

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
INSTITUTO DE FÍSICA**

Jeferson Barbosa Marques

**Determinação das curvas de transmissão de feixes de raios X
utilizados em mamografia digital contrastada**

Uberlândia

2020

Jeferson Barbosa Marques

**Determinação das curvas de transmissão de feixes de raios X
utilizados em mamografia digital contrastada**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia, para a obtenção do título de Bacharel em Física Médica sob a orientação do Prof. Dr. Diego Merigue da Cunha.

Uberlândia

2020

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, por sempre ter me dado força para perseverar.

À toda minha família, em especial meus pais Edilma e Raimundo, e minha irmã Yandara, pelo imenso apoio e incentivo durante toda essa trajetória.

Ao meu orientador Prof. Dr. Diego Merigue, por toda disposição em me ajudar e pelos bons momentos de discussão e conversa.

A todos meus amigos, em especial, Otávio, Igor, Marcelo, Rafael, Cesar, Márcia e Leonardo por terem contribuído em minha formação, além de todos os momentos compartilhados que sempre levarei comigo.

Aos meus amigos de república, Antônio e Philippe, pela amizade construída e pelos bons momentos que dividimos.

A todos os professores, em especial, Prof. Dra. Ana Perini, Prof. Dr. Lucio Neves e Prof. Dr. Mauricio Foschini, e aos servidores Dilza Côrtes e Valter Coutinho, que sempre estiveram de prontidão para me ajudar.

À Universidade Federal de Uberlândia, por todo suporte dado durante esses anos.

RESUMO

A mamografia digital é a técnica de imagem mais empregada para rastreamento e detecção precoce de tumores mamários, embora apresente limitações que impossibilitam um diagnóstico preciso do dimensionamento e tipo do tumor. Estudos recentes mostram que uma nova técnica de imageamento, chamada mamografia digital contrastada, tem apresentado maior capacidade de identificar tumores. Essa técnica consiste na aquisição de imagens após a administração de um agente contrastante, sendo as imagens obtidas com o tubo de raio-X operando em baixa e alta energia. Entretanto, o uso de feixes mais energéticos requer a avaliação das propriedades de transmissão, uma vez que esses dados são utilizados em cálculos de projetos de blindagens. Nessa perspectiva, o objetivo desse trabalho foi determinar as curvas de transmissão através de materiais comumente utilizados como blindagem, e seus parâmetros de ajuste, para as combinações anodo/filtro de W/Rh com potencial de tubo entre 25-35 kVp e W/Cu entre 35-49 kVp. As curvas de transmissão foram determinadas através de simulações computacionais utilizando o código Monte Carlo PENELope, e então foram ajustadas na equação de Archer, a fim de se determinar os parâmetros de ajuste α , β e γ . Foram observados diferentes comportamentos para as curvas de transmissão, com valores consideravelmente maiores para as curvas de W/Cu comparado aos valores para W/Rh. De maneira geral, os valores de α diminuíram com o aumento do potencial do tubo para todos os materiais investigados, enquanto o comportamento dos valores de β e γ apresentam dependência com relação ao espectro e ao material de blindagem. Por fim, os resultados obtidos nesse trabalho apontam para a importância de considerar dados de transmissão adequados para cálculo de projetos de blindagem.

Palavras-chave: mamografia digital contrastada; curvas de transmissão; proteção radiológica; Monte Carlo.

ABSTRACT

Digital mammography is the most preferred imaging technique for screening and early detection of breast tumors, however, it shows limitations in accurate diagnosis of tumor size and type. In the last years, studies have shown that a new imaging technique, called contrast-enhanced digital mammography, has a greater ability to identify tumors. This technique consists of acquisition of images of the breast after the administration of a contrast agent, with images obtained with the X-ray tube operating at low and high energy. The use of more energetic beams requires the evaluation of the transmission properties, since these data are used in shielding design calculations. In this perspective, the objective of this work was to determine the transmission curves through materials commonly used as shielding, and their fitting parameters, for W/Rh with potential tube between 25-35 kVp and for W/Cu between 35-49 kVp. The transmission curves were determined using computer simulations using Monte Carlo code PENELOPE, and then were fitted to the Archer equation, in order to determine the parameters α , β and γ . Different behaviors were observed for the transmission curves, with considerably higher values for the W/Cu curves compared to those for W/Rh. In general, values of α decreased as tube potential increases for all investigated materials, while the behavior of the values β and γ depend on the spectrum and shielding material. Therefore, results obtained in this work point the importance of considering proper transmission data for shielding design calculations of imaging facilities.

Keywords: contrast-enhanced digital mammography; transmission curves; radiation protection; Monte Carlo;

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 – Representação do espalhamento coerente.	10
Figura 2.2 – Representação do espalhamento incoerente.	11
Figura 2.3 – Representação do efeito fotoelétrico.	12
Figura 2.4 – Esquematização simplificada do funcionamento de um tubo de raios X. . . .	14
Figura 2.5 – Interação entre elétrons acelerados e um núcleo atômico, produzindo radiação de freamento (<i>Bremsstrahlung</i>).	14
Figura 2.6 – Interação entre elétrons acelerados e um elétron orbital, produzindo radiação característica, devido ao rearranjo eletrônico.	15
Figura 2.7 – Feixe de radiação atravessando (a) perpendicularmente e (b) em um ângulo θ uma determinada região.	17
Figura 3.1 – Modelo geométrico usado nas simulações.	20
Figura 4.1 – Curvas de transmissão para espectros de W/Rh e W/Cu através de (a) chumbo, (b) aço, (c) vidro, (d) concreto, (e) gesso e (f) madeira.	23
Figura 4.2 – CSR_a para os materiais investigados para espectros de (a) W/Rh e (b) W/Cu.	24

