



ESTUDO ESPECTRAL PARA DETERMINAÇÃO DO FATOR DE CONVERSÃO QUE
RELACIONA KERMA NO AR E A DOSE GLANDULAR MÉDIA ATRAVÉS DO
MÉTODO DE MONTE CARLO – CÓDIGO PENELOPE

Marcos Aurélio Gomes de Albuquerque

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientador(es): Delson Braz

Carlos Eduardo Veloso de
Almeida

Rio de Janeiro
Janeiro de 2015

ESTUDO ESPECTRAL PARA DETERMINAÇÃO DO FATOR DE CONVERSÃO QUE
RELACIONA KERMA NO AR E A DOSE GLANDULAR MÉDIA ATRAVÉS DO
MÉTODO DE MONTE CARLO – CÓDIGO PENELOPE

Marcos Aurélio Gomes de Albuquerque

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS EM
ENGENHARIA NUCLEAR.

Examinada por:

Prof. Delson Braz, D.Sc.

Prof. Carlos Eduardo Veloso de Almeida, PhD.

Prof. Luís Alexandre Gonçalves Magalhães, D.Sc.

Prof. Mario Antonio Bernal Rodriguez, D.Sc.

Prof. Ademir Xavier da Silva, D.Sc.

Prof. Edmilson Monteiro De Souza, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL
JANEIRO DE 2015

Albuquerque, Marcos Aurélio Gomes de

Estudo Espectral Para Determinação do Fator de Conversão que Relaciona Kerma no ar e a Dose Glandular Média Através do Método de Monte Carlo- Código PENELOPE/ Marcos Aurélio Gomes Albuquerque – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2015.

XI, 81 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Delson Braz

Carlos Eduardo Veloso de Almeida

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2015.

Referências Bibliográficas: p. 75-81.

1. Monte Carlo. 2. Mamografia. 3. Espectrometria. I. Braz, Delson *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

À minha mãe por tudo...

AGRADECIMENTOS

Agradeço em primeiro lugar ao bom Deus. O Pai eterno que tornou esse sonho possível.

Ao professor Delson Braz, que pacientemente me orientou nesses últimos anos e ajudou no direcionamento.

Ao professor Carlos Eduardo que mais uma vez confiou em meu trabalho e abriu as portas do LCR, agora no doutorado.

Ao querido professor e amigo Mariano David, que com muita dedicação e esmero me orientou no mestrado e agora no doutorado, pela prontidão e parceria nos momentos difíceis.

À minha família, pelo carinho sem medidas que sempre tive.

Aos demais professores do PEN e do LCR, assim como o corpo administrativo. Todos tiveram importância ímpar na minha jornada.

E a todos os demais que me ajudaram direta e indiretamente a realizar esse trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

ESTUDO ESPECTRAL PARA DETERMINAÇÃO DO FATOR DE CONVERSÃO QUE
RELACIONA KERMA NO AR E A DOSE GLANDULAR MÉDIA ATRAVÉS DO
MÉTODO DE MONTE CARLO – CÓDIGO PENELOPE

Marcos Aurélio Gomes de Albuquerque

Janeiro/2015

Orientadores: Delson Braz

Carlos Eduardo Veloso de Almeida

Programa: Engenharia Nuclear

O câncer de mama é o tipo de neoplasia mais freqüente entre mulheres. Estima-se que ocorram cerca de 57.120 novos casos de câncer de mama em 2015. A principal estratégia para aumentar a sobrevivência de pacientes com esta doença é a detecção precoce do tumor, sendo a mamografia a técnica mais adequada para este fim. Diante desse quadro, vários países criaram programas de rastreamento mamográfico. Apesar do avanço da diminuição das mortes por câncer nesses países, existe a preocupação dos danos causados pela radiação ionizante. Duas medidas importantes da qualidade do feixe de raios X são o espectro e o coeficiente de conversão (c_g) de KERMA no ar na superfície de entrada do simulador (K_{ar}) em dose glandular (D_g). Para avaliar essas medidas foi modelado um mamógrafo e obtidos os espectros em profundidade através do método de Monte Carlo usando o Código PENELOPE. Também foram calculadas as energias médias dos espectros em profundidade, a camada semi redutora do espectro de saída do mamógrafo e o coeficiente de conversão c_g . Através das modelagens realizadas do tubo de raios X foi obtido o valor de 1,51 para o coeficiente de conversão c_g . Este resultado, quando comparado com valores de referência na literatura, mostra uma diferença entre 5% e 24%, dependendo da metodologia adotada, o que sugere uma investigação mais detalhada apontando para uma unificação nos métodos para determinação da dose glandular média.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

SPECTRAL STUDY FOR THE DETERMINATION OF THE CONVERSION FACTOR
THAT RELATES AIR KERMA AND AVERAGE GLANDULAR DOSE USING THE
MONTE CARLO METHOD - CODE PENELOPE

Marcos Aurélio Gomes de Albuquerque

Janeiro/2015

Advisors: Delson Braz

Carlos Eduardo Veloso de Almeida

Department: Nuclear Engineering

Breast cancer is the most common type of cancer among women. It is estimated that there will be about 57,120 new cases of breast cancer in 2015. The main strategy to increase the long-term survival of patients with this disease is the early detection of the tumor, and mammography is the most appropriate method for this purpose. Given this situation, several countries have developed mammographic screening programs. Despite the reduction of cancer deaths in these countries, there is a big concern about the damage caused by the ionizing radiation to the breast tissue. Two important indications of the X-ray beam quality are the spectrum, and the conversion coefficient (C_g) of the air KERMA on the phantom input surface (K_{ar}) in glandular dose (D_g). To evaluate these measures it was modeled a mammography equipment, and obtained the depth spectra using the Monte Carlo method - PENELOPE code. The average energies of the spectra in depth, the half value layer of the mammography output spectrum and the C_g were also calculated. Through the Monte Carlo simulation it was obtained the value of 1.51 for the C_g coefficient. This result, when compared with reference values in literature, shows a difference of 5% to 24% depending on the methodology used, suggesting further detailed investigation, pointing to the unification of the methods used on the determination of the average glandular dose.

ÍNDICE

	PÁGINA
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 REFERENCIAL TEÓRICO	4
1.2 OBJETIVOS	6
2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	7
2.1 INTRODUÇÃO	7
2.2 FUNDAMENTOS DO RAIOS X	7
2.2.1 INTERAÇÃO ELÉTRON-ALVO.....	7
2.2.2 MECANISMOS DE PRODUÇÃO DE RAIOS X.....	8
2.2.2.1 RADIAÇÃO DE FRENAMENTO (BREMSSTRLUNG)	8
2.2.2.2 RAIOS X CARACTERÍSTICO.....	9
2.2.3 ESPECTRO DE EMISSÃO DOS RAIOS X.....	10
2.2.4 A PRODUÇÃO DE RAIOS X NO TUBO.....	11
2.2.5 INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA COM A MATÉRIA.....	12
2.2.5.1 EFEITO FOTOELÉTRICO.....	12
2.2.5.2 EFEITO COMPTON.....	14
2.2.5.3 EFEITO RAYLEIGH.....	14
2.2.6 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO E SEÇÃO DE CHOQUE MICROSCÓPICA.....	14
2.2.6.1 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR TOTAL.....	14
2.2.6.2 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO MÁSSICO.....	15
2.3 ANATOMIA DA MAMA	17
2.4 PRINCÍPIOS DOSOMÉTRICOS	19
2.4.1 FLUÊNCIA DE FÓTONS E FLUÊNCIA DE ENERGIA.....	20
2.4.2 DOSE ABSORVIDA.....	21

2.4.3 KERMA.....	21
2.4.4 DOSE GLANDULAR MÉDIA	22
2.4.5 PERCENTUAL DE DOSE EM PROFUNDIDADE.....	23
2.5 MAMÓGRAFO	23
2.6 DETECÇÃO DE RAIOS X	24
2.7 OS SIMULADORES DE TECIDOS	26
2.8 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL	27
2.8.1 MÉTODO DE MONTE CARLO.....	27
2.8.1.1 SIMULAÇÃO DE MONTE CARLO PARA ELÉTRONS E FÓTONS.....	30
2.8.1.2 SIMULAÇÃO ANALÓGICA OU DETELHADA.....	32
2.8.1.3 SIMULAÇÃO CONDENSADA.....	33
2.8.1.4 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE VARIÂNCIA E AUMENTO DA EFICIÊNCIA DO MÉTODO DE MONTE CARLO.....	33
2.8.2 CÓDIGO PENELOPE.....	34
2.8.2.1 O PACOTE PENGEOM	36
2.8.2.2 SUPERFÍCIES QUÁDRICAS	37
2.8.2.3 DEFINIÇÃO DE MÓDULOS E SUBMÓDULOS.....	41
2.8.2.4 PROGRAMAS PRINCIPAIS (“MAINS”).....	43
3 MATERIAIS E MÉTODOS	45
3.1 MODELAGEM DO SISTEMA DE RAIOS X METROLÓGICO DO LCR.....	46
3.1.1 GEOMETRIA DO TUBO DE RAIOS X.....	46
3.1.2 MODELAGEM DO ESPECTRO DO TUBO DE RAIOS X.....	47
3.1.3 MODELAGEM DOS ESPECTROS EM PROFUNDIDADE NO SIMULADOR DE MAMA	48
3.1.4 MODELAGEM DA CURVA DE PERCENTUAL DE DOSE EM PROFUNDIDADE NO SIMULADOR DE MAMA.....	50
3.2 MEDIÇÃO DO ESPECTRO DO TUBO DE RAIOS X NÃO CLÍNICO.....	50
3.2.1 VALIDAÇÃO DO ESPECTRO	53

3.2.2 MEDIÇÃO DO PERCENTUAL DE KERMA EM PROFUNDIDADE	53
3.3 MODELAGEM DE UM TUBO DE RAIOS X CLÍNICO	54
3.3.1 MODELAGEM DOS ESPECTROS EM PROFUNDIDADE NO TUBO DE RAIOS X CLÍNICO	57
3.3.2 MODELAGEM PARA O CÁLCULO DO KERMA NO AR.....	58
3.3.3 MODELAGEM PARA O CÁLCULO DA DOSE NO SIMULADOR.....	59
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	61
4.1 COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS NO SIMULADOR DE MAMA.....	61
4.2 PERCENTUAL DE DOSE OU KERMA EM PROFUNDIDADE.....	66
4.3 COEFICIENTE DE CONVERSÃO QUE RELACIONA KERMA COM DOSE GLANDULAR MÉDIA..	67
5 CONCLUSÕES.....	73
7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	75

LISTA DE SÍMBOLOS OU NOMENCLATURA

ICRP	International Commission on Radiation protection
CZT	CdZnTe
PENELOPE	Penetration and Energy Loss of Positrons and Electrons
MIRD	Medical International Radiation Dose Committee
MC	Monte Carlo
DCS	Seções de Choque Diferenciais
PDF	Probabilities Distribution Functions
LCR	Laboratório de Ciências Radiológicas
INCA	Instituto Nacional do Câncer
MCNP	Monte Carlo N-Particle
MR	Magnetic resonance
PDD	Percentual Dose Depth
PMMA	Polimetilmetacrilato
PSF	Phase Space File
CSR	Camada Semi Redutora

1 INTRODUÇÃO

Atualmente o câncer é o maior desafio da saúde mundial, em 2005 das 58 milhões de mortes no mundo 13% foi causada por câncer. No Brasil, estão previstos um total de 576.000 novos casos de câncer para o ano de 2015. O câncer de mama é o tipo de neoplasia mais freqüente nas mulheres brasileiras e a que mais mata. Estima-se que ocorram cerca de 57.120 novos casos de câncer de mama no Brasil, em 2015 (INCA, 2014). O risco de câncer de mama aumenta com a idade, porém observa-se uma incidência significativa em indivíduos jovens (FIGUEIRA et al, 2003).

O corpo humano é formado por milhões de células que se reproduzem por meio da divisão celular em processo de regeneração ou de substituição das células mortas, mas quando essa reprodução por algum motivo acontece de forma acima do normal pode-se tornar tumores. Essas células perdem a capacidade de limitar e controlar o seu próprio crescimento passando, então, a se multiplicar muito rapidamente e sem nenhum controle. Quando as novas células não apresentam as mesmas propriedades das células que lhe deram origem, existe risco de câncer. As células se tornam cancerosas devido a um dano no DNA.

Ainda não foi criado um método de prevenção para o câncer de mama com resultados concretos, a melhor forma de prolongar a vida da mulher é a detecção precoce da doença. A principal técnica para detecção precoce é a mamografia, que mostra diferenças nas densidades na mama, conseguindo assim detectar lesões na fase inicial (POLLETTI et al, 2001; TABAR et al, 1985; HULKA e STARK, 1995). Diante desse quadro, vários países criaram programas de rastreamento mamográfico. Os resultados tem evidenciado uma crescente diminuição no número de mortes devido ao câncer de mama (FEIG, 1999). No entanto, a *International Commission on Radiation Protection* (ICRP) no documento 103 recomenda que sejam implantados, métodos de otimização que garantam que o público seja exposto aos menores níveis

de radiação possíveis. A preocupação com os possíveis danos causados pela radiação ionizante, seja em exames de rastreamento ou circustanciais, e a inexistência de um limiar de dose seguro (NCRP, 1990; NCRP, 1989), têm reativado debates e estimulado pesquisas quanto aos efeitos estocásticos de baixas dose e baixas taxas de dose de radiação ionizante. Pesquisas mostraram que as estimativas dos efeitos biológicos para as técnicas aplicadas em mamografia podem ser subestimadas (FRANKENBERG et al, 2000).

A principal forma de analisar o desempenho do sistema de raios X é o estudo do feixe. Uma das medidas importantes da qualidade do feixe de raios X é o espectro e o seu conhecimento é necessário para otimizar a qualidade da imagem, desenvolver detectores de radiação, diminuir a dose de radiação recebida pelo paciente, avaliar a resposta de dosímetros e validar modelos numéricos utilizados para simular espectros teóricos (KUNZEL et al, 2004). Uma outra medida importante no sistema de raios X é o coeficiente de conversão (c_g) de KERMA no ar na superfície de entrada do simulador (K_{ar}) em dose glandular (D_g) que é fator imprescindível na análise da relação risco-benefício da mamografia.

A espectroscopia de raios X na região de mamografia em equipamentos clínicos apresenta dificuldades devido às restrições geométricas do sistema e à alta fluência de fótons que atingem o detector. A distância típica entre o ponto focal (centro do alvo do tubo) e o sistema receptor de imagens é de 60 cm. A alta fluência de fótons que atingem o detector nessa distância resulta na distorção do espectro medido devido ao empilhamento de pulsos. As seguintes técnicas experimentais têm sido utilizadas para limitar o número de fótons que atingem o detector: Operar o tubo de raios X no modo de fluoroscopia (modo de baixa corrente) e utilizar colimadores com pequenas aberturas e/ou utilizar longas distâncias entre o ponto focal e o detector a fim de limitar o ângulo sólido (KUNZEL et al, 2004).

Em mamógrafos, no entanto, essas técnicas são impossíveis de serem executadas, à exceção do uso do colimador pois na grande parte dos mamógrafos não

possuem modo fluoroscopia acoplado ao tubo e também por não poder utilizar grandes distâncias entre o ponto focal e o detector devido à placa de suporte da mama, onde fica localizado o receptor de imagens.

O espectrômetro Compton e o espectrômetro de difração têm sido utilizados como alternativas para medidas de espectro de raios X em unidades mamográficas sob condições clínicas. O espectrômetro Compton mede o espectro espalhado por um objeto colocado no feixe de raios X primário, a um dado ângulo com relação à direção deste feixe. O espectro espalhado é medido com detectores de germânio hiperpuro (HPGe). O espectro de raios X primário é calculado a partir do espectro espalhado medido, usando as expressões para o espalhamento Compton e as seções de choque de Klein-Nishina (Yaffe, 1976).

Embora a determinação do espectro utilizando-se os métodos de espalhamento Compton e difração de raios X possa ser aplicada em unidades mamográficas clínicas, o limitado tempo para uso de equipamentos utilizados para fins de diagnóstico e a precisão necessária na montagem do experimento dificulta a aplicação destas técnicas. Alguns detectores de CdZnTe (CZT) e PIN de silício vem sendo muito utilizados para fins de espectroscopia em tubos de raios X clínicos na faixa de mamografia, mas a grande dificuldade de utilização desses equipamentos está no alinhamento do ponto focal com o detector (MIYAJIMA et al, 2002). O uso desses detectores apresenta um ganho na obtenção dos espectros porque, em geral, eles possuem pequeno tamanho o que faz com que a detecção ocorra de forma adequada sem superposição das partículas, melhorando assim sua eficiência (KNOLL, 1989).

Dada a necessidade do conhecimento da distribuição espectral e a complexidade de se realizar medições de espectro em equipamentos mamográficos em condições clínicas, modelos baseados em métodos de Monte Carlo se apresentam como alternativa para simulação de espectros teóricos. A modelagem computacional é muito utilizada para estudos em mamografia [BONNE, 1997]. Sendo que a dose

absorvida pode ser determinada de diferentes maneiras. A dose glandular pode ser estimada através de cálculos numéricos, sendo que é derivada do KERMA incidente no ar (K_{ai}) combinado com o coeficiente de conversão (c_g) obtido através dos cálculos de transporte de radiação, sendo esse diretamente proporcional à dose glandular. Geralmente busca-se o coeficiente de conversão para estimar-se a dose conhecendo-se o KERMA no ar produzido na posição de interesse.

PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons (PENELOPE) é um código de simulação baseado no método de Monte Carlo usado para simulações diversas. Este código é uma ferramenta muito útil para simulações com geometrias complexas. O código PENELOPE descreve bem o transporte de fótons e elétrons na matéria e alcança bons resultados na vizinhança das interfaces entre materiais (BLAZY, 2006).

1.1 REFERENCIAL TEÓRICO

Apesar da descoberta dos raios X por Roentgen em 1895, foi somente em 1913 que houve a primeira visualização de um tecido mamário. Isso ocorreu através dos estudos reportados por Albert Salomon, um cirurgião alemão que obteve radiografias de espécimes de uma mastectomia completa (BASSETT et al, 1994; HOFF, 2000). Muitos pesquisadores trabalharam de forma independente de 1927 até o ano de 1935, buscando a melhor forma de visualizar as lesões que ocorriam nos tecidos mamários (BASSETT et al, 1994; HOFF, 2000; GABBAY, 1994).

Em 1960, Egan descreveu a técnica de alta miliamperagem e baixa quilovoltagem e utilizou filmes industriais para facilitar a reprodutibilidade das imagens. Até a década de 60 não havia sido realizada a avaliação comercial de unidades de raios X dedicadas a exames mamográficos. Nessa mesma década, no ano de 1967,

foi que a empresa CGR começou a produzir uma série de unidades de raios X dedicados a mamografia.

Em meados da década de 70, varias empresas começaram a produzir as unidades de raios X dedicadas à mamografia (ROTHENBERG, 1994; BASSETT et al, 1994). Nesse período já era grande a preocupação dos pesquisadores com a dose recebida pelo paciente. Nesse sentido vários pesquisadores tentaram estabelecer um parâmetro para relacionar a dose recebida pelo paciente e o risco de um possível malefício induzido pelos exames mamográficos.

Na década de 80 a dose glandular média (D_{gm}) passou a ser amplamente difundida como sendo a grandeza a medir a dose real no tecido mais radiosensível da mama e é o que mais caracteriza o risco carcinogênico induzido pela radiação, em mamografia (NG et al, 1997). Várias metodologias foram apresentadas para determinação da dose glandular média nesse período o primeiro grande trabalho foi o “Handbook of glandular tissue doses in mammography” publicado por Rosenstein M. e colaboradores, em 1985 (ROSENSTEIN et al, 1985).

No início da década de 90, duas metodologias para determinação da dose glandular média se sobressaíram; uma foi desenvolvida pelo Dance D.R. que utiliza o kerma no ar e um fator de conversão, esse fator é calculado por simulação computacional, e a outra foi desenvolvida por Wu X. e colaboradores, que utiliza a medida da exposição na entrada na pele e os valores tabelados de dose glandular normalizada, (DANCE, 1990; WU et al, 1994).

Em 1997, um ano depois em que foi publicado o Protocolo Europeu de Dosimetria baseado nos trabalhos do Dance D.R de 1990, foi publicado por Klein R. e colaboradores um trabalho avaliando a dose glandular média para unidades mamográficas modernas e mostraram valores para o fator de conversão que relaciona kerma no ar e dose glandular média com diferenças próximas de 11% em relação aos trabalhos de Dance D.R (KLEIN et al, 1997).

Em 2010 Tsai H.Y. e colaboradores publicaram um trabalho mostrando que o método do Dance D.R. tem valores de doses de 9 à 21% maiores que os do Método do WU X. para mesmas condições clínicas (TSAI et al, 2010) .

A Agência Internacional de Energia Atômica adotou a metodologia do Dance D. R. em seu protocolo, TRS 457, Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice, 2007, e em suas revisões como a de 2011 onde foi feita revisões dos resultados. A metodologia do Wu X. e colaboradores foi adotada pela Associação Americana de Física Médica.

