, as agulhas foram melhoradas com a introdução de células padronizadas em termos de sua atividade; uma célula padrão continha 1mg de ^{226}Ra dentro de uma agulha de 1,5cm de comprimento. Foram, ainda, construídas agulhas de atividades e comprimentos múltiplos da célula padrão. Adicionalmente, foi desenvolvida toda uma série de protocolos para a utilização do ^{226}Ra no tratamento de certas patologias de câncer (Ellis, 1994).

Na década de cinquenta do século passado, radionuclídeos artificiais tornaram-se disponíveis para a comunidade médica, fazendo da braquiterapia a técnica com a maior contribuição no tratamento do câncer (Ellis, 1994). Atualmente, na braquiterapia, se conta com radionuclídeos tais como ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{125}I , ^{198}Au , ^{241}Am , ^{103}Pd , ^{145}Sm , ^{169}Yb entre outros. No entanto, devido ao comportamento de suas funções radiais de dose, o ^{137}Cs , ^{169}Yb , ^{192}Ir e ^{241}Am são os mais adequados para a irradiação intracavitária (Nath, 1995) e os mais utilizados são ^{137}Cs e ^{192}Ir ; empregando-se amplamente sistemas automáticos de alta taxa de dose que utilizam fontes de ^{192}Ir , devido à alta atividade específica desse isótopo, e à possibilidade de se produzir fontes com diâmetros em torno de 1,1mm e comprimentos da ordem de 6,0mm, com atividades da ordem de 370GBq, que permitem liberar, no ponto de interesse clínico, taxas de doses superiores a 12,0Gy/h ou doses instantâneas de 1,0 a 3,0Gy/h, como as fornecidas pelos sistemas automáticos pulsados (Marechal, 1998).

A braquiterapia desempenha um papel relevante no tratamento do câncer em várias regiões do corpo humano tais como: cérebro, cabeça e pescoço, colo de útero, endométrio e próstata, dentre outros. Apesar da sua importância, a braquiterapia, até há pouco tempo, era vista como uma arte clínica. Hoje, devido à grande importância da rastreabilidade metrológica e da garantia da qualidade na utilização da Braquiterapia, a Sociedade Americana de Físicos em Medicina (AAPM) tem feito um grande esforço para implementar uma prática mais uniforme, nas regiões onde ela tem influência, através do Protocolo para Braquiterapia Intersticial TG-43 (Nath, 1995).

Cabe mencionar que com a chegada dos modernos aceleradores de partículas para o tratamento de câncer, a braquiterapia passou por uma fase de esquecimento. Não obstante, devido à efetividade biológica dos modernos radionuclídeos produzidos artificialmente, e às modernas ferramentas computacionais e eletrônicas de hoje, a braquiterapia obteve uma renovada relevância. Como exemplo, pode-se citar os estudos a respeito da sua efetividade frente à Radioterapia de Intensidade Modulada no tratamento de câncer do colo de útero (Alektiar, 2002).

No Brasil, utiliza-se o protocolo TECDOC-1079 (IAEA, 1999) para a calibração de câmaras de ionização utilizadas em braquiterapia. Recomendado pela Agência Internacional de Energia Atômica, esse protocolo também é utilizado na dosimetria das fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose, através de medições feitas num arranjo experimental chamado “Jig” que permite determinar a taxa de kerma de referência no ar, e alimentar com esse único dado o sistema de planejamento utilizado na planificação de tratamentos.

Contudo, em termos do tratamento de câncer por meio da braquiterapia, um dos parâmetros mais importantes é a determinação da dose absorvida no tecido em pontos de interesse clínico, com o propósito de garantir a exatidão das quantidades ministradas de radiação, assim como avaliar novos procedimentos clínicos nessa especialidade. Embora se tenha trabalhado na verificação da taxa de kerma no ar para fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose, faltam procedimentos padronizados para a determinação da dose absorvida nas vizinhanças das fontes de radiação de alta taxa de dose, através de um método dosimétrico absoluto como o empregado na radioterapia externa. Também falta um procedimento padronizado de calibração de dosímetros termoluminescentes, amplamente utilizados na dosimetria “in vivo” em braquiterapia de alta taxa de dose.

Nesse contexto, o presente trabalho utiliza o procedimento de dosimetria para fonte de

^{192}Ir de alta taxa de dose, baseado na adaptação do Protocolo TRS-277 (IAEA, 1987) feita por Heiki Tölli (Tölli, 1993a), para a calibração de dosímetros termoluminescentes em termos da dose absorvida na água, para sua ulterior utilização “in vivo” e/ou no controle de qualidade em braquiterapia por via postal.

O trabalho descreve a dosimetria de uma fonte ^{192}Ir de alta taxa de dose empregando uma câmara de ionização e a metodologia proposta por Heiki Tölli (Tölli, 1993a), determinando experimentalmente o fator de correção de não uniformidade. Posteriormente, é apresentada uma metodologia para a calibração de dosímetros termoluminescentes em termos da dose absorvida na água, para a radiação do ^{192}Ir , gerando fatores de calibração dos TLDs em função da distância fonte-detector.

Finalmente, é proposta uma função numérica relacionando os fatores de calibração dos dosímetros termoluminescentes com a distância fonte-detector, assim como um intervalo prático para sua aplicação no controle da qualidade das fontes de ^{192}Ir .

ELEMENTOS CONCEITUAIS DE DOSIMETRIA

2.1 Grandezas Fundamentais em Dosimetria das Radiações Ionizantes

Para uma correta dosimetria das radiações ionizantes é necessário definir as grandezas fundamentais utilizadas tanto na teleterapia como na braquiterapia. As grandezas utilizadas na dosimetria de radiações ionizantes são definidas pelo produto de grandezas que descrevem o campo de radiação e os coeficientes de interação associados à interação da radiação com a matéria. Abaixo serão descritas as principais grandezas utilizadas neste trabalho, com suas unidades no Sistema Internacional (SI).

2.1.1 Fluência de partículas Φ (ICRU 33, 1980):

A fluência de partículas F é definida como a razão dN/da , onde dN é o número de partículas incidentes em uma esfera com secção reta da :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \text{ (m}^{-2}\text{)} \quad (2.1)$$

2.1.2 Fluência de energia Ψ (ICRU 33, 1980):

A fluência de energia é a razão de dR por da , onde dR é a energia radiante incidente numa esfera de secção reta da :

$$\Psi = \frac{dR}{da} \text{ (Joules/m}^2\text{)} \quad (2.2)$$

Para a caracterização de um campo de radiação de fótons mono-energético, a energia radiante R é definida como a energia das partículas (excluindo a energia de repouso) emitida, transferida ou recebida (Attix, 1986). dR é o número de fótons (dN) multiplicado pela energia transportada por cada fóton ($h\nu$):

$$dR = dN \times h\nu \quad (2.3)$$

Para um campo de radiação não mono-energético a grandeza mais apropriada para

caracterizar esse campo é a distribuição diferencial da fluência como função da energia das partículas $\mathbf{y}(E)$:

$$\mathbf{y}(E)dE = \frac{d\mathbf{y}(E)}{dE} \quad (2.4)$$

E a fluência total é dada pela integral da distribuição diferencial levando-se em consideração todas as energias das partículas:

$$\mathbf{y} = \int_0^{E_{\max}} \mathbf{y}(E)dE \quad (2.5)$$

2.1.3 Kerma K (ICRU 33, 1980):

O kerma, que é uma abreviatura do termo em inglês “**k**inetic **e**nergy **r**eleased per unit of **m**ass”, pode ser definido em termos da energia transferida \mathbf{e}_{tr} . Esta grandeza é relevante somente para campos de radiação indiretamente ionizante (fótons e nêutrons) ou para qualquer fonte de radiação ionizante distribuída dentro de um meio absorvedor.

Em termos da energia transferida, o kerma K em um ponto de interesse P dentro de um volume V é (Attix, 1986):

$$K = \frac{d(\mathbf{e}_{tr})_e}{dm} \equiv \frac{d\mathbf{e}_{tr}}{dm} \quad (\text{Gy ou J/kg}) \quad (2.6)$$

Onde:

\mathbf{e}_{tr} é o valor esperado da energia transferida em um volume finito V e massa dm durante um intervalo de tempo.

$$\mathbf{e}_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nor} + \Sigma Q \quad (2.7)$$

$(R_{in})_u$ é a energia radiante de partículas não carregadas entrando no volume V , e

$(R_{out})_{u,nor}$ é a energia radiante de partículas não carregadas que abandonam o volume V , excetuando aquelas que se originam de perdas radiativas de energia cinética por partículas carregadas geradas no volume V .

ΣQ é a variação total (sinal positivo significa um incremento, sinal negativo significa um decréscimo) de energia do núcleo e partículas elementares em qualquer interação que ocorra dentro do volume V (ICRU 51, 1993).

As perdas radiativas são: conversão de energia cinética de partículas carregadas em

energia de fótons, através da produção de raios X; e energia cinética do gamas quando da aniquilação em vôo de pósitrons (Attix, 1986).

2.1.4 Relação do kerma com a fluência de energia de fótons (Attix, 1986):

Para fótons mono-energéticos, o kerma em um ponto P está relacionado com a fluência de energia através do coeficiente de massa de transferência de energia $(\mathbf{m}_t/\mathbf{r})_{E,Z}$; este coeficiente é função da energia dos fótons e do número atômico Z do meio absorvedor nesse ponto P :

$$K = \Psi \times \left(\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{r}} \right)_{E,Z} \quad (2.8)$$

Nesta equação \mathbf{m}_t é chamado coeficiente de transferência de energia, \mathbf{r} é a densidade do meio, e Ψ é a fluência de energia em um ponto P .

Para uma fluência de fótons não mono-energéticos, isto é: que tem uma distribuição espectral de energia E , considerando-se que a fluência $\Psi(E)$ é constante durante o período de irradiação, o kerma em um ponto P é dado por:

$$K = \int_{E=0}^{E_{\max}} \Psi'(E) \times \left(\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{r}} \right)_{E,Z} dE \quad (2.9)$$

2.1.5 Componentes do kerma (Attix, 1986):

De maneira geral, pode-se dizer que o kerma para raios X ou raios gama consiste da energia transferida aos elétrons e pósitrons por unidade de massa do meio.

A energia cinética de um elétron rápido será consumida em dois processos: colisões no meio material e radiação de freiamento; isso permite subdividir o kerma em duas partes: kerma de colisão (K_c) e kerma de radiação (K_r):

$$K = K_c + K_r \quad (2.10)$$

O kerma de colisão pode ser reescrito em termos da energia líquida transferida $\mathbf{e}_{tr,n}$:

$$\mathbf{e}_{tr}^n = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r + \Sigma Q = \mathbf{e}_{tr} - R_u^r \quad (2.11)$$

O termo $(R^r)_u$ é chamado energia radiante emitida como perda radiativa pelas partículas carregadas que se originaram dentro do volume V .

Então, o kerma de colisão K_c num ponto de interesse P é definido como o valor esperado da energia líquida transferida por partícula carregada por unidade de massa nesse ponto de interesse, excluindo as perdas de energia radiativa e a transferência de energia de uma partícula carregada para outra.

$$K_c = \frac{d\mathbf{e}_{tr}^n}{dm} \quad (2.12)$$

Para fótons mono-energéticos, o kerma de colisão está relacionado com a fluência de energia \mathbf{Y} por meio do coeficiente de massa de absorção de energia $(\overline{m}_{en}/\mathbf{r})_{E,Z}$:

$$K_c = \Psi \times \left(\frac{\overline{m}_{en}}{\mathbf{r}} \right)_{E,Z} \quad (2.13)$$

E para um feixe de fótons não mono-energéticos, o kerma de colisão é dado por:

$$K_c = \int_0^{E_{\max}} \Psi'(E) \cdot \left(\frac{\overline{m}_r}{\mathbf{r}} \right)_{\Psi'(E),Z} dE \quad (2.14)$$

Onde:

$\mathbf{Y}'(E)$ e a distribuição diferencial da fluência de energia dos fótons;

$\left(\frac{\overline{m}_r}{\mathbf{r}} \right)_{\Psi'(E),Z}$ é o coeficiente de massa de transferência de energia médio para o espectro

$\mathbf{Y}'(E)$.

2.1.6 Dose absorvida D (Attix, 1986):

A dose absorvida é relevante para todos os tipos de campos de radiação ionizante, diretamente ou indiretamente ionizante ou para uma fonte distribuída no meio.

Com base no ICRU (ICRU 33, 1980): a dose absorvida D pode ser mais bem definida em termos da energia depositada \mathbf{e} .

A energia depositada por radiação ionizante no meio de massa m num volume finito V é definida por:

$$\mathbf{e} = R_u - R_{out} + \Sigma Q \quad (2.15)$$

R_u é a energia radiante incidente no volume, isto é: a soma das energias de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que entram no volume (exceto as

energias em repouso).

R_{out} é a energia radiante que emerge do volume, isto é, a soma das energias de todas as partículas ionizantes carregadas e não carregadas que abandonam o volume (exceto as energias de partículas em repouso).

SQ é a soma de todas as mudanças (sinal positivo se houver um incremento, sinal negativo se houver um decréscimo) de energia proveniente da massa em repouso do núcleo e partículas elementares em qualquer interação que ocorra dentro do volume V (ICRU 51, 1993).

A dose absorvida D pode ser expressa por:

$$D = \frac{d\bar{e}}{dm} \quad (\text{Gy ou Joules/kg}) \quad (2.16)$$

Onde D é o valor esperado da energia depositada na matéria por unidade de massa em um determinado ponto.

2.1.7 Exposição (Attix, 1986):

Exposição X é o quociente entre dQ e dm , onde dQ é o valor absoluto da carga total de íons de um dado sinal, produzido no ar, quando todos os elétrons liberados pelos fótons no ar, em uma massa dm , são completamente freiados no ar:

$$X = dQ / dm \quad (\text{C/kg}) \quad (2.17)$$

A unidade antiga de exposição era o Roëntgen R; $1 \text{ R} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$.

A exposição X é a ionização equivalente do kerma de colisão K_c no ar, para raios X ou raios gama. O que permite poder escrever a exposição em termos da fluência de energia:

$$X = \Psi \times \left(\frac{m_{en}}{r} \right)_{E,ar} \times \left(\frac{e}{W} \right)_{ar} = (K_c)_{ar} \times \left(\frac{e}{W} \right)_{ar} = \frac{(K_c)_{ar}}{33,97} \quad (\text{C/kg}) \quad (2.18)$$

Onde; $(e/W)_{ar}$ é a energia média gasta no ar para formar um par iônico, e tem um valor de 33,97 J/C, considerando-se o ar como um gás perfeito. (Attix, 1986).

2.2 Teoria de Cavidade (Attix, 1986; Horowitz, 1984):

A teoria da cavidade relaciona a dose absorvida numa cavidade ou detector de tamanho e material arbitrário com a dose absorvida no meio que a circunda, tendo esse meio composição e número atômico diferente do material da cavidade, por meio da relação chamada modelo de Bragg:

$$D_m = D_c / f_{cm} \quad (2.19)$$

Onde:

D_c é a dose na cavidade;

D_m é a dose no meio que circunda a cavidade;

f_{cm} é uma função da energia dos raios gama, da composição atômica da cavidade, de suas dimensões, e do meio que a envolve (Horowitz, Y. 1984).

2.2.1 Teoria de Bragg-Gray (Attix, 1986; Horowitz, 1984):

A teoria de Bragg-Gray é baseada na hipótese de que, a introdução de uma cavidade (meio c) pequena num meio (m) sujeito a um campo uniforme de radiação não perturbará o fluxo nem a distribuição de energia das partículas secundárias carregadas.

A base teórica foi proposta por Bragg (Horowitz, 1984) ao estabelecer que o total da energia absorvida na cavidade tem duas fontes: a parede da cavidade e a própria cavidade. A teoria continua sendo válida para cavidades pequenas (para grandes cavidades é uma aproximação). Uma reformulação da teoria da cavidade de Bragg foi feita por Gray, são considerados os dois extremos (cavidade pequena e a grande cavidade):

Quando as dimensões da cavidade são muito maiores que o alcance dos elétrons mais energéticos, o espectro de elétrons dentro da cavidade será determinado somente pelo material da cavidade, e se tem:

$$f_{cm} = \left(\overline{m_{en} / r} \right)_{cm} \quad (2.20)$$

Onde, $\left(\overline{m_{en} / r} \right)_{cm}$ é o valor médio do coeficiente de massa de absorção de energia; este fator é uma medida da fração média da energia dos fótons incidentes, transferida às partículas carregadas como energia cinética.

Quando as dimensões da cavidade são muito menores que o alcance dos elétrons, o espectro de elétrons dentro da cavidade é determinado somente pelo meio, e se tem:

$$f_{cm} = \bar{S}_{cm} = (dT / \mathbf{r}dx)_{cm} \quad (2.21)$$

Onde, \bar{S}_{cm} é a razão entre o poder de freiamento total em massa médio da cavidade e o poder de freiamento total em massa médio do meio.

A importância da aproximação para pequenas cavidades é fundamental, devido a sua aplicação às câmaras de ionização preenchidas com gás utilizadas em dosimetria (Marechal, 1998).

De um ponto de vista experimental, se a cavidade é ocupada por um gás, no qual uma carga Q (positiva ou negativa) é produzida pela radiação, a dose na cavidade D_c pode ser expressa em termos da carga:

$$D_g = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_c \quad (\text{Gray}) \quad (2.22)$$

Onde:

m é a massa do gás contido na cavidade;

$(\bar{W}/e)_c$ é a energia média necessária para produzir uma ionização em uma molécula do gás.

Aplicando o resultado anterior à relação de Bragg-Gray para pequenas cavidades, se tem:

$$D_m = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_c \cdot \bar{S}_c^m \quad (2.23)$$

Expressão que permite calcular a dose num meio vizinho à cavidade.

2.2.2 Teoria de Burlin (Attix, 1986):

Burlin ampliou a teoria de Bragg-Gray para satisfazer condições de cavidades de tamanho intermediário, e são consideradas as seguintes suposições:

- Os meios m e c são homogêneos.
- Um feixe de raios gama existe em todas partes ao redor de m e c . (O que

significa que não há correção por atenuação de raios gama nesta teoria pela presença da cavidade).

- Existe equilíbrio de partículas carregadas em todos os pontos em m e c , que vão além do alcance dos elétrons nas fronteiras da cavidade.
- O espectro de equilíbrio dos elétrons secundários gerados em m e c são iguais.
- A fluência de elétrons que se originam nas paredes da cavidade é atenuada exponencialmente quando estes passam através do meio c , sem mudança em sua distribuição espectral de energia.
- A fluência de elétrons que se originam na cavidade tende exponencialmente ao valor de equilíbrio eletrônico como função da distância dentro da cavidade.

A relação da cavidade de Burlin pode ser escrita em termos simples, como:

$$\frac{\overline{D}_c}{\overline{D}_m} = d \cdot \overline{S}_m^c + (1-d) \cdot \left(\frac{\overline{\mathbf{m}}_{en}}{\mathbf{r}} \right)_m \quad (2.24)$$

Onde d é um parâmetro que relaciona o tamanho da cavidade, que tende à unidade para cavidades pequenas e zero para cavidades grandes.

O fator d descreve a mudança do espectro de elétrons ao atravessar a cavidade. Nesta expressão o primeiro termo se relaciona aos elétrons secundários originados no meio exterior à cavidade, e o segundo termo se relaciona aos elétrons secundários gerados no interior da cavidade pela interação dos fótons com o material desta.

Na obtenção da expressão de Burlin, foi considerado que a atenuação na cavidade devido ao espectro eletrônico originado no exterior é dada pelo fator e^{-bx} que é compensada pela geração de elétrons secundários a partir da interação de fótons com o material da cavidade. A produção de elétrons secundários no interior da cavidade é dada pelo fator $1 - e^{-bx}$. b é o coeficiente de massa de absorção efetivo dos elétrons para o material da cavidade. Burlin expressou o fator d através do valor médio do fator e^{-bx} :

$$d = \frac{\int_0^L \Phi_m^c \cdot e^{-bx} \cdot dx}{\int_0^L \Phi_m^c \cdot dx} = \frac{1 - e^{-bL}}{bL} \quad (2.25)$$

Onde L é o percurso médio dos elétrons na cavidade.

2.3 Câmara de ionização cavitária (Attix, 1986; Boag, 1966; Scaff, 1997):

O método de dosimetria utilizado em radioterapia se baseia na teoria de Bragg-Gray para uma câmara de ionização cavitária. Um desenho simples de uma câmara de ionização cavitária é apresentado na Figura 2-1:

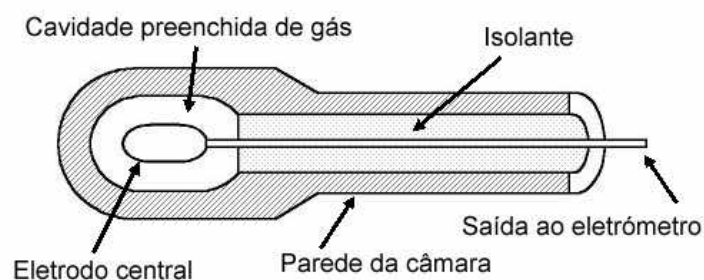


Figura 2-1. Vista de corte de uma câmara típica de ionização cavitária. (Boag, 1966).

A câmara de ionização é capaz de coletar cargas de um único sinal produzidas por elétrons secundários criados em um volume de ar de massa conhecida.

Para compreender o funcionamento de uma câmara de ionização cavitária, supõe-se que um grande volume de ar está sendo irradiado uniformemente por um feixe de raios X e que se pode limitar um pequeno volume de ar (uma pequena esfera) dentro desse volume maior.

Os elétrons criados fora da pequena esfera produzirão ionização dentro dela e os elétrons criados dentro da pequena esfera produzirão ionização fora dela. Portanto, os ganhos e perdas de ionização serão relativamente iguais se o volume de ar em torno da pequena esfera tem uma espessura maior que o alcance dos elétrons em movimento.

Se toda a ionização produzida no pequeno volume de ar pode ser coletada e medida, então se tem exposição sofrida pelo pequeno volume da esfera, e conseqüentemente o kerma na condição de equilíbrio eletrônico.

Se o pequeno volume de ar de espessura r , igual ou maior que o alcance dos elétrons em movimento, que envolve a pequena esfera pode ser solidificado, formará uma parede de ar, sem modificar a situação inicial. Figura 2-2.

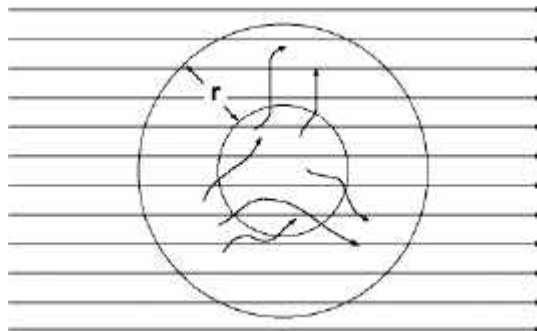


Figura 2-2. Parede sólida de ar de espessura r em torno da pequena esfera (Scaff, 1997).

Do ponto de vista prático, sabe-se que o ar não é sólido; portanto, o volume de ar de espessura r é substituído por um material que tenha mesmo número atômico próximo do ar e ao mesmo tempo seja um condutor elétrico. Utilizamos a parede como eletrodo no sistema coletor de cargas e como interface entre o gás e o meio externo.

Ao mesmo tempo, a câmara de ionização cavitária, também chamada câmara de ionização tipo dedal, é composta de uma haste interna de material com as mesmas propriedades atômicas e elétricas da parede externa, para desempenhar o papel de um eletrodo central no funcionamento da câmara.

Na construção das câmaras de ionização tipo dedal, as paredes são feitas de uma mistura de baquelita ou outros plásticos e grafite. A mistura é feita de forma que o número atômico obtido seja bem próximo ao do ar (7,62). O carbono utilizado em forma de grafite tem dois propósitos: balancear o número atômico da mistura, e servir como condutor.

Uma vez construídas as câmaras de ionização tipo dedal, com paredes de espessuras adequadas e com suas capas de ajuste para atingir o equilíbrio eletrônico para diferentes energias da radiação, são enviadas a um laboratório padrão de dosimetria para sua calibração, por comparação com as câmaras de ionização padrão.

Na utilização rotineira de uma câmara de ionização tipo dedal, deve-se realizar algumas correções decorrentes dos princípios físicos envolvidos e das condições atmosféricas na hora das medições. Alguns desses fatores de correção são listados abaixo:

- **Fator de calibração:** Toda câmara de ionização deve ser calibrada por um Laboratório Padrão Credenciado. Esse fator é obtido por comparação com uma câmara de ionização padrão, e é expresso em termos do kerma no ar K_R ou em termos de dose absorvida na água $N_{D,w}$.

- **Fator de correção para as condições ambientais:** No caso em que a câmara de ionização não for selada, deve-se levar em conta a variação da massa de ar do volume sensível devido a mudanças de temperatura e pressão; e também levar em conta a umidade do local, devido a sua influência na corrente de fuga da câmara durante sua utilização (Attix, 1986; IAEA, 1994). Normalmente, as câmaras de ionização são calibradas nas seguintes condições: pressão 101,3 kPa; temperatura 20°C; umidade relativa 50%. O fator de correção por pressão e temperatura é expresso pela seguinte equação:

$$K_{PT} = \left(\frac{101,3}{P} \right) \cdot \left(\frac{273,15 + T}{293,15} \right) \quad (2.26)$$

Onde:

P é a pressão local expressa em kPa

T é a temperatura local expressa em graus Celsius.

Nas medidas rotineiras hospitalares o efeito da umidade é desprezível no intervalo de 60% até 80% de umidade relativa (IAEA, 1994).

- **Fator de correção por recombinação iônica:** Ao aumentar a diferença de potencial entre os eletrodos de uma câmara de ionização tipo dedal (parede e eletrodo interno), o valor da carga coletada aumenta até um valor de saturação. A região de saturação é definida como o intervalo de voltagem aplicado à câmara de ionização onde a carga coletada por unidade de tempo é praticamente constante. Toda câmara de ionização deve ser utilizada na região de saturação. Um método para determinar o fator de correção por saturação de uma câmara de ionização é o chamado “de duas voltagens”, duas medidas da carga coletadas: Q_1 para uma voltagem V_1 e Q_2 para uma voltagem $V_2 = V_1/2$. O fator de correção é a razão entre as cargas:

$$K_{\text{ion}} = Q_1/Q_2. \quad (2.27)$$

- **Fator de correção por polaridade:** Um defeito ocasionalmente encontrado nas câmaras de ionização é que a carga coletada depende se o potencial aplicado é positivo ou negativo. Isso é causado pela presença de cavidades na base do eletrodo central (IAEA, 1994). Um método para determinar o fator de correção é medir a corrente de íons com a voltagem positiva e a negativa e usar a média dos

módulos destes valores:

$$K_{pol} = \frac{|Q_+| + |Q_-|}{2} \quad (2.28)$$

Onde:

Q_+ é a carga coletada com a voltagem positiva,

Q_- é a carga coletada com a voltagem negativa.

- **Fator de perturbação da fluência:** A fluência de fótons e elétrons em um simulador de água sofre perturbação no volume ocupado pela câmara de ionização quando as medidas são realizadas. Este efeito pode ser corrigido por dois fatores. Um fator leva em conta a extensão da cavidade de ar, por meio de um ponto efetivo (P_{ef}) deslocado em relação ao ponto central (P) da câmara, na direção da superfície. Este fator é chamado fator de correção do ponto efetivo de medição e é expresso por:

$$P_{ef} = k \cdot r \quad (2.29)$$

Onde:

k é uma constante que dependerá da energia da radiação

r é o raio interno da câmara de ionização.