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Composição elementar do concreto, vidro e aço, referentes ao peso relativo de cada elemento	21
Tabela 3.2 – Combinações anodo/filtro empregadas	21
Tabela 4.1 – Valores de α , β , e γ para os espectros de W/Rh. Valores de α e β estão em cm^{-1}	25
Tabela 4.2 – Valores de α , β , e γ para os espectros de W/Cu. Valores de α e β estão em cm^{-1}	26

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	8
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	10
2.1	Interação da Radiação X e γ com a Matéria	10
2.1.1	Espalhamento coerente (Efeito Rayleigh)	10
2.1.2	Espalhamento incoerente (Efeito Compton)	11
2.1.3	Efeito fotoelétrico	12
2.1.4	Atenuação exponencial de um feixe de fótons	13
2.2	Produção de Raios X	13
2.2.1	Radiação de freamento	14
2.2.2	Radiação característica	15
2.3	Grandezas Radiométricas	16
2.3.1	Fluência	16
2.3.2	Fluência energética	16
2.3.3	Fluência planar	16
2.4	Grandezas Dosimétricas	17
2.4.1	Kerma	17
2.4.2	Exposição	18
2.4.3	Dose absorvida	18
3	METODOLOGIA	19
3.1	Método Monte Carlo utilizando o código PENELOPE	19
3.1.1	Parâmetros do código PENELOPE	19
3.1.2	Modelo geométrico	20
3.1.3	Composição material	20
3.1.4	Espectros utilizados na simulação	21
3.2	Determinação das curvas de transmissão	21
3.3	Determinação dos parâmetros de blindagem	21
4	RESULTADOS	23
4.1	Curvas de transmissão	23
4.2	Parâmetros de blindagem	25
5	CONCLUSÕES	27
	REFERÊNCIAS	28

1 INTRODUÇÃO

A mamografia digital tem sido a técnica mais indicada para rastreamento de câncer de mama, mesmo apresentando limites na caracterização precisa das suspeitas encontradas, principalmente em mamas densas (KARELLAS; VEDANTHAM, 2008; DROMAIN *et al.*, 2012; JAMES; TENNANT, 2018). A fim de obter uma avaliação mais precisa da mama, imagens de ressonância magnética (RM) têm sido indicadas, embora seja uma técnica com longo tempo de duração, dispendiosa e de baixa acessibilidade, devido à dificuldade de implementação do equipamento (JAMES; TENNANT, 2018). Uma outra alternativa que tem sido empregada e vem ganhando destaque nos últimos anos é a mamografia digital contrastada (CEDM, do inglês *Contrast-Enhanced Digital Mammography*), que emprega o uso de um agente contrastante iodado. A CEDM apresenta algumas vantagens em relação à RM, como menor custo e tempo de duração, além de ser uma técnica mais facilmente implementada. Além disso, estudos feitos por Jochelson *et al.* (2013) e Lee-Felker *et al.* (2017) mostram que a CEDM tem maior capacidade de identificar tumores, resultando em uma menor porcentagem de falsos positivos.

Para a realização do exame de CEDM, foram propostas duas técnicas para aquisição das imagens da mama com o agente contrastante: a técnica por subtração temporal e a técnica de dupla energia (DROMAIN; BALLEYGUIER, 2010). A técnica de subtração temporal consiste na aquisição de imagens em alta energia antes e depois da administração de contraste. A imagem pré-contraste é subtraída das imagens pós-contraste, que são adquiridas em intervalos de 1 min após a injeção, resultando em imagens que destacam as regiões com maior absorção de contraste (DIEKMANN; BICK, 2007). A técnica de dupla energia, por sua vez, consiste na aquisição de imagens de baixa e alta energia após a administração de contraste, permitindo a aquisição de imagens em diferentes projeções, e exige um tempo de duração de poucos segundos (DROMAIN; BALLEYGUIER, 2010). A técnica de dupla energia teve maior aceitação, pois além do menor tempo de duração, também apresenta menor probabilidade de ocorrência de artefatos nas imagens devido ao menor tempo de compressão da mama (DROMAIN; BALLEYGUIER, 2010).

Na CEDM de dupla energia, as técnicas para aquisições das imagens em baixa energia são semelhantes às empregadas na mamografia digital, em torno de 28 kilovolt pico (kVp), utilizando combinações anodo/filtro de Mo/Mo, W/Rh, dentre outras (NOSRATIEH *et al.*, 2015). As imagens de alta energia, por outro lado, utilizam potenciais entre 45-49 kVp e combinações anodo/filtro de W/Al e W/Cu, dentre outras (DROMAIN *et al.*, 2012; NOSRATIEH *et al.*, 2015). As combinações anodo/filtro usadas durante a realização do exame são diferentes, pois é necessário que o espectro utilizado na aquisição de baixa e alta energia tenha, respectivamente, menor e maior energia média que a energia da borda de absorção K do iodo (32,17 keV), a fim de obter bons resultados mesmo em baixas concentrações de iodo (SKARPATHIOTAKIS *et al.*, 2002). A dupla exposição à radiação tende a aumentar a dose de radiação recebida pela paciente, e conseqüentemente pelo público e indivíduos ocupacionalmente expostos (JEUKENS *et al.*,

2014; JAMES *et al.*, 2017), e do ponto de vista da proteção radiológica, é importante saber a respeito das propriedades de transmissão dos feixes de raios X empregados, uma vez que esses dados fornecem informações que auxiliam no cálculo de projetos de blindagem (NCRP, 2004).