A determinação dos fatores de conversão que relaciona kerma no ar e dose glandular média, utilizados pelo Dance D.R. para o cálculo da dose foi feita com base em espectros de 1979 (DANCE, 1990). Esses fatores são utilizados até hoje sem serem contestados, o Protocolo Europeu de Dosimetria e o Protocolo da Agência Internacional de Energia Atômica são exemplos recentes de utilização desses fatores de conversão datados de 1990. Outros autores, como Jansen e Klein , determina a dose glandular média pelo método do Dance D.R., entretanto sem questionar os valores dos coeficientes de conversão (JANSEN et al, 1994; KLEIN et al, 1997).

1.2 OBJETIVOS

Sob esse aspecto, o objetivo deste trabalho é fazer um estudo com espectros de tubo de raios X em condições clínicas para avaliar o valor do coeficiente de conversão do Kerma no ar em dose glandular média. Para tanto, foram feitas modelagens para determinar o kerma e os espectros de fótons do tubo de raios X utilizando o método de Monte Carlo com o código PENELOPE. Outros parâmetros também foram analisados, como o comportamento dos espectros e do percentual de dose em profundidade no simulador de mama.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 INTRODUÇÃO

A descoberta dos raios X por Roentgen em 1895 foi uma verdadeira revolução na Medicina contemporânea, sua capacidade de tornar possível a visualização de estruturas internas do corpo humano foi um avanço, principalmente com relação ao radiodiagnóstico. Entretanto, logo começaram a surgir relatos sobre efeitos danosos causados pela radiação ionizante a seres humanos. Assim, o estudo das interações da radiação com a matéria começou a ser intensificado com o intuito de melhorar a qualidade da imagem fornecida pelos raios X e, também, diminuir os riscos associados com a exposição à radiação. A seguir serão descritos os principais efeitos de interação de fótons com a matéria, bem como o seu papel na formação da imagem e na dose absorvida em um exame radiográfico, em especial a mamografia.

2.2 FUNDAMENTOS DO RAIOS X

2.2.1 INTERAÇÃO ELÉTRON-ALVO

Quando um feixe de elétrons acelerados atinge um anteparo metálico, eles diminuem sua energia cinética mudando de direção e alguns deles emitem essa diferença de energia sob a forma de ondas eletromagnéticas também chamadas de raios X. Essa diminuição de velocidade é explicada por causa das forças coulombianas existentes entre os elétrons do feixe e os elétrons e núcleo dos átomos de alvo.

Nos tubos de raios X os elétrons são acelerados devido à alta voltagem que é aplicada entre o anodo e o catodo. A energia cinética dos elétrons incidentes tem praticamente o mesmo valor numérico da tensão aplicada. E transferem parte de sua energia para os elétrons orbitais dos átomos do alvo. Essas interações ocorrem logo após a penetração, ou seja, em pequena profundidade.

2.2.2 MECANISMOS DE PRODUÇÃO DE RAIOS X

Os raios X são produzidos de duas formas, dependendo do tipo de interação:

2.2.2.1 RADIAÇÃO DE FRENAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)

Quando um elétron passa perto do núcleo ele é desacelerado devido às forças coulombianas entre o elétron e o núcleo, essa energia que é despreendida por causa da desaceleração é emitida na forma de onda eletromagnética também chamada de raios X de frenagem (bremsstrahlung), esquematizado na Figura 2.1. Como a quantidade da energia cedida pelo elétron no processo de frenagem depende da distância entre a trajetória e o núcleo pode-se dizer que os raios X de frenagem têm um espectro de energia contínuo, pois pode variar continuamente entre o mínimo, quando não sofre desvio, até a máxima que é a própria energia do elétron (TUCKER, 1990)

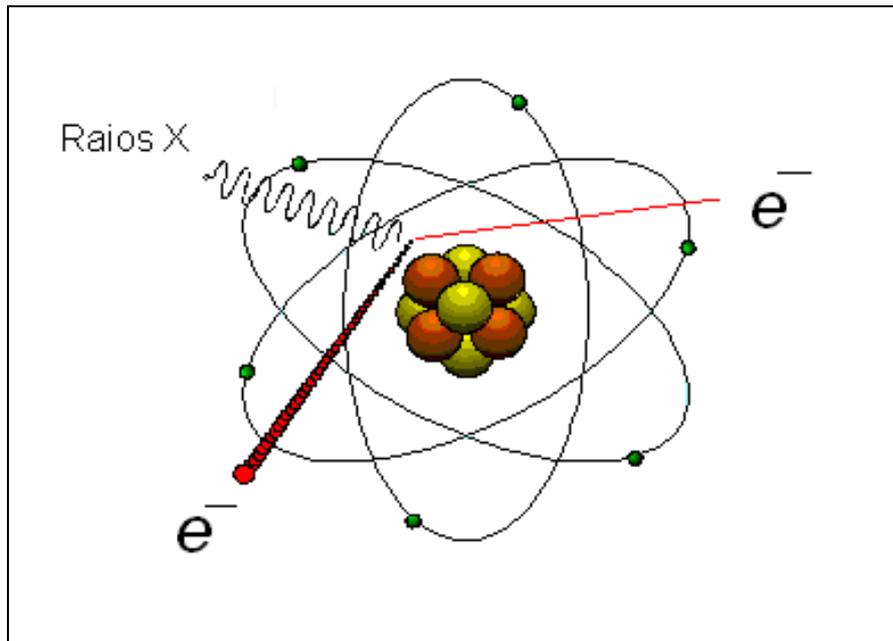


Figura 2.1 Representação da formação da radiação de frenamento (TAUHATA et al, 2003).

2.2.2.2 RAIOS X CARACTERÍSTICOS

Quando um elétron incidente colide com um elétron orbital ele cede energia suficiente para que o elétron orbital seja ejetado deixando uma lacuna na eletrosfera, essa lacuna é logo preenchida por elétrons de orbitais mais energéticos. Esse elétron que sai de uma orbita mais energética para uma menos energética diminui sua energia potencial que é liberada em forma de raios X, conforme figura 2.2. Esses raios X dependem diretamente das orbitas de onde os elétrons foram deslocados e cada elemento (material) tem seus valores de energia característicos, por isso esses raios X são também chamados de característicos.

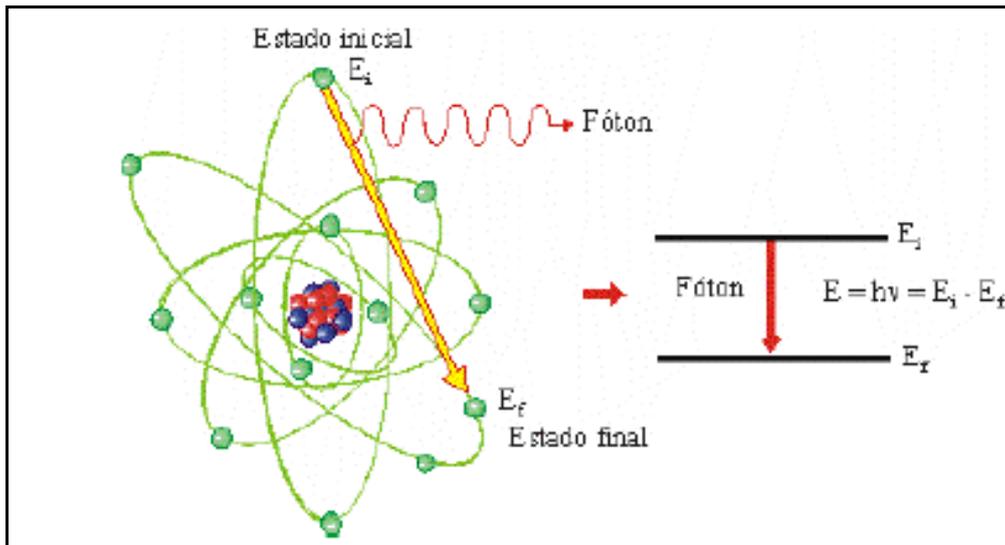


Figura 2.2 Representação da formação dos Raios X característicos (TAUHATA et al, 2003).

2.2.3 ESPECTRO DE EMISSÃO DOS RAIOS X

Os espectros de raios X são utilizados nos cálculos de diversos fatores como dose e contraste de imagem assim como no cálculo dos coeficientes de atenuação (KÜNZEL et al, 2004). São representados através de um gráfico da quantidade de fótons de determinada energia versus as diferentes energias. A energia máxima expressa em keV é igual em magnitude à voltagem de aceleração (kVp), mas existem poucos fótons desta energia. Por causa da auto-absorção, o número de fótons de raios X emitidos é muito pequeno para energias muito baixas, atingindo zero, para energias abaixo de 5 keV. Os traços correspondem às radiações características que, para anodo de tungstênio, só aparecem nos espectros gerados com tensão acima dos 70 kVp (TAUHATA et al, 2003). A Figura 2.3 representa espectros de raios X de freamento para tensões de 60, 90 e 120 kV.

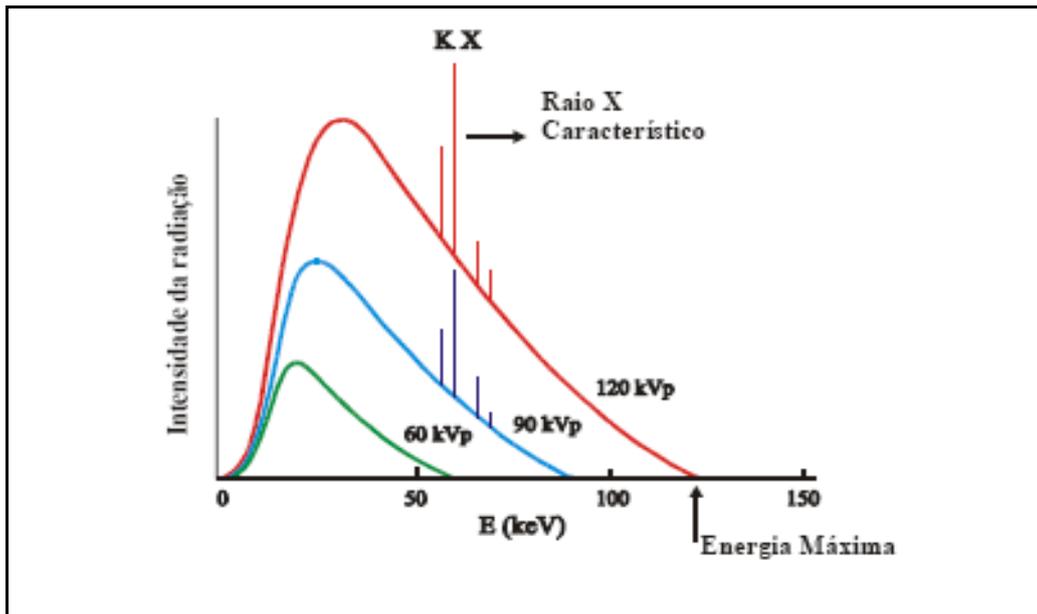


Figura 2.3: Espectro de raios X de freamento com raios X característicos para voltagem pico de 60, 90, 120KV (TAUHATA et al, 2003).

2.2.4 A PRODUÇÃO DE RAIOS X NO TUBO

Num tubo de raios X, o feixe de elétrons é gerado por emissão termoiônica num filamento aquecido. O campo elétrico é obtido aplicando-se uma alta voltagem entre os terminais do tubo de raios X onde o alvo metálico, anodo, é polarizado positivamente e o filamento, catodo, negativamente. Quando esses elétrons colidem com o alvo eles reduzem a energia cinética. A emissão de raios X só ocorre, obviamente, quando estiver ligada a alta tensão. A energia dos raios X gerados é proporcional a tensão aplicada ao tubo e quanto mais alto o valor, maior também o seu poder de penetração. Aumentando-se a corrente, aumenta-se a intensidade do feixe.

As máquinas utilizadas para mamografia apresentam a kilovoltagem na faixa 25 a 50kV, radiologia oral de 50 a 90kV; para radiodiagnóstico geral, de 50kV a 100kV e as utilizadas em radiografia industrial, de 150 a 500kV (TAUHATA et al, 2003). A figura 2.4 mostra um esquema de tubo de raios X com seus componentes.

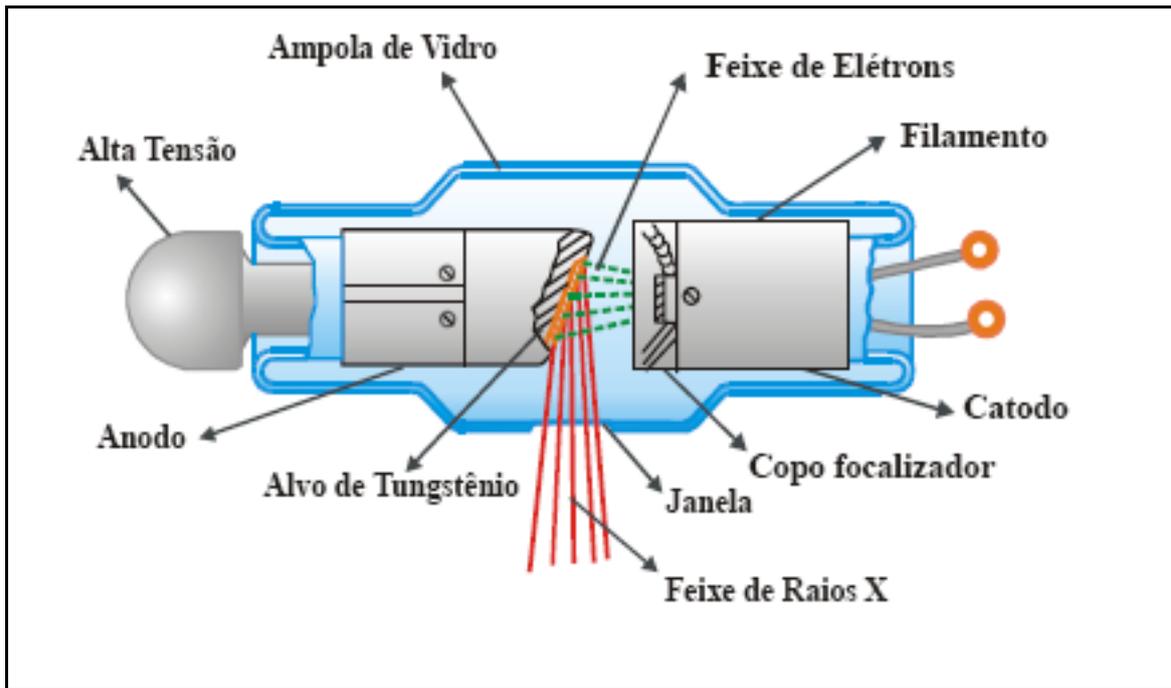


Figura 2.4: Esquema de uma máquina de Raios X convencional (TAUHATA et al, 2003).

2.2.5 INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA COM A MATÉRIA.

A interação dos fótons de raios X com a matéria se dá por meio de processos que alteram a direção e/ou energia dos mesmos. Por causa da sua característica ondulatória, sem carga e massa de repouso ela tem um poder de penetração maior que as partículas carregadas, podendo percorrer grandes distâncias antes de sofrer a primeira interação. O poder de penetração depende da seção de choque de interação para cada tipo de evento. Tais processos são os efeitos denominados fotoelétrico e efeito Compton.

2.2.5.1 EFEITO FOTOELÉTRICO

O efeito fotoelétrico é caracterizado pela doação total da energia do fóton incidente a um único elétron orbital, que é ejetado com uma energia definida.

A energia mínima necessária do fóton para retirar esse elétron é a energia de ligação atômica do elétron correspondente ao nível de energia ocupado pelo elétron no átomo. O restante da energia do fóton é transformado em energia cinética do elétron e do átomo (ATTIX, 1986). A equação 2.1 descreve esse processo:

$$h\nu = T_e + T_a + B_e \quad (2.1)$$

onde h é a constante de Planck, ν é a frequência do fóton incidente, T_e é a energia cinética do elétron removido do átomo, T_a é a energia cinética do átomo e B_e é a energia de ligação atômica do elétron. Em geral, é possível desprezar a energia cinética do átomo na conservação de energia, pois a massa dos átomos é muito maior que a do elétron. No entanto, a massa do átomo é essencial para a conservação do momento desse processo como mostra a equação 2.2:

$$P_h = P_e + P_a \quad (2.2)$$

onde P_h é o momento do fóton, P_e é o momento do elétron e P_a é o momento do átomo.

O efeito fotoelétrico é predominante para baixas energias e para elementos químicos de elevado número de atômico Z . A variação da seção de choque por átomo para o efeito fotoelétrico, na região de energias $h\nu \leq 100 \text{ keV}$, onde o efeito fotoelétrico é predominante, é proporcional a (ATTIX, 1986; TAUHATA et al, 2003):

$$r \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (2.3)$$

2.2.5.2 EFEITO COMPTON

Nesse efeito está envolvido uma colisão da radiação incidente com o elétron orbital. Existe apenas uma transmissão parcial da energia por parte da radiação eletromagnética, que, em consequência muda de direção. A transferência de energia é dependente da direção do elétron emergente, portanto fótons de energia definida pode resultar elétrons com energia variável, com valores de zero até um valor máximo. Assim, a informação associada ao elétron emergente é desinteressante sob o ponto de vista da detecção da energia do fóton incidente.

A atenuação varia com o número de elétrons por centímetro cúbico do material, que é obtido multiplicando a densidade do material pelo número de elétrons por grama do mesmo, quanto maior este número, maior será a atenuação. (ATTIX, 1986; TAUHATA et al, 2003).

2.2.5.3 EFEITO RAYLEIGH

O espalhamento Rayleigh (ou coerente) ocorre com a absorção de um fóton incidente em um átomo e a sua reemissão em uma direção diferente, com um pequeno recuo do átomo, para garantir a conservação do momento. Esse processo ocorre devido à interação do fóton com o átomo como um todo, sem a transferência de energia do fóton para o átomo. O efeito Rayleigh pode ser considerado como um caso particular do espalhamento Compton (TAUHATA et al, 2003).

2.2.6 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO E SEÇÃO DE CHOQUE MICROSCÓPICA

2.2.6.1 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR TOTAL

Quando um feixe de fótons monoenergético interage em um material de espessura conhecida, parte do feixe é espalhada, parte é absorvida pelos processos já descritos e a quantidade de fótons que atravessa o material sem interagir com o mesmo é dada pela lei de atenuação exponencial, como mostra a equação 2.4:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2.4)$$

onde μ é a probabilidade do feixe sofrer atenuação devido a eventos de espalhamento Compton, absorção fotoelétrica ou espalhamento Rayleigh, sendo denominado coeficiente de atenuação total ou linear e I_0 é a intensidade do feixe inicial (TOMAL, 2007; DUCOTE e MOLLOI, 2008). Assim, o coeficiente de atenuação linear pode ser escrito como na equação 2.5:

$$\mu = \tau + \sigma_c + \sigma_r \quad (2.5)$$

Onde τ, σ_c e σ_r são os coeficientes de atenuação linear para o efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e Rayleigh, respectivamente.

Para materiais de baixo número atômico, o espalhamento Rayleigh é geralmente desprezível para energias acima de 10 keV.

O coeficiente de atenuação linear depende do estado físico ou fase do material, pois é uma função do número de átomos presentes em uma camada do material. Uma grandeza mais fundamental é o coeficiente de atenuação mássico (μ/ρ), que independe do estado físico (JOHNS, 1983).

2.2.6.2. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO MÁSSICO

O coeficiente de atenuação de um material para um determinado tipo de interação varia com a energia da radiação, mas depende, para um mesmo material, de seu estado físico ou fase. Assim, a água pode assumir valores diferentes de seus coeficientes de atenuação conforme esteja no estado de vapor, líquido ou sólido.

Tabela 2.1: Dependência do coeficiente de atenuação em massa com o número atômico.

Número Atômico	Coeficiente de atenuação mássico para fótons de baixa energia	Coeficiente de atenuação mássico para fótons de alta energia	(cm²/g)
Z	(cm²/g)	(cm²/g)	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{le} - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{he}$
	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{le}$	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{he}$	
1 a 10	3,5 (para Z=1) a 1,9 (para Z=10) Diminui com o aumento de Z	2,7 (para Z=1) a 1,4 (para Z=10) Diminui com o aumento de Z	0,8 (para Z=1) 0,5 (para Z=10)
11 a 60	0,9 (para Z=11) a 7,0 (para Z= 60) Aumenta com o aumento de Z	0,4 (para Z=11) a 1,0 (para Z= 60) Aumenta com o aumento de Z	0,5 (para Z=11) 6,0 (para Z=60)
61 a 92	7,1 (para Z=61) a 4,4 (para Z= 92) Diminui com o aumento de Z	0,1 (para Z=61) a 2,8 (para Z= 92) Aumenta com o aumento de Z	7,0 (para Z=61) 1,6 (para Z=92)

Retirada do "National Institute of Standards and Technology - NIST"

Da mesma forma, o carbono depende de sua forma alotrópica de apresentação: grafite, diamante, pó sintetizado (TAUHATA et al, 2003; ATTIX, 1986). A Tabela 2.1 mostra a dependência dos valores dos coeficientes de atenuação em massa com o número atômico.

2.3 ANATOMIA DA MAMA

Para determinar alguns parâmetros dosimétricos e de qualidade da imagem é muito importante conhecer a anatomia a ser radiografada. A mamografia forma imagens sobre-expostas das estruturas, geradas de imagens bidimensionais. Dessa forma, deve-se conhecer as características de posicionamento para a visualização das estruturas anatômicas desejadas, bem como, definir a rádio-opacidade dos diferentes tecidos envolvidos no processo de formação da imagem. Essas características são essenciais para determinar a qualidade do feixe de radiação incidente e da técnica a ser aplicada (ANDOLINA et al, 1992).