O segundo fator aplicado é o fator de perturbação que é calculado pelo método de Monte Carlo para cada câmara para cada energia particular.

BRAQUITERAPIA

A braquiterapia é definida como o tratamento radioterápico feito por meio de pequenas fontes radioativas, encapsuladas e localizadas a curta distância do volume alvo, para a irradiação de tumores malignos. A braquiterapia desempenha um papel muito importante no tratamento do câncer em várias regiões do corpo humano: cérebro, cabeça e pescoço, colo de útero, endométrio, próstata e língua, entre outros. Comparada com a radioterapia externa convencional, a braquiterapia tem a vantagem de conseguir uma melhor focalização da dose no volume alvo.

3.1 Classificação da braquiterapia (Marechal, 2002):

A braquiterapia pode ser classificada em diferentes categorias de acordo com a sua localização em relação ao tumor, sua forma de carregamento, a taxa de dose e o tempo de irradiação.

3.1.1 Classificação da braquiterapia em relação à localização do tumor:

- **Intracavitária:** O material radioativo é colocado dentro de cavidades do corpo humano, por exemplo: cavidade uterina e vaginal.
- **Intersticial:** O material radioativo é colocado dentro de tecidos.
- **Superficial:** O material radioativo é colocado na superfície do tumor em forma de moldes ou placas.
- **Intraluminal:** O material radioativo é inserido no interior dos brônquios, esôfago ou no ducto biliar.

3.1.2 Classificação da braquiterapia em relação ao tipo de carregamento:

- **Manual:** A introdução do material radioativo é feita cirurgicamente no tumor; é uma técnica fora de uso.
- **Carga aplicada manualmente:** Os cateteres ou aplicadores são introduzidos cirurgicamente na área tumoral e logo após são carregados com material radioativo. Este procedimento de carregamento é mais preciso e reduz a exposição à radiação.
- **Carga aplicada por controle remoto:** Os aplicadores são carregados com material radioativo de forma automatizada; neste procedimento a exposição do trabalhador à radiação é praticamente eliminada.

3.1.3 Classificação da braquiterapia em relação à taxa de dose:

- **Baixa taxa de dose (LDR, do inglês low dose rate):** 0,2 a 2,0Gyh⁻¹
- **Média taxa de dose (MDR, do inglês medium dose rate):** 2,0 a 12Gyh⁻¹
- **Alta taxa de dose (HDR, do inglês high dose rate):** maior que 12Gyh⁻¹. Normalmente, utiliza-se 100 a 300Gyh⁻¹ nas fontes de ¹⁹²Ir, e o tratamento é feito em poucos minutos.

3.1.4 Classificação da braquiterapia em relação à duração dos tratamentos:

- **Implantes permanentes:** O material radioativo é colocado permanentemente no tumor. A dose e a distribuição de dose não podem ser modificadas após a inserção. Este tipo de procedimento é feito com radioisótopos de meia vida curta (¹²⁵I, ¹⁰³Pd, ¹⁹⁸Au) e diminui o risco de infecções.
- **Implantes temporários:** O material radioativo é colocado no interior ou próximo ao tumor até que seja alcançada a dose prescrita. Este tipo de procedimento é o mais indicado no tratamento de tumores de fácil acesso; não obstante, consome mais tempo.

3.2 Descrição das fontes de braquiterapia em termos de sua intensidade:

Organizações internacionais como a Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM) e a Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) (AAPM, 1987; IAEA, 1999) indicam a conveniência de especificar as fontes de braquiterapia em termos da grandeza taxa de kerma no ar, tanto em certificados emitidos pelos Laboratórios de Calibração, quanto nos sistemas de planejamento de tratamentos, nas bases de dados, na prescrição e na documentação dos tratamentos. Embora se tenha conhecimento da conveniência de especificar a intensidade das fontes de radiação de braquiterapia em termos da taxa de kerma no ar, na prática atual ainda não se alcançou unanimidade quanto a esse procedimento; utilizando-se na prática médica grandezas clássicas tais como atividade, massa de ^{226}Ra equivalente e taxa de exposição, entre outras.

3.2.1 Atividade e Atividade Equivalente (Hanson, 1995):

Inicialmente, para especificar a atividade de uma fonte radioativa, utilizou-se a unidade chamada Curie (Ci). Um Curie foi definido como a quantidade de radônio em equilíbrio radiativo com um grama de ^{226}Ra . Posteriormente, o Curie tornou-se constante (ICRU, 1963), ao ser definido como $3,7 \times 10^{10}$ desintegrações por segundo.

Atualmente, a atividade de um radionuclídeo é definida pelo número de transformações nucleares espontâneas na unidade de tempo. Sua unidade no SI (Sistema Internacional) é o Bequerel (Bq), onde um Bq equivale a uma transformação por segundo.

Na braquiterapia, o conceito de atividade mais aplicado é a *Atividade Aparente ou Atividade Equivalente de uma fonte (Aa)*. Esta grandeza é definida como a atividade de uma fonte pontual do mesmo radionuclídeo sem filtração, que produz a mesma taxa de kerma no ar à mesma distância do centro da fonte. A distância deve ser suficientemente grande para que a fonte possa ser considerada pontual.

3.2.2 Miligramas de ^{226}Ra equivalente “mgRa_{equ}” (Hanson, 1995; Jayaraman, 1983):

Durante muitos anos, utilizou-se a atividade em termos do Radônio e do Rádio, tendo sido produzidas tabelas de dados dosimétricos assim como um completo sistema de implantes. Com a chegada de novos isótopos, os cientistas da época (1950) acharam

conveniente especificar as novas fontes em termos de uma quantidade que permitisse utilizar as tabelas do ^{226}Ra , que relaciona dose no implante com miligramas hora sem nenhuma modificação. Neste caso, a intensidade de uma nova fonte é especificada em termos da massa do ^{226}Ra encapsulada num tubo com paredes de 0,5 mm de Platina que deverá produzir uma taxa de exposição equivalente a uma distância de 1,00 metro sobre o eixo transversal da fonte.

Numericamente, um miligrama de Rádio equivalente (mgRa_{eq}) de um radionuclídeo substituto do ^{226}Ra produz uma taxa de exposição de $0,825\text{mR}\cdot\text{h}^{-1}$ a um metro de distância.

Algebricamente:

$$\dot{X}(r) = \frac{A'(eq\text{mCi}) \times \tilde{A}_i}{r^2} = \frac{A''(\text{mgRa}_{\text{eq}}) \times \tilde{A}_{\text{Ra}}}{r^2} \quad (3.1)$$

Onde:

G é a constante da taxa de exposição no ar para uma fonte do radionuclídeo substituto de atividade A' em mCi, a uma distância de um metro da fonte;

G_{Ra} é a constante da taxa de exposição no ar para uma fonte de um miligrama de Rádio a uma distância de um metro da fonte;

A'' é a atividade do ^{226}Ra expressa em mg de ^{226}Ra ;

r é a distância medida do centro da fonte até o ponto onde se quer determinar a taxa de exposição, onde a fonte é considerada pontual.

3.2.3 Taxa de Exposição (NCRP, 1974; Weaver, 1995)

O National Council on Radiation Protection and Measurements (NCRP, 1974), recomendou que a intensidade de qualquer emissor gama deve ser especificada diretamente em termos da taxa de exposição no ar a uma distância padrão de um metro com correções para atenuação e dispersão no ar.

De forma geral:

$$\dot{X}(r) = \frac{A}{r^2} (\Gamma_d)_x \quad \text{Roëntgen} \quad (3.2)$$

Onde:

$(G_d)_x$ é a constante da taxa de exposição, e se os raios X emitidos da fonte são excluídos; $(G_d)_x$ se converte em G chamada constante gama específica.

Para uma fonte pontual no espaço livre:

$$(\Gamma_d)_x = \frac{q}{4pW} \sum n_i E_i \cdot [(m_{ab}/r)_{ar}]_i \quad (3.3)$$

Onde:

q é a carga elétrica coletada;

W é a constante de ionização do ar;

E_i é a energia do i -ésimo raio gama, $(m_{ab}/r)_{ar}$ é a constante de massa de absorção de energia para o i -ésimo raio gama no ar;

n_i é a frequência dos raios gama de energia E_i .

Pode-se observar que a taxa de exposição a uma distância r de uma fonte é diretamente proporcional à sua atividade A , que já foi uma medida tradicional da intensidade das fontes. Contudo existem desvantagens em especificar a intensidade desta forma: as fontes reais estão encapsuladas dentro de materiais que atenuam e dispersam os fótons emitidos pela fonte. Conseqüentemente, a fluência de energia é modificada. Alguns fornecedores de fontes corrigem esta deficiência por meio da chamada atividade equivalente ou atividade compensada, que nada mais é do que um valor modificado para levar em conta o encapsulamento da fonte.

Outro problema potencial é a constante empregada para o cálculo da taxa de exposição, que é uma constante física de exatidão finita. Particularmente Jayaraman e Lanz discutiram amplamente este problema (Jayaraman, 1983), achando discrepâncias de até 7% nos pontos de interesse clínico.

Finalmente, a AAPM em seu Relatório No. 21 (AAPM, 1987) recomenda levar em consideração as dificuldades do encapsulamento, assim como as necessidades da comunidade clínica, propondo que para uma fonte com atividade A , a taxa de exposição em um ponto de interesse localizado mediante coordenadas polares (r, \mathbf{q}) (ver Figura 3-1), pode ser expressa pela seguinte relação:

$$\dot{X}(r, \mathbf{q}) = A \cdot (\Gamma_g)_x \cdot G(r, \mathbf{q}) \cdot \mathbf{a}(r, \mathbf{q}) \quad (3.3)$$

Onde:

$G(r, \mathbf{q})$ é um fator de geometria que para fontes pontuais é igual a $1/r^2$;

$\mathbf{a}(r, \mathbf{q})$ é uma grandeza adimensional que considera a absorção e espalhamento da radiação no material de encapsulamento da fonte; sendo igual a $e^{-\mathbf{m}}$ para fontes pontuais cujo material de encapsulamento possui uma espessura t com coeficiente de absorção efetivo \mathbf{m} (Figura 3-1);

$(G_{\mathbf{g}})_X$ é a constante de taxa de exposição.

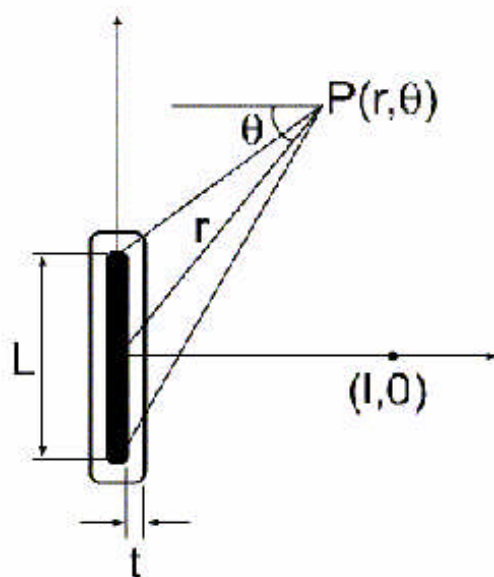


Figura 3-1. Representação da geometria de cálculo para a determinação da intensidade de uma fonte linear de braquiterapia. L é o comprimento da fonte, r é a distância do centro da fonte ao ponto P.

3.2.4 Intensidade de kerma no ar, S_k (AAPM, 1987):

Com a adoção do Sistema Internacional de Unidades (SI), a grandeza taxa de exposição foi substituída por uma nova grandeza chamada taxa de kerma no ar, cuja unidade é $\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, não obstante, na prática se recomenda utilizar o submúltiplo $\mu\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$.

A Intensidade de kerma no ar, S_k (Nath, 1995a), é uma medida da intensidade de uma fonte de braquiterapia em termos da taxa de kerma no ar em um ponto sobre o eixo transversal da fonte no espaço livre, e é definida (AAPM, 1987) pelo produto da taxa de kerma no ar no espaço livre \dot{K}_l pela distância ao quadrado “ l^2 ”, que vai do ponto de calibração até o centro da fonte ao longo do seu eixo bissetor perpendicular. A intensidade do kerma no ar é expressa pela seguinte equação:

$$S_k = \dot{K}_l \cdot l^2 \quad (\mu\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}) \quad (3.4)$$

Onde:

l é a distância de referência usualmente igual a 1,0m.

É importante mostrar a relação entre o kerma e a exposição:

$$K = X \cdot \left(\frac{\overline{W}}{e} \right) \cdot \frac{\overline{m}_r / \mathbf{r}}{\overline{m}_{en} / \mathbf{r}} \quad (3.5)$$

Onde:

(W/e) é a energia média absorvida por cada carga unitária de ionização no ar.

Considerando:

$$(\overline{m}_{en} / \mathbf{r}) = (\overline{m}_r / \mathbf{r}) \cdot (1 - g) \quad (3.6)$$

Onde:

$(\overline{m}_{en} / \mathbf{r})$ é o coeficiente de massa de absorção de energia;

$(\overline{m}_r / \mathbf{r})$ é o coeficiente de massa de transferência de energia;

g é a fração de energia perdida pela produção de radiação de freiamento, também chamada radiação de Bremsstrahlung. E, no intervalo de energia dos fótons do ^{192}Ir , pode-se considerar que $g \gg 0$ (Tölli, 1998b), o kerma é, então:

$$K = X \cdot \left(\frac{\overline{W}}{e} \right) \quad (3.7)$$

Finalmente, a intensidade do kerma no ar pode ser escrita como:

$$S_K = \dot{X}_l \cdot \left(\frac{\overline{W}}{e} \right) \cdot l^2 \quad (\mu\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}) \quad (3.8)$$

Conforme a AAPM (Nath, 1995), uma nova unidade para a intensidade do kerma no ar é proposta, U , onde 1 U é uma unidade de intensidade de kerma no ar.

$$1U = 1\mu\text{Gy} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1} = 1\text{cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \quad (3.9)$$

Portanto, a taxa de kerma no ar em um ponto qualquer do espaço, expresso em coordenadas polares, é dada pela relação:

$$\dot{K}(r, \mathbf{q}) = \frac{S_K}{e^{-m}} \cdot G(r, \mathbf{q}) \cdot \mathbf{a}(r, \mathbf{q}) \quad (3.10)$$

Onde:

$G(r, \mathbf{q})$ é o fator de geometria;

$a(r, \mathbf{q})$ é uma grandeza adimensional que leva em consideração a absorção e espalhamento no material do encapsulamento da fonte (Maréchal, 1998).

3.3 O ^{192}Ir (Nath, 1995):

O ^{192}Ir é um isótopo produzido artificialmente em um reator nuclear, quando o ^{191}Ir (37% de abundância estável) absorve um nêutron, resultando em ^{192}Ir , através da reação nuclear: $^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$.

O ^{192}Ir tem uma vida média de 73,825 dias e decai por captura eletrônica (4,6%) ao ^{192}Os , e por transições β^- (95,4%) à ^{192}Pt ; seguido por transições gama e raios X das camadas K e L. (Figura 3-2).

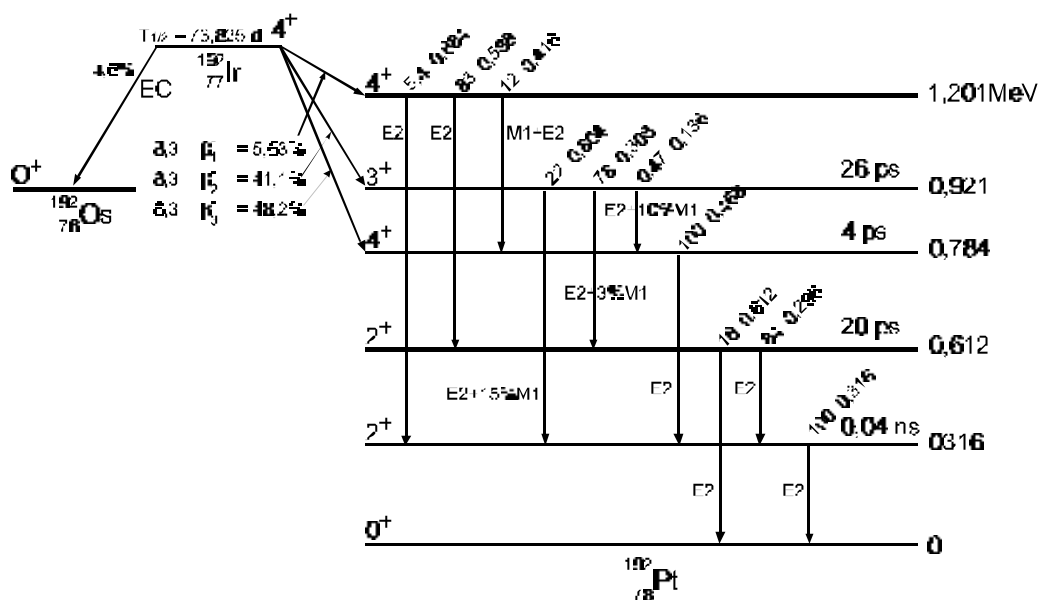


Figura 3-2. Esquema de decaimento do $^{77}\text{Ir}_{192}$ (Tauhata, 2003).

A relação entre a atividade da fonte, A , e o número de fótons emitidos por segundo pelo ^{192}Ir , $N_{\text{fótons}}$, é calculada pela seguinte equação (Borg – Rogers, 1999):

$$N_{\text{fótons}} = A \cdot (2,363 \pm 0,3\%) \text{ [fótons/s]} \quad (3.11)$$

A energia e o número de fótons emitidos por decaimento são respectivamente: 0,206MeV (0,034); 0,290MeV (0,291); 0,308MeV (0,298); 0,317MeV (0,831); 0,468MeV (0,476); 0,485MeV (0,032); 0,589MeV (0,044); 0,608MeV (0,133). A energia média do ^{192}Ir é 0,370 MeV.

3.4 Calibração de uma fonte de braquiterapia:

A braquiterapia utiliza fontes radioativas encapsuladas que podem liberar altas doses de radiação nos tecidos vizinhos à fonte. Conseqüentemente, para que este tipo de terapia possa ser segura e efetiva, as fontes precisam ser devidamente calibradas, com a calibração rastreada a padrões internacionalmente aceitos. E para os usuários finais (hospitais), no relatório TG-40 da AAPM (Kutcher, 1988) recomenda: “Cada instituição deve prover serviços de braquiterapia com capacidade independente para verificar a intensidade das fontes fornecidas pelos fabricantes”.

Conforme o TEC-DOC 1079 (IAEA, 1999), os laboratórios secundários de dosimetria (SSDL, do inglês Secondary Standard Dosimetry Laboratory) possuem dois métodos para a determinação da taxa de kerma no ar na calibração de uma fonte de Braquiterapia, que são descritos a seguir:

- A utilização de uma fonte de referência calibrada em termos da taxa de kerma no ar, realizada por um laboratório de referência primário (PSDL, do inglês Primary Standard Dosimetry Laboratory), e sua utilização na transferência da calibração através de uma câmara de ionização tipo poço.
- Medições utilizando uma câmara de ionização tipo dedal calibrada previamente em termos da taxa de kerma no ar rastreada aos padrões primários internacionais.

O maior problema na calibração de fontes de ^{192}Ir é a inexistência de um padrão primário para a calibração direta dessas fontes de alta taxa. Conseqüentemente, utiliza-se o segundo método para a determinação do fator de calibração em termos da taxa de kerma no ar. Este fator determinado nos laboratórios secundários (SSDL) é utilizado nos hospitais para o controle da qualidade das fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose.

3.4.1 Formalismo para a determinação do fator de calibração de uma câmara Farmer $0,6\text{cm}^3$ para o ^{192}Ir de alta taxa de dose (Goetsch, 1991; Maréchal, 1998):

O formalismo para a determinação do fator de calibração de uma câmara dedal de $0,6\text{cm}^3$ para o ^{192}Ir de alta taxa de dose, está baseado na metodologia proposta por Maréchal (Maréchal, 1998) para a determinação do fator de calibração N_k de uma câmara tipo dedal de $0,6\text{cm}^3$ em relação ao espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose.

Uma das peculiaridades de uma fonte encapsulada de ^{192}Ir é que a energia média do espectro de emissão (370 keV) reside em um intervalo onde não existe padrão estabelecido nos laboratórios primários. Conseqüentemente, o fator de calibração da câmara em termos do kerma no ar por unidades de monitor N_k para o ^{192}Ir é obtido (Maréchal, 1998) pela interpolação dos fatores de calibração para as energias do ^{60}Co e a energia efetiva de 131keV do espectro de raios X de 250kV, e camada semi-redutora de 2,5mm de cobre, mediante a expressão:

$$(A_w N_k)_{Ir} = (k \cdot A_w \cdot N_k)_{\text{raios-X}} + (k \cdot A_w \cdot N_k)_{Co} \quad (3.12)$$

Onde:

$(A_w)_{Ir}$, $(A_w)_{\text{raios-X}}$ e $(A_w)_{Co}$ são fatores de correção para atenuação e espalhamento na parede da câmara mais a capa de equilíbrio eletrônico da câmara para as energias do ^{192}Ir , ^{60}Co e raios X, respectivamente,

$k_{\text{Raios-X}}$ e k_{Co} são fatores de ponderação em função da energia, e seus valores são:

$$f_{w,250kV} = 0,799 \text{ keV} \text{ e } f_{w,Co} = 0,201 \text{ keV} \text{ (Maréchal, 1998).}$$

Então:

$$N_k (^{192}\text{Ir}) = (0,799 \cdot A_{w,250kV} \cdot N_{k,250kV} + 0,201 \cdot A_{w,Co} \cdot N_{k,Co}) / A_{w,Ir} \quad (3.13)$$

Esses fatores de correção para atenuação e espalhamento para as três energias estão tabelados para os diferentes modelos de câmara de ionização e foram obtidos por simulação com o método de Monte Carlo (IAEA, 1999).

3.4.2 Procedimento para a determinação da taxa de kerma no ar de referência (IAEA-1999):

Com o fator de calibração da câmara de ionização tipo dedal para o ^{192}Ir previamente estabelecido, pode-se determinar a taxa de kerma no ar de referência para uma fonte encapsulada de ^{192}Ir . De acordo com o relatório No. 21 da AAPM (AAPM,1987), a intensidade de uma fonte de braquiterapia pode ser especificada em termos da taxa de kerma no ar a uma distância especificada no ar livre, usualmente a 1,0m sobre o eixo perpendicular da fonte.

Como não é prático realizar as medições a uma distância de 1,0m devido ao baixo sinal obtido e às possíveis correntes de fuga na utilização das câmaras de ionização, pode-se utilizar uma distância menor e fazer a correção para a distância de 1,0m pela lei do

inverso do quadrado da distância (Cunhigam J., 1986). Na prática, a determinação da intensidade das fontes de ^{192}Ir de alta taxa é realizada com o uso de um “Jig” de calibração (Maréchal, 1998). O “Jig” é um arranjo experimental rígido que impede qualquer variação na posição da fonte em relação a câmara, sendo construído em lucite para diminuir a contribuição por espalhamento no arranjo experimental durante a calibração.

Este arranjo permite o posicionamento de uma câmara de ionização tipo dedal a uma distância de 10cm da fonte (Figura 3-3).

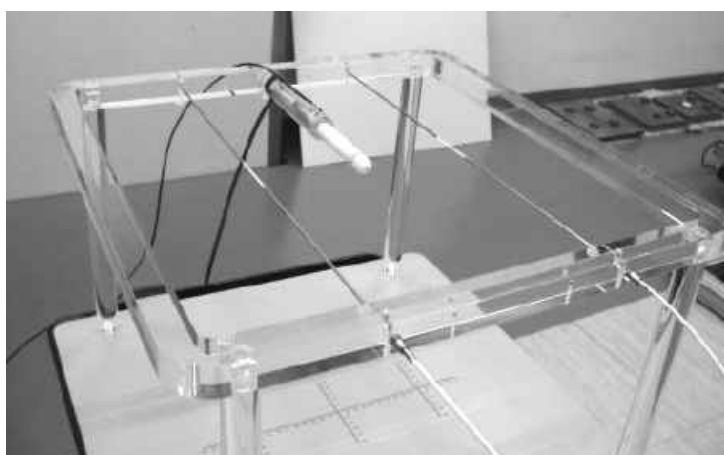


Figura 3-3. Sistema “Jig” da NUCLETRON para a fixação da câmara de ionização para calibração de fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose.

A fonte de ^{192}Ir é deslocada mediante um sistema eletromecânico através de dois cateteres fixados de cada lado da câmara, com o propósito de permitir o cálculo de um valor médio e diminuir a incerteza no posicionamento da câmara de ionização (Maréchal, 1998).

A taxa de kerma no ar de referência, K_R , é determinada a partir de medições feitas no ar, utilizando-se a seguinte equação (IAEA, 1999):

$$K_R = N_K \cdot (M_u / t) \cdot k_{ar} \cdot k_{scatt} \cdot k_n \cdot (d / d_{ref})^2 \quad (3.14)$$

Onde:

N_K é o fator de calibração em termos do kerma no ar da câmara de ionização utilizada nas medições para a energia do ^{192}Ir . Este valor é fornecido pelo laboratório secundário de calibração credenciado (rastreado metrológicamente),

M_u é a carga coletada durante o tempo t de medição, corrigida para as condições de temperatura e pressão das medições, perdas por recombinações e tempo de trânsito da

fonte.

- k_{PT} é o fator de correção por pressão e temperatura expresso por:

$$K_{PT} = \left(\frac{101,3}{P} \right) \cdot \left(\frac{273,15 + T}{293,15} \right) \quad (3.15)$$

Sendo $P_o = 1013,2$ mbar e $T_o = 20^\circ\text{C}$.

- **k_{SAT} é o fator de correção por recombinação de íons** e é avaliado a partir do método das duas tensões. Toda câmara exposta a um feixe de radiação apresenta uma deficiência na carga coletada devido ao fenômeno de recombinação de íons. Esta recombinação é independente da natureza da radiação utilizada, e para uma câmara com uma determinada geometria, dependerá da tensão de coleta aplicada e da taxa de produção de carga. O fator de correção é dado pela expressão:

$$k_{SAT} = \frac{\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 - 1}{\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 - \left(\frac{M_1}{M_2} \right)} \quad (3.16)$$

Onde:

M_1 e M_2 são leituras correspondentes às polarizações V_1 e V_2 com $V_1 > V_2$. É recomendado utilizar $V_1 > 2V_2$.

- **k_{TRA} é o fator de correção por efeito de trânsito da fonte.** Este fator corrige a leitura final devido à irradiação da câmara de ionização durante o deslocamento da fonte desde o container até a posição de interesse. Este fator é fortemente dependente da distância fonte-câmara. Um método simples para determiná-lo consiste em subtrair duas leituras feitas durante intervalos de tempo diferentes para eliminar a carga de trânsito supondo que a exposição no trânsito da fonte é a mesma em ambas leituras.
- **k_{POL} é o fator de correção devido ao efeito da polaridade.** Este fator é introduzido devido ao fato de que, sob um nível constante de radiação, uma inversão na polaridade da tensão de coleta aplicada à câmara pode produzir leituras M_+ e M_- que difiram em um 0,2% (IAEA, 1994).