Alguns estudos da literatura registraram as propriedades de transmissão de alguns feixes empregados na mamografia. Simpkin (1987) fez uma determinação experimental das curvas de transmissão através de materiais utilizados como blindagens, para a combinação de Mo/Mo em 30 kVp e 35 kVp, empregados na mamografia tela/filme. Alguns anos depois, Simpkin (1995) determinou computacionalmente os parâmetros de ajuste, propostos por Archer *et al.* (1983), para as curvas de transmissão determinadas anteriormente, e seus dados foram publicados no NCRP (2004). Ay *et al.* (2004) determinou a curva de transmissão através do alumínio, do espectro gerado em 30 kVp por um anodo de Mo com um janela de 1 mm de Be e filtro adicional de 0,035 mm de Mo, através de simulações computacionais usando o método Monte Carlo (MC) com o código MCNP4C (BRIESMEISTER *et al.*, 2000). Utilizando MC com o código GEANT4 (AGOSTINELLI *et al.*, 2003), Li *et al.* (2012) determinaram, computacionalmente, as curvas de transmissão através de diferentes materiais e seus parâmetros de ajuste, para feixes de raios X utilizados em exames de tomossíntese mamária digital operando entre 25-35 kVp para a combinação de W/Rh e entre 35-49 kVp para W/Al. David *et al.* (2012) calcularam as curvas de transmissão de forma experimental, utilizando um tubo de raio-X com anodo de Mo e janela de saída de Be, e de forma computacional, utilizando MC com o código PENELOPE (SALVAT *et al.*, 2008), para potencial de tubo entre 25-35 kVp. Cunha *et al.* (2012) calcularam espectros empregados na DM e CEDM e curvas de transmissão para Mo/Mo em 28 kVp e 35 kVp e para W/Cu em 45 kVp e 49 kVp, utilizando MC com o código PENELOPE (SALVAT *et al.*, 2008). Nesses dois trabalhos, David *et al.* (2012) e Cunha *et al.* (2012) calcularam as curvas de transmissão apenas para Al, sem incluir materiais de blindagem. Embora diversos autores avaliaram curvas de transmissão em mamografia, não existem estudos sobre as propriedades de transmissão de espectros empregados em exames de CEDM através de materiais comumente empregados como blindagens.

O objetivo desse trabalho é obter as curvas de transmissão através de materiais usados como blindagem, utilizando o método MC, para espectros de W/Rh entre 25-35 kVp e de W/Cu entre 35-49 kVp, ambos utilizados na CEDM. Os parâmetros de ajuste propostos por Archer *et al.* (1983) também foram determinados.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

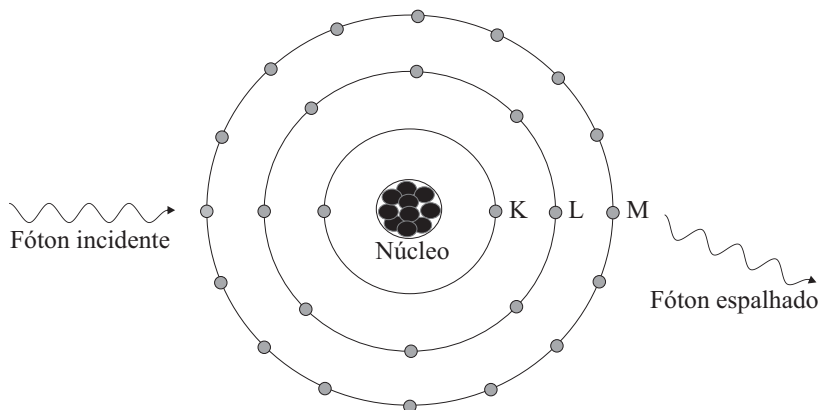
2.1 Interação da Radiação X e γ com a Matéria

Quando um fóton penetra um meio material ele pode interagir com os átomos, de tal forma que ele pode ser espalhado ou absorvido, dependendo da maneira que ocorreu a interação. Na radiologia diagnóstica, as interações mais importantes são o espalhamento coerente, o espalhamento incoerente e o efeito fotoelétrico. Para cada interação há uma dependência da sua probabilidade de ocorrência com a energia do fóton e o número atômico do meio material, representada pela seção de choque correspondente (PODGORŠAK, 2006).

2.1.1 Espalhamento coerente (Efeito Rayleigh)

O espalhamento coerente, também conhecido como Efeito Rayleigh, é uma interação que ocorre entre um fóton e um átomo como um todo, conforme mostrado na Figura 2.1, onde o fóton é espalhado por elétrons ligados ao átomo em uma direção muito próxima à direção de incidência. Nesse tipo de interação não ocorre transferência de energia para o meio, a não ser a energia para o recuo do átomo, que assegura a conservação de momento (OKUNO; YOSHIMURA, 2010). Portanto, o átomo não é nem excitado nem ionizado (CUNNINGHAM; JOHNS, 1983).