A composição dos tecidos formadores da mama pode variar com a passar dos anos alterando sua rádio-opacidade e poder de absorção de energia. Na mama o percentual de tecido adiposo cresce durante o período de envelhecimento do indivíduo (KUHL et al, 1997; FIGUEIRA et al, 2003). A reposição hormonal também deve ser levada em consideração, pois retarda o processo de envelhecimento da mama deixando a mama mais densa.

A mama é formada por três tipos de tecidos, Glandular, Adiposo e Friboso ou Conjuntivo. Os tecidos glandular e conjuntivo apresentam densidades semelhantes, não sendo possível diferenciá-los em uma imagem mamográfica, isto é, a radiação é absorvida igualmente por esses dois tecidos. Já o tecido adiposo apresenta uma densidade menor que os tecidos glandular e conjuntivo, podendo ser diferenciado destes tecidos, durante a realização de um exame mamográfico (BONTRAGER, 1989;

ANDOLINA et al, 1992). A densidade relativa da mama é principalmente afetada pelas características mamárias inerentes a cada paciente, estado hormonal, idade e gestações. As glândulas mamárias sofrem alterações cíclicas associadas à elevação e quedas das secreções hormonais durante o ciclo menstrual, alterações durante a gravidez e lactação e alterações graduais que ocorrem durante a vida do paciente. (BONTRAGER, 1989; KUHL et al, 1997).

A mama jovem é bastante densa por ser constituída de uma quantidade grande de tecido glandular e é conhecida como mama fibroglandular. A faixa etária comum para a categoria fibroglandular se situa entre a pós-puberdade até cerca de 30 anos de idade. No entanto, mulheres de 30 anos que são nulíparas (nunca tiveram filho), gestantes e mulheres na fase da lactação de qualquer idade também pertencem a este grupo, porque possuem um tipo de mama muito denso.

Mulheres entre 30 e 50 anos tem mama com percentuais de gordura e tecido glandular mais equilibrados. A mama já não é mais tão densa quanto a do grupo mais jovem. Várias gestações em fase precoce da vida reprodutiva aceleram o desenvolvimento de suas mamas para o tipo fibroadiposo. Após a vida reprodutiva da mulher, a maioria do tecido glandular mamário se atrofia e é substituído por tecido adiposo, em um processo chamado involução, comumente após os 50 anos (KUHL et al, 1997).

Essas particularidades, considerando cada mama individualmente, podem representar uma variação considerável da dose glandular absorvida e a visibilidade das estruturas mamárias.

Outro fator adicional a ser considerado durante a análise de uma imagem mamária é a compressão. Para que as estruturas mamárias possam ser observadas mais dispersas, para diminuir a movimentação da mama e para que haja menor espalhamento da radiação incidente, faz-se necessária a compressão da mama. Quanto maior a compressão, melhor será a imagem. Todavia, comprimir a mama é desconfortável para a paciente (ANDOLINA et al, 1992). Para que haja um equilíbrio

entre o desconforto da paciente e a qualidade da imagem diagnóstica (que é o benefício trazido por essa técnica) existe um ponto de compressão considerado satisfatório, onde a qualidade da imagem diagnóstica é considerada adequada e a paciente suporta o desconforto produzido pela compressão. Entretanto, encontrar esse ponto ideal é complicado e o limiar de dor é variável de indivíduo para indivíduo, o que faz diferença na capacidade máxima de suportar uma compressão da mama. Cabe então analisar que pequenas variações na compressão podem gerar alteração na qualidade da imagem e na radiação espalhada, o que altera também a dose absorvida por essa mama (ANDOLINA et al, 1992; LOPES et al, 2000; HOFF, 2005).

2.4 PRINCÍPIOS DOSIMÉTRICOS

A radiação ionizante e seus efeitos podem ser descritos por várias quantidades: Fluxo; Fluência; Exposição; Kerma; Equivalente de Dose; etc. Estas podem ser classificadas em três categorias:

- I. Quantidade que descreve a fonte: Atividade; Intensidade, etc.

- II. Quantidades que se relacionam com o feixe de radiação e suas partículas: Fluxo, Fluência de Energia; etc.

- III. Quantidades que medem o efeito da radiação no meio: Kerma; Exposição; Dose; etc.

O interesse principal deste trabalho está em algumas grandezas específicas relacionadas com os espectros do tubo de raios X que possibilitem o cálculo de um fator que converte o valor do kerma no ar incidente na superfície da mama em dose

glandular média. A seguir serão descritas algumas das grandezas de interesse no presente trabalho.

2.4.1 FLUÊNCIA DE FÓTONS E FLUÊNCIA DE ENERGIA

São grandezas utilizadas para descrever feixes de radiação ionizante monoenergéticos. Normalmente utilizadas para descrever feixes de fótons, mas também podem ser usados na descrição de partículas carregadas (Podgorsak, 2004).

A fluência de partículas Φ é o quociente dN por dA , onde dN é o número de partículas incidentes em uma esfera de área da secção plana dA como descrito na equação 2.6:

$$\Phi = \frac{dN}{dA}, \text{ em m}^{-2} \quad (2.6)$$

A fluência de energia Ψ é o quociente dE por dA , onde dE é a energia radiante incidente em uma esfera de área da secção plana dA como descrito na equação 2.7

$$\Psi = \frac{dE}{dA}, \text{ em J/m}^2 \quad (2.7)$$

A relação entre as duas fluências pode ser descrita como na equação 2.8:

$$\Psi = \frac{dN}{dA} \times E = \Phi E \quad (2.8)$$

E é a energia da partícula e dN representa o número de partículas com energia E .

2.4.2 DOSE ABSORVIDA

A grandeza dosimétrica dose absorvida (D) é definida, pela ICRU documento 60 (ICRU, 1998), como sendo a energia média depositada (dE) em um volume de matéria de massa dm , conforme evidencia a equação 2.9.

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (2.9)$$

A unidade de medida dessa grandeza dosimétrica é joule/quilograma (J/kg), que recebe o nome especial de gray (Gy).

2.4.3 Kerma

A grandeza de dosimetria KERMA (K) é definida, na ICRU documento 60 (ICRU, 1998), como o quociente da soma da energia cinética inicial de todas as partículas carregadas (dE_{tr}) liberadas por partículas descarregadas em um material de massa determinada (dm), conforme é evidenciado na equação 2.10.

$$D = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.10)$$

A unidade de medida dessa grandeza dosimétrica é joule/quilograma (J/kg), que recebe o nome especial de gray (Gy).

2.4.4 DOSE GLANDULAR MÉDIA

Em mamografia, a dose glandular média (D_{gm}) de um tecido mamário representa a dose real no tecido mais rádio-sensível da mama. A D_{gm} é a grandeza dosimétrica que melhor caracteriza o risco carcinogênico induzido pela radiação ionizante (NG e TANG, 2000). Neste caso, o risco de indução de um tumor (letal) na mama é assumido como diretamente proporcional à quantidade de energia absorvida pela glândula mamária (NG e TANG, 2000; DANCE, 1990).

A dose glandular média (D_{gm}) é definida como sendo a energia média absorvida no tecido glandular (excluindo a pele), em uma mama comprimida uniformemente composta, por exemplo, por 50% de tecido glandular e 50% de tecido adiposo. Quando realizada a modelagem computacional, a espessura da mama de referência deve ser especificada.

A D_{gm} pode ser estimada através de cálculos numéricos, derivando do KERMA incidente no ar (K_{air}) combinado com o coeficiente de conversão (c_g) obtido através dos cálculos de transporte de radiação em conforme evidencia a equação 2.11. Uma outra forma de determinar a D_{gm} pode ser através da medida da exposição na entrada da pele (XESE) e os valores tabelados de dose glandular normalizadas (D_{gN}) (WU et al, 1994; GINGOLD et al, 1995; NG e TANG, 2000).

$$D_{gm} = c_g K_{air} \quad (2.11)$$

A unidade de medida dessa grandeza dosimétrica é joule/quilograma (J/kg), que recebe o nome especial de gray (Gy). Os cálculos em códigos de transporte de

radiação de diversos autores diferem quanto aos dados de interação dos fótons, aos espectros, a composição e a espessura da camada superficial (que representa pele e tecido adiposo subcutâneo), a presença do compressor e a distância foco-filme. Com referência às diferenças entre as simulações, diferentes valores para c_g , na ordem de 20% a 30%, podem ser encontrados entre os resultados publicados na literatura.

2.4.5 PERCENTUAL DE DOSE EM PROFUNDIDADE

O percentual de dose em profundidade do inglês *Percentual Dose Depth* (PDD) é um dos fatores que Podgorsak (Podgorsak, 2004) sugere como importantes na caracterização da distribuição da dose, e é definido para uma distância fonte superfície fixa. A dose nesse tipo de análise é dada como um percentual em relação à dose máxima como mostra a equação 2.12.

$$PDD = 100 \frac{D_d}{D_{máx}} \quad (2.12)$$

onde, D_d é a dose a uma distância d da superfície e D_{max} é a dose máxima.

2.5 O MAMÓGRAFO

O mamógrafo é um aparelho de raios x específico para mamografia, que proporciona flexibilidade no posicionamento do paciente, apresenta dispositivo de compressão, baixa relação de grade, tubos de raios x com pequeno tamanho de ponto focal para radiografia ampliada, receptor de imagem (cassete com tela-filme). O mamógrafo opera com uma tensão de 25 a 35 kV.

O compartimento de compressão do mamógrafo é um acessório que tem como função comprimir a mama com uma placa de material radiotransparente até que se consiga uma menor espessura possível. Ele é responsável por melhorar a resolução levando as estruturas da mama mais próximas ao filme e por evitar a movimentação da mama, conseguindo assim uma menor dose de radiação. Isso diminui a espessura da mama, separando as estruturas superpostas e ajudando na diferenciação entre massas sólidas e císticas (TOLEDO, 2002) .



Figura 2.5 Imagem de um mamógrafo clínico da marca MAMMOMAT modelo 3000 Nova

Existem também os tubos de raios X (mamógrafos) metrológicos que se destinam a pesquisa e calibração de aparelhos que tem como principal diferença a não utilização do receptor de imagem (cassete com tele-filme).

2.6 DETECÇÃO DE RAIOS X

Os detectores são dispositivos que registram a presença de radiação por meio de sua interação com o material constituinte do detector, através da excitação ou ionização do material. Eles são constituídos por um material sensível à radiação e um

sistema que transforma esses efeitos em um valor relacionado a uma grandeza de medição dessa radiação.

Os detectores fotodiodos PIN consistem de um semicondutor com junção P-N que possuem uma camada extra de alta resistência (i) entre as camadas P e N. Este tipo de dispositivo apresenta um tempo de resposta curto e baixas correntes de fuga, a Figura 2.6 mostra um desses tipos de detectores. Embora esses dispositivos sejam fabricados como detectores de luz visível, eles também são usados para a detecção de raios X e gama (AOKI e KOYAMA, 1989)

A radiação incidente no detector interage com os átomos de silício e produz em média um par elétron/lacuna para cada 3,62 eV de energia depositada. O campo elétrico existente na camada de depleção dá o sentido de deslocamento desses portadores que, ao serem coletados, geram um pulso elétrico de amplitude proporcional à energia depositada no detector. Devido à pequena espessura da camada de depleção, a eficiência de detecção da radiação depende fortemente da energia (AOKI e KOYAMA, 1990)



Figura 2.6: Espectrômetro fotodiodo PIN de Silício (Retirado do site da AMPTEK)

A pequena área da junção P-N também reduz a capacitância e a corrente de fuga o que resulta em uma melhor resolução em energia, mesmo a temperatura ambiente.

2.7 OS SIMULADORES DE TECIDOS

O uso de simuladores de tecidos ou fantasmas é uma maneira de se avaliar objetivamente a qualidade da imagem em mamografia. Possuem propósito principal de simular a interação do feixe com o paciente objetivando avaliar o enegrecimento, a definição, o contraste da imagem e caracterizar determinados achados radiológicos.

De modo geral, um simulador de mama ideal deve corresponder às características de coeficiente de atenuação linear, de massa, distribuição angular e energética da radiação espalhada, tamanho e forma observadas em uma mama real.

Os simuladores são muito convenientes por atenderem importantes requisitos: não submeter pessoas à radiação, serem construídos de acordo com a necessidade do trabalho a ser realizado e suportar longas rotinas de testes sem alterar as suas características.

Resumindo, os simuladores servem para simular a interação do feixe com o paciente, objetivando avaliar a atenuação do feixe de irradiação (enegrecimento), avaliação qualitativa do desempenho da imagem (a definição e o contraste da imagem radiográfica) e avaliação quantitativa do desempenho da imagem (caracterizar achados radiológicos).

Quando se trata de simulação computacional, os simuladores geométricos são utilizados para fazer representações de parte do corpo humano. Atualmente, com a evolução dos sistemas computacionais, alguns simuladores matemáticos foram desenvolvidos. Existem na literatura dois tipos de simuladores matemáticos: os

simuladores matemáticos geométricos e os simuladores matemáticos de elementos de volume (voxel). Um dos simuladores geométricos foi desenvolvido pelo Medical International Radiation Dose Committee (MIRD). O simulador MIRD é uma representação tridimensional do corpo humano, como altura e peso que correspondem ao homem referência da ICRP (1975) (ECKERMAN et al, 1996).

2.8 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL

2.8.1 MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo é muito importante em física computacional e em outros campos de aplicação relacionados, principalmente no estudo de sistemas de geometria complexa e nas simulações teóricas de processos físicos, como por exemplo, a interação da radiação com a matéria.

Por definição, o método de Monte Carlo é um método estatístico de simulação numérica de problemas utilizando essencialmente uma seqüência de números aleatórios ou ainda, pseudoaleatórios.

O método pode ser usado para simular o comportamento de sistemas físicos, matemáticos e também biológicos, que podem ser descritos por amostragens aleatórias de funções densidade de probabilidade. O acúmulo do(s) valor (es) observado(s) dessas amostragens produzem o resultado final da simulação.

O primeiro artigo sobre o método foi publicado em 1949 ("The Monte Carlo method") (METROPOLIS e ULAM, 1949), com os trabalhos realizados por S. Ulam, J. Von Neumann, N. Metropolis, E. Fermi e outros. Apesar disso, o método de Monte Carlo já era conhecido há muito tempo, mas sua ampla aplicação somente foi possível com o surgimento dos computadores eletrônicos (DOOLEN e HENDRICKS, 1987). A

partir da década de 50, uma série de códigos de transporte utilizando o método de Monte Carlo começaram a surgir.

O método de Monte Carlo tem se mostrado altamente eficaz no cálculo da dose glandular média, onde é preciso calcular valores de dose absorvida em volumes de tecidos glandulares no interior da mama. Os efeitos do transporte de radiação não podem ser determinados por algoritmos convencionais (JONES et al, 2003). Apesar de ter se mostrado altamente eficaz e preciso, o método de Monte Carlo enfrentava muitos problemas com o tempo para fazer os cálculos necessários, tornando-se impraticável seu uso durante a rotina de diagnóstico clínico (METROPOLIS, 1987). Entretanto, o desenvolvimento de novas tecnologias para computadores e novos códigos reduziram este longo tempo para até, em alguns casos, minutos ou segundos em um único processador.

As bases físicas utilizadas no cálculo da dose em MC usam conceitos muito mais simples que algoritmos analíticos, pois este método consiste em simulações simplificadas da realidade e não envolve aproximações complexas ou modelos de deposição de dose, apenas o conhecimento das diversas interações sofridas pelas partículas. Algumas destas interações podem ser complicadas para serem simuladas em detalhes, mas a idéia básica de cada interação, por exemplo, um elétron dando origem a um fóton por Bremsstrahlung, é bastante conhecida por físicos, logo, o processo por completo pode ser facilmente compreendido (ROGERS e BIELAJEW, 1990).

Mesmo MC sendo utilizado em diversas aplicações físicas para simular interações elétron-fóton nos anos 50, foi em 1963 que Berger M. J. (BERGER, 1963) desenvolveu uma técnica revolucionária, o transporte condensado de elétrons. Esta técnica é a base atual de todo o tipo de transporte elétron-fóton utilizando o código de MC. O código ETRAN foi desenvolvido nesta época, por Berger e Seltzer, e hoje formam a base do

código MCNP. Em 1985 criou-se o código EGS4, aprimorando a aplicação do método de MC no cálculo de dose e resposta dosimétrica em radioterapia.

O método de Monte Carlo é amplamente usado para resolver problemas complexos em física e matemática, particularmente aqueles que envolvem muitas variáveis indeterminadas que os demais métodos numéricos demorariam muito tempo.

Na simulação Monte Carlo do transporte de partículas, a trajetória de cada uma é vista individualmente e termina em uma interação onde a partícula muda a direção de movimento, perde energia e ocasionalmente produz partículas secundárias. A simulação Monte Carlo de um dado arranjo experimental consiste em gerar numérica e aleatoriamente trajetórias. Para simular estas trajetórias é necessário um modelo de interação, ou seja, um conjunto de seções de choque diferenciais (DCS) para os mecanismos de interação relevantes (AAPM, 2007). Essas DCSs determinam as funções de distribuição das probabilidades (PDF) das variáveis aleatórias que caracterizam a trajetória, que são:

- 1) Caminho livre entre interações sucessivas,
- 2) Tipo de interação em curso e
- 3) Perda de energia, deflexão angular e se caso houver, estágio inicial de emissão de partículas secundárias.

Uma vez conhecidas as PDFs, trajetórias aleatórias podem ser geradas usando métodos de amostragem apropriados. Se o número de trajetórias geradas é grande o suficiente, informações quantitativas sobre o processo de transporte de partículas podem ser obtidas através da média simplificada das trajetórias simuladas.

O método de Monte Carlo obtém as mesmas soluções que a equação de transporte de Boltzmann, porém de uma maneira muito mais simplificada. Devido ao seu caráter aleatório todos os resultados sofrem incertezas estatísticas, que podem ser

diminuídas com o aumento do número de partículas simuladas, e conseqüentemente aumento do tempo computação. Em circunstancias especiais, as incertezas estatísticas podem ser diminuídas usando técnicas de redução de variância.

2.8.1.1 SIMULAÇÃO DE MC PARA ELÉTRONS E FÓTONS

O transporte da radiação ionizante na matéria tem sido o assunto de importantes trabalhos desde o início do século 20. Hoje sabemos que fótons, elétrons e pósitrons de alta energia penetram na matéria sofrendo múltiplas interações, transferindo energia aos átomos e moléculas do material e partículas secundárias são produzidas nesse processo (SEMPAU et al, 2000). Através de repetidas interações com o meio, partículas altamente energéticas geram uma cascata de partículas secundárias. A cada interação a partícula vai perdendo energia, depositando-a no meio e gerando mais partículas secundárias com o tempo.

O conhecimento sobre as propriedades da interação da radiação é usado na microscopia eletrônica, espectroscopia eletrônica, design e uso de detectores de radiação, na radioterapia e dosimetria (AHNESJO e ASPRADASKIS, 1999).

Para o alcance de energia do feixe de interesse para mamografia, fótons interagem com o meio através de três efeitos principais: espalhamento incoerente (Compton), absorção fotoelétrica, e espalhamento coerente (Rayleigh). As três primeiras colisões transferem energia do fóton incidente para elétrons e pósitrons do meio. Na maioria dos casos o efeito fotoeletrico é a interação que predomina, mas o efeito Compton cresce com o aumento da energia.

Quando os elétrons atravessam o meio, eles sofrem diversas interações elásticas e perdem energia de duas formas: colisões inelásticas com átomos e moléculas e interações radiativas (ATTIX, 1986). Colisões inelásticas resultam em excitações e ionizações. Ionizações levam à formação de elétrons secundários. Perdas radiativas,

que ocorrem por Bremsstrahlung , transferem energia de volta aos fótons e levam ao acoplamento elétron-fóton.

A solução para o problema do transporte das partículas na matéria, que é exatamente o conhecimento sobre os processos de colisão, pode ser obtida através de simulação analógica ou detalhada de MC, como veremos nos itens 2.8.1.2 e 2.8.1.3.

A simulação da interação de fótons é relativamente fácil, uma vez que o número médio de eventos em cada trajetória é bem pequeno (ANDREO, 1991). Na verdade o fóton é absorvido após uma única interação fotoelétrica, ou após sofrer poucas interações do tipo Compton. Com os computadores atuais, simulações detalhadas da trajetória de fótons são simples tarefas de rotina.

A simulação das trajetórias de elétrons é muito mais complicada que a de fótons. O principal motivo é que a média da energia perdida por um elétron em uma única interação é muito baixa (da ordem de algumas dezenas de eV). A consequência disto é que elétrons muito energéticos sofrem muitas interações antes de serem efetivamente absorvidos pelo meio. Na prática, a simulação detalhada só é viável quando o número médio de colisões por trajetória não é muito grande (até algumas centenas). Situações experimentais susceptíveis de simulação detalhada são aquelas que envolvem fontes de elétrons com baixa energia cinética inicial (até cerca de 100 keV), ou geometrias específicas onde o elétron atravessa uma fina camada. Para energias iniciais altas ou geometrias onde o elétron deve atravessar camadas grossas, o número de colisões que ocorrem até que ele realmente pare é muito grande, então a simulação detalhada da trajetória torna-se ineficiente. Em alguns casos pode-se fazer uso dos dois tipos de simulação: parte detalhada e parte condensada.