K_{ar} é o fator de correção devido à atenuação no ar. Este fator faz a correção para a atenuação no ar dos fótons primários entre a fonte e a câmara de ionização. Este fator

depende da distância fonte-câmara e da energia da radiação. Os valores de K_{ar} para o ^{192}Ir são apresentados na Tabela 3-1 (Calatayud, 2000) em função da distância fonte câmara de ionização.

Tabela 3-1. Fator de correção para atenuação de fótons primários para o ^{192}Ir (Calatayud, 2000).

Distância (cm)	10,0	20,0	30,0	40,0	50,0	60,0	70,0	80,0	90,0	100,0
Fator (k_{ar})	1,001	1,002	1,004	1,005	1,006	1,007	1,009	1,010	1,011	1,012

K_{scatt} é o fator de correção por dispersão. Este fator faz a correção devido ao espalhamento da radiação nas paredes, chão, arranjo experimental, etc. Para minimizar esta contribuição nas leituras, a fonte de radiação e a câmara de ionização deverão ser colocadas no centro da sala onde se realizarão as medições e a uma distância de 1,0m do chão. Para a determinação do fator de dispersão existem dois métodos: o método da distância múltipla (IAEA, 1999) e o método do cone de sombra. Em ambos métodos é suposto que todas as medições têm uma taxa de kerma no ar constante devido à radiação espalhada. No método do cone de sombra, um cone de material de número atômico alto é colocado entre a fonte de radiação e a câmara para evitar que a componente da radiação espalhada chegue à câmara de ionização. A razão da carga medida com e sem o cone de sombra pode ser utilizada para calcular o fator de dispersão. A altura do cone deve ser de tamanho adequado para prover suficiente atenuação e o cone não deve ser colocado perto da câmara para evitar a radiação espalhada devido ao cone.

K_n é o fator de correção por não uniformidade. No volume da câmara de ionização, devido à geometria não colimada e à grande divergência de fótons incidentes, existe um considerável gradiente na fluência de fótons. Isso faz com que os elétrons que entram na cavidade de ar da câmara, que são gerados na parede interna da câmara, sofram esta falta de não uniformidade. Para as leituras com a câmara de ionização, é necessário fazer uma correção através de um fator que depende da forma e das dimensões da câmara, depende também da distância fonte-câmara, da geometria da fonte, do material da parede interna da câmara e da energia dos fótons incidentes (Calatayud et al, 2000).

Os fatores de correção mais utilizados foram propostos por Kondo-Randolph (Kondo, 1960) baseado em sua teoria que supõe uma fluência de elétrons isotrópica. Posteriormente Bielajew (Bielajew,1990) considerou uma distribuição angular mais realista, propondo a seguinte equação para o cálculo do fator:

$$A_{pn}(d) = A_{pn}^{KR}(d) + \mathbf{w} \cdot A'_{pn}(d) \quad (3.17)$$

Onde:

$1/A_{pn}^{KR}(d)$ representa o fator de não uniformidade isotrópico de Kondo-Randolph; $1/A'_{pn}(d)$ representa o fator de não uniformidade anisotrópico de Bielajew, e d é a distancia fonte-câmara.

k_n é o fator de correção por não uniformidade e é expresso por:

$$k_n = 1/A_{pn}(d) \quad (3.18)$$

Os valores dos diferentes fatores foram calculados pelo método de Monte Carlo e estão tabelados no TECDOC 1079 (IAEA, 1999).

d é a distância fonte-câmara de medição e é medida entre o centro da fonte e o centro do volume sensível da câmara de ionização. A distância de referência d_{ref} é de 1,0m.

Deve ficar claro que a equação (3.14) calcula a taxa de kerma no ar de referência no dia da medição. Para outro dia, a taxa de kerma no ar de referência precisa ser corrigida para o decaimento da fonte.

3.4.3 Metodologia baseada na adequação do TRS-277 para a determinação experimental da dose absorvida nas vizinhanças de uma fonte de ^{192}Ir proposta por Heiki Tölli (Tölli, 1993a).

O propósito do método experimental de Tölli, na determinação da dose absorvida para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa, é apresentar um procedimento preciso e rastreável aos padrões nacionais, muito semelhantes ao utilizado para feixes de fótons na radioterapia externa descrito no TRS-277 (IAEA, 1987).

- **HIPÓTESE DA METODOLOGIA:**

Uma câmara de ionização calibrada em termos do kerma no ar pode ser utilizada para a determinação da dose absorvida no tecido ou água num ponto de referência localizado na vizinhança de uma fonte de braquiterapia. De acordo com a proposta de Tölli, a dose pode ser determinada seja por meio de um fator N_D (fator de dose absorvida na cavidade do ar de uma câmara de ionização) nas energias dos fótons onde a condição de Bragg-Gray é totalmente satisfeita, seja por meio da utilização da câmara de ionização como um detector de fótons.

- **CONSIDERAÇÕES NA UTILIZAÇÃO DA CÂMARA DE IONIZAÇÃO:**

Tölli (Tölli, 1993a) sugere utilizar uma câmara de ionização, devido ao fato de que na determinação da dose absorvida deve-se seguir um procedimento padronizado, e que este é um detector amplamente conhecido. A utilização da câmara de ionização preenchida com ar apresenta várias vantagens: é independente da taxa de dose, e não apresenta dependência energética da sua resposta para a dose absorvida quando a condição de Bragg-Gray é totalmente satisfeita. A condição de Bragg-Gray implica que a dimensão da cavidade é pequena em comparação com o alcance das partículas carregadas que a atinge, e que a presença da cavidade não perturba o campo de partículas carregadas (Attix, 1986). Contudo, a utilização da câmara de ionização a curtas distâncias de pequenas fontes, apresenta alguns problemas, entre eles se pode mencionar: seu grande tamanho relativo, sua dependência angular e a produção não uniforme de uma alta fluência de elétrons (altos gradientes de dose absorvida), além de seu fraco sinal para fontes de baixa intensidade (Tölli, 1993a).

- **PONTO DE REFERÊNCIA NA DETERMINAÇÃO DA DOSE ABSORVIDA:**

A determinação da dose absorvida com a câmara de ionização para uma única fonte deve ser realizada em um ponto que permita a sua comparação com a dose absorvida calculada teoricamente. Este ponto deve ser tanto de interesse clínico quanto de interesse físico. Assim, Tölli (Tölli, 1993b) propõe que esse ponto esteja a 20mm na linha perpendicular ao eixo da fonte e que as distribuições de dose determinadas com a câmara de ionização ou outros detectores sejam normalizadas a este ponto de referência. Finalmente, deve ser garantido que o equilíbrio eletrônico de partículas carregadas seja estabelecido no ponto de referência dentro de um meio homogêneo.

- **GRADIENTE NA DOSE ABSORVIDA:**

Um alto gradiente da dose absorvida na vizinhança de uma fonte de braquiterapia é causado pela divergência na fluência de elétrons na câmara de ionização. E, de acordo com o descrito por Tölli (Tölli, 1993a), mesmo em pequenos detectores, a fluência varia consideravelmente no volume sensível do detector.

Portanto, quando as medições são realizadas com uma câmara de ionização no ar ou na água, o valor medido é afetado pelo gradiente no volume do detector. Esses valores

obtidos experimentalmente não podem ser convertidos diretamente em grandezas físicas de interesse (kerma no ar ou dose absorvida) num ponto de interesse sem antes serem corrigidos por um fator que leve em conta a não uniformidade da fluência no volume do detector.

- **FATOR DE CORREÇÃO DE NÃO UNIFORMIDADE:**

O fator de não uniformidade $P_n(X)$ é definido como o fator de correção que leva em conta a não uniformidade da fluência de fótons sobre a câmara de ionização produzida pela divergência de fótons incidentes (Töllli, 1997). O fator de não uniformidade dependerá da distância fonte-detector, das propriedades geométricas da câmara de ionização, das propriedades geométricas da fonte de radiação, e da distribuição angular dos fótons.

Experimentalmente, Töllli (Töllli, 1993a) mostra que, ao aumentar a separação fonte-detector, a fluência no volume sensível do detector diminui, e o fator de não uniformidade se aproxima assintoticamente do valor unitário. Também mostra que a dependência geométrica da câmara cilíndrica é bem descrita pela razão entre o diâmetro da câmara e o comprimento da câmara proposto pela teoria de Kondo-Randolph e Bielajew (Töllli, 1997). Mostra-se ainda, que fontes com diferentes geometrias produzem diferentes gradientes, requerendo, assim, diferentes fatores de correção de não uniformidade.

No mesmo contexto da explicação experimental, Töllli mostra que diferentes energias de fótons primários produzem diferentes distribuições angulares de fótons espalhados e, assim, diferentes gradientes de dose. Os fatores de correção de não uniformidade dependerão da energia inicial dos fótons, e o efeito da não uniformidade será muito diferente em um simulador sólido e no ar. Isso conduz à afirmação que o número de fótons espalhados aumenta com a distância fonte-detector e o fator de não uniformidade pode variar com a distância devido ao espalhamento (Töllli, 1993a).

A determinação do fator de não uniformidade baseia-se no conceito do fator de geometria $G(r, \mathbf{q})$ para uma fonte linear (Nath, 1995).

$$G(r, \mathbf{q}) = \frac{2 \cdot \tan^{-1}(L/2r)}{Lr \sin \mathbf{q}} \quad (3.19)$$

Onde:

L é o comprimento ativo da fonte;

r é a distância medida do centro da fonte até o ponto de interesse de medição;

\mathbf{q} é o ângulo que forma o raio que parte do centro da fonte até o ponto de interesse medido em relação ao eixo da fonte de radiação (Fig. 3-1).

A função de geometria leva em conta a distribuição espacial do material radiativo dentro da fonte (Meli, 1995) e leva em conta o gradiente causado pela filtração da própria fonte e seu encapsulamento (Tölli, 1993a).

O conceito proposto por Tölli para o fator de não uniformidade pode ser expresso da seguinte maneira: a leitura da carga registrada por uma câmara de ionização é diretamente proporcional ao fator de geometria no ponto de medição (a função avaliada para a distância r medida do centro da fonte até o centro da câmara de ionização). A carga deverá ser corrigida por fatores ambientais de influência. Algebricamente, tem-se para leituras feitas sobre o eixo transversal da fonte ($\mathbf{q} = 90^\circ$):

$$M_u(r) = \frac{c \cdot 2 \cdot \tan^{-1}(L/2r)}{Lr} \quad (3.20)$$

Onde:

c é a constante de proporcionalidade.

Aplicando a relação (3.20) a dois pontos diferentes se têm:

$$M_u(x_1) = \frac{c \cdot 2 \cdot \tan^{-1}(L/2x_1)}{Lx_1} \quad (3.21a)$$

$$M_u(x_2) = \frac{c \cdot 2 \cdot \tan^{-1}(L/2x_2)}{Lx_2} \quad (3.21b)$$

Nas leituras obtidas com a câmara de ionização, não se pode desprezar o efeito da variação da fluência de elétrons no volume sensível da câmara, portanto, as leituras deverão ser corrigidas pelo fator de não uniformidade (Tölli, 1993a), ou seja:

$$M_u(x_1) \cdot P_n(x_1) = \frac{c \cdot 2 \cdot \tan^{-1}(L/2x_1)}{Lx_1} \quad (3.21c)$$

$$M_u(x_2) \cdot P_n(x_2) = \frac{c \cdot 2 \cdot \tan^{-1}(L/2x_2)}{Lx_2} \quad (3.21d)$$

Fazendo uma razão entre as equações (3.22c e 3.22d), obtém-se, finalmente a equação para a determinação do fator de não uniformidade.

$$P_n(x_1) = \frac{P_n(x_2) \cdot M_u(x_2) \cdot x_2 \cdot \tan^{-1}(L/2x_1)}{M_u(x_1) \cdot x_1 \cdot \tan^{-1}(L/2x_2)} \quad (3.22)$$

Se $x_2 \gg x_1$, o efeito da não uniformidade é desprezível em x_2 , então $P_n(x_2) = 1$.

Então, na determinação do fator de não uniformidade para uma câmara cilíndrica utilizada na dosimetria de uma fonte de Braquiterapia sobre seu eixo transversal, Tölli (Tölli, 1993a) propõe a seguinte expressão:

$$P_n(x_1) = \frac{x_2 M_u(x_2) \tan^{-1}(L/2x_1)}{x_1 M_u(x_1) \tan^{-1}(L/2x_2)} \quad (3.23)$$

Onde:

L é o comprimento ativo da fonte;

x_1 e x_2 são duas distâncias diferentes entre a fonte de radiação e a câmara de ionização como já foi mencionado.

Os valores de $P_n(x_i)$ são normalizados para a leitura e distância na posição x_2 , que se considera afastada da fonte.

• DETERMINAÇÃO DA DOSE ABSORVIDA:

A AIEA (Agência Internacional de Energia Atômica), (IAEA, 1987) tem proposto uma série de passos a seguir na determinação da dose absorvida com uma câmara de ionização para um feixe de fótons na radioterapia. Esse procedimento não pode ser aplicado diretamente na dosimetria de braquiterapia devido aos altos gradientes na dose absorvida a curtas distâncias da fonte de radiação. Não obstante, Tölli (Tölli, 1993a) propõe a inclusão de um fator que leve em conta a divergência de fótons no protocolo antes mencionado, fazendo com que o formalismo do TRS-277 (IAEA, 1987), baseado no princípio de Bragg-Gray, também seja aplicável nas vizinhanças de uma fonte de radiação em braquiterapia.

O procedimento de medição proposto para fontes de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{226}Ra e ^{192}Ir é:

$$\dot{D}_w(P_{centro}) = N_D M_u \bar{S}_{w,a} P_u P_d P_n \quad (3.24)$$

Onde:

N_D é o fator de calibração em termos de dose absorvida na cavidade de ar para a câmara de ionização;

P_n é o fator de não uniformidade descrito nesta seção;

M_u é a leitura corrigida para as condições ambientais durante o experimento;

$\bar{S}_{w,a}$ é a razão entre os poderes de freamento da água e do ar;

P_u é o fator de perturbação; para levar em conta a não equivalência dos materiais da parede e da cavidade da câmara com relação à água (IAEA, 1987);

P_d é o fator de correção de deslocamento, que leva em conta a diferença entre a dose absorvida no ponto efetivo (meio não perturbado) e no centro da câmara. Este efeito de deslocamento é causado pela substituição de uma fração do simulador onde se quer medir a dose absorvida por uma cavidade de menor densidade; e pela menor atenuação dos fótons na cavidade de ar em comparação ao volume de material do simulador. A fluência média de elétrons na cavidade é maior que no centro do volume do simulador substituído (Andreo, 1992).

Os valores de $\bar{S}_{w,a}$; P_u e P_d são tabelados no TRS-277 (IAEA, 1987). Cabe mencionar que a equação (3.24) não deve ser utilizada para baixas energias. Por exemplo, para o ^{125}I , cuja energia média é de 30keV.

- **METODOLOGIA BASEADA NO PRINCÍPIO DA GRANDE CAVIDADE (Tölli, 1998b):**

Devido à inexistência de um método padronizado para a determinação da dose absorvida utilizando uma câmara de ionização nas vizinhanças de fontes de braquiterapia, Tölli (Tölli, 1993a) propôs adaptar o código TRS-277 (IAEA, 1987) para esse fim. Esse protocolo foi modificado, incluindo-se um fator multiplicativo para correção da não uniformidade, que deve ser determinado experimentalmente para cada fonte de interesse (Tölli, 1993a).

O TRS-277 (IAEA, 1987) propõe que o princípio de Bragg-Gray seja utilizado para fótons com energias maiores que 0,662MeV, que corresponde à energia da radiação gama do ^{137}Cs , e o princípio da grande cavidade (LC) é recomendado para raios X de energias médias (quilovoltagem entre 100 e 300kV). A energia média de uma fonte de

^{192}Ir sem filtração é de 370keV (Tölli, 1998a). Esse valor novamente localiza-se em um intervalo não definido pelo código TRS-277.

Para solucionar este problema, Tölli (Tölli, 1998a) introduziu um fator de correção P_{LC} no princípio da grande cavidade que, leva em conta a atenuação e o espalhamento no material do simulador que é substituído pela câmara de ionização. Este fator não deve ser confundido com o fator de deslocamento no sentido de Bragg-Gray. Baseado no princípio da grande cavidade, Tölli (Tölli, 1998a) propõe a seguinte equação para a determinação da dose absorvida na água:

$$\dot{D}_w(P_{centro}) = N_k K_u (M_u / t)(1 - g)(\overline{m}_r / \mathbf{r})_{w,a} P_{LC} P_n \quad (3.25)$$

Onde:

N_k é o fator de calibração da câmara de ionização em termos do kerma no ar para a energia do ^{192}Ir ;

M_u é a carga medida corrigida para grandezas de influência, t é o tempo de medição;

g é a fração de energia perdida por radiação de freiamento (bremsstrahlung);

$(\overline{m}_r / \mathbf{r})_{w,a}$ é a razão entre os coeficientes de massa de transferência de energia para água e o ar, ponderado pela fluência de energia de fótons em P_{centro} ;

P_{LC} é o fator que leva em conta a substituição da água pela câmara de ionização;

K_u é o fator que leva em conta a mudança na resposta da câmara devido à diferença na distribuição espectral na calibração no ar e na sua utilização na água.

- **PRINCÍPIO DE BRAGG-GRAY MODIFICADO (Tölli, 1998a; Tölli, 1998b):**

Com base no fato de que o valor da energia média dos fótons emitidos pelo ^{192}Ir situa-se num intervalo não definido no TRS-277 (IAEA, 1987), o princípio de Bragg-Gray que sustenta a metodologia do TRS-277 para fótons de alta energia deve ser modificado, além da introdução do fator de não uniformidade, de modo a incluir os efeitos da parede da câmara, o eletrodo central da câmara e a substituição do material do simulador pelo material da câmara.

Fator de correção do efeito da parede da câmara: utilizando o princípio da cavidade de Bragg-Gray na determinação da dose absorvida na água, os elétrons que entram na cavidade de ar são gerados tanto na parede da câmara quanto na água que a circunda

(Tolli, 1998). Portanto, quando o material da parede não é equivalente à água deve-se corrigir esse fato através do fator P_{parede} .

Fator de correção do efeito do eletrodo central da câmara: quando o material do eletrodo central da câmara de ionização não é equivalente à água, ele tem uma contribuição na fluência de elétrons dentro da cavidade (Tolli, 1998), assim, faz-se necessário uma correção através do fator P_{cel} .

Para levar em conta as correções mencionadas na teoria da cavidade de Bragg-Gray, Tölli (Tölli, 1998b) propõe a seguinte equação:

$$\dot{D}_w(P_{centro}) = N_D (M_u / t) \bar{S}_{w,a} P_{cel} P_{parede} P_d P_n \quad (3.26)$$

Onde:

N_D é o fator de calibração em termos de dose absorvida na cavidade de ar para a câmara de ionização;

M_u é a carga medida corrigida para grandezas de influência;

t é o tempo de medição;

P_d é o fator de correção por deslocamento do ponto de medição;

P_n é o fator de correção de não uniformidade;

P_{cel} é o fator de correção por efeito do eletrodo central da câmara;

P_{parede} é o fator de correção por efeito da parede da câmara;

$\bar{S}_{w,a}$ é a razão entre os poderes de freamento da água e do ar.

3.4.4 Metodologia para a determinação da dose absorvida da Associação Americana de Físicos em Medicina (AAPM), (Tölli, 1998b; Nath, 1995):

Na rotina hospitalar se faz necessário um algoritmo que permita o cálculo da dose absorvida nas vizinhanças de uma fonte de braquiterapia. Antigamente utilizava-se a seguinte equação unidimensional no protocolo de cálculo da dose absorvida:

$$\dot{D}(r) = A_{ap} \cdot f_{med} \cdot (\Gamma_d)_x \cdot (1/r^2) \cdot T(r) \cdot \mathbf{f}_{an} \quad (3.27)$$

Onde:

A_{ap} é a atividade aparente da fonte expressa em Ci;

f_{med} é o fator de conversão exposição-dose;

$(G_d)_x$ é a constante da taxa de exposição para o radionuclídeo da fonte;

$T(r)$ é o fator de atenuação do tecido;

f_{an} é a constante de anisotropia e r é a distância fonte-câmara.

Uma das desvantagens desta antiga equação é que os valores usados no cálculo são baseados em medições feitas no ar. Mas, em sua aplicação clínica, precisa-se determinar a dose em um meio espalhador como o corpo do paciente. Além disto, as atuais fontes de braquiterapia apresentam uma considerável anisotropia, o que dificulta a determinação bidimensional exata da distribuição de dose em termos da fluência de fótons no ar.

A AAPM (Nath, 1995) resolveu esse problema através da utilização de medições feitas num meio equivalente à água. Este protocolo permite, também, o cálculo de dose bidimensional ao redor de uma fonte cilíndrica, embora o procedimento antigo só permitisse cálculos unidimensionais para uma fonte pontual.

O algoritmo proposto pela AAPM (Nath, 1995) para o cálculo da dose absorvida em termos do kerma no ar, adota um sistema de coordenadas polares e baseia-se na filosofia de desacoplar as múltiplas contribuições à dose ao redor de uma fonte de braquiterapia:

- A contribuição devido à assimetria na distribuição de dose que resulta do desenho da própria fonte e é expresso através da função de anisotropia $F(r, \mathbf{q})$.
- A contribuição devido à dispersão e à atenuação no material do simulador (fantoma), expresso através da função radial de dose $g(r)$.
- A contribuição devido à distribuição do material radiativo dentro da mesma fonte, expresso através da função de geometria $G(r, \mathbf{q})$.

Tudo o que foi considerado, de maneira geral, se resume à seguinte equação:

$$\dot{D}(r, \mathbf{q}) = S_k \cdot \Lambda \cdot \frac{G(r, \mathbf{q})}{G(r_o, \mathbf{q}_o)} \cdot g(r) \cdot F(r, \mathbf{q}) \quad (3.28)$$

Onde:

r é a distância radial (cm) de um ponto de interesse até o centro da fonte;

\mathbf{q} é o ângulo polar (radiano) formado pelo eixo longitudinal da fonte e o raio que parte do centro da fonte até o ponto de interesse;

S_k é a intensidade da fonte em termos do kerma no ar;

L é a constante de taxa de dose;

$G(r, \mathbf{q})$ é a função de geometria;

$G(r_0, \mathbf{q})$ é a função de geometria na posição polar (1cm, $\pi/2$);

$g(r)$ é função radial da dose;

$F(r, \mathbf{q})$ é a função de anisotropia.

A grandeza L , chamada constante de taxa de dose, é a taxa de dose por unidade de intensidade de kerma no ar medida a 1,0cm de distância a partir do centro da fonte sobre o eixo perpendicular ao eixo da fonte de radiação. Essa medida é feita na água ou em simulador de material equivalente à água. As unidades da constante de taxa de dose são: $\text{Gym}^2\text{s}^{-1}$, mas a AAPM (Nath, 1995) aconselha utilizar por facilidade de cálculo $\text{cGyh}^{-1}\text{U}^{-1}$. Onde U é uma unidade de intensidade de kerma no ar, definido na equação (3.9).

A função de geometria para uma fonte cilíndrica medida sobre o eixo transversal da fonte é expressa pela seguinte equação:

$$G(r, \mathbf{q}) = \frac{2 \tan^{-1}(L/2r \sin \mathbf{q})}{Lr \sin \mathbf{q}} \quad (3.29)$$

Onde:

L é comprimento ativo da fonte;

\mathbf{q} é o ângulo polar (radiano) formado pelo eixo longitudinal da fonte e o raio que parte do centro da fonte até o ponto de interesse.

A função radial da dose $g(r)$ é expressa pela seguinte equação:

$$g(r) = \frac{\dot{D}(r, \mathbf{p}/2) \cdot G(1, \mathbf{p}/2)}{\dot{D}(1, \mathbf{p}/2) \cdot G(r, \mathbf{p}/2)} \quad (3.30)$$

Onde:

$\dot{D}(r, \mathbf{p}/2)$ é a taxa de dose na posição polar (r, $\pi/2$):

$\dot{D}(1, \mathbf{p}/2)$ é a taxa de dose na posição polar (1, $\pi/2$) considerada como posição de referencia;

$G(r, \mathbf{p}/2)$ é a função de geometria avaliada na posição polar (r, $\pi/2$);

$G(1, \mathbf{p}/2)$ é a função de geometria avaliada na posição polar de referência $(1, \pi/2)$.

A função de anisotropia $F(r, \mathbf{q})$ é expressa pela seguinte equação:

$$F(r, \mathbf{q}) = \frac{\dot{D}(r, \mathbf{q}) \cdot G(r, \mathbf{p}/2)}{\dot{D}(r, \mathbf{p}/2) \cdot G(r, \mathbf{q})} \quad (3.31)$$

Na situação particular da dosimetria feita sobre o eixo transverso da fonte, o valor da função de anisotropia $F(r, \mathbf{q})$ é igual à unidade.

Uma das vantagens do desacoplamento das grandezas na determinação da dose absorvida pelo protocolo da AAPM é que, ao obter melhores valores para a função de anisotropia $F(r, \mathbf{q})$ ou para a função de dose radial $g(r)$, baseados tanto em medições como em cálculos mais exatos, esses valores podem ser facilmente adotados numa revisão posterior desse protocolo (Nath, 1995).

- **Adaptação do Protocolo da AAPM na determinação da dose absorvida sobre o eixo transverso de uma fonte, para distâncias maiores que duas vezes seu comprimento ativo (Meli, 1995):**

Quando se deseja determinar a dose absorvida em pontos situados sobre o eixo transverso da fonte a distâncias maiores que $2L$, sendo L o comprimento ativo da fonte, a equação (3.28) pode ser simplificada para fornecer um valor aproximado da taxa de dose. A equação simplificada é:

$$\dot{D}_{point}(r) = \Lambda \cdot S_k \cdot \frac{g(r)}{r^2} \cdot \mathbf{f}_{an}(r) \quad (3.32)$$

Onde o fator de anisotropia $\mathbf{f}_{an}(r)$ é definido pela razão entre o fluxo da taxa de dose através de uma esfera centrada na posição e a taxa de dose na mesma posição r sobre o eixo transverso da fonte. Esse fator de anisotropia é:

$$\mathbf{f}_{an}(r) = \frac{\int_{4\pi} \dot{D}(r, \mathbf{q}) d\Omega}{4\pi \cdot \dot{D}(r, \mathbf{p}/2)} \quad (3.33)$$

- **Cálculo da dose absorvida para uma fonte cilíndrica como comprovação da dose absorvida calculada por um sistema de planejamento baseado no Protocolo Americano (Meigoone, 1995):**

A implementação do algoritmo baseado no Protocolo Americano nos sistemas de planejamento foi uma tarefa que teve início depois da publicação do trabalho de Nath (Nath, 1995). Alguns sistemas de planejamento comerciais fizeram modificações ao

algoritmo tradicional para incluir os requerimentos da AAPM.

No caso da NUCLETRÓN[®], em seu sistema de planejamento PLATO[®], foram incluídas as modificações necessárias. Eles fazem menção à adaptação do Protocolo Americano à equação (3.27), mas não mostram, claramente, em quais equações fundamentam seu sistema de planejamento.