Figura 2.1 – Representação do espalhamento coerente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A seção de choque atômica diferencial para o Efeito Rayleigh, $d_a\sigma_R/d\Omega$, por unidade de ângulo sólido é dada por:

$$\frac{d_a\sigma_R}{d\Omega} = \frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} F(x, Z)^2, \quad (2.1)$$

onde $F(x, Z)$ é o fator de forma atômica para o Efeito Rayleigh, sendo $x = \sin(\theta/2)/\lambda$ o momento transferido, λ o comprimento de onda do fóton incidente e Z o número atômico do meio material absorvedor; r_e é o raio clássico do elétron ($r_e = 2.82 \times 10^{-15}$ m) (ATTIX, 2008).

O termo $d_e\sigma_{Th}/d\Omega$ é a seção de choque diferencial eletrônica de Thomson:

$$\frac{d_e\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2\theta) \quad (2.2)$$

A seção de choque atômica para o Efeito Rayleigh, ${}_a\sigma_{coe}$, é dada aproximadamente por:

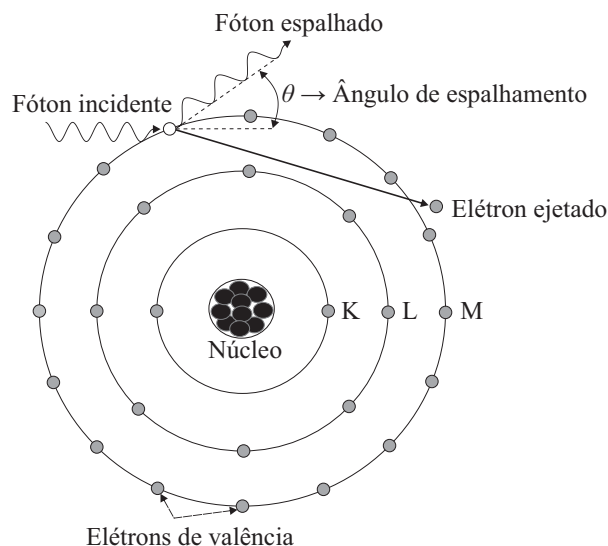
$${}_a\sigma_{coe} \propto \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^2, \quad (2.3)$$

onde a probabilidade de ocorrência do efeito e o ângulo de espalhamento dependem do número atômico (Z) do meio absorvedor e da energia do fóton incidente ($h\nu$). Para baixas energias e altos valores de Z , há maior probabilidade de espalhamento sendo que para energias mais baixas, o ângulo de espalhamento é maior (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

2.1.2 Espalhamento incoerente (Efeito Compton)

O espalhamento incoerente, ou Efeito Compton, como mostra a Figura 2.2, é caracterizado pela mudança de comprimento de onda e de direção de um fóton ao colidir com um elétron fracamente ligado a um átomo (elétron livre). Durante a colisão, parte da energia inicial do fóton incidente $h\nu$ é transferida ao elétron, que será ejetado com energia cinética E_K , enquanto o fóton espalhado terá energia $h\nu' = h\nu - E_K$, que é a diferença entre a energia do fóton incidente e a energia cinética do elétron ejetado (ATTIX, 2008).

Figura 2.2 – Representação do espalhamento incoerente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

A energia do fóton espalhado, $h\nu'$, pode ser escrita em função do ângulo de espalhamento do fóton θ , e da energia inicial do fóton incidente $h\nu$, a partir das equações de conservação de

energia e momento, de forma que (CUNNINGHAM; JOHNS, 1983):

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (2.4)$$

sendo m_0c^2 a energia de repouso do elétron.

A seção de choque eletrônica diferencial de Klein-Nishina calculada por elétron para o espalhamento incoerente por unidade de ângulo sólido, $d_e\sigma^{KN}/d\Omega$, é dada por (ATTIX, 2008):

$$\frac{d_e\sigma^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2\theta \right), \quad (2.5)$$

onde $h\nu$ e $h\nu'$ são, respectivamente, as energias do fóton incidente e do fóton espalhado. Observa-se que a seção de choque eletrônica, $e\sigma^{KN}$, independe do número atômico Z do material absorvedor, enquanto a seção de choque atômica $a\sigma_C$ depende de maneira linear, já que é dada por $a\sigma_C \approx Z_e\sigma^{KN}$, desde que a energia de ligação dos elétrons seja muito menor que a energia do fóton incidente (ATTIX, 2008).

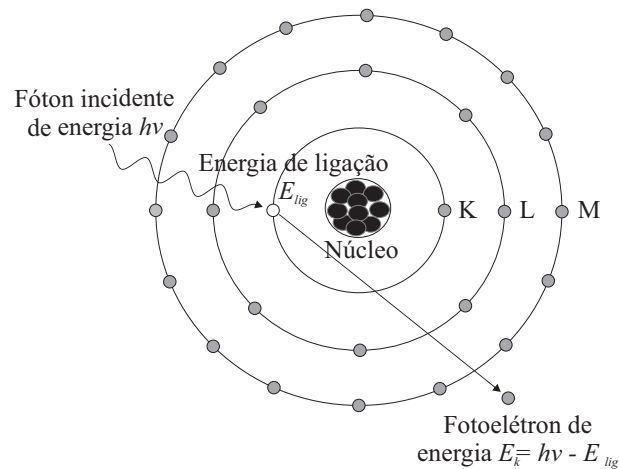
2.1.3 Efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é a interação que ocorre entre um fóton e o átomo como um todo. O fóton é totalmente absorvido, cedendo toda sua energia a um elétron orbital, o qual será ejetado do átomo com uma energia bem definida (ATTIX, 2008):

$$E_K = h\nu - E_{lig}, \quad (2.6)$$

sendo E_{lig} a energia de ligação do elétron, como exemplificado pela Figura 2.3.