Para elétrons altamente energéticos, a maior parte dos códigos de Monte Carlo que existem atualmente (ETRAN, ITS3, EGS4, GEANT3, FLUKA...) recorrem a teorias de múltiplo espalhamento que permitem a simulação geral de um grande número de eventos em uma parte da trajetória, por etapas. Essas simulações são referidas como

Método de Monte Carlo “condensado”. A teoria de espalhamento múltiplo, usada nas simulações “condensadas”, pode levar a ocorrência de erros sistemáticos, que podem ser verificados no resultado da simulação pela dependência do comprimento do passo escolhido. Para analisar sua magnitude, pode-se simular o mesmo arranjo com diferentes comprimentos das trajetórias. Os resultados normalmente estabilizam quando o comprimento do passo é reduzido, enquanto o tempo para computar aumenta rapidamente, aproximadamente proporcional ao inverso do comprimento.

2.8.1.2 SIMULAÇÃO ANALÓGICA OU DETALHADA

Na simulação analógica, todas as interações de cada partícula com os átomos e moléculas do meio são explicitamente simuladas, incluindo aquelas feitas pelas partículas secundárias criadas pelas colisões. Esta técnica é mais utilizada no caso de partículas neutras, pois as partículas carregadas sofrem muitas interações antes de serem absorvidas (KALOS e WHITLOCK, 1986). Esta simulação ocorre em quatro etapas principais;

1. Selecionar a distância até a próxima interação.
2. Transportar a partícula até o local onde ocorre a interação levando em consideração a geometria.
3. Selecionar o tipo de interação
4. Simular a interação selecionada.

As etapas de 1 a 4 são repetidas até que a partícula original e todas as partículas secundárias saiam da geometria definida ou sejam localmente absorvidas. A partícula é considerada absorvida quando sua energia está abaixo do limite de energia especificado como energia de corte.

2.8.1.3 SIMULAÇÃO CONDENSADA

Esta técnica foi primeiramente descrita em 1963, sendo baseada na observação de que a maior parte das interações dos elétrons leva a pequenas variações na energia e/ou direção do mesmo. Essa técnica foi dividida em duas classes principais neste tipo de simulação.

Na classe I todas as colisões são somadas. A classe II pode ser descrita pelas mesmas quatro etapas da simulação analógica, porém com duas grandes diferenças, só são computadas as interações com grande perda de energia e o transporte das partículas até o local da interação torna-se mais difícil, pois as partículas não seguem trajetórias retilíneas.

O método “condensado” também tem problemas em gerar partículas nas redondezas de uma interface, ou seja, uma superfície que separa dois meios de diferentes composições. Quando uma partícula caminha próxima a uma interface, o comprimento da trajetória escolhida deve ser menor que a distância mínima até a interface, para se ter certeza de que esta trajetória está completamente dentro do meio inicial.

2.8.1.4 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE VARIÂNCIA E AUMENTO DA EFICIÊNCIA DO MÉTODO DE MC

A eficiência do cálculo de MC é definida como:

$$\varepsilon = \frac{1}{s^2 T} \quad (2.13)$$

onde s^2 é a variância da amostra dos dados obtidos e T é o tempo de CPU necessário para obtê-la.

Sendo Ns^2 e T/N aproximadamente constantes, a eficiência é praticamente independente de N, o número de histórias simuladas. Existem duas formas de aumentar a eficiência do cálculo: diminuir s^2 para um dado T ou diminuir T para um dado N desde que a variância não mude. Técnicas que aumentam a eficiência mudando a variância para um dado N são chamadas técnicas de redução da variância (AAPM Report 105, 2007). Estas técnicas normalmente aumentam o tempo de simulação, sendo úteis apenas quando a eficiência global aumenta. Repartição de partículas, interação forçada e roleta Russa são técnicas bastante comuns de redução de variância.

Diferentemente das técnicas de redução de variância, existem várias outras formas de acelerar o cálculo fazendo aproximações que podem ou não afetar o resultado final de maneira significativa. Uma das maneiras é aumentar a energia de “cutoff”, a energia para qual a trajetória do elétron é interrompida.

2.8.2 CÓDIGO PENELOPE

PENELOPE é um algoritmo do Monte Carlo e um código de computador usado para simulações diversas. O nome é uma sigla para “PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons” (penetração e perda de energia de pósitrons e elétrons), sendo que a simulação de fótons foi introduzida posteriormente (Salvat et al, 2003). O algoritmo de simulação é baseado no modelo de espalhamento que combina uma base de dados numérica com modelos de seção de choque para os diferentes mecanismos de interação e é aplicável a energias (energia cinética no caso de elétrons e pósitrons) de algumas centenas de eV à aproximadamente 1 GeV.

A simulação de fótons é feita através do método convencional detalhado, enquanto que a de elétrons e pósitrons é feita através de um processo misto. Uma característica importante deste código é que a parte mais delicada da simulação é tratada internamente; elétrons, pósitrons e fótons são simulados utilizando a mesma sub-rotina. Então, pelo ponto de vista do usuário, PENELOPE torna a simulação de elétrons e pósitrons tão simples quanto à de fótons, embora simular partículas carregadas possa demorar um tempo maior.

A versão atual do PENELOPE é o resultado de contínua evolução da primeira versão, lançada em 1996. O código tem três programas principais (mains): penslab (que simula a trajetória elétron-fóton em um plano), pencyl (que simula trajetórias em geometrias cilíndricas) e penmain (para geometrias quádricas).

A simulação do transporte de radiação na matéria envolve dois tipos de processos (rotinas), o físico (determinação do caminho livre entre as interações, amostragem aleatória das diferentes interações) e o geométrico (deslocamento de espaço, transportes em interfaces). Nos casos onde a geometria é complexa, os processos geométricos podem ter grande participação no tempo de simulação (SEMPAU et al, 2000).

Estes processos normalmente são realizados com sub-rotinas específicas, cujas características dependem do tipo de algoritmo usado para simular as interações. Assume-se que o sistema de materiais consiste em um número limitado de meios homogêneos limitados por superfícies bem definidas. A evolução das partículas em cada meio é definida pela simulação do processo físico, que opera como se as partículas se deslocassem em um meio infinito com a composição dada. O trabalho da “rotina” geométrica é orientar a simulação da trajetória das partículas no sistema de materiais. Ela deve determinar em qual meio está a partícula, mudar de meio quando esta cruza uma interface (superfície que separa dois meios diferentes), e em certas

simulações ela deve manter o controle da proximidade das interfaces (SALVAT et al, 2003).

2.8.2.1 O PACOTE PENGEOM

A sub-rotina, em Fortran, usa o pacote PENGEOM, apropriado para algoritmos de simulações detalhadas, ou seja, onde cada interação na trajetória de uma partícula é simulada em ordem cronológica. Usando este algoritmo, a descrição de quando a partícula cruza uma interface é simples: quando a partícula chega à interface, sua trajetória é interrompida assim que ela encontra o novo meio material e recomeça novamente neste meio. Este método, que pára e recomeça a trajetória quando a partícula cruza uma interface, pode ser usado mesmo quando há o mesmo meio nos dois lados da superfície. Ou seja, uma simulação detalhada com um único meio homogêneo pode se dividir em duas partes por uma superfície arbitrária, produzindo os mesmos resultados.

Como já foi visto, a simulação detalhada só é aplicável para o transporte de fótons ou elétrons de baixa energia. Para elétrons e pósitrons de alta energia, a maior parte dos códigos de Monte Carlo recorre à forma condensada ou mista, onde o efeito global das múltiplas interações ao longo de uma determinada trajetória é calculado através da teoria de espalhamento múltiplo. Para evitar trajetórias muito grandes, que poderiam colocar a partícula dentro de um meio diferente, as simulações condensadas requerem a avaliação da distância a partir da posição atual até a interface mais próxima, uma operação com grande custo computacional. A simulação mista aplicada no PENELOPE é, computacionalmente, análoga à simulação detalhada. Na verdade, a estrutura do algoritmo de monitoramento (“tracking”) foi feita de modo a minimizar a influência da geometria no transporte de partículas. Este algoritmo opera independente da proximidade de interfaces, e requer somente o conhecimento do material da atual

posição da partícula. Como consequência o pacote PENGEOm pode ser ligado diretamente ao PENELOPE.

Com o PENGEOm é possível descrever qualquer sistema de materiais que consista de meios homogêneos limitados por superfícies quádricas. Para acelerar as operações com a geometria, os corpos do sistema de matérias podem ser agrupados em módulos (volumes limitados por superfícies quádricas que contêm um ou mais corpos); módulos por sua vez podem fazer parte de outros módulos ainda maiores, assim por diante.

Esta “hierarquia” de módulos reduz o trabalho das rotinas geométricas, que se tornam mais eficazes quando a complexidade do sistema aumenta. A versão 2006 do PENGEOm pode simular sistemas complexos de materiais, com até 5000 corpos e 9999 superfícies limitando (SALVAT et al, 2003). Este grande número de elementos seria inútil se tivéssemos que descrever cada elemento manualmente, um por um. Mas o PENGEOm tem um recurso que permite o clone dos módulos, ou grupo de módulos, uma técnica que aumenta rapidamente o número de elementos usados.

Exceto para casos triviais, é muito difícil checar se a geometria construída está correta, principalmente estruturas 3D com diversos corpos e módulos. Mas podemos utilizar um programa, GVIEW2D ou GVIEW3D, escrito para visualizar a geometria na tela do computador.

2.8.2.2 SUPERFÍCIES QUÁDRICAS

Como já foi mencionado, o sistema de materiais consiste em um número limitado de corpos homogêneos definidos pela composição material e superfície limitante. Por razões de praticidade, todas as superfícies devem ser quádricas, dadas pela equação 2.14, que inclui planos, par de planos, esferas, cilindros, cones, elipsóides, parabolóides, hiperbolóides.

$$F(x, y, z) = A_{xx}X^2 + A_{yy}Y^2 + A_{zz}Z^2 + A_{xy}XY + A_{xz}XZ + A_{yz}YZ + A_xX + A_yY + A_zZ + A_0 = 0 \quad (2.14)$$

Na prática, estas superfícies são conhecidas na forma gráfica, e é complicado obter o parâmetro quádrico correspondente. Para facilitar a definição da geometria, cada superfície quádrica é definida na forma implícita ou ainda, na forma reduzida, e por algumas transformações geométricas, como mostra a Tabela 2.2 e na Figura 2.7.

Tabela. 2.2: Quádricas Reduzidas (adaptada por SALVAT et al, 2003).

Forma Reduzida	Índices (I_1, I_2, I_3, I_4, I_5)	Quádricas
$z - 1 = 0$	0 0 0 1 -1	Plano
$z^2 - 1 = 0$	0 0 1 0 -1	Par de planos paralelos
$x^2 + y^2 + z^2 - 1 = 0$	1 1 1 0 -1	Esfera
$x^2 + y^2 - 1 = 0$	1 1 0 1 -1	Cilindro
$x^2 - y^2 - 1 = 0$	1 -1 0 0 -1	Cilindro hiperbólico
$x^2 + y^2 - z^2 = 0$	1 1 -1 0 0	Cone
$x^2 + y^2 - z^2 - 1 = 0$	1 1 -1 0 -1	Hiperbolóide de uma folha
$x^2 + y^2 - z^2 + 1 = 0$	1 1 -1 0 1	Hiperbolóide de duas folhas
$x^2 + y^2 - z = 0$	1 1 0 -1 0	Paraboloide
$x^2 - z = 0$	1 0 0 -1 0	Cilindro parabólico
$x^2 - y^2 - z = 0$	1 -1 0 -1 0	Parabolóide hiperbólico

Outras quádricas podem ser obtidas, a partir da forma reduzida correspondente, aplicando as seguintes transformações, nesta ordem:

(i) Expansão ao longo dos eixos, definindo um fator de escala: X-SCALE = a , Y-SCALE = b e Z-SCALE = c . Essa transformação pode, por exemplo, transformar a esfera reduzida em um elipsóide com os semi-eixos iguais aos fatores de escala.

(ii) Rotação, $R(\omega, \theta, \phi)$, definida pelos ângulos de Euler OMEGA= ω , THETA= θ e PHI= ϕ . Note que a rotação $R(\omega, \theta, \phi)$ transforma um plano perpendicular ao eixo-z em um plano perpendicular à direção com os ângulos polar e azimutal, θ e ϕ , respectivamente. O ângulo OMEGA não tem efeito quando a quádrica inicial é simétrica ao eixo-z.

(iii) Translação, definida pelos componentes do vetor deslocamento t . (X-SHIFT = t_x , Y-SHIFT= t_y e Z-SHIFT = t_z).

Uma quádrica está perfeitamente definida conhecendo-se os índices (I_1, I_2, I_3, I_4, I_5), o fator de escala (X-SCALE, Y-SCALE e Z-SCALE), os ângulos de Euler (ω, θ e ϕ) e os vetores deslocamento (X-SHIFT, Y-SHIFT e Z-SHIFT).

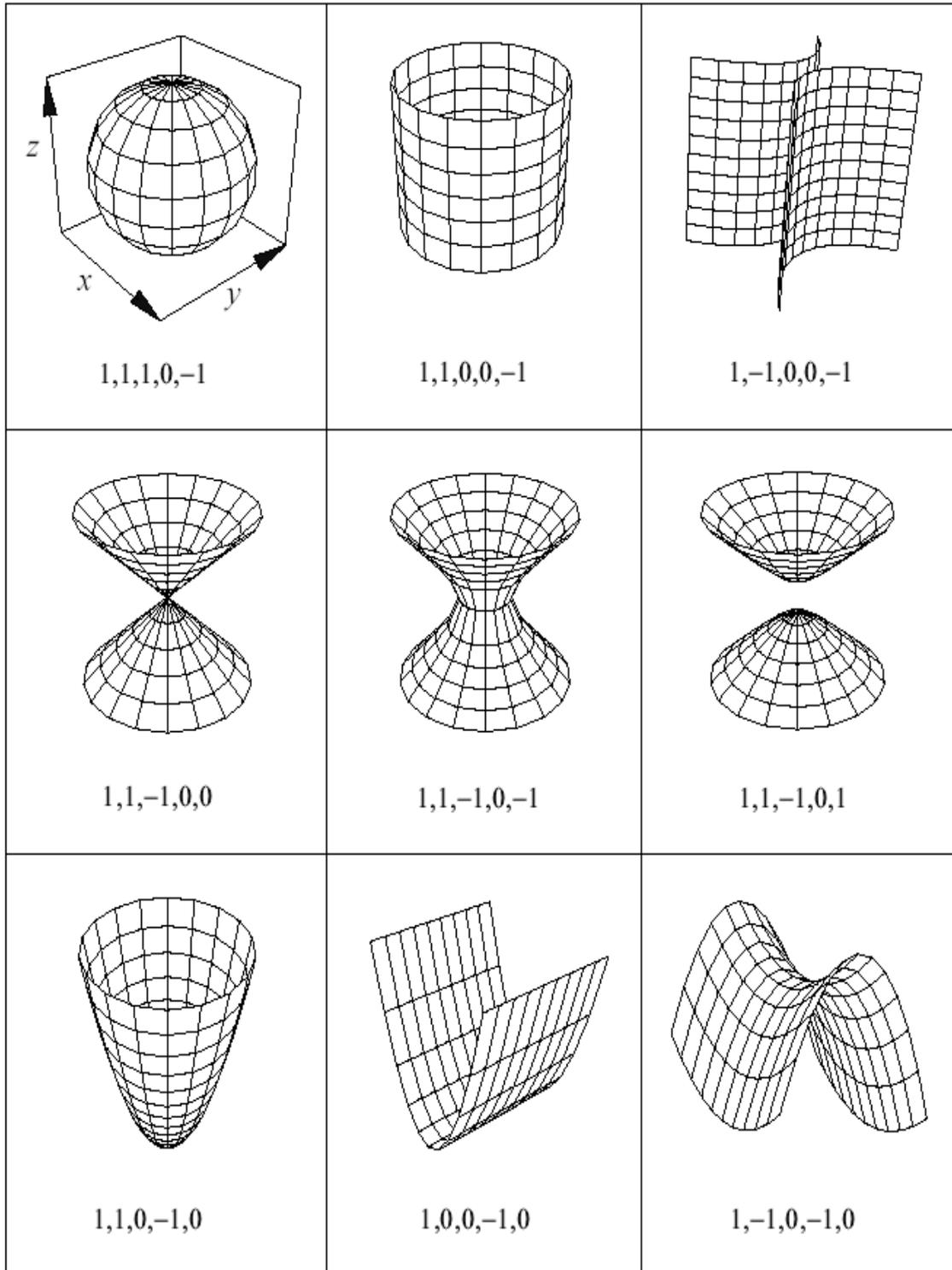


Figura 2.7: Forma reduzida das superfícies quádricas não planas e seus índices
(adaptada por SALVAT et al, 2003).

2.8.2.3 DEFINIÇÃO DE MÓDULOS E SUBMÓDULOS

Um corpo é definido como sendo um volume limitado por superfícies quádricas, e preenchido com material homogêneo. Para especificar um corpo temos que definir os limites da superfície quádrica com os apontadores (“side pointers”), +1 ou -1, e sua composição (legenda interpretada pelo PENELOPE para identificar o material). Há uma ordem específica que deve ser seguida para definir os corpos na rotina, sempre “de fora para dentro”, ou seja, o corpo maior englobando os menores. A seguir na Figura 2.8 temos um exemplo de uma seta dentro de uma esfera com os correspondentes apontadores (“side pointers”) para definir o material entre a esfera e a seta.

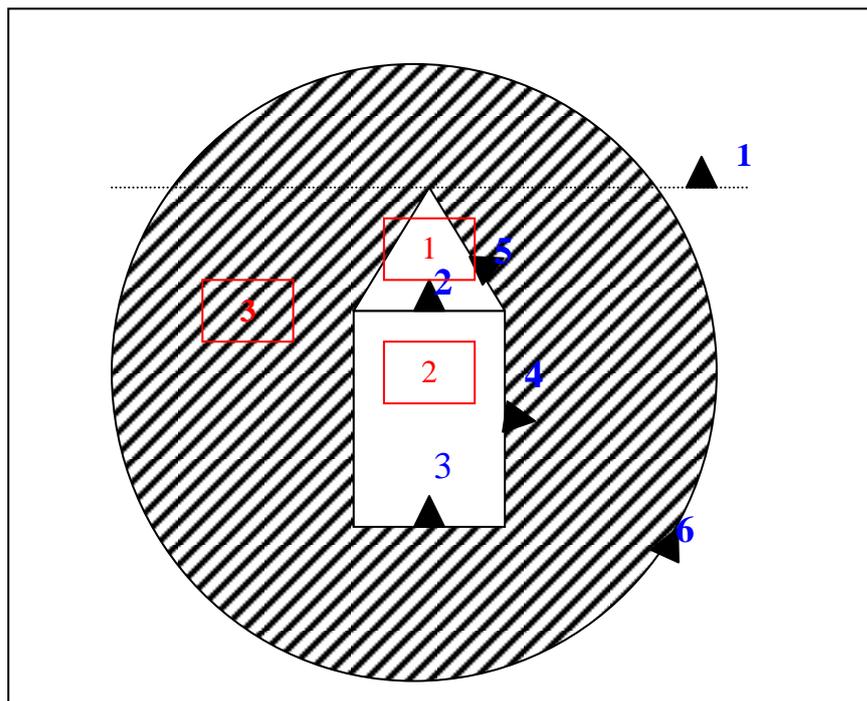


Figura 2.8: Exemplo de geometria simples; uma seta dentro da esfera. Os índices em azul são os “side pointers” +1, ou seja, fora das superfícies. Os números em vermelho indicam os corpos.

Um módulo é definido como um volume, limitado por superfícies quádricas, que contém um ou mais corpos. O módulo pode conter outros módulos, que serão referidos como submódulos. O volume do módulo é preenchido por material homogêneo, que automaticamente preenche as cavidades do módulo (ou seja, volumes que não correspondem a um corpo ou submódulo). Essas cavidades preenchidas serão consideradas um corpo individual. Um corpo que é limitado por superfícies pode ser declarado como corpo ou módulo.

Para simplificar, os módulos devem satisfazer as seguintes condições:

a) os corpos e submódulos de um módulo devem estar contidos completamente nele;

b) Um submódulo de um módulo não pode sobrepor com outros submódulos ou corpos do mesmo módulo (isto é necessário para certificar-se de que a partícula só pode entrar ou sair um módulo através das superfícies que o limitam).

Um módulo (com seus possíveis submódulos) pode representar uma parte completa de um sistema composto por diferentes sistemas de materiais, por exemplo: fonte radioativa, cabeça de um acelerador, detector, fantoma, etc. Para facilitar na construção da geometria é útil fazer translações e rotações individuais de um módulo. A definição de um módulo inclui os parâmetros de rotação e translação, opcionais, que permitem modificar a posição e orientação de um módulo (e seus submódulos). Como no caso dos corpos, a rotação deve ser feita antes. Todos os submódulos e corpos de um mesmo módulo são transladados e rotacionados juntos.