Na opinião de Meigoone, seu algoritmo (Meigoone, 1995) fornece resultados idênticos aos produzidos pelo novo formalismo da AAPM. Este algoritmo para a determinação da taxa de dose sobre o eixo transversal da fonte a uma distância r é:

$$\dot{D}(r) = \frac{A_{ap} \cdot (\Gamma_d)_x \cdot f_{med} \cdot \Lambda \cdot \mathcal{F}_{an} \cdot T(r)}{r^2} \quad (3.34)$$

Onde os fatores são semelhantes aos da equação (3.27), sendo $T(r)$ o fator de atenuação do tecido expresso pela seguinte equação:

$$T(r) = e^{-\mu r} \quad (3.35)$$

Onde o coeficiente de atenuação do tecido μ é obtido da função radial de dose $g(r)$ recomendada pela AAPM, isto é:

$$\mu = \frac{-\ln[g(r)]}{r} \quad (3.36)$$

Onde, $g(r) = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3 + a_4 r^4 + a_5 r^5$. E os coeficientes da função $g(r)$, são particulares para cada radionuclídeo.

3.4.5 Escolha de material para a construção de um simulador para dosimetria de fontes de ¹⁹²Ir de alta taxa de dose (Meli J., et al, 1988):

A exatidão no posicionamento da câmara de ionização e dos dosímetros termoluminescentes na dosimetria de uma fonte de ¹⁹²Ir é crítica devido aos altos gradientes na taxa de dose na vizinhança da citada fonte. Trabalhos de pesquisa na dosimetria de fontes de ¹⁹²Ir (Tölli, 1998a; Meigooni, 1995) mostram que os simuladores sólidos são mais fáceis de trabalhar do que a água líquida na dosimetria de fontes de braquiterapia, para atingir uma boa exatidão no posicionamento dos detectores. Portanto, na construção do arranjo experimental (simulador) é conveniente que o material tenha propriedades muito semelhantes à da água, que é utilizada para simular o tecido humano ($\rho_{\text{tecido}} = 1,04 \text{ g/cm}^3$).

Meli (Meli A. et al, 1988) fez um estudo das características dosimétricas do Poliestireno, Polimetilmetacrilato (PMMA), também chamado acrílico, e a água sólida em comparação com a água líquida para determinar a viabilidade de utilizar esses materiais na construção de um simulador sólido para a dosimetria de fontes de ^{192}Ir . As densidades dos materiais estudados são: $0,9982 \text{ g/cm}^3$ para a água líquida; $1,035 \text{ g/cm}^3$ para a água sólida; $1,06 \text{ g/cm}^3$ para o poliestireno e $1,19 \text{ g/cm}^3$ para o acrílico.

O trabalho consistiu na medição da carga de ionização como função da profundidade em cada material citado, comparando-se os resultados com os obtidos com medições feitas em água líquida. Os resultados experimentais nos diferentes materiais apresentam uma variância menor que 3% .

Além da parte experimental, o trabalho de Meli (Meli et al, 1988) apresenta os resultados obtidos por simulação com Monte Carlo para o espectro de energia de fótons emitidos por uma fonte de ^{192}Ir encapsulada Microselectron HDR na água, poliestireno e acrílico. A Figura 3-4 apresenta os resultados da simulação.

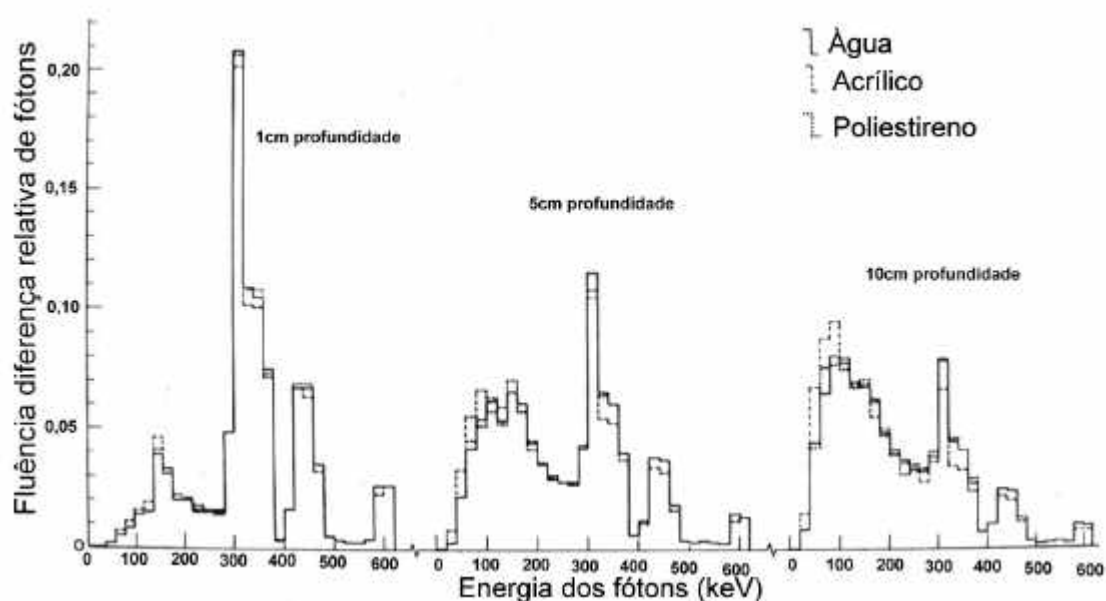


Figura 3-4. Espectro de energia dos fótons do ^{192}Ir na água, no acrílico e no poliestireno (Meli, 1988).

Com os dados do espectro de energia também foram calculados os coeficientes de massa de absorção de energia e as energias médias nas posições 1,00; 5,00 e 10,00cm de separação fonte-câmara, obtendo os dados da Tabela 3-2.

Tabela 3-2. Energia média e coeficiente de massa de absorção de energia para a água líquida, água sólida, poliestireno e acrílico, calculados da distribuição espectral mostrada na figura 3-4 nas distâncias fonte câmara de 1,0 ; 5,0 e 10,0cm, para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose. (Meli, 1988).

Material	$E_{\text{média}}$ (keV)			$\mu_{\text{ab}} / (\text{cm}^2/\text{g})$		
	1,0cm	5,0cm	10,0cm	1,0cm	5,0cm	10,0cm
Água líquida	337	258	221	0,032	0,031	0,031
Água sólida	337	258	222	0,031	0,031	0,030
Poliestireno	335	251	216	0,030	0,030	0,030
Acrílico	330	242	202	0,031	0,031	0,030

Uma exigência proposta por Meli (Meli, 1988) para a construção de simuladores com acrílico como material que substitui a água é a chamada condição de espalhamento total, que é uma consequência do fato da densidade do acrílico ($1,19 \text{ g/cm}^3$) ser maior que da água líquida. Fato que contribui para um incremento da atenuação da radiação primária à mesma distância que a água líquida, o qual é compensado através de um incremento no espalhamento do material.

Sua comprovação experimental é representada na Figura 3-5:

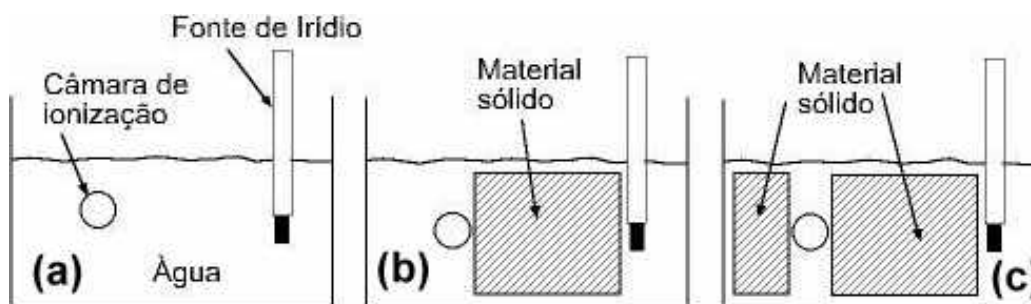


Figura 3-5. Desenho esquemático para a equivalência de três materiais sólidos na água líquida, com a fonte e a câmara de ionização numa separação fixa. A carga de ionização foi coletada para (a) um meio somente de água; (b) substituindo a água entre a fonte e a câmara por cada um dos materiais do fantoma; (c) o mesmo material do simulador substituindo a água além da câmara de ionização. (Meli, 1988).

Com base no experimento mostrado na figura 3-5, são apresentados na tabela 3-3 os resultados das razões [carga de ionização (b) / carga de ionização (a)], [carga de ionização (c) / carga de ionização(a)].

Tabela 3-3. Resultados das razões [carga (b) / carga (a)] e [carga (c) / carga (a)] mostrando o efeito da carga de ionização ao substituir a água por vários materiais sólidos utilizados na construção de fantasmas. Este experimento sustenta o princípio de espalhamento total. (Meli, 1988).

Material	Distância (cm)	Razão (b)/(a)	Razão (c)/(a)
Acrílico	6,1	0,961	0,992
Acrílico	3,0	0,988	1,016
Água sólida	6,1	0,992	0,992
Poliestireno	6,1	0,992	1,016

Na primeira razão apresentada na terceira coluna, observa-se que existe uma diminuição da carga coletada para o acrílico de aproximadamente 4% a uma distância de 6,1 cm em comparação com os outros materiais (poliestireno e água sólida) que foi menos de 1%. Na segunda razão apresentada na quarta coluna, observa-se um incremento no retro-espalhamento quando o material do simulador substitui a água além da posição da câmara de ionização, produzindo valores de até 1,6% para o acrílico.

Finalmente, Meli (Meli, 1988) concluiu que, nas condições de espalhamento total, tanto o acrílico quanto o poliestireno e a água sólida são equivalentes à água líquida, portanto podem ser utilizados como materiais de simuladores sólidos para a dosimetria de fontes de ^{192}Ir , demonstrando que, devido ao fato do acrílico ter uma densidade maior do que a água, o acrílico produz maior atenuação da radiação primária. Entretanto, isso é compensado por um incremento na radiação espalhada quando em condição de espalhamento total.

Dos resultados experimentais mostrados por Meli (Meli, 1988), se pode concluir que o acrílico é adequado na construção de simuladores para dosimetria de fontes de ^{192}Ir , sempre que a câmara de ionização estiver recoberta com uma camada de acrílico de 10cm de espessura mínima, para garantir a condição de espalhamento total.

DOSIMETRIA TERMOLUMINESCENTE

4.1 A Termoluminescência

A *termoluminescência* é um fenômeno luminescente termicamente estimulado. (Mauricio, 2001). Este fenômeno se compõe de dois estágios: O material é exposto a uma fonte externa de radiação que faz com que este atinja um estado metaestável (armazenando energia), e no segundo estágio, o material é aquecido, fazendo com que este retorne ao equilíbrio, podendo-se observar a liberação de energia na forma de calor e luz. Cada material tem uma curva característica de emissão, que é função da temperatura de aquecimento no segundo estágio (Figura 4-1).

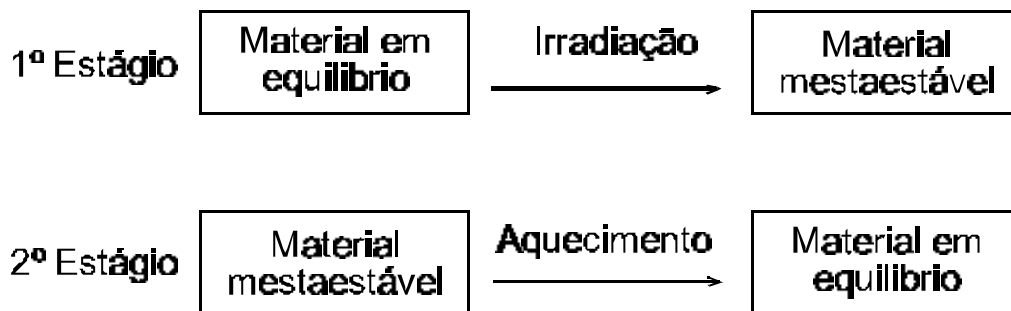


Figura 4-1. Representação esquemática dos dois estágios de qualquer processo termicamente estimulado, como a termoluminescência (Mauricio, 2001).

Para que o fenômeno da termoluminescência possa ocorrer, é preciso que sejam cumpridas três premissas:

- O material tem que ser um isolante ou semicondutor. Os metais não têm propriedades termoluminescentes.
- O material deve ter a propriedade de armazenar energia durante sua exposição à radiação ionizante.
- A emissão luminescente (emissão de luz) deve ser estimulada com o aquecimento do material.

Os materiais termoluminescentes, após serem aquecidos e emitirem luz (característica de cada material), não apresentarão uma resposta termoluminescente até que sejam irradiados e aquecidos novamente.

4.1.1 Modelo simplificado da termoluminescência (Horowitz, 1992):

Por definição, a radiação ionizante absorvida na matéria produz ionização. Muita dessa energia absorvida é transformada em calor e uma pequena fração é empregada para quebrar ligações químicas (Cameron, et al 1968).

Em alguns materiais (cristais), uma quantidade muito pequena de energia é armazenada em estados metaestáveis de energia, para posteriormente ser liberada em forma de luz quando o material é aquecido. Esse fenômeno é chamado termoluminescência.

Quando a radiação ionizante interage com o material termoluminescente, ela transfere suficiente energia aos elétrons da banda de valência, que são transferidos à banda de condução, produzindo um buraco na banda de valência. O elétron e o buraco se deslocam através do cristal até se recombinarem ou ficarem presos em estados metaestáveis na banda proibida do cristal, onde esses estados metaestáveis estão associados às impurezas ou defeitos do cristal (Figura 4-2).

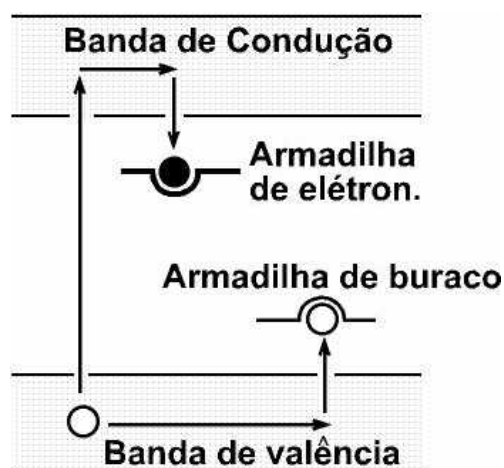
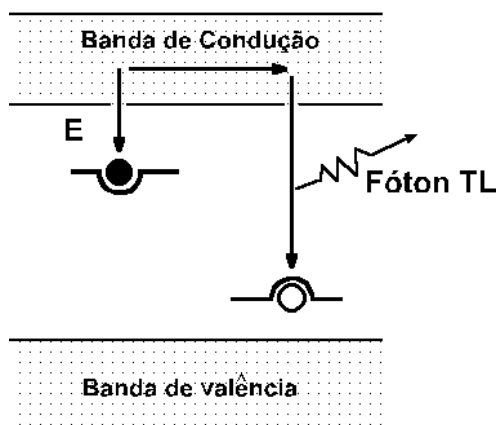


Figura 4-2. Diagrama esquemático de níveis de energia de um cristal exposto à radiação ionizante. (Cameron, 1968).

O processo físico que domina na emissão termoluminescente de uma amostra está associado, na maioria dos casos, ao tráfego de portadores de carga, usualmente elétrons ou buracos, dentro das imperfeições do cristal que são representadas por impurezas ou vacâncias.

Existem duas formas nas quais um fóton de luz devido à termoluminescência pode ser emitido:

- Quando o cristal é aquecido, suficiente energia é entregue ao elétron para que este possa atingir a banda de condução. O elétron, pode-se deslocar até se recombinar com um buraco preso numa armadilha e dessa forma emitir um fóton (Figura 4-3).



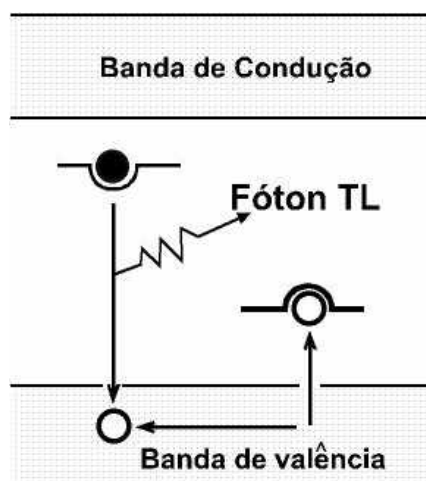
-3.

s de energia de um cristal

termoluminescente (TL) onde o elétron preso numa armadilha é menos estável, e o buraco é o centro emissor. (Cameron, 1968).

- o buraco preso numa armadilha é menos estável que o elétron preso numa armadilha, o buraco recebe suficiente energia para se deslocar até se

termoluminescente é emitido (Figura 4-



gura 4- Diagrama esquemático de níveis durante o aquecimento mostrando a liberação de um fóton termoluminescente (TL) onde o buraco preso numa armadilha é menos

O intervalo de energia E mostrado na figura 4-3, está relacionado com a temperatura requerida para liberar um elétron, e assim produzir a termoluminescência. Ao se incrementar a temperatura, a taxa de recombinação aumenta, uma vez que mais portadores de carga armadilhados são liberados, isso acontece até atingir um máximo para logo descer uma vez que as armadilhas são esvaziadas.

Matematicamente, a probabilidade por unidade de tempo (p) para que uma armadilha libere um portador de carga aumenta com a temperatura. Esta probabilidade (p) pode ser representada pela lei de Arrhenius:

$$p = S \cdot e^{-E/kT} \quad (4.1)$$

Onde:

E é a energia de ativação;

S (s^{-1}) é chamado o fator de frequência ou fator exponencial;

k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta.

Se durante o processo da emissão termoluminescente várias armadilhas localizadas em diferentes profundidades estão envolvidas, o registro da luz emitida como função do tempo ou da temperatura terá a forma de uma curva com vários picos. Essa curva é denominada curva de emissão termoluminescente (em inglês: glow curve). A Figura 4-5, mostra um exemplo de uma curva de emissão termoluminescente.

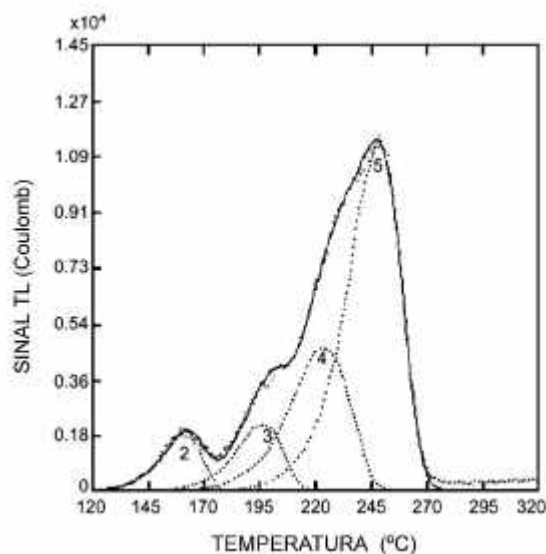


Figura 4-5. Exemplo de curva de emissão termoluminescente, apresentando de forma destacada quatro picos. No caso, a curva de emissão termoluminescente é do LiF:Mg,Ti. (ROSA, 2002).

Cada material termoluminescente possui uma curva de emissão bem característica, e em alguns casos a área sob a curva é proporcional à dose de radiação administrada ao material.

4.2 Dosimetria termoluminescente na física médica:

A radiação ionizante é utilizada tanto no diagnóstico clínico quanto na terapia de doenças ligadas ao crescimento descontrolado de células humanas (neoplasias). Seja na forma de raios X ou gama, como nas aplicações de partículas carregadas e não carregadas.

Sua utilização abrange um amplo intervalo de doses, requerendo um cuidadoso programa de proteção radiológica que vise proteger os operadores profissionalmente expostos, assim como um programa de garantia da qualidade que vise a otimização dos procedimentos clínicos.

Pesquisas nos Estados Unidos (Kron, 1999) demonstram que a dosimetria termoluminescente é amplamente utilizada no controle da garantia da qualidade tanto na radioterapia quanto no radiodiagnóstico; reportando que 90% das instituições acadêmicas e 50% dos hospitais usuários das radiações ionizantes fazem uso dos dosímetros termoluminescentes na dosimetria “in vivo” de pacientes (diretamente em pacientes).

Além disso, a dosimetria termoluminescente demonstrou sua versatilidade nas intercomparações dosimétricas entre diferentes centros de radioterapia e na verificação de doses nos procedimentos de diagnóstico, sendo recomendada em manuais nacionais e internacionais de boa prática em radioterapia e radiodiagnóstico (Rosa, 2002).

4.2.1 Vantagens e desvantagens da dosimetria termoluminescente nas aplicações médicas:

Os dosímetros termoluminescentes têm qualidades únicas que os fazem úteis na dosimetria clínica. Podemos citar:

Dimensões físicas reduzidas:

Seu reduzido volume ativo é uma vantagem para seu emprego na determinação da dose

de pequenos campos na radioterapia, como também na radiocirurgia¹ e na braquiterapia intracavitária. Por exemplo, na determinação da dose no reto durante o tratamento de câncer do colo de útero para minimizar os efeitos colaterais (Pereira, 2004).

Equivalência ao tecido:

A equivalência desses materiais termoluminescentes ao tecido humano é refletida na semelhança das propriedades de ambos materiais ao interagir com a radiação ionizante.

Esta propriedade de equivalência é importante para fótons de baixas energias (de 30 até 150keV) devido ao processo de interação fotoelétrica que é altamente dependente do número atômico efetivo do material. Não obstante se tenha uma equivalência ao tecido humano, existirá uma perturbação do campo de radiação devido à diferença de densidade eletrônica dos materiais termoluminescentes, em comparação com a água utilizada como material de referência.

Não necessitam cabos de alta voltagem:

Os dosímetros termoluminescentes são detectores passivos da radiação (não necessitam ser ligados a uma fonte de energia para seu funcionamento) o que torna possível seu amplo emprego nas medições em simuladores antropomórficos, na dosimetria “in vivo” e na dosimetria por intercomparação postal.

Integradores de dose:

Os dosímetros termoluminescentes expostos à radiação são capazes de integrar a dose durante um longo período de tempo (meses ou anos), tornando-se útil no controle da dose ministrada aos pacientes durante a terapia com radiação, assim como na monitoração individual dos trabalhadores profissionalmente expostos.

Existem outras vantagens dos dosímetros termoluminescentes, assim como algumas desvantagens, que são apresentadas de forma sucinta na Tabela 4-1:

¹ A radiocirurgia é definida como todo procedimento de irradiação localizada, usando fontes externas ao crânio, destinadas à destruição de pequenos volumes de tecido cerebral, normal ou patológico, de situação profunda, localizado por procedimentos estereotáxicos e realizado com finalidade terapêutica. (Scaff, 1997).

Tabela 4-1. Vantagens e desvantagens da dosimetria termoluminescente nas aplicações médicas (Rosa, 2002).

VANTAGENS	DESVANTAGENS
Dimensões diminutas (quase pontual)	Dimensões diminutas dificultam o manuseio
Equivalência ao tecido (alguns materiais)	Não permite dosimetria absoluta
Detectores integradores de dose	Leitura não imediata
Não necessitam cabos durante a medida	Questionamento quanto à exatidão
Elevada sensibilidade (amplo intervalo dosimétrico)	Instrumentação para a leitura cara
Variedade de formas, tamanhos e materiais	Ausência de registro permanente de dose no detector
Quase independente das condições ambientais (temperatura e umidade).	Desvanecimento do sinal.
Detectores reutilizáveis e baratos.	

4.2.2 Materiais termoluminescentes

Um material utilizado para dosimetria termoluminescente deve combinar várias propriedades, situação que limita bastante o número de dosímetros termoluminescentes.

As propriedades desejáveis de um dosímetro termoluminescente são:

- Ter uma alta concentração de armadilhas de elétrons (ou buracos).
- Ter uma alta eficiência na emissão da luz associada com os processos de recombinação.
- Ter suficiente estabilidade para armazenar elétrons (ou buracos) em condições climáticas normais.
- Ter um espectro de luz emitido para o qual o sistema de detecção (fotomultiplicador e combinação de filtros) responda bastante bem, com pouca interferência com a emissão incandescente do fósforo aquecido e seu meio ambiente.
- Ter uma resposta linear para um intervalo bastante amplo de dose.
- Ter a menor dependência energética possível.
- Ter uma boa reprodutibilidade para doses pequenas e elevadas.
- Ter uma curva de emissão simples com um pico bem resolvido.

- Sofrer pouca influência da luz.
- Não ser tóxico.

Na prática é bastante difícil ter um só material detector que reúna todas as propriedades mencionadas; o que se faz é procurar um material que possua algumas propriedades importantes para uma aplicação em particular.

4.2.3 Propriedades dosimétricas dos materiais termoluminescentes.

4.2.3.1 Linearidade (Busuoli, 1981):

Para as aplicações em dosimetria das radiações ionizantes, é desejável que o dosímetro termoluminescente apresente uma relação linear entre o sinal termoluminescente e a grandeza dosimétrica que se queira avaliar.

A forma da função é determinada pela produção da termoluminescência Y_{TL} , que é definida como a razão da energia emitida como luz E_{TL} , a massa do detector m e a dose absorvida D :

$$Y_{TL} = E_{TL}/mD \quad (4.2)$$

Na região onde Y_{TL} é constante, a função pode ser escrita como:

$$Q_{TL} = a_T \cdot y_{tl} \cdot d \quad (4.3)$$

Q_{TL} é o sinal termoluminescente do fósforo, a_T é a constante de proporcionalidade. Na Figura 4-6 é mostrada uma curva típica para o enésimo pico de uma curva termoluminescente. No eixo Y é localizado o sinal termoluminescente (normalmente integral da curva de emissão) e no eixo X é localizada a dose.

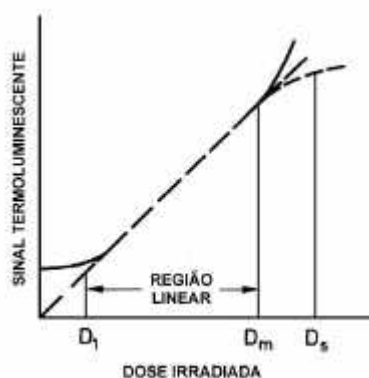


Figura 4-6. Região linear da curva do sinal termoluminescente em função da dose. (Busuoli, 1981).

Normalmente os materiais termoluminescentes apresentam uma resposta linear em uma determinada faixa de dose; para doses maiores que D_m (Figura 4-6), o material apresenta uma região de supralinearidade, seguido da sublinearidade e da saturação (Mauricio, 2001). Para o LiF:Mg,Ti, o intervalo de linearidade é de 10^{-2} a 10^2 cGy para radiação gama do Co-60.

O índice de supralinearidade ou sublinearidade $f(D_1)$ para uma dose D_1 é o quociente entre as respostas termoluminescentes $R(D_i)$ normalizadas para a dose D_0 (uma dose baixa no intervalo linear, considerada como dose de referência), ou seja:

$$f(D_1) = R(D_1)/R(D_0) \quad (4.4)$$

Se o índice for igual à unidade, a região é dita linear; se for maior do que a unidade é supra-linear e se for menor do que a unidade, sublinear.

4.2.3.2 Dependência energética (Busuoli, 1981):

Quando um dosímetro TL é utilizado em uma aplicação dosimétrica em um campo de radiação, a dependência energética é uma das características principais que deve ser conhecida. A dependência energética pode ser definida como uma medida da energia absorvida num material termoluminescente usado, em comparação à energia absorvida em um material tomado como referência quando é irradiado com a mesma dose (em dosimetria os materiais de referência podem ser o ar ou tecido), e também, a dependência energética é característica de cada material termoluminescente e, para sua medida experimental, o material durante sua irradiação deve estar em equilíbrio eletrônico.