Figura 2.3 – Representação do efeito fotoelétrico.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Ao perder um elétron, o átomo se torna ionizado e busca sua estabilidade através de um rearranjo eletrônico, que permitirá a liberação do excesso de energia. Há duas maneiras do átomo

liberar a energia excedente, sendo uma pela emissão de um fóton de raio X característico e outra pela emissão de elétrons Auger (CUNNINGHAM; JOHNS, 1983).

A seção de choque atômica para o efeito fotoelétrico, ${}_a\tau$, para energias menores que 100 keV, é dada aproximadamente por:

$${}_a\tau \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3}, \quad (2.7)$$

tornando o efeito fotoelétrico predominante para fótons de baixa energia e em materiais que apresentam alto número atômico (ATTIX, 2008).

2.1.4 Atenuação exponencial de um feixe de fótons

Quando um feixe estreito monoenergético de N_0 fótons incide em um material de espessura x , alguns fótons irão interagir com o material, de forma que o número de fótons que atravessam o material sem interagir, N , decresce exponencialmente com a espessura x (ATTIX, 2008). Assim, de acordo com a Lei da Atenuação Exponencial,

$$N = N_0 e^{-\mu x}. \quad (2.8)$$

A seção de choque da interação do fóton com o meio é representada por μ , chamado coeficiente de atenuação linear, o qual é definido como a soma das seções de choque atômicas de cada efeito que pode ocorrer, multiplicada pelo número de átomos por unidade de volume do meio:

$$\mu = ({}_a\sigma_{coe} + {}_a\sigma_C + {}_a\tau) \frac{\rho N_A}{A}, \quad (2.9)$$

sendo ρ e A , respectivamente, a densidade e a massa atômica do meio absorvedor e N_A o número de Avogadro (PODGORŠAK, 2006).

Quando um feixe de fótons incide em um material de espessura x e logo em seguida em um material de espessura y , a Lei da Atenuação Exponencial é dada por (ATTIX, 2008):

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu_1 x} \cdot e^{-\mu_2 y}, \quad (2.10)$$

sendo μ_1 e μ_2 , respectivamente, o coeficiente de atenuação linear de cada material.

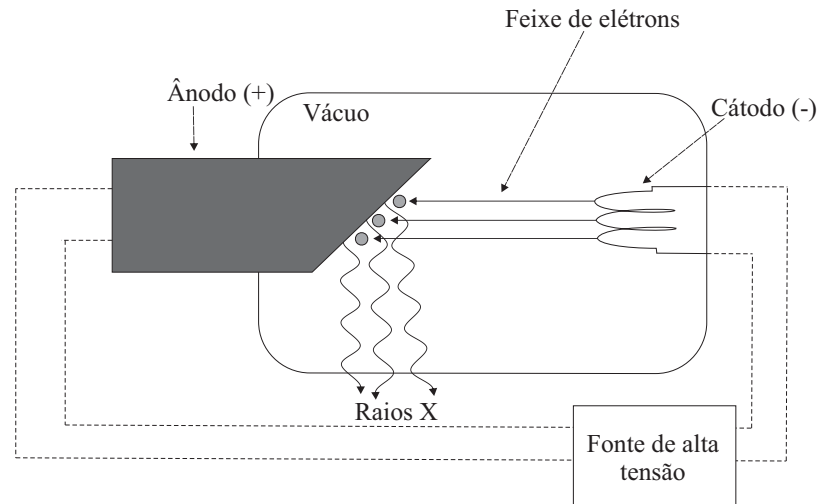
2.2 Produção de Raios X

A produção de raios X ocorre por meio da interação de elétrons acelerados provenientes de um cátodo com o material de um ânodo (alvo). Os elétrons emitidos do cátodo, por efeito termoiônico, são acelerados em direção ao ânodo devido à uma diferença de potencial aplicada entre o cátodo e o ânodo (ATTIX, 2008). Figura 2.4 representa, de maneira simplificada, um tubo de raios X.

O percurso feito pelos elétrons deve estar evacuado para não ocorrer interação com moléculas gasosas, a fim de fornecer maior energia cinética aos elétrons. Ao colidirem no alvo, os elétrons perdem toda ou parte de sua energia cinética, podendo ser convertida em radiação

eletromagnética através de dois processos, chamados radiação de freamento ou *Bremsstrahlung* e radiação característica. A grande parte dos elétrons perdem sua energia cinética em forma de calor, sendo esse o motivo pelo qual o ânodo é feito de materiais de alto ponto de fusão, como o tungstênio (W) e o molibdênio (Mo) (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Figura 2.4 – Esquemática simplificada do funcionamento de um tubo de raios X.