Na prática, em simulações com geometrias finitas, a simulação deve ser interrompida quando a partícula sai do sistema de materiais. No PENGEOM isto é feito automaticamente, assumindo que todo o sistema está incluso em um módulo grande o

suficiente, que engloba todo o sistema, o invólucro (“enclosure”). Assume-se que existe o vácuo perfeito fora dele. Se na definição da geometria houver corpos que se estendam além do invólucro, estes são truncados e só a parte dentro dele será considerada. Assim, partículas que o deixam nunca voltarão para o sistema de materiais.

2.8.2.4 PROGRAMAS PRINCIPAIS (“MAINS”)

O pacote PENELOPE, como foi mencionado, inclui três tipos de programas principais (“mains”): penslab, pencyl e penmain. Os programas podem, facilmente, ser generalizados para o caso de fontes com emissão de partículas múltiplas com espectro contínuo ou discreto. Embora seja possível a simulação de algoritmos que implementam fielmente os modelos de interação adotados (ou seja, a física) e descrevam com precisão certos tipos de geometrias, é inviável desenvolver um “main program” capaz de calcular todas as informações de um problema prático (com fontes de radiação arbitrárias).

Os três programas operam de forma similar. Eles lêem os dados de um arquivo de entrada (“input file”) e fornecem os resultados no arquivo de saída (“output file”). No arquivo de saída são geradas informações como número de histórias, velocidade da simulação, número médio de partículas secundárias geradas, energia média depositada. Estes programas também podem gerar um número de distribuições contínuas, dependendo da opção escolhida no arquivo de entrada.

O penmain é um programa que simula o transporte elétron-fóton em sistemas complexos. Ele foi feito de forma a permitir que os usuários o utilizem no PENELOPE sem ter que escrever o programa principal. A geometria deve ser descrita no pacote pengeom, como já foi visto anteriormente. Na forma padrão o penmain assume que as partículas primárias emitidas vêm de uma fonte pontual, monoenergética ou com um espectro de energia. Também é possível que o programa leia os dados da energia de

um outro arquivo, o “phase-space file”. Esta opção é bastante útil para dividir uma simulação de um problema complexo em vários estágios.(SALATA, 2008).

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Este trabalho foi realizado com uma metodologia composta de duas etapas distintas:

Na primeira etapa com o objetivo de validar a metodologia utilizada com código PENELOPE, (SALVAT et al, 2003), na faixa de energia da mamografia, foram feitas modelagens computacionais simulando o tubo de raios X do Laboratório de Ciências Radiológicas (LCR) da Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ). Os espectros e percentuais de dose em profundidade (PDD) resultantes dessas modelagens foram confrontados com resultados experimentais do tubo de raios X do LCR que é um tubo não clínico (metrológico) do tipo “Side Window” com janela de berílio (Be) e alvo de molibdênio (Mo) da marca Philips, utilizado nas calibrações de câmaras de placas paralelas.

A segunda etapa teve como objetivo determinar o valor do coeficiente de conversão “ c_g ” que relaciona kerma no ar (K_{air}) com dose glandular média (D_{gm}), e comparar alguns resultados de parâmetros obtidos nos tubos de raios X clínico e metrológico. Foi modelado um tubo de raios X clínico com todos os acessórios usados em um exame de mamografia e um novo simulador de mama com forma e materiais diferentes como recomendado por alguns protocolos internacionais (EUR, 1996). Esse novo simulador foi utilizado para facilitar a comparação dos resultados com alguns dos trabalhos mais importantes da literatura, a exemplo do Dance, D.R. (DANCE et al 1990).

Durante todo o trabalho de simulação foi utilizado o cluster do LCR que é equipado com 18 computadores com processadores intel i7 980X de 3,33 GHz com capacidade para 12 núcleos de processamento em cada máquina. As máquinas podem ser utilizadas na forma individual ou em paralelo por meio do Script ClonEasy7,

programa que une o poder de processamento de cada máquina para gerar um resultado com menor tempo de cálculo.

3.1 MODELAGEM DO SISTEMA DE RAIOS X METROLÓGICO DO LCR

O desenvolvimento do tubo de raios X aconteceu em 2 passos: elaboração do arquivo de geometria do tubo e definição do arquivo de entrada onde foi definido os parâmetros a serem obtidos na modelagem.

3.1.1 GEOMETRIA DO TUBO DE RAIOS X

A construção do arquivo de geometria para o tubo de raios X foi uma tentativa de reproduzir o tubo existente no LCR. O arquivo de geometria foi criado com o auxílio do pacote PENGEOM, com o qual é possível descrever qualquer sistema que consista de meios homogêneos limitados por superfícies quádricas (PENELOPE 2006). Para acelerar as operações com a geometria, os corpos do sistema de materiais foram agrupados em módulos (volumes limitados por superfícies quádricas que contêm um ou mais corpos) o que facilita a leitura do programa. Cada corpo tem sua especificação de qual material ele é constituído (SALATA, 2008).

A geometria modelada é formada pelo tubo de raios X, filtro de molibdênio, colimadores e detector, como mostra a Figura. 3.1.

Na modelagem do sistema de raios X, o detector é um plano, localizado a uma distância de 60cm do centro do alvo de Mo (ponto focal), no qual as partículas, quando o atingem, são acumuladas em um arquivo com as características físicas de cada partícula, chamado de “phase-space file” (PSF).

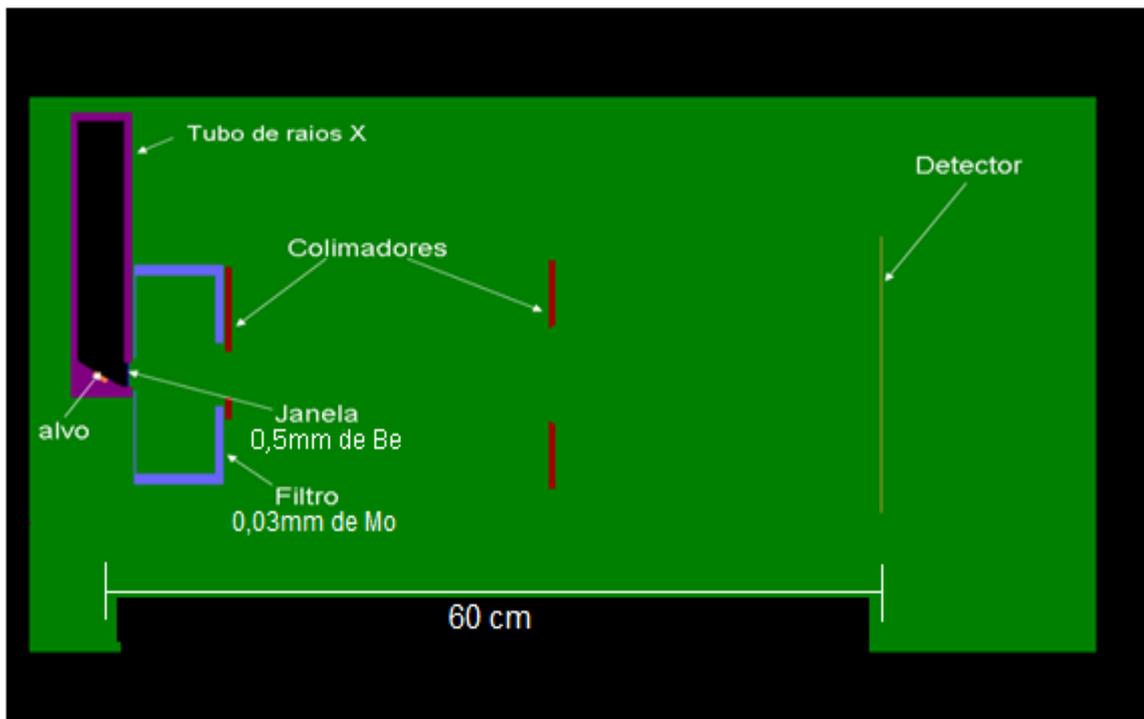


Figura 3.1: Geometria do tubo de raios X vista do eixo Y no programa GVIEW2D.

3.1.2 MODELAGEM DO ESPECTRO DO TUBO DE RAIOS X

A modelagem do espectro começa desde os elétrons emitidos dentro do tubo para que interajam com o alvo, até a chegada dos fótons no plano detector. Nesse intuito, foi criado um arquivo de entrada dos dados com todas as especificações necessárias.

As especificações do arquivo de entrada são extremamente importantes por que são elas que dizem como a simulação vai ocorrer. Nessa modelagem, o arquivo de entrada especificou o tempo máximo de simulação, o número de histórias modeladas, dados sobre a fonte, parâmetros para interação da radiação com matéria, parâmetros de redução de variância e os cálculos solicitados.

A Figura 3.2 abaixo mostra parte de um arquivo de partículas (PSF) gerado, as variáveis são o tipo de partícula (KPAR), (1) fótons ou (2) elétrons; energia da partícula (E), sua posição (coordenadas X, Y e Z, respectivamente), seus co-senos diretores correspondentes às direções x, y e z (U, V, W, respectivamente), peso estatístico para

cada tipo de partícula que chega ao plano detector (WGHT), índice que informa mediante qual processo a partícula foi gerada (ILB) e número de histórias de cada partícula (NSHI).

```

# Results from PENMAIN. Phase-space file of detector no. 1
#
#/KPAR E      X      Y      Z      U      V      W      WGHT  ILB(1:4)
NSHI
#-----
-----
1  1.74794E+04  5.04226E-01 -1.30605E+00  3.57388E+00  1.28167E-01 -3.37347E-01  9.32615E-01  1.00000E-03  3 2 3 4 18
1  1.74458E+04 -1.35120E+00  3.66406E-01  3.16329E+00 -3.92341E-01  1.05654E-01  9.13732E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 2
1  8.45945E+03  1.33739E+00 -4.13997E-01  3.17675E+00  3.84262E-01 -1.21261E-01  9.15226E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 60
1  9.80901E+03  1.00972E+00  9.69776E-01  3.67311E+00  2.58800E-01  2.46375E-01  9.33982E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 54
1  1.24294E+04  9.99367E-01 -9.80442E-01  3.31728E+00  2.79107E-01 -2.71382E-01  9.21114E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 5
1  1.83269E+04  1.31553E+00  4.78924E-01  3.07004E+00  3.86912E-01  1.42552E-01  9.11031E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 15
1  1.07142E+04 -1.89698E-01 -1.38709E+00  3.69209E+00 -4.66178E-02 -3.46066E-01  9.37051E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 3
1  5.80464E+03 -1.32693E+00 -4.46377E-01  3.40883E+00 -3.62834E-01 -1.24817E-01  9.23457E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 47
1  9.22263E+03 -6.73648E-01 -1.22727E+00  3.10945E+00 -1.96365E-01 -3.59831E-01  9.12120E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 27
1  2.06588E+04  8.84272E-01 -1.08539E+00  3.34845E+00  2.41765E-01 -2.96274E-01  9.23997E-01  1.00000E-03  2 1 4 0 15

```

Figura 3.2: Parte de um PSF (arquivo de saída) onde são mostradas as variáveis obtidas de cada partícula coletada.

O arquivo PSF foi formado basicamente por fótons gerados das interações dos elétrons com o alvo. Os dados deste arquivo foram separados e classificados em canais de energia de 0,5keV. Essa modelagem foi feita para tensão aceleradora de 28kV, tensão que é usualmente utilizadas em mamografia.

3.1.3 MODELAGEM DOS ESPECTROS EM PROFUNDIDADE NO SIMULADOR DE MAMA.

Um dos principais parâmetros para se conhecer um sistema de raios X é o seu espectro, mas além de informações sobre o aparelho, o espectro também pode fornecer informações sobre os coeficientes de atenuação do meio no qual ele foi

detectado. Os coeficientes de atenuação no simulador podem ser calculados através dos espectros em profundidade.

O PSF das partículas saindo do tubo, depois de passado pelo sistema de colimação, a 60cm do ponto focal, foi usado como fonte de partículas que são projetadas no simulador de mama. Foram coletados espectros nas profundidades de 0,5, 1,5, 3,0 e 4,5 cm. Estes espectros à medida que passam pelo material do simulador vão sendo atenuados com base nos coeficientes de atenuação que estão na biblioteca do código PENELOPE.

O arquivo de entrada para a modelagem dos espectros em profundidade apresenta: a geometria do simulador, as partículas são os fótons do PSF e informações sobre os detectores que foram localizados na geometria do simulador a cada 5 mm, com intuito de colher os espectros em profundidade. A Figura 3.3 representa o esquema da simulação.

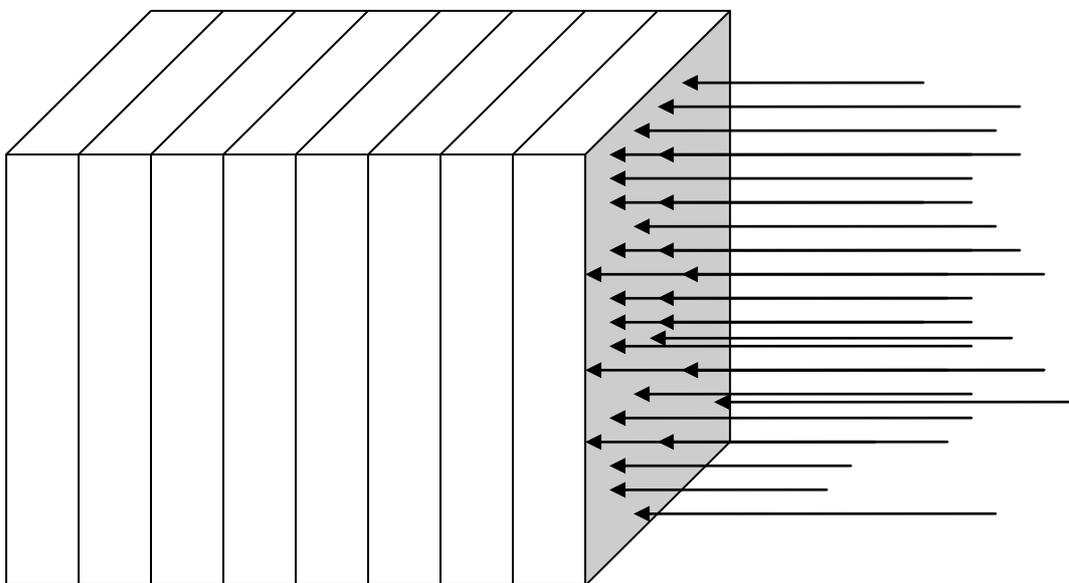


Figura 3.3 Ilustração da geometria usada para o simulador de mama.

3.1.3 MODELAGEM DA CURVA DE PERCENTUAL DE DOSE EM PROFUNDIDADE NO SIMULADOR DE MAMA

A curva de percentual de dose em profundidade (PDD) tem grande importância, pois através dela pode-se estimar a dose que chega em determinado local ou profundidade. Assim, foi criado um simulador da mama descrito a seguir, para modelar uma curva de percentual de dose em profundidade. No arquivo de entrada foi especificado que os cálculos acontecessem a cada milímetro.

As mamas são constituídas, de forma predominante, por dois tipos de tecido, adiposo e glandular. Sendo que a proporção relativa de cada um desses materiais varia com a idade da paciente. Nesse trabalho foi utilizada como base uma mama padrão que consiste em 50% de tecido glandular e 50% de tecido adiposo (ICRU, 44). O material mais indicado para simular essa mama padrão é o PMMA.

A geometria do simulador de mama é um paralelepípedo reto-retângulo maciço com dimensões de $16 \times 8 \times 4,5 \text{ cm}^3$.

3.2 MEDIÇÃO DO ESPECTRO DO TUBO DE RAIOS X NÃO CLÍNICO

A medição dos espectros foi realizada utilizando o tubo de raios X do LCR-UERJ, um tubo do tipo “side window” com janela de Be e alvo de Mo, da marca Philips e modelo PW 2185/00. A inclinação do alvo é de 17° .

No arranjo experimental, além do tubo de raios X, encontra-se também um filtro de alta pureza de Mo com espessura de 0,03mm, colimadores de aço inox com diâmetro de 25 e 32mm de diâmetro, espectrômetro de raios X com fotodiodo PIN de silício da marca Amptek (Amptek Co), um pré-amplificador acoplado, amplificador de marca Amptek, analisador multicanal da Amptek tipo POCKET e um microcomputador com programa de coleta de dados.

O tubo de raios X é alimentado por gerador de alta-voltagem de potencial constante (*ripple*<1%), Saifert. Durante a aquisição dos espectros, a corrente do tubo foi ajustada para o menor valor permitido, que é 2 mA (Pires, 2010). O detector fotodiodo PIN de silício, que tem uma área sensível de 7 mm² e espessura de depleção de 1000 µm, foi alinhado com o feixe primário do tubo de raios X a uma distância de 1 m do ponto focal do tubo de raios X.

Mesmo com uso dos colimadores habituais do sistema não foi possível obter os espectros, devido à alta fluência dos fótons, por isso foi necessário o uso de um colimador extra do tipo “*pinhole*”, para diminuir o número de fótons que estavam chegando ao detector e não causar empilhamento. Esse colimador dificultou o alinhamento entre o detector e o feixe primário. Ele foi acoplado ao detector diminuindo ainda mais o ângulo sólido do feixe de fótons.

Os fótons que chegam ao detector são transformados em pulsos elétricos e amplificados depois são separados por canais através do analisador multicanal e repassados para o computador. Os fótons foram separados por canais de energia de 0,5 keV e corrigidos manualmente para uma distância ponto focal até o detector de 60cm, usando os princípios da lei do inverso do quadrado da distância, equação 3.1.

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2} \quad (3.1)$$

Onde, I_1 é a intensidade na distância d_1 e I_2 é a intensidade na distância d_2 .

A Figura 3.4 mostra a descrição do arranjo experimental utilizado para obtenção das medidas do espectro e a Figura 3.5 a imagem real dos materiais utilizados. Foram feitas várias medidas para obtenção dos espectros de 28 kVp e foi comparado com o espectro modelado.

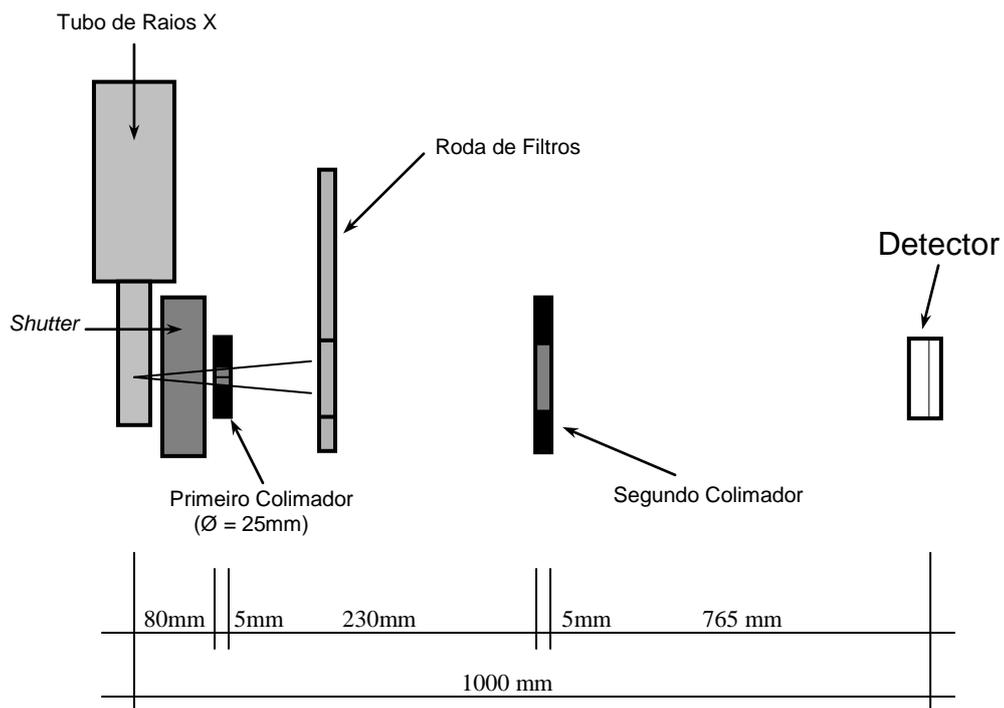


Figura 3.4 Arranjo experimental utilizado nas medidas dos espectros do sistema de Raios X do LCR.