Uma forma teórica de calcular a dependência energética é através da razão dos coeficientes de absorção de massa de energia do detector e do meio de referência (ar, água, tecido equivalente,...) onde se quer estimar a dose, nas seguintes condições:

- Equilíbrio eletrônico,
- Não deve existir auto-absorção no detector,
- A produção de luz por unidade de dose independente da transferência linear de energia.

Para um fóton de energia E , a resposta energética do material é derivada da teoria da cavidade Bragg-Gray para uma cavidade grande:

$$S(E) = \frac{(\mathbf{m}_{en} / \mathbf{r})_{TLD}}{(\mathbf{m}_{en} / \mathbf{r})_{mat.ref}} \quad (4.5)$$

O termo do numerador pode ser ampliado para um composto ou mistura de diferentes elementos. A regra da soma deve ser utilizada para calcular o coeficiente de absorção de massa de energia para uma energia em particular:

$$(\mathbf{m}_{en} / \mathbf{r})_{TLD} = \sum (\mathbf{m}_{en} / \mathbf{r})_i W_i \quad (4.6)$$

$(\mathbf{m}_{en}/\mathbf{r})_i$ é o coeficiente de absorção de massa de energia para o n-ésimo elemento, e W_i é o peso da fração do n-ésimo elemento. Na prática, ao trabalhar com materiais dopados com diferentes impurezas, elas devem também ser consideradas.

A absorção de energia no material pode ocorrer por efeito Compton, fotoelétrico e produção de pares. Tudo dependerá da energia dos fótons incidentes e do número atômico efetivo do material Z_{ef} . A componente Compton é proporcional a Z_{ef} / M (M é a massa molar do material termoluminescente), a fotoelétrica a Z_{ef}^3 e a produção de pares a Z_{ef}^2 (Mauricio, 2001).

Fótons de baixa energia predominam as interações fotoelétricas, e na medida que a energia da radiação aumenta, as interações Compton tornam-se importantes e para energias altas (dezenas de MeV) a produção de pares é preponderante, esses fatos explicam o formato das curvas de dependência energética mostradas na Figura 4-7.

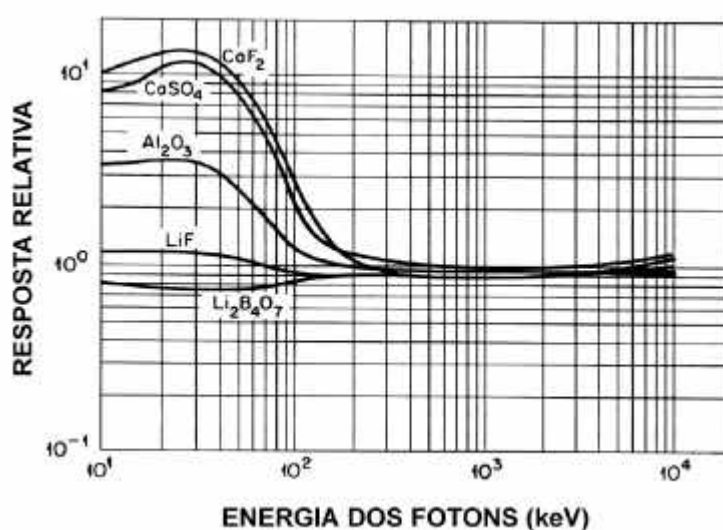


Figura 4-7. Curvas de dependência energética teórica para vários materiais termoluminescentes. (Becker, 1973).

Finalmente, para aplicações dosimétricas que visam a avaliação de doses em tecidos humanos, é desejável o uso de materiais termoluminescentes com Z_{ef} próximo ao tecido humano ($Z_{ef} = 7,4$) (Mauricio, 2001).

4.2.3.3 Dependência angular

A resposta do material termoluminescente também é dependente do ângulo de incidência da radiação sobre o material que se quer utilizar na dosimetria. O fator de dependência angular é avaliado como a razão das respostas do dosímetro termoluminescente para uma dada dose com respeito a diferentes ângulos de incidência da radiação. Normalmente a incidência a 90° (respeito á base do detector) é tomada como referência. Na prática, o material é colocado em algum suporte. As avaliações da dependência angular e energética dependerão do tipo e geometria dos materiais utilizados nos suportes (Mauricio, 2001).

4.2.3.4 Desvanecimento

O desvanecimento da resposta de um material termoluminescente é a liberação espontânea dos elétrons das suas armadilhas, proporcionando recombinações, e conseqüentemente emissão de luz pelo material (Rosa, 2002). O desvanecimento é conseqüência principalmente da temperatura, mas a luz e a umidade também podem ocasioná-lo. O escape de elétrons e buracos de suas armadilhas e sua recombinação é um fenômeno estatístico, onde a probabilidade é função da temperatura como foi apresentado na seção 4.1.1.

A probabilidade de transição é dada por

$$p = S \cdot e^{(-E/kT)} \quad (4.1)$$

Onde p é a probabilidade de transição, S é o fator de frequência vibracional característico da armadilha, E é a energia de ativação, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta. A meia vida do fenômeno é dada por:

$$t = \frac{\ln(2)}{P} = \frac{\ln(2) \cdot e^{(E/kT)}}{S} \quad (4.7)$$

Para o LiF:Mg,Ti, o desvanecimento térmico a uma temperatura de 25°C é menor que 5% em um ano, e seu desvanecimento ótico (provocado pela luz) é fraco (Busuoli,

1981).

Uma explicação para o desvanecimento térmico seria: as armadilhas mais próximas à banda de condução do cristal irão-se desvanecer mais rapidamente que as mais profundas, devido ao efeito da temperatura do ambiente, o que pode introduzir erros na avaliação da dose.

O desvanecimento térmico pode ser evitado da seguinte forma: esvaziando as armadilhas mais próximas à banda de condução, através de um tratamento térmico pós-irradiação. Na Tabela 4-2 é apresentado um resumo das principais características de alguns TLD's comerciais:

Tabela 4-2. Principais características de alguns TLDs comerciais da Harshaw (Busuoli, 1981).

Características	Materiais					
	LiF:Mg,Ti (TLD-100)	LiF:Mg,Cu,P (TLD-100H)	CaF ₂ :Mn (TLD-500)	Al ₂ O ₃ :C (TLD-500)	Li ₂ B ₄ O ₇ :Mn (TLD-800)	CaSO ₄ :Dy (TLD-900)
Z _{ef}	8,2	8,2	16,3	10,2	7,4	15,5
Resp.energética (30keV - ⁶⁰ Co)	1,25	0,98	aprox 13	2,9	0,9	12,5
Temperatura do pico principal (°C)	195	230	260	185	200	220
Espectro de emissão (nm)	350 a 600 (max 400)	400	440 a 600 (max 500)	420	530 a 630 (max 605)	480 a 570
Faixa de utilização	10 Gy a 10Gy	1 Gy a 10Gy	0,1 Gy a 10Gy	0,05 Gy a 1Gy	0,5mGy a 10 ⁵ Gy	1 Gy a 100Gy
Sensibilidade para ⁶⁰ Co relativa ao TLD-100	1	15 a 25	10	30	0,15 p/leitor Harschaw.	20
Desvanecimento otimizado a 25°C	aprox 5% em 1 ano	despresível	aprox 4% em 3 meses	aprox 3% em 1 ano	menor 5% em 3 meses	aprox 8% em 6 meses
Sensibilidade à luz	fraca	fraca	forte	forte	média	média

4.3 Sistema de dosimetria termoluminescente

Um completo sistema de dosimetria termoluminescente é composto de um leitor termoluminescente e vários acessórios adicionais (forno, pranchetas de aço inoxidável para colocar os dosímetros no forno, pinças, sistema de nitrogênio gasoso, etc.).

4.3.1.2 Sistema de detecção de luz

A luz emitida por um dosímetro no momento do aquecimento no leitor, é focalizada através de um sistema de filtros óticos e detectada por um tubo fotomultiplicador. Quando as doses são altas pode ser necessário adicionar um filtro entre o sistema focalizador e o tubo fotomultiplicador, com o propósito de atenuar proporcionalmente a intensidade do feixe de luz que atinge o fotomultiplicador e evitar sua saturação (caso contrario, a resposta sai da faixa de linearidade do tubo fotomultiplicador).

4.3.2 Fornos de tratamento térmico

Os tratamentos térmicos podem ser efetuados num forno independente do sistema leitor. Esses fornos devem ser exclusivos para esta prática, com o propósito de evitar contaminação dos dosímetros, já que contaminações podem modificar sua resposta. Os fornos de tratamento devem ter temperatura controlada em torno de ± 1 °C, com convecção forçada para evitar os gradientes de temperatura e garantir um aquecimento homogêneo em todos os dosímetros, independentemente de sua posição dentro do forno.

As taxas de aquecimento e resfriamento também devem ser reprodutivas, e o tratamento térmico deve ser feito com os TLDs em placas metálicas apropriadas, para evitar a contaminação.

4.3.3 Pinças para manuseio dos dosímetros

Materiais que não se encontram na forma de pó, nem incorporados em cartões e/ou monitores digitais para processamento automático, devem ser manipulados cuidadosamente com pinças para evitar tribo-luminescência e/ou qualquer contaminação na superfície do dosímetro como a gordura das mãos ou outro material. Os dosímetros em forma de pastilhas (chips), pequenas barras (rods) ou discos, devem ser manipulados com pinças não metálicas para evitar arranhar a superfície dos detectores. Para o caso de emprego de pinças metálicas, suas pontas devem ter uma cobertura de teflon ou outro material macio fácil de limpar. As pinças a vácuo são ideais para o manuseio dos TLD.

4.4 O TLD-100.

O TLD-100 é um TLD de LiF:Mg,Ti, produzido e comercializado pela Harshaw. O LiF tem uma estrutura cristalina cúbica simples com baixo número atômico [$Z_{ef}(\text{LiF}) = 8,2$] semelhante ao tecido humano [$Z_{ef}(\text{tecido}) = 7,4$], densidade $2,6 \text{ g/cm}^3$, e não é solúvel na água. O TLD-100 tem uma razão isotópica natural de 7,5% ^6Li e 92,5% de ^7Li (Rosa, 1999). O magnésio é o mais importante co-ativador. O percentual das impurezas é de 0,0013mol% de Mg e 0,001mol% de Ti.

4.4.1 Curva de emissão do material termoluminescente (Portal, 1981):

A curva de emissão do TLD-100 é complicada devido à dinâmica de armadilhamento de elétrons e buracos no material irradiado. Na Figura 4-5 é apresentada a curva de emissão TL característica do TLD-100. O pico principal é o pico 5, que recebe o nome de pico dosimétrico. Este pico corresponde a uma temperatura de aproximadamente 200°C . Para fins dosimétricos, é utilizada a região que engloba os picos 4 e 5, por ser a região mais estável da curva.

Os picos de emissão TL têm vidas-médias que dependem da temperatura. Os picos 1, 2 e 3 são picos instáveis na temperatura ambiente devem ser suprimidos antes da leitura. O pico 1 é tão instável, que nem aparece na Figura 4-5, pois decai imediatamente após a irradiação. Na tabela 4-3, são apresentados os valores para as temperaturas dos picos e suas vidas-médias a 20°C . O comprimento de onda máxima de emissão do TLD-100 é de 400 nm.

Tabela No 4-3. Temperatura máxima e vida-média dos picos de emissão TL de LiF (TLD 100). (Portal, 1981).

Número de Pico	Temperatura máxima do pico	Vida média do pico a 20°C
I	65°C	5 minutos
II	120°C	10 horas
III	160°C	0,5 ano
IV	195°C	7 anos
V	210°C	80 anos
VI	275°C	-----

4.4.2 Tratamentos térmicos dos TLD-100

4.4.2.1 Tratamento térmico pré-irradiação (pós-leitura):

Uma das vantagens dos dosímetros termoluminescentes é que eles podem ser utilizados mais de uma vez, e para isto é necessário saber qual é o melhor tratamento térmico a ser usado com a finalidade de devolver-lhe as condições existentes antes da sua primeira exposição à radiação ionizante. De maneira geral, o tratamento térmico tem dois objetivos:

- Esvaziar completamente as armadilhas do material termoluminescente depois da avaliação.
- Ordenar as armadilhas de elétrons para obter, com limites definidos, a mesma curva termoluminescente cada vez que se irradie e trate termicamente os dosímetros.

A sensibilidade de um determinado pico termoluminescente do TLD-100 é afetada pela presença de outras armadilhas competitivas e desconectadas termicamente numa posição mais profunda da banda de condução; conseqüentemente, é necessário esvaziar estes centros mais estáveis através de recozimentos a altas temperaturas. No caso dos TLD-100 este processo consiste de um tratamento térmico a 400°C por 1h seguido por um resfriamento rápido até 100°C, mantendo esta temperatura por mais duas horas, antes do resfriamento rápido, até a temperatura ambiente.

Os tratamentos térmicos devem ser executados de modo muito controlado, isto é: sua temperatura e duração devem ser reprodutíveis, além das taxas de aquecimento e resfriamento, pois esses parâmetros afetam a sensibilidade dos denominados picos dosimétricos. Uma variação no procedimento significará uma variação na resposta dos dosímetros, e, conseqüentemente, uma reprodutibilidade ruim desta resposta termoluminescente.

4.4.2.2 Tratamento térmico pós-irradiação (pré-leitura):

Conforme mostrado anteriormente na Tabela 4-3 e na Figura 4-5, os picos 1, 2 e 3 do TLD-100 são relativamente instáveis; esses picos devem ser suprimidos antes da leitura termoluminescente. É recomendado um tratamento térmico a 100°C durante 10 minutos.

4.5 Curva de calibração dos dosímetros termoluminescentes:

Alguns fósforos termoluminescentes têm um nível de dose limite, onde a luz de emissão termoluminescente por unidade de massa do fósforo é proporcional à dose absorvida no fósforo, sempre, e quando a transferência linear de energia da radiação que o atinge permaneça baixa ou praticamente constante, e o procedimento de aquecimento durante a leitura seja reprodutível (Attix, 1986).

Conseqüentemente, a etapa da calibração dos dosímetros termoluminescentes é o ponto de partida na avaliação da dose, e tem como propósito determinar a relação entre a dose absorvida recebida pelo detector, e a quantidade de luz que chega à fotomultiplicadora durante a leitura. Esta luz é transformada em corrente elétrica, e a resposta termoluminescente é a integral no tempo dessa corrente elétrica, ou seja, a carga elétrica.

MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo serão apresentados os materiais utilizados e os métodos empregados para a realização do presente trabalho, que foi desenvolvido no Laboratório de Dosimetria Termoluminescente do Serviço de Monitoração Individual Externa do Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD) e no Centro Radioterápico Gávea S/C Ltda, localizado no Hospital São Vicente da Gávea, na cidade do Rio de Janeiro.

5.1 MATERIAIS

5.1.1 Conjunto Câmara-Eletrômetro

Para desenvolver as medidas dosimétricas rastreáveis de referência foi utilizada uma câmara cilíndrica tipo dedal do fabricante inglês Nuclear Enterprises, modelo NE-2581, número de série 615, que utiliza grafite como material da parede, o que significa que não é a prova de água. Conjuntamente foi utilizado um eletrômetro do mesmo fabricante, modelo NE – 2570/1A número de série 834.

O conjunto foi calibrado com um padrão secundário no Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes (LNMRI) do IRD; na figura 5-1 se apresenta a câmara de ionização e o eletrômetro.



Figura 5-1. Conjunto câmara de ionização NE-2581 número de série 615 e eletrômetro NE-2570/1A número de série 834.

5.1.2 Fontes de radiação utilizadas no presente trabalho:

Para desenvolver a calibração dos dosímetros termoluminescentes foram utilizadas três fontes de radiação, descritas a seguir:

- Fonte de ^{137}Cs do Serviço de Monitoração Individual Externa do IRD. A fonte apresentou uma taxa de referência no ar de 157,573 mGy/h a 50 centímetros da fonte em 10 de outubro de 2003.
- Fonte de ^{60}Co do Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes. A fonte tem uma taxa de referência no ar de 38,7017 mGy/min a 100 centímetros da fonte em 27 de novembro de 2000.
- Fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose MICROSELECTRON-HDR (Figura 5-2), com 0,6 mm de diâmetro e 3,5 mm de comprimento, encapsulada em aço AISI 316L. A fonte é acionada por carga remota (de forma eletromecânica desde o exterior da sala de tratamento) com uma intensidade de 476 GBq em 20 de agosto de 2003. Posteriormente a fonte foi substituída por outra de 485 GBq em 3 de março de 2004. Esta fonte é propriedade do Centro Radioterápico da Gávea S/C Ltda do Hospital São Vicente da Gávea, RJ.

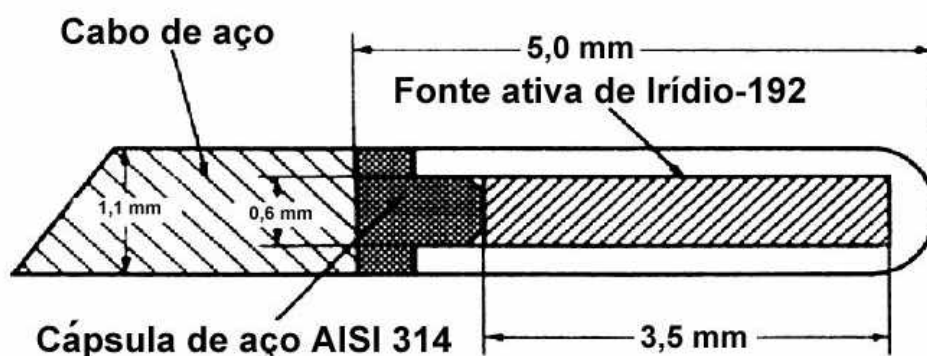


Figura 5-2. Desenho da fonte de ^{192}Ir MicroSelectron HDR utilizada no presente trabalho.

Para controle do tempo de exposição e posicionamento da fonte, foi utilizado um sistema de planejamento PLATO da NUCLETRON[®] para Braquiterapia de alta taxa de dose, cujo algoritmo de cálculo está baseado no TG-43 da Associação Americana de Físicos em Medicina (Nath, 1995).

5.1.3 Dosímetros termoluminescentes

Foram utilizados dosímetros de $LiF:Mg,Ti$, com dimensões de 3,1 x 3,1 x 0,89 mm³, produzidos pela Harshaw, em forma de pastilhas, chamados TLD-100 com as propriedades físicas descritas no capítulo 4 do presente trabalho.

Para o presente trabalho, foram escolhidos 160 TLD's sem nenhum defeito físico (rachadura na superfície ou quebrado) e foram numerados seqüencialmente com grafite. Os dosímetros foram manipulados com o uso de uma pinça para evitar contaminação e atrito.

5.1.4 Suporte dos TLD's para irradiação durante a fase de calibração com ^{137}Cs e com ^{60}Co :

Para irradiar os dosímetros nos feixes de referência e estabelecer a curva de calibração foi necessário construir um suporte para colocar os dosímetros. Este suporte foi montado com duas chapas de acrílico com furos que permitiram a colocação dos dosímetros com sua respectiva capa de equilíbrio eletrônico (Figura 5-3), pois os dosímetros foram irradiados em termos de kerma no ar.

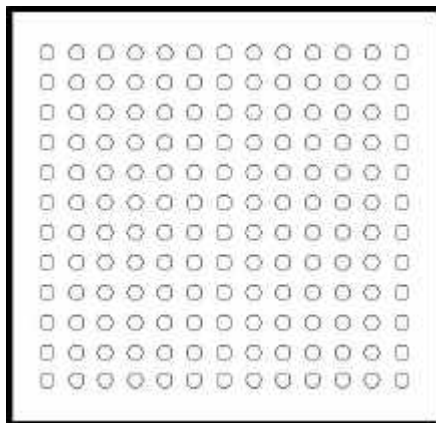


Figura 5-3. Desenho do suporte para irradiação de dosímetros na fase de calibração.

5.1.5 Forno de tratamento térmico

Para realizar o tratamento térmico foi utilizado um forno programável PTW-TLDO, produzido pela PTW da Alemanha, onde os dosímetros são colocados em placas de aço inoxidável para os tratamentos térmicos pertinentes (ver item 4.4.2).

O forno é propriedade do Laboratório de Dosimetria Termoluminescente do Serviço de Monitoração Individual Externa do IRD. A Figura 5-4 ilustra o forno utilizado.

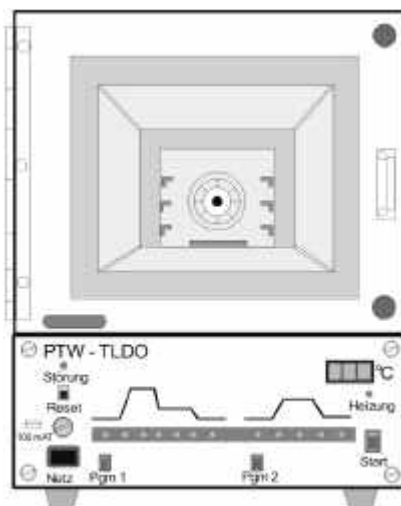


Figura 5-4. Forno PTW-TLDO utilizado para o tratamento térmico dos dosímetros.

5.1.6 Leitora de dosímetros termoluminescentes

Para a leitura dos dosímetros foi utilizado um Leitor Termoluminescente Harshaw 3500 (Figura 5-5), operando no intervalo de temperatura em torno de 23 °C, com umidade menor de que 85 % . Agregando ao sistema um filtro semiprateado # 10, com o propósito de evitar leituras fora da faixa de linearidade do tubo fotomultiplicador, considera-se como resposta termoluminescente a integral da curva de emissão.



Figura 5-5. Leitor termoluminescente Harshaw 3500.

5.1.7 Sistema de cálculo

Todos os resultados obtidos com a leitora termoluminescente, os obtidos durante a calibração com a câmara e o eletrômetro foram processados em planilha eletrônica Excel[®]. A análise estatística dos dados foi realizada empregando no software de cálculo estatístico Origen[®] multiusuário licenciado para a PUC-Rio.

5.2 MÉTODOS

5.2.1 Desenvolvimento de um arranjo experimental em acrílico

A exatidão no posicionamento fonte-detector é crítica na dosimetria de uma fonte de braquiterapia de alta taxa de dose devido aos altos gradientes de dose encontrados nas vizinhanças da fonte como foi visto na seção 3.4.5. Faz-se necessário a construção de um simulador em material sólido que representasse a água e permita acomodar a fonte de radiação, a câmara de ionização e os dosímetros termoluminescentes montados em um protótipo de câmara de ionização a distâncias pré-determinadas, que permita avaliar a dose recebida pela câmara de ionização e pelos dosímetros termoluminescentes dentro da água ao serem expostos à fonte de radiação.

Com base no abordado na seção 3.4.5 do capítulo 3, foi construído um simulador em acrílico para o presente trabalho, assim como uma réplica da câmara de ionização em acrílico.

5.2.2 Dosimetria da fonte de ^{192}Ir por meio da câmara de ionização:

Antes de avaliar a dose com os dosímetros termoluminescentes, foi necessário medir a dose com a câmara de ionização e o eletrômetro. Estas medidas serviram como referência e garantiram a rastreabilidade aos padrões de calibração da metodologia. A saída e entrada da fonte da unidade HDR, assim como o tempo de parada em cada posição desejada são remotamente controlados por um painel localizado na sala ao lado da sala de tratamento, para evitar a exposição do pessoal técnico durante as irradiações. Observamos, a cada dia de medições, a posição da câmara dentro do arranjo experimental através de uma réplica em aço da fonte de ^{192}Ir próprio do sistema de irradiação de alta taxa.

Nesta fase foi utilizado o seguinte esquema:

- i. Fazer irradiações variando a posição fonte-câmara de 1,0cm até 10,0cm. Os incrementos entre as posições 1,0cm e 5,0cm foram de 0,5cm; e os incrementos entre as posições 5,0cm até 10,0cm foram de 1,0cm.
- ii. Irradiar a câmara de ionização com 50cGy (para evitar tempos muito grandes nas posições afastadas da fonte), previamente calculados no sistema de planejamento da unidade de braquiterapia de alta taxa em cada uma das

posições já mencionadas.

- iii. Irradiar a câmara de ionização com tempos de 1,0min em cada uma das posições já mencionadas.
- iv. Cada medida foi repetida cinco vezes para garantir a repetitividade.
- v. Foram medidas as condições ambientais de temperatura e de pressão para serem levadas em conta na determinação da dose.

As distâncias foram medidas através da espessura das placas com uma exatidão de 0,01mm, e a posição relativa da fonte de radiação e da câmara é mostrada na Figura 5-6.

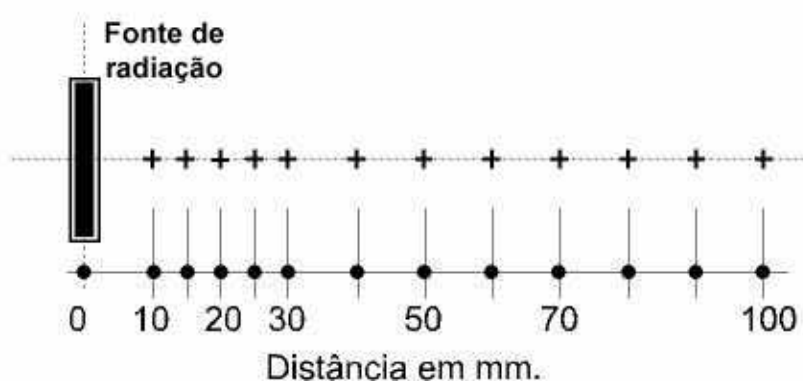


Figura 5-6. Diagrama esquemático das diferentes posições da câmara de ionização e a fonte de radiação durante a determinação do fator de não uniformidade.

5.2.2.1 Determinação experimental do fator de não uniformidade para uma câmara de ionização frente ao espectro do ^{192}Ir :

Usando a equação (3.23) citada na seção 3.4.3 do presente trabalho, foi determinado experimentalmente o fator de não uniformidade, utilizando os resultados obtidos mediante as medições planejadas na seção 5.2.2 acima. As incertezas padrão do fator de não uniformidade foram calculadas através da raiz quadrada positiva da variância combinada $u_i^2(x_i)$ (ABNT, 1998) aplicada à equação (3.23). A variância combinada é expressa pela seguinte equação:

$$u^2(P_n) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial P_n}{\partial X_i} \right]^2 \cdot u^2(x_i) \quad (5.1)$$

Onde:

P_n é obtido pela equação (3.23);

$u(x_i)$ é a incerteza de cada uma das variáveis de influência do fator de não uniformidade;

$(\partial P_n / \partial X_i)$ são os coeficientes de sensibilidade, que descrevem como a estimativa de saída do fator de não uniformidade P_n varia com alterações nos valores das estimativas de entrada de cada uma das quantidades de influência do fator de não uniformidade (posição, leitura de carga elétrica, comprimento ativo da fonte, etc.).

5.2.2.2 Determinação experimental da dose absorvida na água com a câmara de ionização

Para a determinação da dose absorvida na água nas vizinhanças de uma fonte de ^{192}Ir , a câmara de ionização foi colocada no simulador construído para este trabalho. A taxa de dose absorvida foi calculada seguindo o formalismo do código TRS-277 (IAEA, 1987) corrigido pelo fator de não uniformidade, que leva em conta a fluência não uniforme de elétrons na cavidade de ar dentro da câmara de ionização, assim como os demais fatores de correção conforme descrito na seção 3.4.3 deste trabalho.