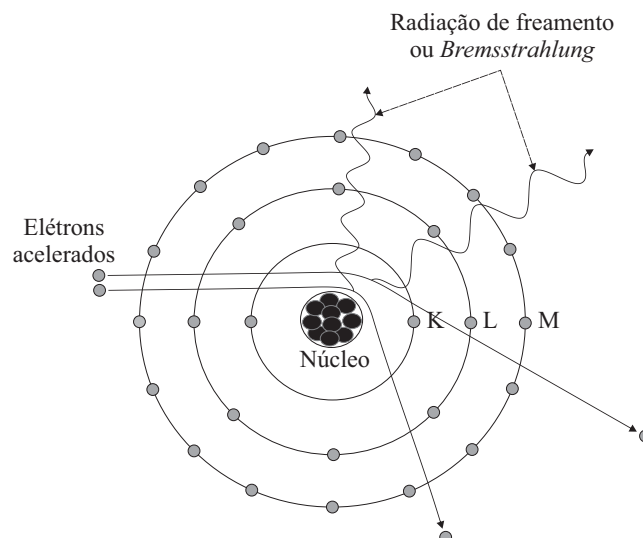


Fonte: Elaborado pelo autor.

2.2.1 Radiação de freamento

Um dos processos responsáveis pela produção de raios X em um tubo é mostrado na Figura 2.5, e ocorre quando um elétron passa próximo a um núcleo de um átomo do ânodo.

Figura 2.5 – Interação entre elétrons acelerados e um núcleo atômico, produzindo radiação de freamento (*Bremsstrahlung*).



Fonte: Elaborado pelo autor.

A interação se dá pela atração coulombiana entre o elétron, que é uma partícula carregada negativamente, com o núcleo que é positivo, ocasionando o freamento do elétron, ou seja, perda de energia cinética, a qual é convertida em um fóton chamado raio X de freamento ou *Bremsstrahlung* (BUSHBERG; BOONE, 2011).

Como a produção desse fótons está diretamente ligada à força coulombiana, responsável pelo freamento dos elétrons, a energia dos fótons produzidos é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre o elétron acelerado e o núcleo do átomo. Portanto, o espectro dos fótons produzidos por esse processo é contínuo, podendo apresentar valores nulos e chegar até um valor máximo E_{max} dado por:

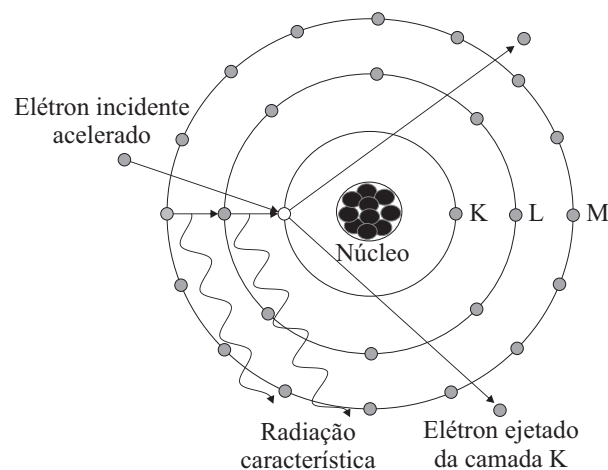
$$K = eV = E_{max} = h\nu_{max} = \frac{hc}{\lambda_{min}}, \quad (2.11)$$

sendo e a carga do elétron, V a diferença de potencial aplicada entre o ânodo e o cátodo, h a constante de Planck, ν_{max} a frequência máxima da radiação e λ_{min} o comprimento de onda mínimo do fóton (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

2.2.2 Radiação característica

Outra maneira de produzir raios X acontece quando um elétron acelerado interage com elétrons orbitais do material do anodo, causando um rearranjo eletrônico, como é esquematizado na Figura 2.6.

Figura 2.6 – Interação entre elétrons acelerados e um elétron orbital, produzindo radiação característica, devido ao rearranjo eletrônico.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Quando um elétron orbital possui energia de ligação menor que a energia do elétron incidente acelerado, ele é emitido do átomo após a interação, com energia igual a diferença entre a energia do elétron incidente e a sua energia de ligação. Como resultado dessa emissão eletrônica, há a criação de uma vacância na camada do elétron que foi emitido, a qual é preenchida por um

elétron de uma camada mais externa. Entretanto, como os elétrons da camada mais externa são mais energéticos, eles devem liberar a energia em excesso para que seja possível sua transição à uma camada menos energética, e uma das formas de liberar essa energia é através da emissão de um fóton, chamado de raio X característico (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

O espectro energético dos raios X característicos é de caráter discreto e possui valores diferentes para cada material, devido às diferentes energias das camadas eletrônicas (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

2.3 Grandezas Radiométricas

Uma das formas de se quantificar a radiação se dá pelo número de partículas ou fótons que passam por uma determinada área ou seção, ou em um determinado intervalo de tempo. Esse tipo de quantificação se refere às grandezas radiológicas associadas ao campo de radiação, chamadas grandezas radiométricas, como a fluência, a fluência energética e a fluência planar (TAUHATA *et al.*, 2003).