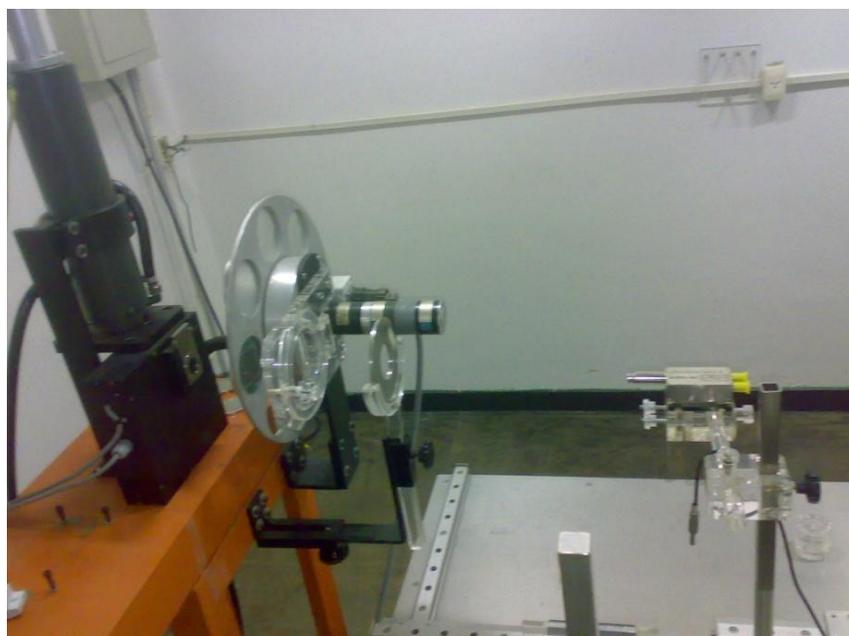


Figura 3.5 Imagem real do Arranjo experimental utilizado para medir os espectros do tubo de raios X metrológico

3.2.1 VALIDAÇÃO DO ESPECTRO

O espectro de 28 kVp com alvo de Mo e filtração de 0,03 mm Mo medido através do detector fotodiodo PIN de silício foi comparado com o espectro 28 kVp alvo de Mo e filtração 0,03 mm de Mo modelado através da simulação por Monte Carlo. Essa comparação foi feita através de análise qualitativa visual a partir de representações gráficas dos espectros de energia e pela contribuição dos fótons para os picos característicos de cada espectro e também pelas comparações das energias médias dos espectros em profundidade.

3.2.2 MEDIÇÃO DO PERCENTUAL DE KERMA EM PROFUNDIDADE

Foram feitas medidas de kerma no ar em profundidade em um simulador de mama para levantar uma curva experimental de PDD. Utilizando uma câmara de ionização de placas paralelas Radcal 10X5-6M foram realizadas medições em várias espessuras.

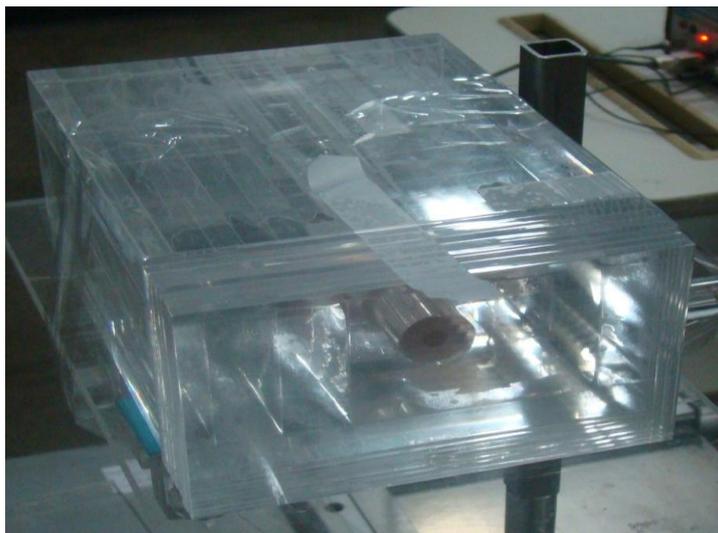


Figura 3.6 Simulador de mama constituído de PMMA utilizado para medidas experimentais de espectros e kerma

Com a distância fonte superfície fixa, a cada medida foi acrescentada uma placa de 5 mm de PMMA até 45 mm. A Figura 3.6 mostra o simulador de mama utilizado para fazer essas medidas, formado de PMMA ele tem geometria retangular, $16 \times 8 \times 4,5 \text{ cm}^3$.

3.3 MODELAGEM DE UM TUBO DE RAIOS X CLÍNICO

Nessa segunda etapa foi modelado um tubo de raios X clínico da marca Varian modelo M113 que tem alvo de Mo com angulação de 16° e janela de 0,6 mm de Be, filtração de 0,03 mm de Mo, colimadores de aço com abertura retangular e a placa compressora. O processo de simulação foi idêntico ao da primeira etapa, primeiro foi elaborado um arquivo de geometria com todas as medidas reais do tubo da Varian especificando cada material que ele é composto e também um arquivo de entrada no qual foi indicado os parâmetros aos quais a simulação iria obedecer, assim como os resultados que seriam gerados.

Vários parâmetros importantes influem na velocidade e eficiência da simulação, as energias de corte para o transporte de elétrons e fótons, deflexão angular média (C_1) produzida pelos múltiplos espalhamentos elásticos ao longo de um livre caminho médio das partículas, perda média de energia (C_2) entre eventos elásticos e as energias de corte W_{cc} e W_{cr} , para colisões inelásticas e para emissões de radiação de freamento, respectivamente.

Com valores mais altos para C_1 e C_2 a modelagem se torna mais rápida, mas perde precisão. As energias de corte W_{cc} e W_{cr} influenciam principalmente as distribuições de energia simulada e quanto maior o valor, mais rápida será a simulação, contudo não pode ser demasiadamente grande com risco de sofrer

distorções nas distribuições de energia. Assim, a resolução de energia desejada nos resultados é o valor máximo permitido para as energias de cortes W_{cc} e W_{cr} .

As energias de corte das partículas podem ser especificadas para cada tipo de material, os valores das energias que foram adotadas nesta modelagem estão identificadas na Figura 3.6.

```
>>>>>>> Material data and simulation parameters.
MFNAME Ar08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Pb08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 3e3 3e3 5e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME PCarb08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Adp08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Mo08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Mama50.08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME C08.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 1e3 1e3 1e4 0.1 0.1 250 250 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
.
```

Figura 3.6: Detalhe do arquivo de entrada onde mostra as energias de corte (EABS) e os parâmetros de transporte C_1, C_2, W_{cc} e W_{cr} .

Essa modelagem foi subdividida em duas partes:

- A primeira com o objetivo de coletar os espectros logo após a saída do tubo, ao passarem pela janela de berílio, como mostra a Figura 3.7.
- A segunda tinha como objetivo usar os espectros coletados na primeira etapa como fonte de partícula e fazer com que essas partículas passassem pelo arranjo de filtro e colimadores, como mostra a Figura 3.8.

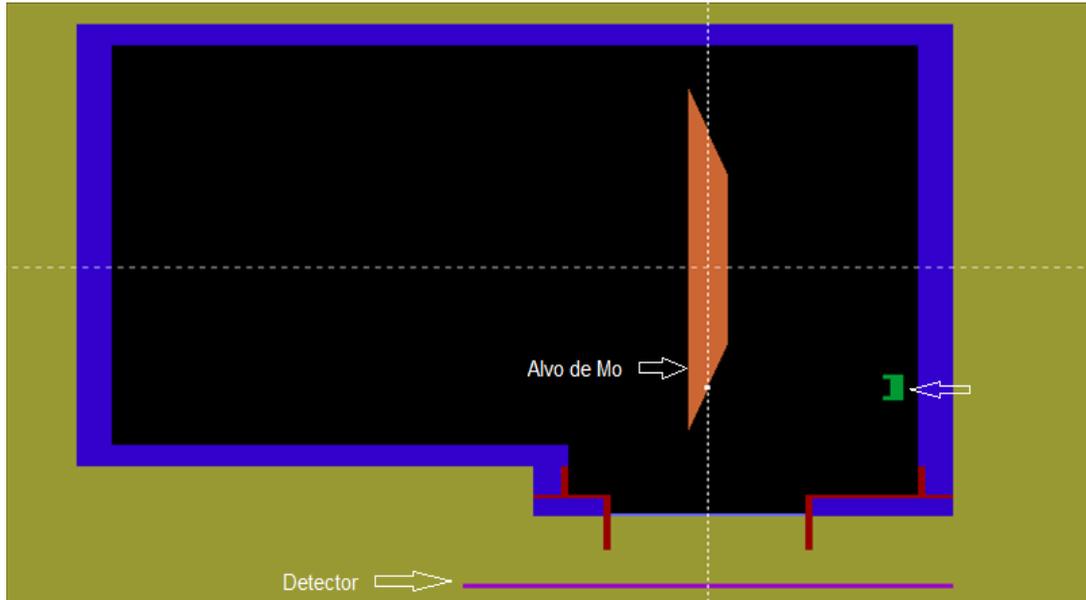


Figura 3.7 Imagem da primeira fase da simulação gerada pelo programa GVIEW2D.

Essa divisão nas etapas da modelagem foi feita para agilizar o trabalho, visto que seriam feitas várias modelagens e essa primeira parte de geração dos fótons que é a parte que requer um tempo computacional maior, é comum a todas as modelagens.

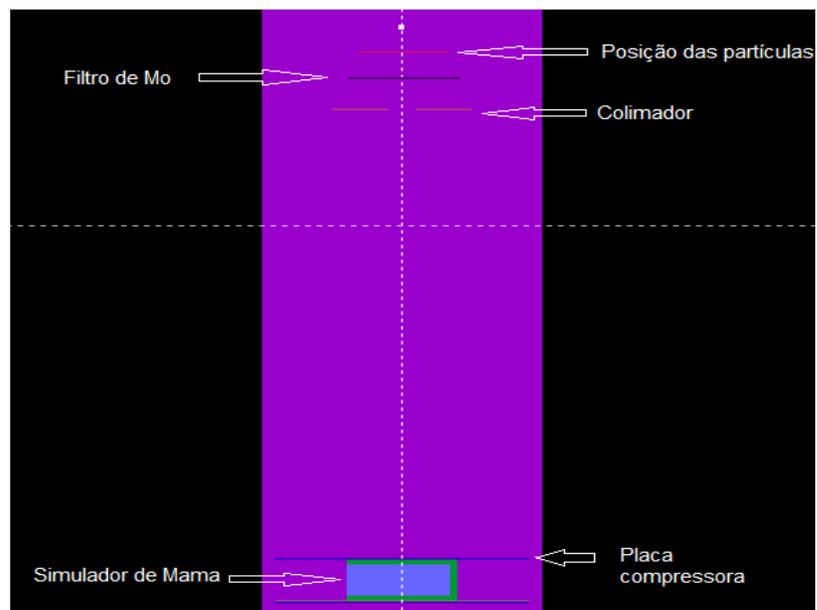


Figura 3.8 Imagem retirada no programa GVIEW2D que mostra a geometria utilizada na segunda parte da simulação do tubo de raios X clínico.

Com o espectro gerado na primeira etapa foram feitas novas simulações para determinar alguns parâmetros, que serão descritos nos itens seguintes, sem a necessidade de refazer a primeira etapa. Com essa metodologia houve um ganho estimado superior a 50% do tempo total de simulação no trabalho.

3.3.1 MODELAGEM DOS ESPECTROS EM PROFUNDIDADE NO SIMULADOR DE MAMA COM O TUBO DE RAIOS X CLÍNICO

Como o objetivo do trabalho está direcionado ao cálculo do coeficiente “ c_g ” foi modelado um outro tipo de simulador de mama com formato e materiais diferentes. Esse novo simulador é o modelo adotado pelo Protocolo Europeu de Dosimetria em Mamografia, ele tem formato semi-cilíndrico de 4,5 cm de altura e 16 cm de diâmetro. Sendo que a primeira camada de espessura de 0,5 cm é de tecido adiposo e o interior é de um composto que representa 50% de tecido adiposo e 50% de tecido glandular (DANCE, 1990; EUR, 1996).

No arquivo de geometria foi especificado que nesse simulador de mama haveriam 4 detetores para coletar os espectros de energia e os espectros de fluência em profundidades. As profundidades determinadas foram 0,5 cm, 1,5 cm, 3,0 cm e 4,5 cm como mostra a Figura.3.9.

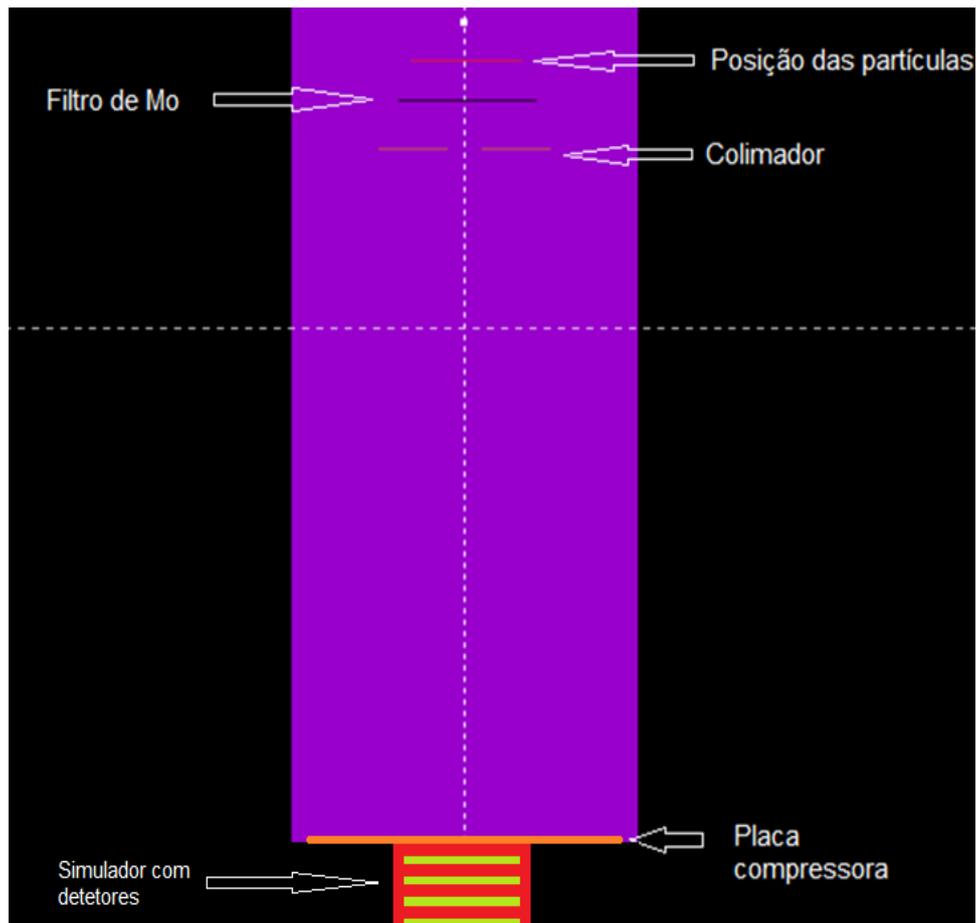


Figura. 3.9 Imagem retirada no programa GVIEW2D que mostra a geometria utilizada na obtenção dos espectros, com o simulador posicionado já com os detectores

3.3.2 MODELAGEM PARA O CÁLCULO DO KERMA NO AR

Foi utilizada a mesma geometria do tubo de raios X M-113 da Varian para calcular o kerma no ar, K_{air} , para 28 kV a 60 cm de distância do ponto focal com a utilização da placa compressora e sem o simulador de mama, para que não houvesse retroespalhamento (DANCE, 1990). Para determinar o valor do K_{air} foi introduzido na geometria do tubo um detetor de ar com volume de 1 cm^3 logo após a placa compressora, como mostra Figura 3.10.

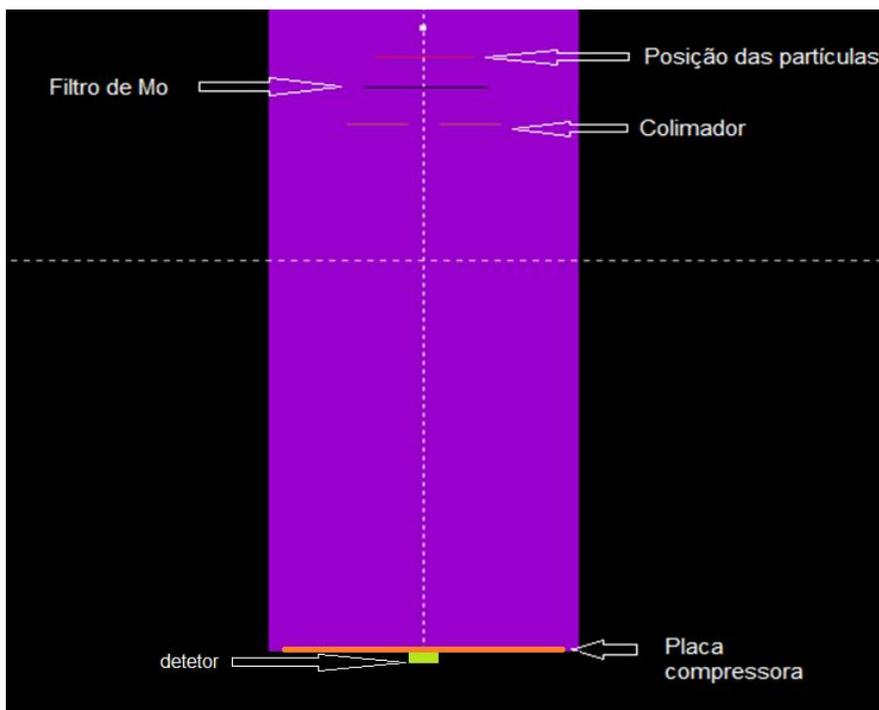


Figura 3.10 Imagem retirada no programa GVIEW2D que mostra a geometria utilizada para calcular o Kerma no ar após a placa de compressão e sem retroespalhamento

3.3.3 MODELAGEM PARA O CÁLCULO DA DOSE NO SIMULADOR

No mesmo arranjo utilizado para determinar os espectros em profundidade com o tubo de raios X clínico M-113 da Varian, foi feita uma nova simulação para determinar o valor da dose média no simulador de mama. O detector foi posicionado de forma vertical no centro do simulador (DANCE, 1990) como mostra a Figura 3.11. Nesta simulação, as energias de corte de elétrons e fótons tiveram seus valores reduzidos para que as interações da radiação com o material do simulador fossem mais detalhadas.

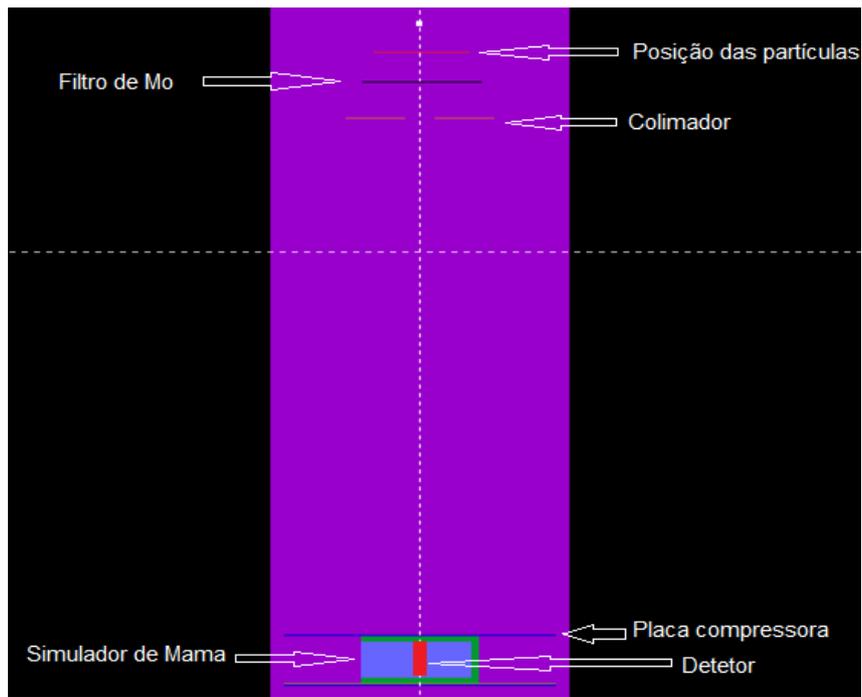


Figura 3.11 Imagem retirada no programa GVIEW2D que mostra a geometria utilizada para calcular o kerma no ar após a placa de compressão e sem retroespalhamento

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados e analisados os resultados obtidos no desenvolvimento deste trabalho.

4.1 COMPARAÇÃO DOS ESPECTROS NO SIMULADOR DE MAMA

Os espectros primários, determinados mediante as modelagens através do método de Monte Carlo, nesta primeira parte do trabalho foram baseados no tubo de raios X do LCR. A Figura 4.1 mostra os espectros obtidos nessa modelagem. O gráfico representa as contagens normalizadas para o número total de fótons, para possibilitar as comparações visuais e pelos valores das energias médias em profundidade com os espectros calculados, visto que na modelagem computacional com o PENELOPE o resultado de saída pode ser um arquivo de partículas, PSF, ou um arquivo de texto (espectro) com dados da energia em função da densidade de probabilidade.

Os raios X característicos do molibdênio caracterizam os picos dos espectros, K_{α} e K_{β} , com valores de 17,44 e 19,6 keV respectivamente. Um outro ponto a ser salientado é que como as medidas em profundidade estão normalizadas para o total de partículas de cada profundidade fica evidente a maior contribuição das partículas de maior energia à medida que os espectros estão sendo atenuados. Com essa normalização os espectros podem ser interpretados e comparados de forma individual.