A dose absorvida na água foi calculada de duas formas, baseado no formalismo proposto por Tóth descrito na seção 3.4.3.

- i. Através do Princípio de Bragg-Gray modificado, usando a equação (3.26).
- ii. Através do Princípio da Grande Cavidade, usando a equação (3.25).

A incerteza padrão relativa da dose absorvida na água foi calculada através da seguinte expressão:

$$u(D) = \sqrt{\sum \left(\frac{u(y_i)}{y_i} \right)^2} \quad (5.2)$$

Onde $u(y_i)$ é a incerteza padrão tipo A ou B, de cada um dos fatores y_i definidos nas equações (3.25 e 3.26).

5.2.3 Calibração dos dosímetros termoluminescentes

Com o propósito de “zerar” os dosímetros termoluminescentes, eles foram submetidos a tratamentos térmicos de préirradiação. Esses tratamentos foram de 1 hora a 400°C e 2 horas a 100°C, conforme as recomendações do fabricante. Inicialmente este procedimento foi repetido quatro vezes com o propósito de garantir que as respostas dos dosímetros se tornassem mais homogêneas.

Quando não são utilizados, os dosímetros foram armazenados em placas de aço e recobertos com uma segunda placa do mesmo material para evitar exposição à luz e poeira.

Após as irradiações e antes de cada leitura, os dosímetros termoluminescentes foram tratados a 100°C durante 10min, com o propósito de eliminar os picos indesejáveis da curva de emissão.

No presente trabalho, um lote de 160 dosímetros foi exposto ao feixe da fonte de ^{137}Cs com sua camada de equilíbrio eletrônico, em valores de kerma no ar de 10mGy, 50mGy, 100mGy, 500mGy, 1000mGy (Figura 5-7). Para cada dose de irradiação se obteve uma leitura em termos de carga de cada dosímetro. Foram avaliados também os dosímetros não irradiados.

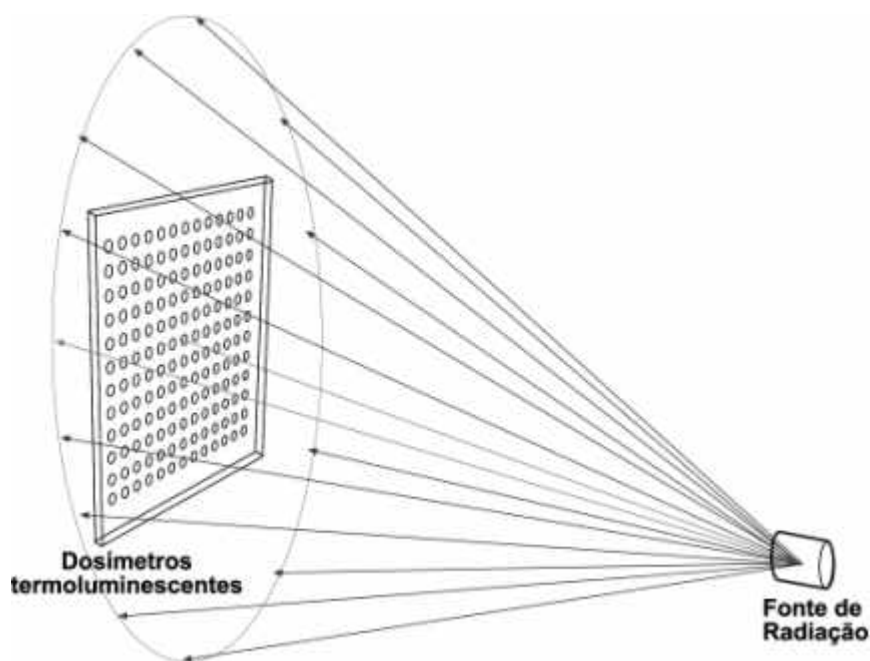


Figura 5-7. Representação esquemática da irradiação dos TLDs.

Na leitura dos dosímetros termoluminescentes, a temperatura de aquecimento feito pela leitora se encontra no intervalo que vai de 90°C até 240°C, sendo realizado a uma taxa de 10° por segundo. O procedimento de leitura é iniciado com leituras de ruído (gaveta semi-aberta sem dosímetro e sem aquecimento), leituras sonda luz de referência do leitor (gaveta totalmente aberta) e leituras com a gaveta fechada (sem dosímetro e com aquecimento).

Posteriormente foi avaliada a região de supralinearidade (dose acima de 1,0Gy), irradiando-se dosímetros termoluminescentes com sua camada de equilíbrio eletrônico, com a fonte de ^{60}Co já mencionada na seção 5.1.2, em valores de kerma no ar de 1Gy, 5Gy, 10Gy, 30Gy e 40Gy (Figura 5-7).

5.2.3.1 Cálculo do fator de normalização do lote de dosímetros termoluminescentes e do coeficiente de sensibilidade de cada TLD:

As leituras obtidas na calibração para baixas doses foram avaliadas estatisticamente e foi estabelecida uma curva por meio do método dos mínimos quadrados para garantir a menor dispersão possível no ajuste. Para a região linear (0 até 1000mGy), obteve-se uma função dada por:

$$L(nC) = F_n \cdot Dose(cGy) \pm u_{ajuste} \quad (5.3)$$

Onde u_{ajuste} , é a incerteza do ajuste que nos permite saber quão dispersos estão os valores experimentais em relação à curva gerada na regressão linear. Ela é calculada aplicando a definição de desvio padrão (ABNT, 1998) expresso pela seguinte equação:

$$u_{ajuste}(L) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (L_{experimental} - L_{regressão})^2}{n-1}} \quad (5.4)$$

Onde:

$L_{experimental}$, é a leitura da corrente elétrica feita pela leitora termoluminescente;

$L_{regressão}$, é o valor da corrente elétrica calculada através da equação (5.3) para cada ponto experimental.

O fator de calibração ou de normalização (F_n) do sistema é obtido pela seguinte função:

$$F_n = \frac{Leitura(nC)}{DoseIrradiada(cGy)} \pm u(F_n) \quad (5.5)$$

$u(F_n)$ é a incerteza relativa ao fator de normalização, calculado da seguinte maneira:

$$u(F_n) = \sqrt{\left(\frac{u(leit_liq)}{leit_liq}\right)^2 + \left(\frac{u(Dose_irradiada)}{Dose_Irradiada}\right)^2} \quad (5.6)$$

Onde:

$u(leit_liq)$ é a incerteza da leitura líquida que é calculada como a diferença entre a leitura do n-ésimo dosímetro e a leitura da radiação de fundo;

$u(Dose_Irradiada)$ é a incerteza do kerma no ar a que foram expostos os dosímetros durante sua calibração.

Cada dosímetro termoluminescente tem um número, esta é a identificação em seu posicionamento na placa de irradiação. As diferenças na resposta dos dosímetros termoluminescentes foram avaliadas através do coeficiente de sensibilidade (C_{ij}) definido por:

$$C_{ij} = \frac{[TL_{ij} - TL_{fundo}]}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i,j=1}^N [TL_{ij} - TL_{fundo}]\right)} \pm u(C_{ij}) \quad (5.7)$$

Onde:

N é o número total de dosímetros no lote

TL_{ij} é a leitura do n-ésimo dosímetro exposto ao kerma no ar durante sua calibração;

TL_{fundo} é a leitura de radiação de fundo feita para o lote não exposto à radiação (dosímetros não irradiados);

$u(C_{ij})$ é a incerteza do n-ésimo fator de sensibilidade, calculada aplicando a definição de desvio padrão (ABNT, 1998) da média das 5 avaliações feitas em cada ponto:

$$u(C_{ij}) = \sqrt{\frac{\sum (C_{ij} - \overline{C_{ij}})^2}{n-1}} \quad (5.8)$$

5.2.3.2 Determinação do fator de supralinearidade dos TLDs para irradiações acima de 1,0Gy:

Como as doses a serem avaliadas poderiam ser maiores que 1,0Gy, foi necessário avaliar a resposta dos dosímetros termoluminescentes para estas doses. Foi selecionado um grupo de 16 dosímetros para este fim.

Esses dosímetros foram expostos ao feixe da fonte de ^{60}Co em valores de kerma no ar como se menciona na seção 5.2.3, e foi calculado o fator de correção de não linearidade (F_{lin}), como a resposta normalizada para uma dose de referência utilizando a seguinte expressão:

$$F_{lin} = \left[\frac{\text{RespostaTL}(Dose)}{\text{RespostaTL}(Dose_refer\hat{e}ncia)} \right] \pm u(F_{lin}) \quad (5.9)$$

Onde, $\text{RespostaTL}(Dose)$ é calculada como a razão entre a carga registrada na leitora termoluminescente e a dose de radiação a que foram expostos os dosímetros. A dose de referência foi de 1,0Gy, para relacionar a resposta da região linear com a região não linear.

Como se obteve uma série de doses irradiadas para a região de supralinearidade, foi necessário construir uma curva que melhor representasse o fenômeno em função da carga elétrica registrada no leitor termoluminescente. Esta curva foi construída através da aplicação do método dos mínimos quadrados, procurando aquela função que fornece o valor mais alto do coeficiente de determinação.

5.2.3.3 Dosimetria da fonte de ^{192}Ir com dosímetros termoluminescentes:

Nesta etapa do trabalho, foi medida a dose absorvida na água, utilizando a câmara de ionização e os dosímetros termoluminescentes. Primeiro a dose absorvida foi medida com a câmara de ionização, e em seguida, com os dosímetros termoluminescentes colocando-os um a um na réplica da câmara de ionização construída em acrílico.

Nesta fase foi utilizado o seguinte esquema:

- i. Foi calculado no sistema de planejamento o tempo necessário para irradiar com 50cGy em cada posição (1,0cm; 1,5cm; 2,0cm; 2,5cm; 3,0cm; 4,0cm; 5,0cm; 6,0cm; 7,0cm; 8,0cm; 9,0cm e 10,0cm).

- ii. Foi irradiada a câmara de ionização em cada posição fonte-câmara (1,0cm; 1,5cm; 2,0cm; 2,5cm; 3,0cm; 4,0cm; 5,0cm; 6,0cm; 7,0cm; 8,0cm; 9,0cm e 10,0cm) com o tempo necessário para ministrar uma dose de 50cGy.
- iii. Foi irradiada a câmara de ionização em cada posição fonte-câmara (1,0cm; 1,5cm; 2,0cm; 2,5cm; 3,0cm; 4,0cm; 5,0cm; 6,0cm; 7,0cm; 8,0cm; 9,0cm e 10,0cm) durante um tempo de 60s.
- iv. Foram colocados um a um os dosímetros termoluminescentes na réplica em acrílico da câmara de ionização, e irradiados em cada posição fonte-câmara: (1,0cm; 1,5cm; 2,0cm; 2,5cm; 3,0cm; 4,0cm; 5,0cm; 6,0cm; 7,0cm; 8,0cm; 9,0cm e 10,0cm) durante o tempo necessário para ministrar uma dose de 50cGy.
- v. Foram colocados um a um os dosímetros termoluminescentes na réplica em acrílico da câmara de ionização, e irradiados em cada posição fonte-câmara (1,0cm; 1,5cm; 2,0cm; 2,5cm; 3,0cm; 4,0cm; 5,0cm; 6,0cm; 7,0cm; 8,0cm; 9,0cm e 10,0cm) durante um tempo de 60s.
- vi. Cada medida tanto para a câmara de ionização quanto para os dosímetros em cada posição, foram repetidas 5 vezes cada uma.

A posição da câmara e do suporte construído em acrílico como réplica da câmara de ionização, contendo os dosímetros termoluminescentes frente à fonte de ^{192}Ir são mostradas na Figura 5-6, apresentada na secção 5.2.2 deste capítulo.

5.2.3.4 Cálculo da dose absorvida na água através dos TLD's para o ^{192}Ir :

A dose registrada pelos dosímetros termoluminescentes expostos à fonte de ^{192}Ir , foi calculada pelo seguinte algoritmo:

$$D_{TLD}(x) = \frac{(L_{TLD} - L_{fundo})}{F_n \cdot F_{lin} \cdot C_{ij}} \pm u(D_{TLD}) \quad (5.10)$$

Onde:

F_n é o fator de calibração ou de normalização para o ^{137}Cs

F_{lin} é o fator de não linearidade dos dosímetros;

C_{ij} é o coeficiente de sensibilidade individual dos dosímetros termoluminescentes.

A incerteza relativa da dose absorvida é calculada através da seguinte equação:

$$u(D_{TLD}) = \sqrt{\left(\frac{u(Leit_liqu)}{Leit_liqu}\right)^2 + \left(\frac{u(F_n)}{F_n}\right)^2 + \left(\frac{u(F_{lin})}{F_{lin}}\right)^2 + \left(\frac{u(C_{ij})}{C_{ij}}\right)^2} \quad (5.11)$$

Onde as expressões das incertezas de cada um dos fatores já foram descritas.

5.2.3.5 Comparação da dose absorvida determinada com a câmara de ionização e a dose absorvida determinada com os TLD's, para a obtenção do fator de correção de dependência energética dos TLD's para o espectro do ^{192}Ir :

Na seção sobre a descrição da fonte de ^{192}Ir , e na seção sobre a escolha do material para a substituição da água, foi mostrado que o ^{192}Ir apresenta uma mudança em sua energia média através da distância de separação entre a fonte e o detector. Como consequência, a dose registrada no detector (câmara de ionização ou dosímetro termoluminescente) terá um comportamento um pouco diferente da lei do inverso com o quadrado da distância, a menos que um fator de correção seja incluído.

No caso dos dosímetros termoluminescentes foi feita uma comparação da dose registrada no dosímetro com a dose medida com a câmara de ionização que é o sistema dosimétrico de referência. O fator de calibração dos dosímetros termoluminescentes na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose é dado pela seguinte expressão:

$$F_c(x) = \frac{D(\text{câmara})}{Dose(TLD)} \pm u(F_c) \quad (5.12)$$

A incerteza relativa dos fatores de calibração é calculada utilizando a seguinte expressão:

$$u(F_c) = \sqrt{\left(\frac{u(Dose_câmara)}{Dose_Câmara}\right)^2 + \left(\frac{u(Dose_TLD)}{Dose_TLD}\right)^2} \quad (5.13)$$

Onde as expressões para as incertezas tanto da dose determinada com a câmara de ionização, quanto da dose determinada com o dosímetro termoluminescente já foram apresentadas neste mesmo capítulo.

Finalmente, obteve-se uma curva de calibração para os dosímetros termoluminescentes em função da distância.

5.2.3.6 Determinação de uma curva de ajuste para os fatores de correção dos TLD's frente ao espectro do ^{192}Ir :

Nesta fase do trabalho foi utilizado conjuntamente o software estatístico Origin[®] e a planilha eletrônica Excel[®] para determinar a melhor curva que representasse os pontos obtidos para os fatores de correção dos TLDs para o espectro do ^{192}Ir . Primeiramente, foi feita uma interpolação com o software estatístico OriginTM para obter uma ideia da forma da curva e, posteriormente, buscar uma função que passe por todos os pontos experimentais. Com os valores das constantes obtidas na interpolação, foi construída no ExcelTM uma tabela da função avaliada em cada posição da irradiação.

Posteriormente, baseados no conceito do método dos mínimos quadrados foi feita, na mesma planilha ExcelTM, uma soma dos desvios quadráticos entre o valor experimental do fator de correção e o valor obtido por interpolação.

Finalmente, utilizando a ferramenta de programação linear do ExcelTM foi feita uma otimização da soma dos desvios quadráticos dos fatores de interpolação, utilizando as constantes da função de interpolação fornecidas pelo Origin[®] como condições de contorno (restrições) da otimização. Esse procedimento foi repetido várias vezes até se achar a função representada no capítulo de resultados experimentais.

5.2.3.7 Cálculo da dose absorvida na água por meio dos TLD's, utilizando o fator de correção:

Utilizando a curva obtida por interpolação e os demais parâmetros obtidos na dosimetria termoluminescente, pode-se estimar a dose absorvida num ponto devido a uma fonte de ^{192}Ir pela fórmula:

$$D_c(x) = \frac{F_c \cdot (L_{TLD} - L_{fundo})}{F_n \cdot C_{ij} \cdot F_{lin}} \pm u(D_c) \quad (5.14)$$

Onde:

D_c é a dose absorvida corrigida, medida pelo detector termoluminescente;

F_c é o fator de calibração dos dosímetros para a fonte de ^{192}Ir ;

F_n é o fator de normalização dos dosímetros na fonte de ^{137}Cs ;

C_{ij} é o coeficiente de sensibilidade para cada detector termoluminescente;

F_{lin} é o fator de correção por não linearidade;

L_{TLD} é a leitura do dosímetro termoluminescente;

L_{fundo} é a leitura do dosímetro não exposto à radiação;

$u(D_c)$ é a incerteza padrão relativa da dose corrigida e é calculada através da seguinte equação:

$$u(D_c(x)) = \sqrt{\left(\frac{u(\text{leit}_{-}\text{liqu})}{(\text{Leit}_{-}\text{liqu})}\right)^2 + \left(\frac{u(F_n)}{F_n}\right)^2 + \left(\frac{u(F_{lin})}{F_{lin}}\right)^2 + \left(\frac{u(C_{ij})}{C_{ij}}\right)^2 + \left(\frac{u(F_c)}{F_c}\right)^2} \quad (5.15)$$

Onde as expressões das incertezas dos fatores desta equação, já foram explicadas anteriormente neste mesmo capítulo.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão apresentados os resultados experimentais obtidos em cada uma das fases do presente trabalho, desde as medições com a câmara de ionização até a calibração dos dosímetros termoluminescentes em termos da dose absorvida na água. Finalmente, será feita uma proposta de aplicação deste trabalho ao controle da qualidade em braquiterapia de alta taxa de dose.

6.1 Construção do arranjo experimental (simulador):

O simulador construído para este trabalho é composto de 25 placas de acrílico de $30 \times 30 \times 1 \text{cm}^3$, todas elas colocadas dentro de um suporte rígido do mesmo material para garantir a reprodutibilidade no posicionamento das placas (Figura 6-1).

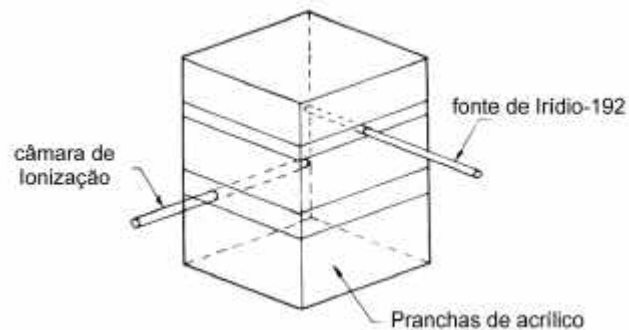
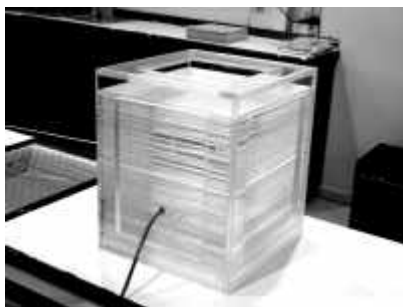


Figura 6-1. Simulador construído com placas de acrílico montadas em um suporte rígido.

Construiu-se também uma placa de acrílico de $30 \times 30 \times 1,5 \text{cm}^3$ para acomodar a câmara de ionização, através de um furo feito perpendicularmente em uma das laterais (espessura 1,5cm) da placa (Figura 6-2).



Figura 6-2. Placa de acrílico construída especialmente para fixar a câmara de ionização durante as irradiações.

Em uma segunda placa de $30 \times 30 \times 0,5 \text{ cm}^3$, foi feito também um furo em uma das laterais para a acomodar a fonte de radiação através de um catéter endobronquial durante as medições. (Figura 6-3).



Figura 6-3. Placa de acrílico construída especialmente para servir de suporte da fonte de radiação através de um cateter endobronquial durante as irradiações.

Na construção da placa de suporte da câmara de ionização e da placa de suporte da fonte de radiação, tomou-se especial cuidado para que os centros da fonte de radiação e da câmara de ionização tivessem um eixo de coincidência durante a irradiação.

Finalmente, foi construído um suporte para irradiação dos dosímetros termoluminescentes em forma de câmara de ionização, feito de acrílico, fazendo um furo das mesmas dimensões dos dosímetros termoluminescentes na região correspondente ao volume sensível da câmara; para poder colocar os dosímetros termoluminescentes durante sua irradiação (Figura 6-4).



Figura 6-4. Suporte para irradiação dos dosímetros termoluminescentes em forma de câmara de ionização feito de acrílico, com um furo nas dimensões do dosímetro termoluminescente tipo pastilha, para acomodar os TLDs durante a irradiação.

6.2 Determinação teórica da dose absorvida na água na vizinhança de uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose:

Antes de determinar experimentalmente a dose absorvida e o fator de não uniformidade da câmara de ionização, foi calculada teoricamente a dose absorvida na vizinhança da fonte de ^{192}Ir dentro do simulador de acrílico, com o propósito de avaliar o cálculo do sistema de planejamento PLATO[®] no eixo transversal da fonte de radiação utilizada durante todo o trabalho.

No cálculo foi utilizada a equação (3.34) do capítulo 3, que permite calcular a taxa de dose da fonte sobre o eixo transversal da fonte.

Os valores das constantes que aparecem na equação (3.34) são:

$$(\mathbf{G}_d)_x = 4,69 \text{ Rcm}^2\text{Ci}^{-1}\text{h}^{-1} \pm 0,05 \text{ (Nath, 1995);}$$

$$f_{med} = 0,8764 \text{ cGyR}^{-1} \text{ (Meli, 1995);}$$

$$\mathbf{L} = 1,12 \text{ cGyh}^{-1}\text{U}^{-1} \pm 0,2\% \text{ (Williamson, 1995);}$$

$$f_{an} = 0,98 \text{ (Nath, 1995).}$$

A função de atenuação no tecido $T(r)$ é dada pela equação (3.35).

Onde as constantes da equação (3.35) têm os seguintes valores (Meli, 1995):

$$a_0 = 9,89054\text{E-}01;$$

$$a_1 = 8,81319\text{E-}03;$$

$$a_2 = 3,51778\text{E-}03;$$

$$a_3 = -1,46637E-03;$$

$$a_4 = 9,24370E-05.$$

Os cálculos teóricos foram realizados, e comparou-se as doses calculadas pela equação (3.34), $D_{teórica}$, com as do sistema de planejamento, D_{sist} . Os resultados, para as distâncias de 1,0 a 10cm são mostrados na Tabela 6-1. Na quarta coluna da tabela, são apresentadas as razões entre as doses calculadas com o sistema de planejamento PLATO® da NUCLETRON® e as doses calculadas utilizando a equação (3.34).

Tabela 6-1. Comparação da dose calculada com o sistema de planejamento PLATO® e a dose calculada com a equação (3.34).

Razão de Doses Absorvidas (Calculadas com o Sistema planejamento Plato® e Teóricamente)			
Distância (cm)	Dose Sis_Plan. (cGy)	Dose teórica (cGy)	Razão $D_{sistema} / D_{teórica}$
1,00	50,00	49,56	1,01
1,50	50,00	49,32	1,01
2,00	50,00	49,56	1,01
2,50	50,00	49,48	1,01
3,00	50,00	49,58	1,01
4,00	50,00	49,77	1,00
5,00	50,00	50,08	1,00
6,00	50,00	50,08	0,99
7,00	50,00	50,78	0,98
8,00	50,00	50,12	1,00
9,00	50,00	50,38	0,99
10,00	50,00	50,93	0,98

Os resultados obtidos da dose calculada com o sistema de planejamento PLATO® (utilizado para o cálculo de dose na utilização da fonte de radiação MicroSelectron®) e a dose calculada com a equação (3.34), diferem em 1% na região de interesse clínico (1 a 5 cm), o que mostra que tanto o sistema de planejamento quanto o algoritmo utilizado estão em concordância nesse intervalo. A partir da distância de 7,0cm aparecem diferenças de até 2% em certos pontos, isso é possivelmente devido a problemas de arredondamento na função de atenuação no tecido.

6.3 Determinação experimental do fator de não uniformidade $P_n(x)$:

Para a determinação experimental do fator de não uniformidade foram feitas medições utilizando a câmara de ionização tipo dedal NE-2581, irradiando a câmara durante

1,0min em cada posição medida a partir do centro da fonte sobre o eixo transversal. As medições foram repetidas cinco vezes para diminuir a incerteza.

Os resultados obtidos nas irradiações em cada posição e o fator de não uniformidade, baseado na equação (3.23) com sua incerteza, são mostrados na Tabela 6-2.

Tabela 6-2. Leituras da carga corrigidas por pressão e temperatura e fatores de não uniformidade com suas respectivas incertezas.

Distância (cm)	Leitura Câmara M_{PT} (R)	Fator de não uniformidade $P_n(x)$	Incerteza relativa $u_{P_n}(\%)$ ($k = 2$)
1,00	239,774	2,772	1,382
1,50	167,649	1,740	1,372
2,00	120,550	1,364	1,368
2,50	84,678	1,243	1,366
3,00	64,576	1,133	1,365
4,00	18,293	1,030	1,365
5,00	26,356	1,000	1,364
6,00	18,293	1,001	1,364
7,00	13,489	0,997	1,364
8,00	9,894	1,041	1,365
9,00	7,638	1,065	1,366
10,00	6,114	1,078	1,367

Dos resultados obtidos para os fatores de não uniformidade, pode-se observar que as incertezas têm valores em torno de 1,37% para um nível de confiança de 95,45%, que é um valor razoável em comparação com o valor 1,56% publicado por Tölli (Tölli, 1997).

Na escolha do ponto de normalização, utilizou-se o seguinte critério: foi irradiada a câmara de ionização nas mesmas posições mostradas na Figura 5-6 com uma dose de 50 cGy. Com os valores obtidos das leituras, construiu-se uma curva de ionização em função da distância, observando-se um menor gradiente no intervalo que vai de $r = 4$ cm até $r = 8$ cm. (Figura 6-5). Posteriormente, normalizou-se o fator de não uniformidade nesses pontos, achando-se um valor máximo na dose calculada para a posição $r = 5$ cm.

Cabe mencionar que, quando em uma data posterior, irradiou-se a câmara com uma segunda fonte do mesmo fabricante, mas com maior intensidade, o comportamento da curva de ionização sofreu uma modificação drástica (Figura 6-6). Mostrando que a intensidade da fonte de radiação é um fator importante, que contribui para o gradiente do fluxo de elétrons na cavidade da câmara de ionização e conseqüentemente influi na determinação do fator de não uniformidade.

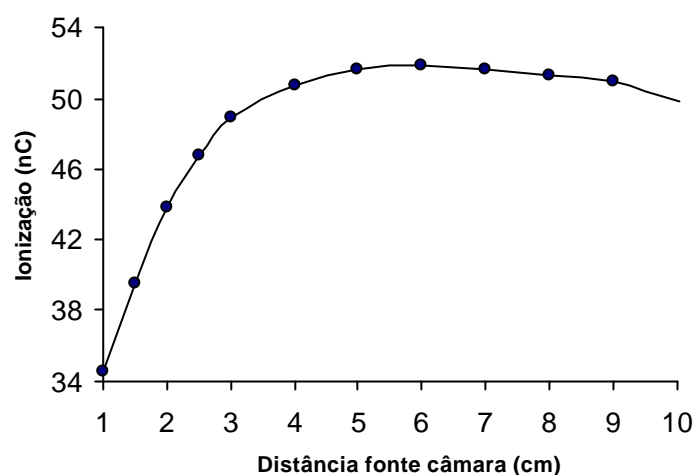


Figura 6-5. Curva de ionização para irradiações com 50cGy em cada posição sobre o eixo transversal de uma fonte de ^{192}Ir , com atividade aparente de 205,645GBq (5,558Ci) no dia 19 de novembro do 2003.