2.3.1 Fluência

A Fluência é uma grandeza radiométrica que descreve o campo de radiação de um feixe de fótons, sendo definida pelo quociente entre o diferencial do número de fótons incidentes, dN , por uma seção transversal de área infinitesimal da de uma esfera, dada por (ATTIX, 2008):

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2.12)$$

2.3.2 Fluência energética

O campo de radiação pode ser descrito em função da energia dos fótons que atravessam uma seção de área infinitesimal da de uma esfera, sendo possível relacionar a fluência energética à fluência, considerando que todos os fótons possuem mesma energia E , levando a (ATTIX, 2008):

$$\Psi = \frac{dN}{da} \cdot E = \Phi \cdot E \quad (2.13)$$

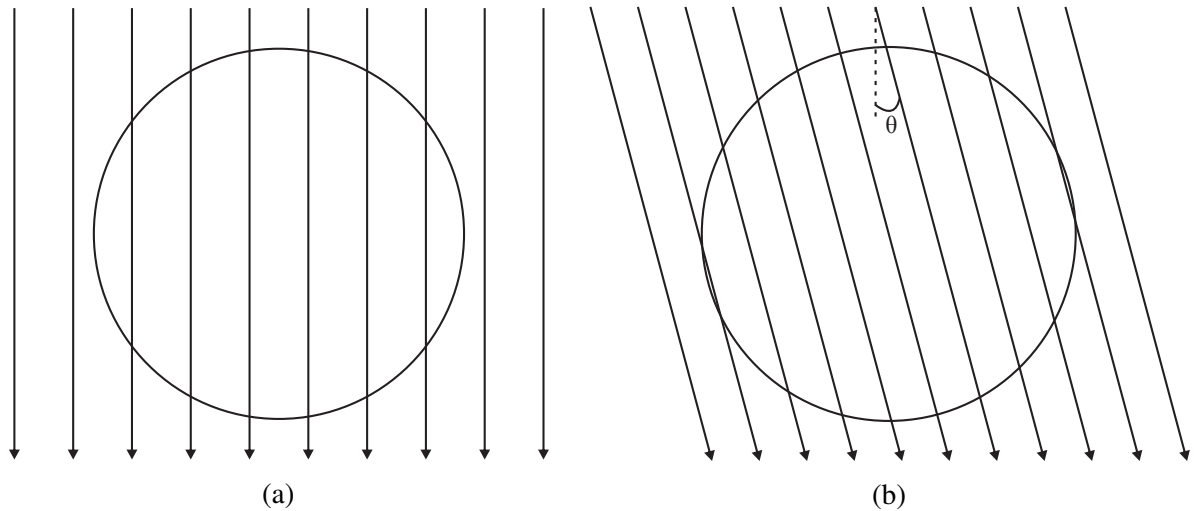
2.3.3 Fluência planar

Quando um feixe incide em um plano fixo, o número de partículas atravessando em qualquer direção um plano fixo pela unidade de área é chamado fluência planar. Essa grandeza depende do ângulo de incidência dos fótons.

A Figura 2.7a mostra um feixe de radiação incidindo perpendicularmente em um detector esférico. A Figura 2.7b se refere ao mesmo feixe após passar por um meio material e atravessar um outro detector esférico de mesma seção transversal. O ângulo de transmissão é o mesmo para todos os fótons da Figura 2.7b apenas para ilustração. Se considerarmos que a resposta do detector é proporcional à energia transmitida e ao caminho total percorrido pelas partículas

dentro do detector, o caminho percorrido por cada partícula dentro do detector na Figura 2.7b será maior que na Figura 2.7a por um fator $|1/\cos(\theta)|$ (ATTIX, 2008).

Figura 2.7 – Feixe de radiação atravessando (a) perpendicularmente e (b) em um ângulo θ uma determinada região.



Fonte: Elaborado pelo autor.

2.4 Grandezas Dosimétricas

Há também a possibilidade de quantificar a radiação através dos efeitos da interação da radiação com a matéria. Desse modo, pode-se definir grandezas dosimétricas como kerma, exposição e dose absorvida, que se relacionam à quantidade de subprodutos provenientes da passagem da radiação, como o quanto de radiação foi absorvida em um determinado volume de material (TAUHATA *et al.*, 2003).

2.4.1 Kerma

A grandeza física kerma, K , é relacionada à uma quantidade estocástica de energia transferida inicialmente, dE_{tr} , para partículas carregadas que foram liberadas devido à interação da radiação indiretamente ionizante (fótons e nêutros) em um determinado volume de massa dm , dada por (OKUNO; YOSHIMURA, 2010):

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}. \quad (2.14)$$

K também pode ser relacionado à fluência energética de fótons monoenergéticos de energia E , dado por (ATTIX, 2008):

$$K = \frac{dN}{da} E \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} = \Psi \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}, \quad (2.15)$$

sendo $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ o coeficiente mássico de transferência de energia em um determinado material Z, relativo à energia E .

Para feixes polienergéticos, a Equação (2.15) pode ser modificada para que seja possível a quantificação do kerma de espectros de fluência energética em um certo intervalo de energia e em um ponto de interesse, dado por (ATTIX, 2008):

$$K = \int_{E=0}^{E_{max}} \Psi'(E) \times \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} dE, \quad (2.16)$$

onde $\Psi'(E)$ é a distribuição diferencial de fluência energética.

Vale ressaltar que as Equações (2.15) e (2.16) referem-se às duas partes constituintes do kerma total, K_{rad} e K_{col} , que representam a quantidade de energia transferida às partículas carregadas do meio de interesse que é convertida em raios X e dissipada através de colisões com elétrons atômicos, respectivamente (ATTIX, 2008).