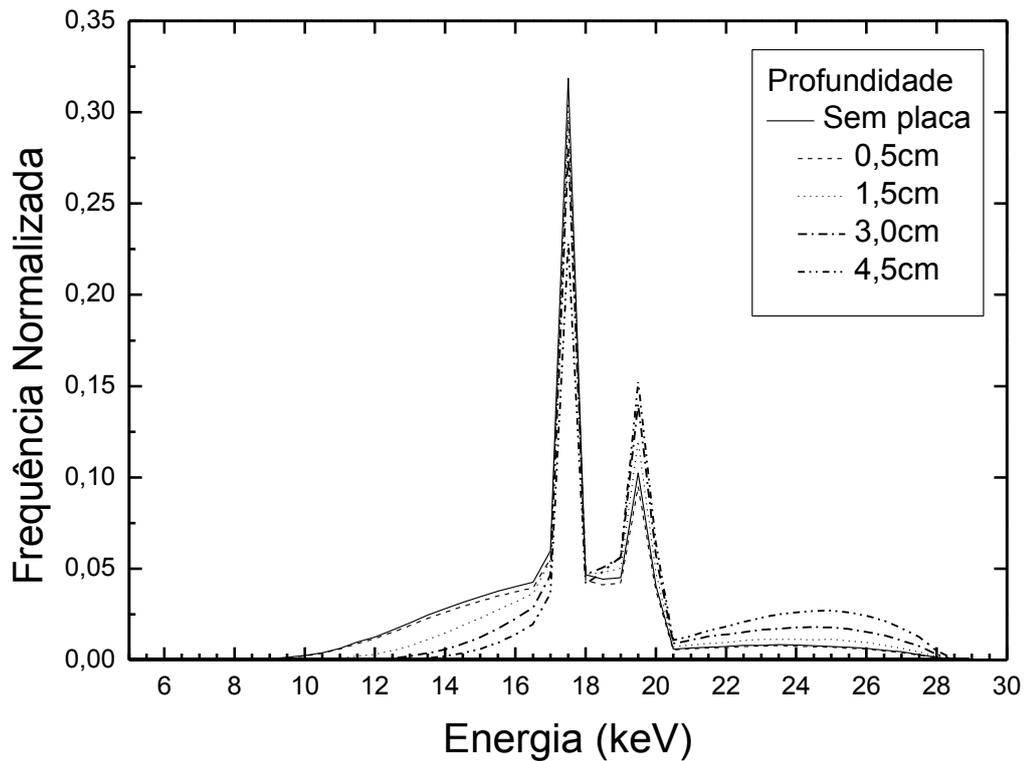


Figura. 4.1 Espectros simulados para 28 kVp com frequências normalizadas para os totais de fótons, obtidos a diferentes profundidades de polimetilmetacrilato.

Para fazer a primeira avaliação da validação foi obtido os espectros experimentais do tubo de raios X do LCR com auxílio de um espectrômetro com detector fotodiodo PIN de silício que possui uma camada extra de alta resistência (i) entre as camadas P e N. Esse detector apresenta um tempo de resposta curto e baixas correntes de fuga, o que deixa as medidas ainda mais confiáveis.

A Figura 4.2 mostra os espectros experimentais obtidos na superfície e em profundidade no simulador de mama. A medida que os espectros vão sendo atenuados pelo material do simulador, percebe-se que a energia mínima do espectro cresce, ou seja, as partículas de baixas energias vão sendo absorvidas e a cada profundidade o espectro começa com uma energia inicial maior. Esse efeito é

conhecido como endurecimento do feixe em virtude do espectro de saída ser composto de um percentual maior de partículas com energias mais penetrantes.

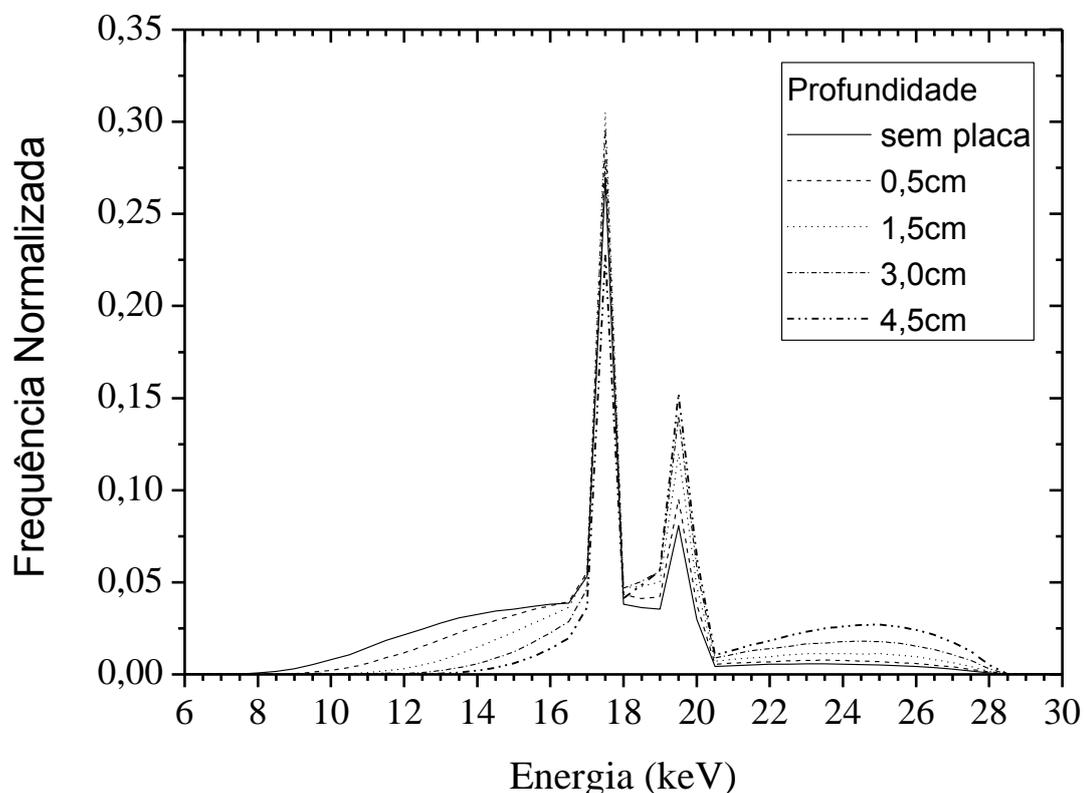


Figura 4.2 Espectros experimentais para 28 kV com frequências normalizadas para os totais fótons, obtidos a diferentes profundidades de polimetilmetacrilato.

Para validar a metodologia utilizada neste trabalho foi comparado o espectro simulado e experimental do tubo de raios X do LCR a uma profundidade de 1,5 cm no simulador de mama de PMMA. A Figura 4.3 mostra o gráfico de comparação dos espectros onde percebe-se uma excelente semelhança, os picos estão sobrepostos. Uma mínima diferença foi verificada na faixa de 16,5, 19,0 e 20,0 keV, que pode ser explicada por diversos fatores. O primeiro é pela discretização do espectro quando houve a divisão das partículas em faixas de energia no momento da confecção dos espectros, outro ponto que pode justificar essas pequenas diferenças é a estatística

dos espectros e, por último, a geometria de um tubo de raios X é complexa e durante a simulação nem sempre é possível reproduzir fielmente a realidade.

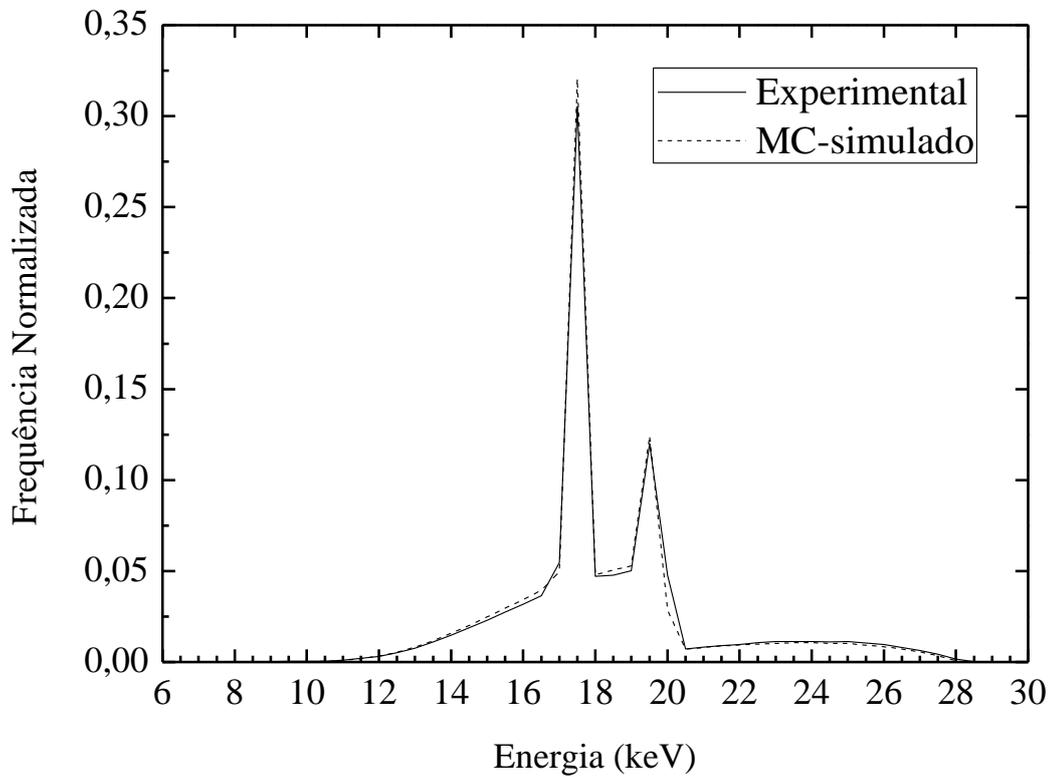


Figura 4.3 Comparação entre os espectros experimental e simulado para 28 kVp à profundidade de 1,5 cm em polimetilmetacrilato (frequências normalizadas para os totais de fótons).

Depois de analisados todos os espectros modelados e experimentais em profundidade foram calculadas as energias médias desses espectros como mostra a Tabela 4.1. Os valores das energias médias foram calculados pela Equação 4.1, onde f_i é a frequência normalizada para o total de fótons e E_i é a energia de cada bin do espectro discretizado.

$$E_m = \sum_{i=1}^n f_i \cdot E_i \quad 4.1$$

Os valores da energia média mostram numericamente o que já tinha sido observado nas Figuras 4.1 e 4.2, com diminuição dos fótons de baixa energia atenuados pelo material do simulador o percentual de fótons mais energéticos aumenta e por consequência aumenta também a energia média do espectro.

Tabela 4.1. Valores de E_{med} (keV) para os espectros de 28 kVp, com as diferenças percentuais entre os valores obtidos pelos métodos experimental e por simulação.

28 kVp, Alvo Mo, Filtro 0.03 mm Mo				
Profundidade PMMA	Experimental	Simulado	Diferença	
			Absoluta	(%)
Sem placa	16,89 ± 0,15	16,63 ± 0,13	0,26	1,5
0,5cm	17,63 ± 0,14	17,40 ± 0,13	0,23	1,3
1,5cm	18,46 ± 0,14	18,28 ± 0,13	0,18	1,0
3,0cm	19,28 ± 0,14	19,19 ± 0,14	0,09	0,5
4,5cm	20,11 ± 0,14	20,07 ± 0,16	0,04	0,2

Na Tabela 4.1 também está descrito a diferença percentual entre as energias médias dos espectros modelados e experimentais, as pequenas diferenças nos valores de E_{med} (máximo de 1,5%) corroboram a referida adequação da comparação dos espectros, bem como os resultados obtidos anteriormente, sobretudo se for levado em conta as dificuldades envolvidas tanto na aquisição experimental quanto na simulação de espectros, conforme relatado na literatura (KUNZEL et al, 2004; AY et al, 2004; WILKINSON et al, 2001).

A incerteza associada à determinação da E_{med} (U_{Emed}) foi calculada por:

$$U_{Emed} = \sum_{i=1}^n U_{fi} \cdot E_i \quad 4.2$$

em que U_{fi} são as incertezas nas frequências de fótons para as n faixas de energia. As incertezas expandidas relatadas correspondem a um fator de abrangência $k=2$, para nível de confiança de aproximadamente 95%. Para os espectros experimentais, as incertezas associadas à determinação das frequências de fótons foram obtidas considerando o número de fótons detectados em cada faixa de energia como sendo resultado de uma distribuição de Poisson. Assim, a incerteza em cada frequência foi igualada à raiz quadrada do número de fótons normalizado pelo total de fótons detectados no espectro (DAVID et al, 2012) .

Já considerando os espectros simulados, as incertezas associadas à determinação das frequências de fótons foram obtidas dos valores de incerteza estatística (tipo A) fornecidos pelo código PENELOPE (também normalizadas).

4.2 PERCENTUAL DE DOSE OU KERMA EM PROFUNDIDADE

Após confrontados os espectros de energia modelado e experimental foi realizado uma nova comparação, agora com PDD modelado e experimental com o tubo de raios X do LCR e um simulador de mama retangular de PMMA.

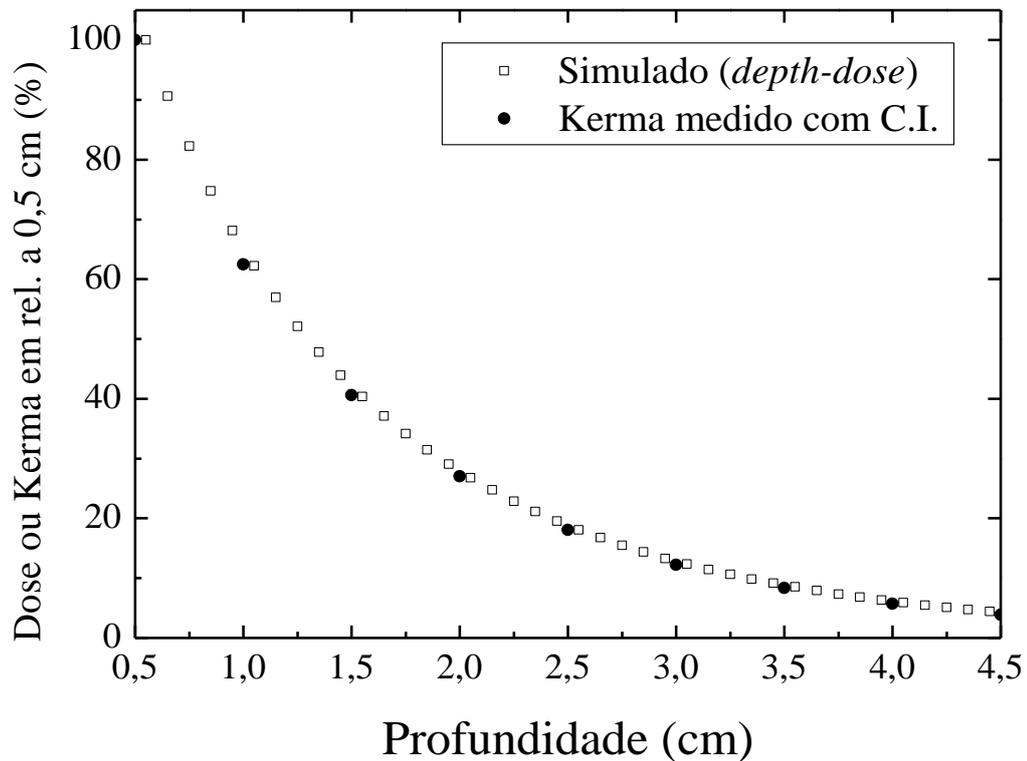


Fig. 4.4 Curvas de percentual de dose em profundidade em polimetilmetacrilato relativas à dose a 0,5 cm para 28 kVp obtidas por simulação e por meio de medidas com câmara de ionização (C.I.).

A Figura 4.4 mostra o PDD modelado e experimental, salientando que o resultado do PDD em ambos os casos foi obtido em relação a profundidade de 5 mm. Mais uma vez os dados experimentais e modelados apresentam excelente concordância e se mostram coerentes.

4.3 COEFICIENTE DE CONVERSÃO QUE RELACIONA KERMA NO AR E DOSE GLANDULAR MÉDIA

Para se chegar em um valor do coeficiente foi preciso simular um tubo de raios X clínico, por isso foi escolhido o tubo de raios X da Varian M-113. Depois de

modelado o tubo de raios X, foram calculados os espectros como mostra as Figuras 4.5 e 4.6.

Esses dois gráficos mostram a mesma simulação porém plotados de forma diferente. Enquanto na Figura 4.5 a normalização foi feita de forma independente, para o total de fótons de cada profundidade, a Figura 4.6 foi normalizada de forma dependente do espectro incidente ficando mais evidente o efeito da atenuação nos espectros.

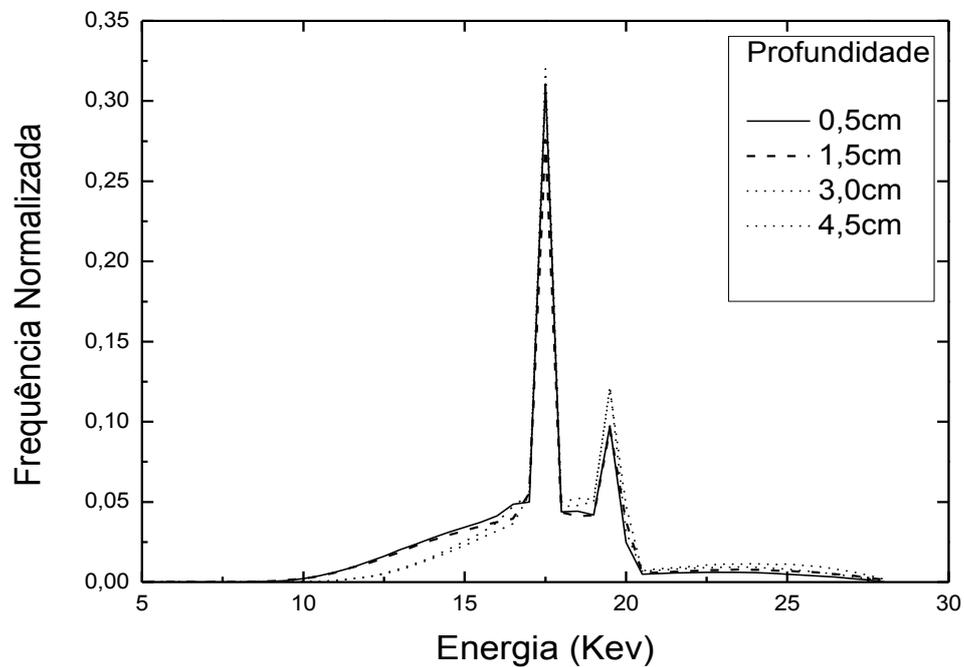


Figura 4.5 Espectros modelados de um tubo de raios X clínico para 28 kVp com frequências normalizadas para o total de fótons, obtidos a diferentes profundidades de polimetilmetacrilato.

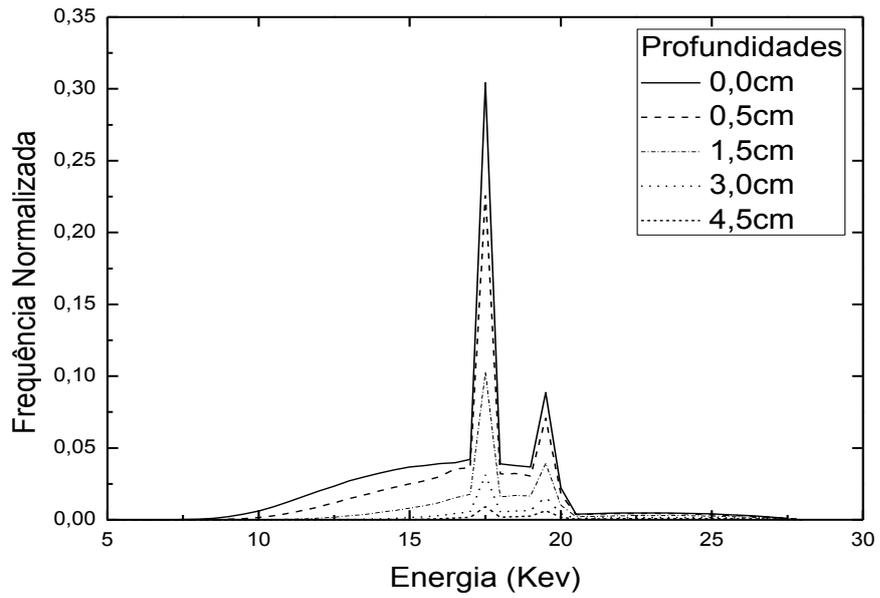


Figura 4.6 Espectros modelados de um tubo de raios X clínico para 28 kVp com frequências normalizadas para o total de fótons incidentes, obtidos a diferentes profundidades de polimetilmetacrilato.