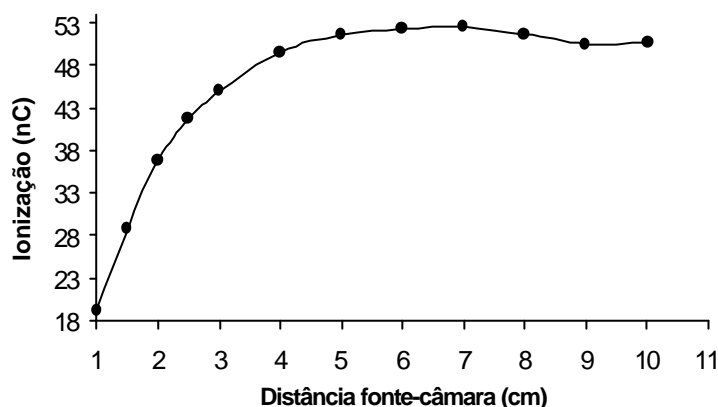


Figura 6-6. Curva de ionização para irradiações com 50cGy em cada posição sobre o eixo transversal de uma fonte de ^{192}Ir , com atividade aparente de 326,577GBq (8,8264Ci) no dia 04 de abril do 2004.

6.4 Determinação da dose absorvida utilizando o Protocolo TRS-277 com as modificações introduzidas por Tölli (Tölli, 1993; 1998):

Na determinação da dose absorvida foi seguido o procedimento descrito no capítulo 4.

O fator de correção de não uniformidade deve ser determinado experimentalmente nas condições dosimétricas nas vizinhanças da fonte de braquiterapia, e para o presente trabalho esse fator foi determinado tal como foi relatado na seção 6.3 deste capítulo.

6.4.1 Determinação experimental da dose absorvida na água, utilizando o Princípio da Grande Cavidade:

Para aplicação do Princípio da Grande Cavidade na determinação experimental da dose absorvida na água no centro da câmara, foi utilizada a equação (3.25). A câmara utilizada no presente trabalho tem um fator de calibração de: 8,66 mGy/eu \pm 0,5196%, e os valores dos parâmetros utilizados foram:

$$K_u = 1,002 \text{ (Tölli, 1998);}$$

$$g \text{ para o } ^{192}\text{Ir} = 0 \text{ (Tölli, 1998);}$$

$$\left(\overline{m_r / r}\right)_{w,a} = 1,11 \text{ (Tölli, 1998);}$$

$$P_{LC} = 0,978 \text{ (Tölli, 1993);}$$

P_n é o fator de não uniformidade determinado com valores são reportados na secção 6.3.

Os valores experimentais da dose absorvida de acordo com o Princípio da Grande Cavidade são apresentados na Tabela 6-3.

Tabela 6-3. Dose absorvida na água utilizando o Princípio da Grande Cavidade na metodologia de Tölli para a dosimetria de uma fonte de ^{192}Ir de braquiterapia de alta taxa de dose.

Dose absorvida pelo Princípio da Grande Cavidade			
Distância (cm) (k = 2)	Dose absorvida (cGy)	Incerteza (%) (k = 2)	Razão $D_{\text{experim.}} / D_{\text{sist. plan}}$
1,50 \pm 0,01	48,264	3,739	0,991
2,00 \pm 0,01	48,493	3,738	0,996
2,50 \pm 0,01	48,546	3,737	0,997
3,00 \pm 0,01	49,115	3,737	1,008
4,00 \pm 0,01	49,291	3,736	1,012
5,00 \pm 0,01	49,709	3,736	1,021
6,00 \pm 0,01	49,971	3,736	1,026
7,00 \pm 0,01	50,477	3,736	1,010
8,00 \pm 0,01	51,919	3,737	1,038
9,00 \pm 0,01	51,908	3,737	1,038
10,00 \pm 0,01	52,683	3,737	1,054

Na terceira coluna da Tabela 6-3, se observa que as incertezas das medições estão em torno de 3,74% para um limite de confiança de 95,45% (k=2). Esse é um valor bastante razoável em relação ao 10% aceitos pela Associação Americana de Físicos em Medicina (Nath, 1995).

Na quarta coluna é apresentada a comparação da dose calculada no sistema de planejamento com a dose medida com a câmara de ionização. Os resultados coincidem bem na região que vai de 1,5cm até 5,0cm. Para distâncias maiores que 5,0cm, existem discrepâncias de até 5%, o que pode ser explicado pelo algoritmo utilizado no sistema de planejamento, que deve privilegiar o cálculo para curtas distâncias de interesse clínico.

6.4.2 Determinação experimental da dose absorvida na água utilizando o Princípio de Bragg-Gray:

Aplicando o princípio de Bragg-Gray na determinação experimental da dose absorvida na água no centro da câmara, foi utilizada a equação (3.26), e os valores dos parâmetros utilizados foram:

$P_{cel} = 1,00$ (Tölli, 1993) porque o material do eletrodo central da câmara é equivalente ao tecido humano.

$P_{wall} = 0,996$ (Tölli, 1998).

$P_d = 0,981$ (Tölli, 1993b).

P_n reportado na secção 6.3.

N_D pode-se escrever como: $N_D = N_k \cdot (1 - g) \cdot k_{att} \cdot k_m$, onde $g = 0$ (Tölli, 1998a).

$K_{att} = 0,990$ (IAEA, 1987).

$K_m = 0,975$ (IAEA, 1987).

$\bar{S}_{w,a} = 1,137$ (Tölli, 1998b).

Os valores experimentais da dose absorvida de acordo com o princípio Bragg-Gray são reportados na Tabela 6-4.

Tabela 6-4. Dose absorvida na água utilizando o Princípio de Bragg-Gray na metodologia de Tölli para a dosimetria de uma fonte de ^{192}Ir de braquiterapia de alta taxa de dose.

Dose absorvida pelo Princípio de Bragg-Gray			
Distância (cm) (k = 2)	Dose absorvida (cGy)	Incerteza (%) (k = 2)	Razão $D_{\text{experim.}} / D_{\text{sist. plan}}$
1,50 ± 0,01	47,617	3,184	0,978
2,00 ± 0,01	47,843	3,183	0,982
2,50 ± 0,01	47,895	3,182	0,983
3,00 ± 0,01	48,457	3,182	0,995
4,00 ± 0,01	48,630	3,181	0,998
5,00 ± 0,01	49,042	3,181	1,007
6,00 ± 0,01	49,301	3,181	1,012
7,00 ± 0,01	49,800	3,181	0,996
8,00 ± 0,01	51,223	3,181	1,024
9,00 ± 0,01	51,212	3,182	1,024
10,00 ± 0,01	52,977	3,182	1,040

Na terceira coluna da Tabela 6-4, se observa que as incertezas das medições estão em torno de 3,18% para um grau de confiança do 95,45% (k=2). Novamente, este é um valor bastante razoável em relação ao 10% aceitos pela Associação Americana de Físicos em Medicina (Nath, 1995).

Na quarta coluna é apresentada a comparação da dose calculada no sistema de planejamento com a dose medida com a câmara de ionização. Os resultados em toda a região que vai de 1,5cm até 9,0cm apresentam discrepâncias de até 2%. Para a posição 10,0cm, a discrepância chega a 4%. Isso pode ser explicado pelo algoritmo utilizado no sistema de planejamento, que deve privilegiar o cálculo para curtas distâncias de interesse clínico.

Finalmente, é apresentado na Figura 6-7 uma comparação gráfica dos resultados das doses absorvidas, determinadas experimentalmente pelo Princípio de Bragg-Gray e pela Teoria da Grande Cavidade com a dose absorvida calculada pelo sistema de planejamento Plato[®], para um valor de 48,71cGy no intervalo de 1,5cm até 6,0cm.

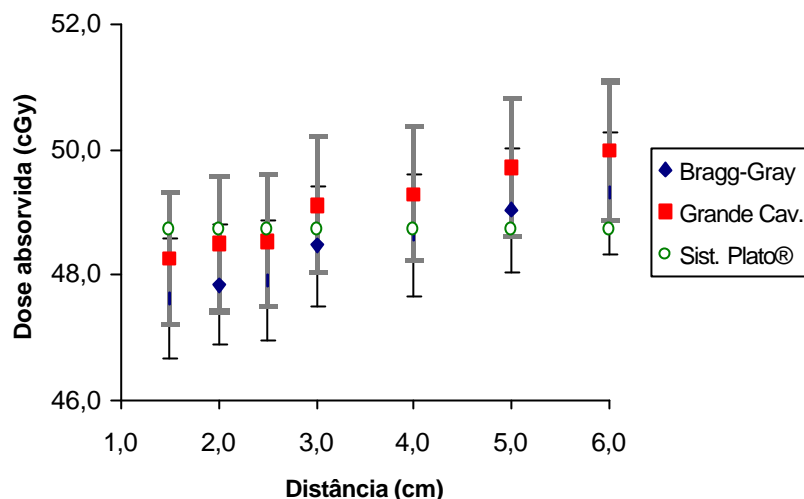


Figura 6-7. Comparação dos resultados experimentais da dose absorvida utilizando a Teoria da Grande Cavidade, a Teoria de Bragg-Gray propostas por Tölli (Tölli, 1993), com a dose absorvida calculada pelo sistema de planejamento Plato® no intervalo de interesse clínico [1,5cm a 6cm] para uma dose de 48,71cGy.

Da Figura 6-7, pode ser observado que a metodologia baseada no princípio da grande cavidade apresenta melhor comportamento nos pontos mais próximos à fonte de radiação que são os mais empregados nos cálculos de dose nas aplicações clínicas. Não obstante, o sistema de planejamento não fornece informação sobre as incertezas dos cálculos, e o valor da dose absorvida reside justamente dentro dos limites de confiança da dose medida experimentalmente.

Para distâncias maiores do que 5,0cm, a dose medida experimentalmente por ambos os métodos começa a se afastar de maneira crescente (ver Tabelas 6-3 e 6-4 deste trabalho) do valor fornecido pelo sistema de planejamento.

6.5 Determinação experimental da dose absorvida com os dosímetros termoluminescentes:

Os resultados experimentais da dosimetria feita com TLD são apresentados abaixo, na ordem como eles foram produzidos.

6.5.1 Construção da curva de calibração do sistema TLD em ^{137}Cs para doses até 1,0Gy:

Os resultados das leituras termoluminescentes médias expressas em nC e os valores de cada irradiação expressa em cGy de kerma no ar, durante a fase de normalização do sistema termoluminescente, são apresentados na Tabela 6-5.

Tabela 6-5. Resultados das leituras termoluminescentes médias e suas incertezas para o lote de dosímetros termoluminescentes irradiados em diferentes kerma no ar em uma fonte de ^{137}Cs .

Irradiação kerma no ar no ^{137}Cs (cGy)	Leitura termoluminescente (nC)	$u_{\text{leitura}} (\%)$ ($k = 2$)
1,00	8,623	0,590
5,00	45,469	0,568
10,00	89,626	0,568
50,00	455,947	0,560
100,00	920,778	0,568

Dos resultados mostrados na terceira coluna da tabela 6-5 pode ser observado que a incerteza das leituras média está em torno de 0,57%, para um limite de confiança do 95,45%. A reprodutibilidade varia de 0,56% a 0,6%.

Com os dados da Tabela 6-5 construiu-se uma curva, pelo método de mínimos quadrados, para representar todos os dados e assim poder relacionar a leitura de um dosímetro com a dose a que este foi exposto. A equação obtida foi $L = 9,18797 \cdot D$ e seu coeficiente de correlação é 0,99996. O coeficiente de correlação significa que os dados experimentais têm uma boa tendência a situar-se sobre a linha de regressão (Tauhata, 1983). O gráfico dos dados experimentais com a curva obtida pelo método dos mínimos quadrados é apresentado na Figura 6-8.

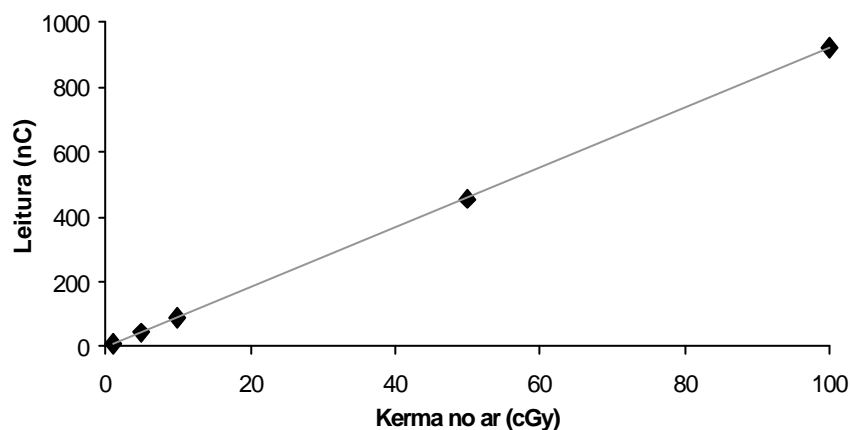


Figura 6-8. Representação gráfica do fator de normalização ou calibração, que permite relacionar a quantidade de carga registrada pela leitora de dosímetros termoluminescentes e o kerma no ar a que este foi exposto.

O fator de calibração ou normalização dos dosímetros no ^{137}Cs é dado por:

$$F_n = 9,18797 \pm 0,01872 \text{ (k = 2) nC/cGy} \quad (6.1)$$

6.5.2 Fator de não linearidade dos TLDs em termos da energia do ^{60}Co para doses acima de 1,0Gy:

Devido à necessidade de irradiar os dosímetros termoluminescentes com doses maiores que 1,0Gy, que corresponde à região não linear do TLD-100, foi necessário determinar o fator de correção para esse fenômeno físico. Os resultados das leituras médias expressas em nC e os valores de cada irradiação expressa em cGy de kerma no ar para exposições mais altas no ^{60}Co , são apresentados na Tabela 6-6.

Tabela 6-6. Resultados das leituras médias, com suas incertezas. Dosímetros termoluminescentes irradiados com diferentes doses em uma fonte de ^{60}Co .

Irradiação kerma no ar no ^{60}Co (Gy)	Leitura termoluminescente (nC)	u_{leitura} (%) (95% conf)
1,00	956,474	0,782
5,00	5289,402	1,459
10,00	11739,290	1,153
30,00	43394,635	1,364
40,00	60247,882	0,907

Usando os dados da Tabela 6-6 foram determinados fatores de não linearidade para diversos valores de kerma no ar, normalizado para um valor de referência de 1,0Gy. Os resultados dos cálculos são apresentados na Tabela 6-7.

Tabela 6-7. Resultados das respostas e o fator de não linearidade calculado para os dosímetros irradiados numa fonte de ^{60}Co a altos valores de kerma no ar, calculados a partir dos dados da tabela 6-6.

kerma no ar ^{60}Co (cGy)	Resposta dos TLDs (nC/cGy)	Fator de não linearidade dos TLDs
100,00	9,565	1,000
500,00	10,579	1,106
1000,00	11,739	1,227
3000,00	14,465	1,512
4000,00	15,062	1,575

Finalmente, foi construída, pelo método dos mínimos quadrados utilizando o Origin[®], uma curva de fator de não linearidade em função da leitura líquida da carga registrada nos dosímetros termoluminescentes. O gráfico é mostrado na Figura 6-7.

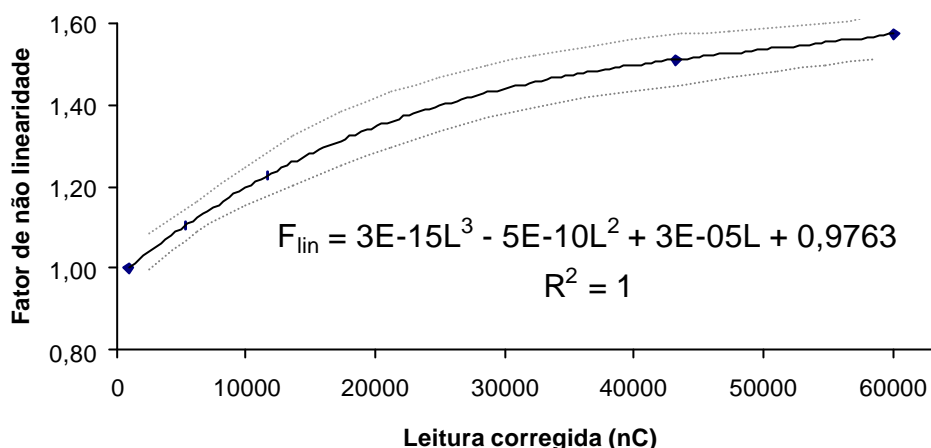


Figura 6-9. Curva do fator de não linearidade dos dosímetros termoluminescentes expostos a kerma no ar maior do que 1,0Gy.

A curva de ajuste obtida pelo método dos mínimos quadrados foi:

$$F_{lin} = 3 \times 10^{-15} \times L^3 - 5 \times 10^{-10} \times L^2 + 3 \times 10^{-05} \times L + 0,9736 \quad (6.2)$$

Da figura 6-7 pode ser notado que existe uma ótima tendência dos dados a situarem-se sobre a linha de regressão, essa tendência é representada através do coeficiente de correlação $R^2 = 1,0$. Também é representada a curva de confiança da função de não linearidade para um grau de confiança de 95%.

Para o cálculo da dose a qual um dosímetro que foi exposto à radiação, cuja carga registrada pela leitora termoluminescente esteja acima dos 900nC, deve-se corrigir a leitura pela função da equação 6.2, representada na Figura 6-7.

6.5.3 Determinação do fator individual de sensibilidade dos TLD:

As diferenças de propriedades físicas dos dosímetros termoluminescentes são levadas em conta através dos coeficientes de sensibilidade individual. Os fatores de sensibilidade calculados conforme a equação (5.7) e suas respectivas incertezas são apresentados num diagrama de frequências nas Figuras 6-10 e 6-11, respectivamente.

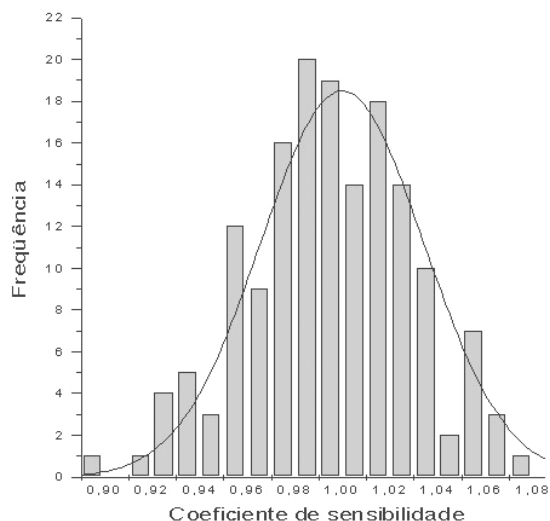


Figura 6-10. Histograma dos coeficientes de sensibilidade para o lote de dosímetros utilizados no presente trabalho.

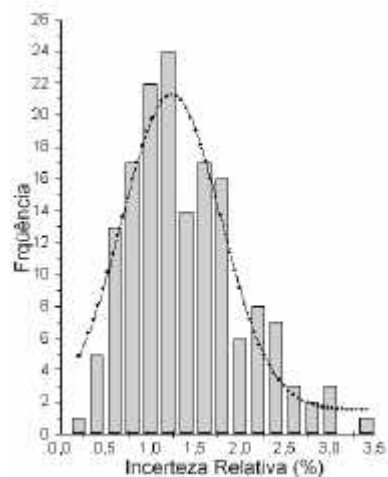


Figura 6-11. Histograma das incertezas relativas dos coeficientes de sensibilidade para o lote de dosímetros utilizados no presente trabalho.

Na Figura 6-10 pode ser observado que os coeficientes de sensibilidade apresentam um comportamento normal com valor em torno de 1,00 com uma incerteza na ordem de 1,25% para um grau de confiança de 95,45%.

6.5.4 Determinação da dose absorvida na água por meio dos TLDs para o espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose:

Os resultados da dose absorvida medida experimentalmente por meio da câmara de ionização e a dose absorvida determinada por meio dos dosímetros termoluminescentes são apresentados na Tabela 6-8, para uma dose constante em cada uma das posições, e, na Tabela 6-9 para um tempo de irradiação constante em cada uma das posições.

Tabela 6-8. Resultados experimentais da determinação da dose absorvida na água através da câmara de ionização e dos dosímetros termoluminescentes, para irradiações de 48,71cGy nas posições de 1,50cm a 6,0cm e 50cGy nas posições de 7,0cm a 10cm.

Distância (cm)	Dose câmara (cGy)	$u_{\text{câmara}}$ (%) (95,47% conf.)	Dose TLD (cGy)	u_{TLD} (%) (95% conf.)
1,50	48,264	3,739	26,661	5,546
2,00	48,493	3,738	32,514	5,354
2,50	48,546	3,737	35,023	5,365
3,00	49,115	3,737	37,292	5,247
4,00	49,709	3,736	40,912	5,348
5,00	49,709	3,736	42,150	5,196
6,00	49,971	3,736	42,547	5,430
7,00	50,477	3,736	42,958	5,342
8,00	51,919	3,737	43,355	5,233
9,00	51,908	3,737	42,169	5,166
10,00	52,683	3,737	42,850	5,304

Tabela 6-9. Resultados experimentais da determinação da dose absorvida na água através da câmara de ionização e dos dosímetros termoluminescentes, para irradiações de 60 segundos em cada posição.

Distância (cm)	Dose câmara (cGy)	$u_{\text{câmara}}$ (%) (95,47% conf.)	Dose TLD (cGy)	u_{TLD} (%) (95% conf.)
1,50	281,135	3,664	146,754	5,501
2,00	158,450	3,663	104,633	5,458
2,50	101,500	3,662	72,035	5,600
3,00	70,522	3,662	53,195	5,225
4,00	39,688	3,662	31,997	5,351
5,00	25,406	3,662	21,550	5,350
6,00	17,645	3,662	15,184	5,332
7,00	12,965	3,662	11,146	5,286
8,00	9,927	3,662	8,245	5,306
9,00	7,844	3,662	6,516	5,682
10,00	6,353	3,662	5,079	5,680

6.5.5 Determinação do fator de dependência energética dos TLD's para o espectro do ^{192}Ir :

Na determinação da dose absorvida por meio dos dosímetros termoluminescentes foram achadas discrepâncias ao comparar os resultados com os obtidos por meio da câmara de ionização; o que faz necessário determinar um fator de correção de dependência energética e não uniformidade das doses absorvidas, para levar em conta as mencionadas discrepâncias.

No presente trabalho foi determinado esse fator através da razão expressa pela equação (5.12) entre a dose de referência, ou seja, a dose obtida com a câmara de ionização e a dose determinada com os dosímetros termoluminescentes, normalizados para kerma no ar de ^{137}Cs .

Os resultados do cálculo do fator de correção dos dosímetros termoluminescentes para a dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose em função da distância utilizando a equação e suas respectivas incertezas, são apresentados na Tabela 6-10 a seguir. A representação gráfica desses fatores de correção é mostrada na Figura 6-12.

Tabela 6-10. Fatores de correção dos dosímetros termoluminescentes para dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose em função da distância e suas respectivas incertezas.

Distância (cm)	Fator correção $D_{\text{câmara}} / D_{\text{TLD}}$	u_{Fator} (%) (95% conf.)
1,50	1,886	5,976
2,00	1,503	5,910
2,50	1,398	5,958
3,00	1,322	5,805
4,00	1,223	5,874
5,00	1,179	5,827
6,00	1,169	5,893
7,00	1,169	5,852
8,00	1,201	5,826
9,00	1,218	5,922
10,00	1,243	5,992

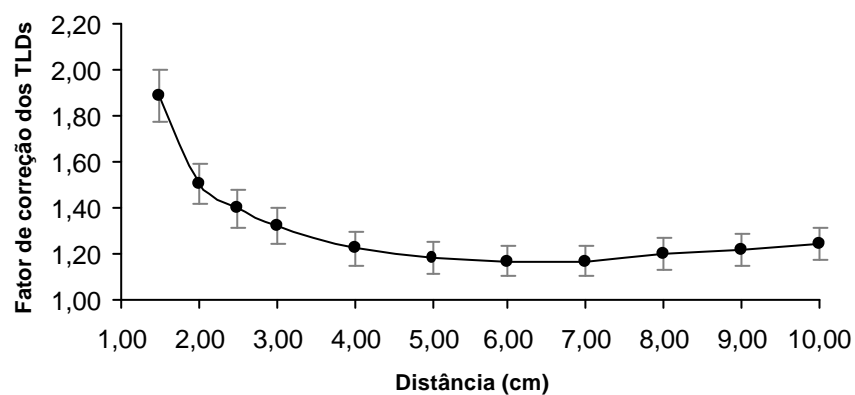


Figura 6-12. Fatores de correção dos dosímetros termoluminescentes para dose absorvida na água para uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose em função da distância, normalizada para kerma no ar de ^{137}Cs .

Na figura 6-12 pode ser observado que a pequenas distâncias fonte-detector o fator chega quase a 2,0, o que pode ser interpretado como uma perda de sensibilidade dos dosímetros termoluminescentes em relação ao espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose.

Como resultado da dispersão Compton, o espectro de fótons produzido pela fonte de ^{192}Ir se desloca significativamente para regiões de baixas energias ao incrementar-se a distância fonte-detector, conseqüentemente, a sensibilidade dos dosímetros termoluminescentes é incrementada (Ancil, 1998) refletindo-se num menor fator de correção.

6.5.6 Resultados da melhor curva de ajuste para os fatores de correção dos TLD's em relação ao espectro do ^{192}Ir de alta taxa de dose:

Para poder utilizar os resultados obtidos neste trabalho numa aplicação posterior, usando-se uma fonte de ^{137}Cs como fonte de calibração do sistema termoluminescente, é conveniente achar a melhor curva que represente os dados da Figura 6-12, e gerar uma função prática para fazer as correções em função da distância. A determinação da melhor função foi feita através do método dos mínimos quadrados, e utilizando a ferramenta de otimização Solver da planilha eletrônica Excel[®]. A melhor curva obtida foi:

$$F_c(x) = A[e^{-x/B} + C + D \cdot e^X] \quad (6.3)$$

Onde as constantes calculadas têm os seguintes valores:

$$A = 4,46985826;$$

$$B = 0,79219708;$$

$$C = 0,26165283;$$

$$D = 0,0000005043.$$

O coeficiente de correlação tem o valor: $R^2 = 0,9936$; e a incerteza do ajuste da curva é: $\sigma_{\text{adj}} = 0,020555$.

A equação (6.3) é apresentada na Figura 6-13 juntamente com os dados utilizados para sua construção.