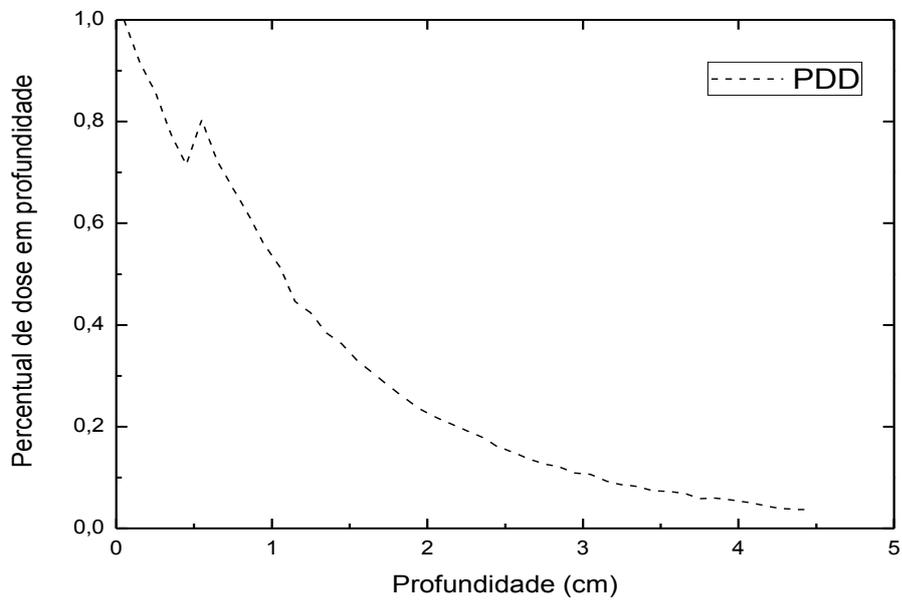


Figura 4.7 Percentual de dose em profundidade no simulador de mama constituído de material que simula uma mama com padrão com 50% de tecido glandular e 50% de tecido adiposo, revestido com uma camada de 0,5 cm de tecido adiposo.

Também foi modelado o percentual de dose em profundidade no simulador como mostra a Figura 4.7. Essa modelagem foi feita com o detetor no centro do simulador utilizando o mesmo simulador dos espectros em profundidade. A descontinuidade que a Figura 4.7 mostra na profundidade de 0,5cm foi causada pela mudança de material, do adiposo que reveste o simulador para o tecido que simula 50% adiposo e 50% glandular, visto que o tecido glandular é mais denso conseqüentemente essa mistura se torna mais densa e atenua mais o feixe.

A Tabela 4.2 mostra os valores das energias médias e das camadas semi redutoras (CSR) dos espectros em profundidade no simulador de mama.

Tabela 4.2. Valores de E_{med} (keV) CSR para os espectros de 28 kVp simulados em profundidade na mama

28kVp, Alvo Mo, Filtro 0.03mm Mo		
Profundidade PMMA	E_{med} keV	CSR (mm de Al)
Sem placa	16,86 ± 0,21	0,334 ± 0,017
0,5cm	17,34 ± 0,24	0,391 ± 0,018
1,5cm	18,12 ± 0,28	0,474 ± 0,020
3,0cm	18,91 ± 0,29	0,540 ± 0,020
4,5cm	19,63 ± 0,33	0,593 ± 0,025

A CSR deste trabalho foi calculada de forma analítica a partir dos dados relativos ao espectro do tubo de raio X clínico simulado. O produto da frequência normalizada pela energia de cada faixa e coeficiente de atenuação foi calculado o kerma incidente e posteriormente com a Equação 4.3. foi calculado o valor da CSR.

$$K = K_0 \cdot e^{-\mu x} \quad 4.3$$

As incertezas das E_{med} foram calculadas da mesma forma como foram calculadas para o tubo não clínico, através da frequência normalizada e pela incerteza dada pelo PENELOPE. As incertezas da CSR foram estimadas com base nas incertezas das E_{med} (DAVID et al, 2012). Não foram estimadas as incertezas do tipo B nesse trabalho.

Com o tubo de raios X modelado e de posse de seu espectro de saída, foram feitas outras modelagens para determinar o valor do kerma no ar e o valor da dose no simulador de mama, e com esses resultados calcular o valor do coeficiente de conversão c_g .

O valor encontrado para o coeficiente neste trabalho está apresentado na Tabela 4.3. O coeficiente de conversão c_g que relaciona kerma no ar na superfície de entrada do simulador (K_{air}) e dose glandular média (D_{gm}) é fator essencial nas análises em todas as linhas de pesquisas que estudam a relação risco-benefício da mamografia.

Muitos autores apresentam dados do coeficiente de conversão c_g relacionado com a camada semi redutora (CSR), mas isso deve ser observado com cuidado devido a diferentes espectros apresentarem a mesma (CSR), uma alternativa pode ser o uso do valor da segunda CSR.

A Tabela 4.3 mostra os dados do coeficiente publicados por diferentes autores, para uma mama padrão, que deve ser constituída de 50% de tecido glandular e 50% de tecido adiposo (ICRU 44).

Tabela 4.3. Comparação entre valores do coeficiente de conversão que relaciona K_{air} com D_{gm} para mama de 4,5 cm de espessura contendo uma região central de 50% tecido adiposo e 50% tecido glandular para 28kVp.

CSR (mm de Al)	(Rosenstein , 1985)	(Dance, 1990)	(Jansen, 1994)	(Dance, 1994)	(Presente trabalho)
0,30	0,160	0,164		0,164±0,003	
0,33					0,151±0,001
0,35		0,187	0,168		

Também deve ser levado em consideração que nos referidos trabalhos da Tabela 4.3 nem todas as informações são mencionadas, porém foi feita uma seleção criteriosa dos trabalhos que apresentavam metodologias semelhantes, para determinação do fator de conversão, essa seleção serviu para afastar possíveis discrepâncias dos valores.

A principal comparação foi feita com os trabalhos do Dance D.R., porque seus trabalhos formam a base do Protocolo Europeu de Dosimetria e também do protocolo da Agência Internacional de Energia Atômica. Porém o trabalho que deu origem ao estudo e conseqüentemente aos protocolos citados, foi do ano de 1990 (DANCE, 1990) e nesse trabalho para determinar os coeficientes de conversão de kerma no ar em dose glandular média foram utilizados espectros do ano de 1979 (DANCE, 1990).

Desde 1980 os equipamentos mamográficos evoluíram, tiveram suas geometrias modificadas para otimizar dose e imagem, com mudanças desde a estrutura do tubo até a inclinação do alvo, a tecnologia computacional utilizada para os cálculos na determinação dos fatores de conversão que relaciona kerma no ar e dose glandular média também foram aperfeiçoadas nesse período, entretanto os valores desses fatores não foram reavaliados.

5 CONCLUSÕES

A validação da metodologia realizada neste trabalho revelou algumas possibilidades de uso desta versátil ferramenta de cálculo numérico na área de radiologia diagnóstica. As duas etapas, tanto a primeira que utilizou os elétrons como fonte de partículas primárias quanto a segunda que utilizou o arquivo de partículas, mostraram uma boa eficiência para determinação de espectros e percentual de dose em profundidade. Com os resultados da etapa de comparação dos espectros do feixe de raios X não clínico, que mostrou uma boa concordância entre os espectros, na faixa de energia utilizada na mamografia, conclui-se que a metodologia empregada na modelagem pode ser utilizada para esta aplicação com qualidade semelhante às encontradas por outras ferramentas já avaliadas e baseadas em métodos empíricos, semi-empíricos e no próprio método de Monte Carlo.

Os dados das energias médias dos espectros em profundidades corroboraram com a validação da metodologia utilizada visto que houve diferença máxima na energia média do espectro incidente de 1,5 % entre o simulado e o experimental para espectros de um tubo de raios X não clínico.

Quase 50 % do percentual de dose em profundidade foi atenuado até 10 mm e mais de 90 % da energia inicial fica depositada na mama até 40 mm, para uma mama padrão composta de 50% de tecido glandular e 50% de tecido adiposo, o que confirma a alta dose recebida pela paciente em um exame mamográfico e justifica o cuidado existente nos centros de pesquisa com os serviços de mamografia no mundo. Considerando o percentual de glandularidade dos tecidos mamários, foi observado que o percentual de energia depositada cresce com o aumento da glandularidade.

O resultado do coeficiente de conversão c_g que relaciona kerma e dose glandular média se mostrou coerente comparado aos relatados por diversos autores nas literaturas. As diferenças de 5 % à 24 % foram causadas possivelmente pelas

poucas informações divulgadas no trabalhos publicados e principalmente pelas leves diferenças de metodologias propostas por diversos autores e protocolos internacionais. A comparação dos dados mostrou de forma clara a falta de consenso entre os pesquisadores e agências de regulamentação quanto à unificação de uma metodologia aceitável para se determinar o coeficiente c_g .

Nesse trabalho foi utilizado a metodologia apresentada por Dance (DANCE,1990) que não foi totalmente descrita em seus artigos e mesmo assim, apesar de utilizar dados antigos e de não ter sido detalhada para futuras comparações, foi utilizada como base do protocolo europeu (EUR, 1996) e da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA, 2005). Diante das diferenças apresentadas pode-se sugerir que os valores para dose glandular média apresentados por esse protocolo podem estar sendo superestimados em até 15 %, visto que a dose é diretamente proporcional a esse fator. Esses dados podem estar influenciando também as análises de riscos-benefícios em mamografia, pois todas as análises se baseiam na dose glandular média.

Sugere-se ainda que esses valores apresentados pela literatura sejam revisados com base nas novas tecnologias de processamento de dados durante as simulações e na nova geração de tubo de raios X.

6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AAPM Publicação 105, American Association of Physics in Medicine, “Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning”, **Medical Physics Publishing**, USA, 2007.
- AHNESJO, A., M.M. ASPRADAKIS, “Dose calculations for external photon beams in radiotherapy”. **Physics in Medicine and Biology**, 1999. 44(11): p. R99-155
- AMPTEK. “X-Ray Detector for Mammography and Radiology”. Bedford, MA, 2005b. Disponível em: <www.amptek.com>. Acesso em: 17 novembro. 2013.
- ANDREO, P., “Monte Carlo techniques in medical radiation physics”, **Physics in Medicine Biology**., 1991, 36(7), p. 861–920.
- ANDOLINA, V.F, LILLÉ S.L, WILLISON K.M, “Mammographic imaging – a practical guide”. Lippincott Williams & Wilkins, 1a Edição, Philadelphia, Pennsylvania, ISBN 0-397-51096-9. 292 p., 1992.
- AOKI, K., KOYAMA, M. “Measurement of diagnostic X-ray spectra using a silicon photodiode”, **Medical Physics** 16(4), 529-536, 1989.
- AOKI, K., KOYAMA, M., “Photoelectron escape from a silicon X-ray detector: Monte Carlo study”, **Physics in Medicine and Biology** 35, 1051-1063 (1990).
- ATTIX, F. H., “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, John Wiley & Sons, Inc., USA, 1986.
- AY, M. R., SHAHRIARI, M., SHAHRIARI, M., SARKAR, S., ADIB, M., ZAIDI, H. “Monte Carlo simulation os X-ray spectra in diagnostic radiology and mammography using MCNP4C”, **Physics in Medicine and Biology**. Vol 49, 4897-4917, 2004.
- BERGER, M. J., “Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles” **Methods in Computational Physics**. Vol 1 New York p 135-215, 1963.

- BLAZY, L., BALTES, D., BORDY, J.M., , “Comparison of PENELOPE Monte Carlo dose calculations with Fricke dosimeter and ionization chamber measurements in heterogeneous phantoms (18 MeV electron and 12 MV photon beams)”, **Physics in Medicine and Biology**. Vol 51, p. 5951–5965, 2006
- BONNE, J.M, FEWELL, T.R., JENNINGS, R.J. “Molybdenum, Rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography”. **Medical Physics**., v.24, n.12, p. 1863-1874, Dez. 1997.
- BONTRAGER, K.L. Tratado da técnica radiográfica e bases anatômicas, ed. 3, Editora Afiliada, Phenix, 1989.
- DANCE, D.R., “ Monte Carlo Calculation of Conversion Factors for the Estimation of Mean Glandular Breast Dose”, **Physics in Medicine and Biology**, 1990.
- DANCE D.R., HUNT R.A., BAKIC P.R., MAIDMENT A. D. A., SANDBORG M., ULLMAN G., ALM CARLSON G. “Beast dosimetry using high-resolution voxel phantoms”. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 14, n. 1-3, p. 359-363. 2005.
- DAVID MG, PIRES EJ, BERNAL MA, PEIXOTO JG, DEALMEIDA CE. “Experimental and Monte Carlo-simulated spectra of standard mammography-quality beams”. **The British Journal of Radiology**. 2012;85(1013):629-35.
- DOOLEN, G. D.; HENDRICKS, J. “Monte Carlo at work”. **Los Alamos Science** Special Issue, p. 142–143, 1987.
- DUCOTE, J. L., MOLLOI, S., “Quantification of breast density with dual energy mammography: A simulation study”. **Medical Physics Publishing**, USA, 2008.
- ECKERMAN, K. F., CRITY, M., RYMAN, J.C., “The ONRL Mathematical Phantom Series”, **Oak Ridge National Laboratory Report**, 1996
- EUROPEAN COMMISSION – European protocol on dosimetry in mammography. EUR #16263 EN, Luxemburgo, p. 76. 1996.
- FEIG S.A. “Risk, benefit, and controversies in mammography screening”. **RSNA Categorical Course in Breast Imaging**, p. 99-107. 1999.

- FIGUEIRA R.N.M., DOS SANTOS A.I., CAMARGO, M.E., KOCH H.A. "Fatores que influenciam o padrão radiológico de densidade das mamas". **Radiologia Brasileira**, vol 36 (5), p. 287-291, 2003.
- FRANKENBERG D., KELNHOFER K., BAR K., FRANKENBERG-SCHWAGER M. "Mammographie-Röntgenstrahlen sind für die neoplastische transformation einer menschlichen hybridzelllinie um den faktor 3, 4 effektiver ALS 200 kVp" Röntgenstrahlen. **Progress in Radiation Protection**. Fortschritte im Strahlenschutz. Vol 2, p 27-40. 2000.
- GINGOLD, E.L., WU, X., BARNES, G.T. "Contrast and dose with Mo-Mo, Mo-Rh, and Rh-Rh target-filter combinations in mammography". **Radiology**, v.195, p. 639-644. 1995.
- HOFF, G., "Cálculo da Dose em Glândula Mamária, Utilizando o Código de Transporte de Monte Carlo MCNP, para as Energias Utilizadas em Mamografia". Tese DSc 2005
- HULKA, B. S., STARK, A. T. "Breast cancer: cause and prevention". *Lancet* 346: 883–887, 1995.
- ICRP Publicação 103, International Commission on Radiological Protection. **Recommendations of the International Commission on Radiological Protection**, New York 2007.
- ICRU Publicação 44, International Commission on Radiation Units and Measurements. **Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement**, Bethesda, 1989.
- ICRU Publicação 60, International Commission on Radiation Units and Measurements. **Fundamental quantities and Units for Ionizing Radiation**. Maryland. 1998.
- INCA, INSTITUTO NACIONAL DE CÂNCER, Ministério da Saúde. Estimativa 2014/2015: "Incidência de Câncer no Brasil". Rio de Janeiro: INCA, 2014.
- JANSEN, J. T. M., DIERKER, J e ZOETELIEF, J., Calculation of air kerma to mean glandular dose conversion factors for mammography units employing various

- target-filter combinations. In: proc. Xth Scientific Symposium of the Belgian Society of Hospital Physicists. Eds. B. Schaeken and J. Vanregemorter, 1994
- JOHNS, H. E., CUNNINGHAM, J. R., "The Physics of Radiology", 4th Ed., Springfield, Illinois, USA, **Charles C. Thomas Publisher**, 1983.
- JONES, A. O., DAS, I. J., JONES JR., "A Monte Carlo study of beamlets in inhomogeneous media", **Medical Physics**, Vol.30, p.296-300, 2003.
- KALOS, M.H., P.A. WHITLOCK, "Monte Carlo Methods", vol. 1,Wiley, New York, 1986.
- KLEIN R., AICHINGER, H., DIERKERT, J., JANSEN, J. T. M., JOITE-BARFUB, S., SABEL, M., SCHULZ-WENDTLAND, R., ZOETELIEF, J. " Determination of average glandular dose with modern mammography units for large groups of patients" **Physics in Medicine and Biology**, 42, 651-671, 1997
- KNOLL, G. F. "Radiation Detection and Measurement". 3^a NY: **John Wiley & Sons**, Inc., 1999
- KUHL C.K, BIELING H.B, GIESEKE J, KREFT B.P, SOMMER T, LUTTERBEY G, SCHILD H.H. "Healthy premenopausal breast parenchyma in dynamic contrastenhancement MR imaging of the breast: normal contrast medium enhancement and cyclical-phase dependency". **Radiology**, v. 203, p. 137-144. 1997
- KÜNZEL, R., HERDADE, S. B., TERINI, R. A., COSTA, P. R. "X-ray spectroscopy in mammography with a silicon PIN photodiode with application to the measurement of tube voltage", **Medical Physics** 31(11), 2996-3003 (2004).
- LOPES A. A, LEDERMAN H. M, EWSTEIN R. DM, "Guia prático de posicionamento em mamografia". **Editora SENAC**, São Paulo, São Paulo. ISBN: 85-7359-119-6, 72 p. 2000.
- METROPOLIS, N., ULAM, S. "The Monte Carlo method". **J. Amer. Statistical Assoc.**, v. 44, p. 335–341, 1949.
- METROPOLIS, N., "The Begnning of the Monte Carlo Method", **Los Alamos Science**, 1987, 15, p. 125-130

- MIYAJIMA, S., IMAGAWA, K. "CdZnTe detector in mammographic x ray spectroscopy," **Physics in Medicine and Biology**. 47, 3959–3972 (2002).
- NCRP Publicação 105. NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS . "Radiation Protection for Medical and Allied Health Personnel". Maryland,. p. 126. 1989.
- NCRP Publicação 107. NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. "Implementation of the Principle of As Low As Reasonable (ALARA) for Medical and Dental Personnel", p. 126. 1990.
- NG K.P., TANG F.H. "Monte Carlo simulation of x ray spectra in mammography". **Physics in Medicine and Biology**., UK, v.45, p. 1309-1318. 2000.
- NIST, NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY – NIST acessado setembro de 2014.
- PENELOPE, PENETRATION AND ENERGY LOSS OF POSITRONS AND ELECTRONS — "PENELOPE, a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport". Spain, 2006
- PIRES, E. J., DAVID, M. G., PEIXOTO, J. G., DEALMEIDA, C. E. "Establishment of Radiation Qualities for Mammography According to the IEC 61267 and TRS 457". **Radiation Protection Dosimetry**. 2010
- PODGOSARK, E. B., "Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", **Educational Report Series**, IAEA, Viena, Austria, 2004.
- POLETTI, M. E., GONÇALVES, O. D., MAZZARO, I., SCHECHTER, H., "Evaluation of the influence of scattering profiles on the resolution, scatter/primary ratio, and grid performance in mammography". **Radiation Physics and Chemistry** 61: 607-610, 2001.
- ROGERS, D. W., A. F. BIELAJEW, "Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry", **Dosimetry of Ionization Radiation**., 1990, 3, p.427–539.

- ROSENSTEIN, M., ANDERSON, L. W. e WARNER, G. G. "Handbook of glandular tissue doses in mammography". **HHS Publication FDA 85-8239**, 1985.
- SALATA, C., "Simulação Computacional de Feixe de Fótons em meio Heterogêneo utilizando o método de monte Carlo – código PENELOPE", Tese M.Sc., IME, Rio de Janeiro, 2008.
- SALVAT F, FERNANDEZ, VAREA JM, SEMP AU J, "PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport", Nuclear Energy Agency, 2003.
- SEMP AU, J., WIDERMAN, S.J., BIELAJEW, A.F., "A Fast, Accurate Monte Carlo Code Optimized for photon and Electron Radiotherapy Treatment Planning Dose", **Physics in Medicine and Biology**, 2000, 45, p. 2263-2291.
- SEMP AU, J., REYES, A. SANCHEZ, SALVAT, F., "Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE", **Physics in Medicine and Biology**., 46, 1163–1186, 2000.
- TABAR, L., FABERBERG, C. J. G., GAD, A. "Reduction in mortality from breast cancer after mass screening with mammography. Randomized trial from the Breast Cancer Screening Working Group of the Swedish national Board of Health and Welfare". *Lancet*, 325 (8433): 829-832, 1985.
- TAUHATA, L., SALATI, I. P. A., PRINZIO, R. D., PRINZIO, A. R. D., "Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos", 5ª revisão, Rio de Janeiro, 2003.
- TOLEDO, V., "Segmentação de Imagens Mamográficas para Detecção de Nódulos em Mamas Densas", Tese M.Sc., UFSC, São Paulo, SP, Brasil-2002.
- TOMAL, A., "Medidas experimentais dos coeficientes de atenuação de tecidos mamários e sua influência no contraste e dose mamográfica" tese Msc. USP. São Paulo, 2007
- TSAI, H. Y., CHONG, N. S., HO, Y. J., TYAN, Y. S., "Evaluation of depth dose and glandular dose for digital mammography", **Radiation Measurements**, 45 726-728, 2010

TUCKER, M. D., "Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra", ,
Medical Physics Publishing, USA,1990

YAFFE M., TAYLOR K. W., JOHNS H. E. "Spectroscopy of diagnostic x-rays by a
Compton-scatter method", **Medical Physics** 3, 328 334 (1976).

WILKINSON, L. E., JOHNSON, P.N., HEGGIE, J. C. P. "A comparison of
mammography spectral measurements with spectra produced using several
different mathematical models". **Physics in Medicine and Biology** 46, 1575-
1589. 2001

WU X., GINGOLD E.L., BARNES G.T., TUCKER D.M., "Normalized average glandular
dose in molybdenum target-rhodium filter and Rhodium target-Rhodium filter
mammography". **Medical Physics**, v.193, n.3, p. 83-89. Out. 1994.