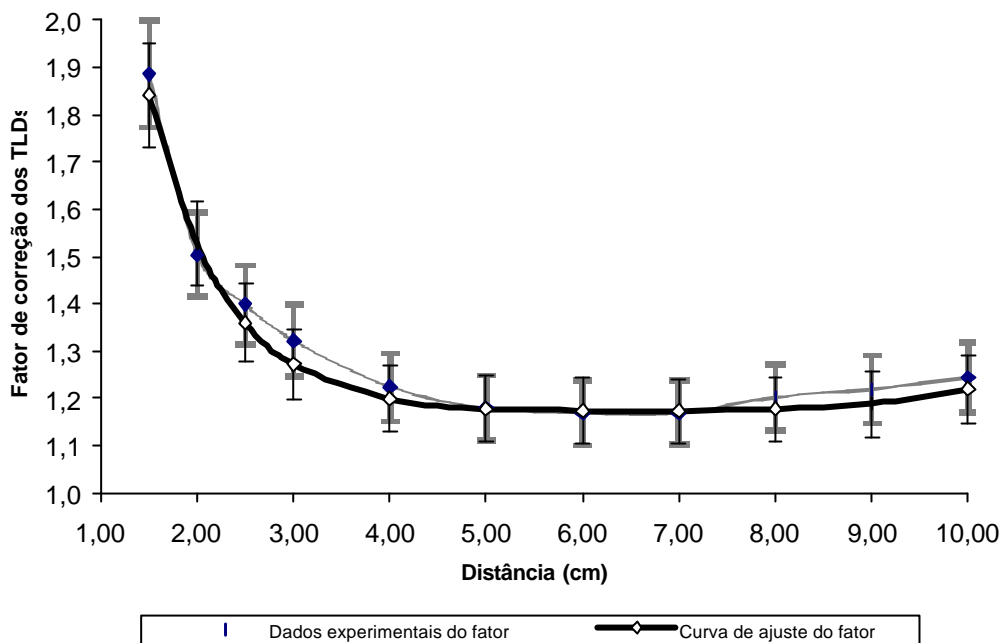


Figura 6-13. Representação gráfica dos fatores de correção experimentais e a melhor curva obtida pelo método dos mínimos quadrados.

Na Figura 6-13 as barras das incertezas do fator experimental quase se superpõem com as incertezas do ajuste, e as variações dos valores experimentais do fator em relação aos valores obtidos com a curva de ajuste (em torno de 2%) ficam mascaradas dentro das incertezas dos fatores experimentais que estão em torno do 5,8%.

6.5.7 Determinação de um intervalo útil de aplicação do presente trabalho, no controle da qualidade em braquiterapia de alta taxa de dose:

Uma das possíveis aplicações do presente trabalho é a dosimetria postal das fontes de ^{192}Ir de alta taxa que estão espalhadas por todo o país, e para isto se propõe uma série de cuidados na preparação do kit postal.

- Definir como intervalo prático útil na dosimetria postal, aquele que se encontra entre 4,00 e 8,00cm de separação fonte-detector.
- Utilizar pelo menos quatro (4) dosímetros termoluminescentes para poder ter assim um valor médio com um desvio padrão percentual da ordem de 6% para um intervalo de confiança de 95%.

- Os dosímetros devem ser cercados por 10,00cm de material acrílico ou água para garantir a condição de espalhamento total apresentada no capítulo 3 que foi a base para construção do simulador em acrílico.
- Utilizar durante a intercomparação postal uma dose entre 50cGy e 100cGy, que foi o intervalo de dose empregado no presente trabalho.

Finalmente, na Figura 6-14, é apresentado o intervalo da curva da figura 6-13, para sua aplicação no controle da qualidade de fontes de braquiterapia de alta taxa de dose, através de dosimetria postal, normalizando a resposta dos TLDs, em kerma no ar de ^{137}Cs .

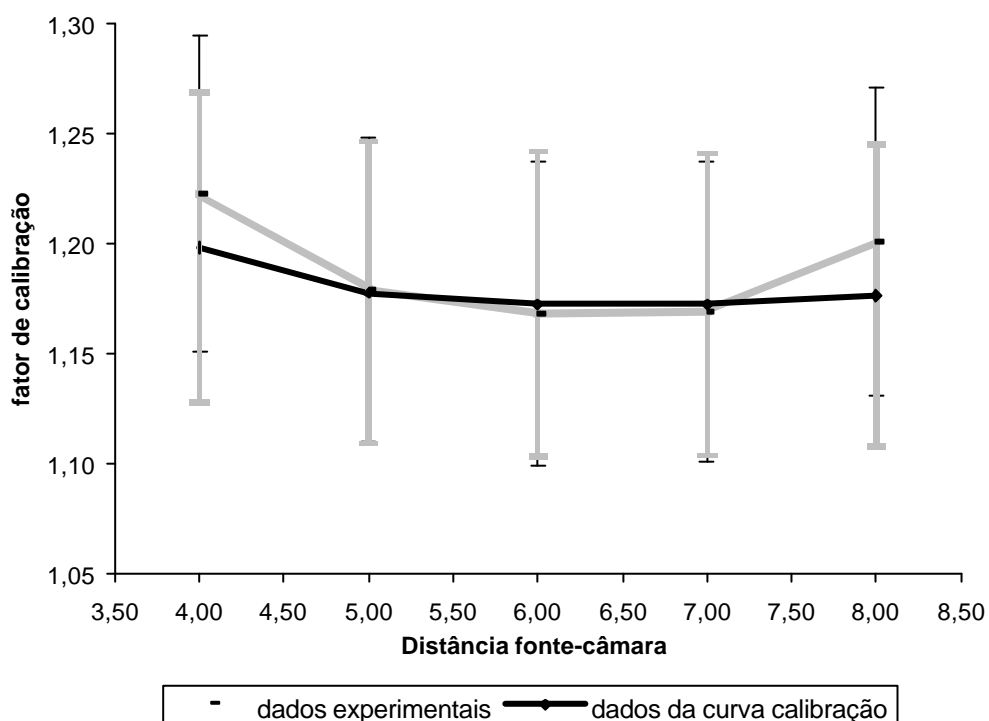


Figura 6-14. Intervalo prático de aplicação do presente trabalho na dosimetria postal para fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose.

Se os dosímetros termoluminescentes estiverem calibrados em termos da energia do ^{137}Cs como no presente trabalho, a dose absorvida durante a aplicação da presente metodologia seria dada por:

$$D(x) = A(e^{-x/B} + C + D \cdot e^x) \cdot D_{TLD} \pm k \cdot u(D) \quad (6.3)$$

Onde $u(D) = \sqrt{u_{leitura}^2 + u_{ajuste}^2}$ é a incerteza padrão da dose avaliada, u_{ajuste} e os valores das constantes A,B,C e D estão dados na seção 6.5.6 do presente trabalho.

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Ao realizar a dosimetria de uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose por meio de uma câmara de ionização tipo dedal, observou-se a existência de altos gradientes de dose absorvida nas vizinhanças da fonte. Esses altos gradientes de dose absorvida manifestam-se através da não uniformidade da curva de ionização obtida para um valor constante de dose.

Dentro do mesmo contexto dos altos gradientes de dose absorvida, pode-se observar que a carga coletada para uma distância fonte-câmara de 1,5cm, medida sobre o eixo transversal da fonte, situa-se em torno de 50% do valor correspondente à dose de irradiação; esse valor aumenta proporcionalmente ao quadrado da distância fonte-câmara, até um valor máximo situado no intervalo de 5,0 a 6,0cm. A partir da distância de 6,0cm, o valor se reduz levemente, até estabilizar-se para uma distância de 10,0cm, aproximadamente. Esse comportamento justifica a utilização da função da geometria da fonte expressa por $G(r, q) = [2 \tan^{-1}(L/2r)]/[2r \sin q]$, como base para a determinação de um fator de correção para esses altos gradientes de dose absorvida na vizinhança da fonte de radiação, pois ao expandir $G(r, q)$ em série de potências, esta converge para uma função dependente do inverso do quadrado com a distância a partir do segundo termo.

Foi testada e aprovada, experimentalmente, a aplicação da função $G(r, q)$ para uma pequena fonte de radiação na determinação do fator de não uniformidade proposto por Tölli (Tölli, 1993), visando a sua utilização na dosimetria de fontes de ^{192}Ir , através do uso de uma câmara de ionização, com base no protocolo TRS-277 (IAEA, 1987). Conclui-se que o fator de não uniformidade deve ser determinado para cada fonte de radiação em cada situação particular, já que ele dependerá do meio dispersor da radiação, do desenho e principalmente da atividade da fonte.

A partir do fator de não uniformidade determinado experimentalmente, foi possível a sua aplicação na determinação da dose absorvida na água, utilizando a metodologia de

Tölli (Tölli, 1993), que se baseia no Princípio da Grande Cavidade, e no Princípio de Bragg-Gray contido no TRS-277 (IAEA, 1987). Os resultados obtidos apresentam incertezas da ordem de 3,48% e 2,88%, respectivamente, para um limite de confiança do 95,45%. Pôde-se concluir, então, que uma câmara de ionização calibrada em termos do kerma no ar para a qualidade de energia do ^{192}Ir pode ser utilizada na avaliação da dose absorvida na água de uma fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose sobre o eixo transversal da fonte de radiação, usando-se essa metodologia.

De acordo com a proposta de se ter um procedimento de garantia da qualidade exato e rastreado aos padrões internacionais para a determinação da dose absorvida na água nas vizinhanças de pequenas fontes de braquiterapia, conclui-se que, através da aplicação do fator de não uniformidade o Protocolo TRS-277 (IAEA, 1987) pode ser adaptado à braquiterapia de alta taxa de dose. Não obstante, devem ser verificados experimentalmente outros fatores envolvidos nesse protocolo, assim como a dependência angular na determinação da dose absorvida. Para melhorar a qualidade dos dados experimentais, é recomendável utilizar uma câmara de ionização tipo dedal com volume máximo de $0,33\text{cm}^3$, de modo que a fonte de radiação possa ser considerada pontual em comparação com o volume sensível da câmara.

No contexto da aplicação da metodologia de Tölli na determinação da dose absorvida na vizinhança de uma fonte de braquiterapia, observou-se, nas regiões de interesse clínico (distâncias de 1,5 a 5,0cm), que o método baseado no Princípio da Grande Cavidade mostrou um melhor comportamento, em relação à dose calculada com o sistema de planejamento Plato[®] utilizado no presente trabalho. As variações mostradas foram de 1,0% para o intervalo de 1,5 a 4,0cm; 2% na posição 5,0cm e uma variação média de 3% no intervalo de 6,0 a 10,0cm. Com a utilização do Princípio de Bragg-Gray, aconteceram variações de 2% no intervalo de 1,5 a 2,5cm; variações de 1% no intervalo de 3,0 a 6,0cm; variações de 2% novamente no intervalo de 7,0 a 9,0cm até um valor de 4% na posição 10,0cm. Concluindo-se que o Princípio da Grande Cavidade é a melhor alternativa de algoritmo para a determinação da dose absorvida na água.

Na calibração dos dosímetros termoluminescentes no espectro de fótons da fonte de ^{192}Ir de alta taxa de dose, observou-se também o efeito dos altos gradientes na dose absorvida, através da mudança da sensibilidade dos detectores termoluminescentes quando expostos a essa radiação. A sensibilidade, normalizada para o espectro de ^{137}Cs , dos TLD para o espectro do ^{192}Ir , variou de 55% na posição 1,5cm até 88% na posição

7,0cm e sofrendo ainda uma redução até estabilizar-se na posição 10,0cm para um valor de 86%. O comportamento da curva de dose absorvida é semelhante ao observado com a câmara de ionização.

Foi estabelecida uma curva de calibração para os dosímetros termoluminescentes em termos de dose absorvida na água para o ^{192}Ir . Essa curva pode ser utilizada sempre que se use TLD-100 e que estes estejam calibrados em termos de kerma no ar do ^{137}Cs . Se os dosímetros termoluminescentes forem calibrados em outra qualidade de feixe de radiação, será necessário determinar novas constantes de normalização, através da metodologia descrita neste trabalho.

Recomenda-se, para um futuro trabalho, determinar uma função de correção das leituras dos TLD-100, levando-se em consideração a distância radial entre o centro da fonte de radiação e o centro do TLD-100, assim como o ângulo que forma essa distância radial com o eixo longitudinal da fonte em consideração. Recomenda-se, ainda, fazer uma avaliação da função de geometria $G(r, \theta)$ aplicada à dosimetria termoluminescente, pois, devido à natureza tão semelhante do comportamento das respostas da câmara de ionização e dos TLD-100 em relação ao espectro do ^{192}Ir , é possível que se consiga gerar fatores de correção para dependência energética para os TLD-100 em função da distância, com uma conformação semelhante aos fatores de não uniformidade obtidos para a câmara de ionização.

Devido ao comportamento relativamente uniforme dos fatores de correção de não uniformidade da câmara de ionização e dos fatores de calibração para a correção dos dosímetros termoluminescentes, em relação ao espectro do ^{192}Ir , no intervalo de 4,0 a 8,0cm a partir do centro da fonte sobre seu eixo transversal, sugere-se utilizar esse intervalo como uma região de aplicação prática na dosimetria da fonte em questão, como por exemplo, em futuros trabalhos de avaliação dosimétrica postal. Ademais, devido ao fato de que ainda são utilizadas fontes de ^{137}Cs na braquiterapia intracavitária na América Latina, seria muito proveitoso adaptar o conteúdo do presente trabalho para esta dosimetria, tanto com uma câmara de ionização quanto com TLD-100. Esse procedimento permite avaliar os sistemas de cálculo da dose absorvida e os tempos de tratamento, assim como garantir uma rastreabilidade metrológica destas fontes de radiação.

Finalmente, devido à inexistência de trabalhos no Brasil a respeito da garantia da

qualidade dos sistemas de planejamento utilizados na braquiterapia, sugere-se aplicar a calibração dos TLD-100 descrita neste trabalho na avaliação da dose absorvida na água, para avaliar o desempenho desses sistemas de planejamento. Para agilizar esta avaliação, poderiam ser usados kits postais com os TLD-100, que seriam enviados às clínicas para serem irradiados em condições padronizadas, a distâncias entre 4,0 e 8,0cm da fonte.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AAPM REPORT No. 21, "Specification of Brachytherapy Source Strength", Report of AAPM Task Group 1987, No. 32, EE.UU., 1987.

ABNT, et al. "Guia Para a Expressão da Incerteza de Medição", Segunda edição brasileira, RJ, 1998.

ALEKTIAR, K., "Can intensity modulated radiation therapy replace brachytherapy in the management of cervical cancer?", *Brachithrapy*, v.1, pp. 191-194, EE.UU., 2002.

ANCTIL J., CLARK B., ARSENAULT C., "Experimental determination of dosimetry functions of Ir-192 sources", *Med. Phys.*, v. 25, No. 12, pp. 2279-2287, EE.UU., dezembro, 1998.

ANDREO, P. "Absorbed dose beam quality factors for the dosimetry of high-energy photon beams", *Phys. Med. Biol.*, v. 37, pp. 2189-2211, U.K., 1992.

ATTIX F.H., "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry", 2 ed. New York, John Wiley & Sons, 1986.

BECKER A. "Solid State Dosimetry", 1a ed. EE.UU., CRC PRESS, 1973.

BIELAJEW A. "An analytic theory of the point-source non-uniformity correction factor for thick-walled ionisation chambers in photon beams", *Phys. Med. Biol.*, v. 35, No. 4, pp. 517-538, U.K., 1990.

BOAG, J.W., "Ionization Chambers", *Radiation Dosimetry*, Vol. II, 2 ed., New York, Academic Press, 1966.

BORG J., ROGERS D., "Monte Carlo calculations of photon spectra in air from ^{192}Ir sources", *PIRS-629r*, Institute for National Measurement Standards, National Research Council, Canada, March, 1999.

BROSED A., PEREZ CALATAYUD J., VIVANCO J., "Necesidades metrológicas en braquiterapia. Soluciones a corto, medio y largo plazo", *Revista de Física Médica*, vol 1, No. 1, pp. 107-111, Madrid, 2000.

BUSUOLI G., "Applied thermoluminescence dosimetry", Lectures of a course held at the joint research centre, Ispra, Italy, 1981.

CALATAYUD, J. P., et.al, “Calibración de Dosis y Control de Calidad en Braquiterapia: Informe del Grupo de Trabajo de Braquiterapia de la SEFM”, *Revista de Física Médica*, Vol 1, n.1, pp.1-49, Madrid, 2000.

CAMERON J. Et al. “Thermoluminiscent Dosimetry”, 1^a ed., The University of Wisconsin Press, EE.UU., 1968.

CUNHIGAM J. “Radiological Physics”, 4 edition, Edit. John Wiley, EE.UU. 1984.

CHAN F., BURLIN T. “The Energy – Size Dependence of the Response of thermoluminiscent Dosimeters to Photon Irradiation”, *Health Physics*, v. 18, pp. 325-332, Northern Ireland, 1970.

CHANG-MING M., NAHUM A., “Bragg-Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams”, *Phys. Med. Biol.*, v. 36, No. 4, pp. 413-428, U.K., 1991.

ELLIS, F. “History of Brachytherapy”, *AAPM Summer School 1994*, pp. 1-6, San Diego, California, EE.UU., 1995

GOETSCH S., ATTIX F., PEARSON D., et al, “Calibration of ¹⁹²Ir high-dose-rate afterloading systems”, *Med. Phys.*, v. 18, No. 3, pp. 462-467, EE.UU., Maio, 1991.

HANSON W., “Brachytherapy Source Strength Quantities, Units, and Standards”, *AAPM Summer School 1994*, pp. 72-85, San Diego, California, EE.UU., 1995.

HOROWITZ Y., DUBI A., “A proposed modification of Burlin’s general cavity theory for photons”, *Phys. Med. Biol.*, v. 27, No. 6, pp. 867-870, U.K. 1982.

HOROWITZ Y., “Modified general cavity theory applied to the calculation of gamma dose in ⁶⁰Co thermoluminescence dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, v. 28, No. 7, pp. 829-840, U.K. 1983.

HOROWITZ Y., “Photon General Cavity Theory”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 9, No. 1, pp. 5-18, EE.UU., 1984.

IAEA. International Atomic Energy Agency. “Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: an international code of practice”, *Tech Rep Ser No 277*, Viena, 1987.

IAEA. International Atomic Energy Agency. “Calibration of Dosimeters used in Radiotherapy”, *Tech. Rep. Ser. No. 374*, Viena, 1994.

IAEA, International Atomic Energy Agency. *Calibration of Brachytherapy Sources.*, TECDOC No. 1079, Vienna, 1999.

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements. *Radioactivity*, ICRU Report 10c. Washington, EE.UU., 1963.

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements. *Radiation Quantities and Units*, ICRU Report 33. Washington, EE.UU., 1980.

ICRU, International Commission on Radiation Units and Measurements. *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*, Report 51. Maryland, EE.UU., 1993.

JAYARAMAN S., LANZ L., “An overview of errors in line source dosimetry for gamma-ray brachytherapy”, *Med. Phys.*, v. 10, No. 6, pp. 871-875, EE.UU., Nov. 1983.

KIROV A., WILLIAMSON J., et al, “TLD, diode and Monte Carlo dosimetry of an ^{192}Ir source for high dose-rate brachytherapy”, *Phys. Med. Biol.*, v. 40, pp. 2015-2036, U.K., 1995.

KONDO S., RANDOLPH M., “Effect of finite size of ionization chambers on measurements of small photon sources”, *Radiation Research*, v. 13, No. 37, pp. 37-60, EE.UU., 1960.

KRON, T., “Applications of thermoluminescence dosimetry in medicine”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 85, No. 1-4, pp. 333-340, EE.UU., 1999.

KUTCHER G., et al., “Comprehensive QA for Radiation Oncology: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 40”, AAPM, Report No. 46, EE.UU. 1994.

MARECHAL M., “*Desenvolvimento de uma metodologia de calibração de fontes de ^{192}Ir de alta taxa de dose usadas em Braquiterapia*”, Tese de D.Sc. Instituto de Biologia/UERJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 1998.

MARECHAL M., Física médica I: *Braquiterapia*. Curso da Pós-graduação IRD, RJ, 2002.

MAURICIO C.L.P., “*Termoluminescência e dosimetria termoluminescente: aplicação em monitoração individual*”, Apostila de curso, IRD/CNEN, RJ/Brasil, 2001.

MEIGOONI A., MELI J., NATH R., “Influence of the variation of energy spectra with depth in the dosimetry of ^{192}Ir using LiF TLD”, *Phys. Med. Biol.*, v. 33, No. 10, pp. 1159-1170, U.K., 1988.

MEIGOONI A., NATH R., “A comparison of radial dose functions for Pd-103, I-125, Sm-145, Am-241, Yb-169, Ir-192 and Cs-137 brachytherapy sources”, *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, v. 22, pp. 1125-1130, EE.UU., 1992.

MEIGOONI, A., et al. “A comparative study of dosimetric properties of Plastic Water and Solid Water in brachytherapy applications”, *Med. Phys.*, v. 21, No. 12, pp. 1983-1987, EE.UU., December, 1994.

MEIGOONI A., MISHRA V., “Instrumentation and dosimeter-size artifacts in quantitative thermoluminescence dosimetry of low-dose fields”, *Med. Phys.*, v. 22, No. 5, pp. 556-561, EE.UU., Maio, 1995.

MEIGOONI, A., “Single-Source Dosimetry for Interstitial Brachytherapy”, *AAPM Summer School 1994*, pp. 209-234, San Diego, California, EE.UU., 1995

MELI J., MEIGOONI A., NATH R., “On the choice of phantom material for the dosimetry of ^{192}Ir sources”, *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, v. 14, pp. 587-594, EE.UU., 1988.

MELI J., “Source Localization”, *AAPM Summer School 1994*, pp. 209-234, San Diego, California, EE.UU., 1995

METCALFE P. “Experimental verification of cesium brachytherapy line source emission using semiconductor detector”, *Med. Phys.*, v. 15, No. 5, pp. 702-706, EE.UU., set. 1988.

MULLER-RUNKEL R., CHO S., “Anisotropy measurements of a high dose rate Ir-192 source in air and in polystyrene”, *Med. Phys.*, v. 21, No. 7, pp. 1131-1134, EE.UU., Julio, 1994.

NATH R., MEIGOONI A., MELI J., “Dosimetry on transverse axes of I-125 and Ir-192 interstitial brachytherapy sources”, *Med. Phys.*, v. 17, No. 6, pp. 1032-1040, EE.UU., Dec., 1990.

NATH R., et al., “Dosimetry of interstitial brachithery sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43”, *Med. Phys.*, v. 22, No. 2, pp. 209-234, EE.UU. 1995.

NATH R., “Physical Properties and Clinical Uses of Brachytherapy Radionuclides”, *AAPM Summer School 1994*, pp.8-37, San Diego, California, EE.UU., 1995a.

NCRP, Nation Commision on Radiation Protection and Measurements, “Specification of Gamma-Ray Brachytherapy Sources, *NCRP Report No. 41*, Washington, 1974.

PEREIRA, J., “*Medidas de doses no reto em pacientes submetidas à braquiterapia de alta taxa de dose durante o tratamento do câncer do colo uterino*”, Dissertação de mestrado, IRD/CNEN, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2004.

PERKS C., MARSHALL M., “Techniques for thermoluminescence glow curve analysis”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 38, No. 4, pp. 261-269, U.K., 1991.

PORTAL, G., “Applied thermoluminescence dosimetry”, *Lectures of a course held at the joint research centre*, Ispra, Italy, 1981.

PRANDHAN A., QUAST U., “In-phantom response of LiF TLD-100 for dosimetry of ^{192}Ir HDR source”, *Med. Phys.*, v. 27, No. 5, EE.UU., Maio, 2000.

REYNAERT N., VERHAEGEN F., THIERENS H., “In-water calibration of PDR Ir-192 brachytherapy sources with an NE2571 ionization chamber”, *Phys. Med. Biol.*, v. 43, pp. 2095-2107, U.K., 1998.

ROSA L., NETTE H. “Thermoluminescent dosimeters for exposure assessment in gamma or x radiation fields with unknown spectral distribution”, *Appl. Radiat. Isot.*, v. 39, No. 3, pp. 191-197, U.K. 1988.

ROSA L., “The influence of temperature and humidity on the stability of the response of different thermoluminescent detectors”, *Appl. Radiat. Isot.*, v. 40, No. 2, pp.139-145, U.K. 1989.

ROSA L., REGULA, D., FILL, U., “Precision for low dose assessment using TLD-100 chips and computerised glow curve analysis”, *Radiation Protection Dosimetry*, v. 85, No.1-4, pp. 175-178, U.K. 1999.

ROSA L., REGULA D., FILL U., “Reproducibility study of TLD-100 micro-cubes at radiotherapy dose level”, *Appl. Radiat. Isot.*, v. 50, pp. 573-577, U.K., 1999.

ROSA L., “*Dosimetria Termoluminescente Aplicada à Física Médica*”, Notas da disciplina Física Médica II, DEFISME/IRD, RJ Brasil, 2002.

SCAFF, L., “*Física de Radioterapia*”, 1a Edição, São Paulo Brasil, Sarvier edit., 1997.

SUNTA C., YOSHIMURA E., OKUNO E. “Supralinearity and sensitization factors in thermoluminescence”. *Radiation Measurements.*, v. 23, No. 4, pp. 655-666, U.K., 1994.

TAHUATA L., SANTOS, E., “*Estatística e Teoria de Erros para Radioproteção*” 1ª Edição, IRD-CNEN, RJ Brasil, 1983.

TAUHATA L., et al. “*Radiações Ionizantes*”, Notas de aula, LNMR/IRD, RJ Brasil, 2003.

TÖLLI H., JOHANSSON K., “Quality assurance in brachytherapy: principles for ionization chamber measurement of absorbed dose close to brachytherapy sources”, *Phys. Med. Biol.*, v. 38, pp.1475-1483, U.K., 1993a.

TÖLLI H., JOHANSSON K., “Quality assurance in brachytherapy: the displacement effect in the vicinity of ^{60}Co and ^{192}Ir brachytherapy sources”, *Phys. Med. Biol.*, v. 38, pp.1485-1492, U.K., 1993b.

TÖLLI H., BIELAJEW A., MATTSSON O., et al, “Fluence non-uniformity effects in air kerma determination around brachytherapy sources”, *Phys. Med. Biol.*, v. 42, pp. 1301-1318, U.K., 1997.

TÖLLI H., JOHANSSON K., “Correction factors for Farmer-type chambers for absorbed dose determination in ^{60}Co and ^{192}Ir brachytherapy dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, v. 43, pp. 3171-3181, U.K., 1998a.

TÖLLI H., JOHANSSON K., “Absorbed dose determination at short distance from ^{60}Co and ^{192}Ir brachytherapy sources”, *Phys. Med. Biol.*, v. 43, pp. 3183-3194, U.K., 1998b.

WILLIAMSON J., MORIN R., KHAN F., “Monte Carlo evaluation of the Sievert integral for brachytherapy dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, v. 28, No. 9, pp. 1021-1032, U.K. 1983.

WILLIAMSON J., “Comparison of measured and calculated dose rates in water near I-125 and Ir-192 seeds,” *Med. Phys.* v.18, pp. 776-782, EE.UU., 1991.

WEAVER K. “Dose calculation models in Brachytherapy”. *AAPM Summer School 1994*, pp. 136-147, San Diego, California, EE.UU. 1995

YU C., LUXTON G., “TLD dose measurement: A simplified accurate technique for the dose range 0.5cGy to 1000 cGy”, *Med. Phys.*, v. 26, No. 6, EE.UU., June, 1999.