2.4.2 Exposição

A grandeza exposição, X , pode ser definida como a razão entre o valor absoluto das cargas elétricas produzidas no ar pela passagem de radiação eletromagnética, dQ , quando todas as partículas carregadas são totalmente paradas, e a massa dm de um determinado volume de ar (OKUNO; YOSHIMURA, 2010):

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (2.17)$$

Essa grandeza contabiliza toda deposição de energia de partículas carregadas liberadas dentro de um volume de ar, mesmo se essas depositarem sua energia fora dele (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

Como a exposição se relaciona apenas com a interação de fótons no ar, é possível estabelecer uma relação entre a exposição X , em unidades de Roentgen (R), com o kerma de colisão no ar $K_{col_{ar}}$, em unidades de Gray (Gy) dada por (OKUNO; YOSHIMURA, 2010):

$$X(\text{R}) = \frac{1}{0,00876} K_{col_{ar}}(\text{Gy}). \quad (2.18)$$

2.4.3 Dose absorvida

A grandeza dose absorvida, D , é dada pela razão entre a energia média depositada, E_{ab} e a massa dm de um determinado volume de interesse (OKUNO; YOSHIMURA, 2010):

$$D = \frac{E_{ab}}{dm}. \quad (2.19)$$

Em contraste à exposição e ao kerma, que consideram alguns tipos específicos de radiação, a D_{ab} considera qualquer tipo de radiação, além de qualquer meio material e geometria de radiação (OKUNO; YOSHIMURA, 2010). Entretanto, quando a energia cinética dos elétrons liberados no meio é toda perdida através de colisões, seu valor tende a se aproximar do K_{col} (ATTIX, 2008).

Essa grandeza é fundamental em estudos de radiobiologia e proteção radiológica, pois está relacionada aos efeitos biológicos da radiação ionizante (OKUNO; YOSHIMURA, 2010).

3 METODOLOGIA

3.1 Método Monte Carlo utilizando o código PENELOPE

O método Monte Carlo (MC) é um método estatístico, que emprega a técnica de amostragem baseada na geração de números aleatórios, que podem ser utilizados na distribuição de probabilidades para a ocorrência de diferentes eventos físicos, por exemplo, relacionados à radiação. O MC tem sido bastante empregado na avaliação da radiação ionizante, uma vez que possibilita um estudo detalhado da interação de diferentes tipos de radiação em um meio material pré-definido, para um grande intervalo de energia. Devido à sua aplicabilidade, existem vários códigos computacionais que empregam o MC (YORIYAZ, 2009).

Um dos códigos que empregam o MC, chamado PENELOPE, desenvolvido por Salvat *et al.* (2008), permite a simulação do transporte de radiação através de diferentes meios materiais e tem sido utilizado com sucesso em estudos relacionados à técnica mamográfica (DAVID *et al.*, 2012; CUNHA *et al.*, 2012; MARQUES *et al.*, 2015; DEL LAMA *et al.*, 2017). Esse código foi utilizado nesse trabalho, e para realizar as simulações é necessário definir parâmetros que o gerenciam de modo geral, além de definir a geometria de simulação, a composição material de cada meio e o espectro de raios X empregado.

3.1.1 Parâmetros do código PENELOPE

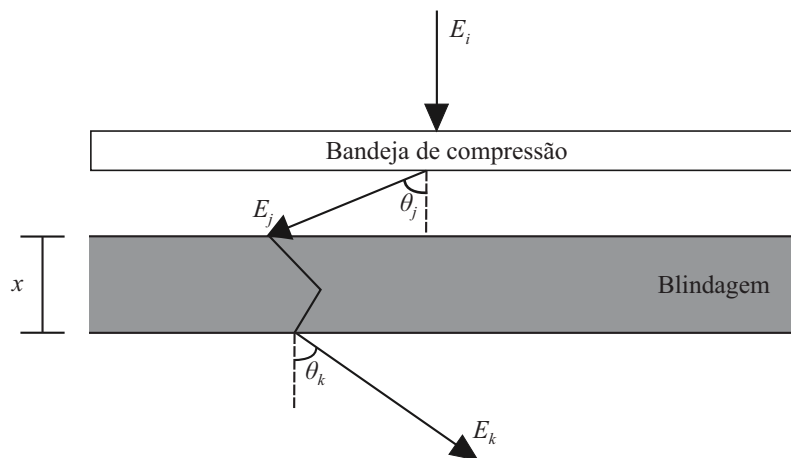
O código PENELOPE possui os parâmetros E_{abs} , C_1 , C_2 , W_{cc} e W_{cr} que gerenciam o transporte da radiação através de meios materiais. Tanto para fótons quanto para elétrons, o parâmetro E_{abs} define a energia mínima necessária que a partícula deve ter para que continue sua trajetória, de modo que, caso sua energia seja inferior ao valor de E_{abs} , ela é absorvida pelo material, encerrando sua história na simulação. Para elétrons, o parâmetro C_1 determina o caminho livre médio produzido entre múltiplos espalhamentos coerentes, enquanto C_2 define a fração média da máxima perda de energia em cada passo da trajetória. O parâmetro de corte W_{cc} serve para considerar apenas colisões inelásticas com perda de energia menor que seu valor, enquanto o parâmetro W_{cr} se refere à essa consideração para emissão *Bremsstrahlung* (SALVAT *et al.*, 2008).

Esses parâmetros afetam diretamente o tempo de duração e a precisão da simulação computacional. Quanto maior os valores dos parâmetros, menor será o tempo de simulação, porém, haverá maior imprecisão nos resultados (SALVAT *et al.*, 2008). Nesse trabalho, o valor de E_{abs} , W_{cc} e W_{cr} foi definido igual a 1 keV. Para os parâmetros C_1 e C_2 , o valor adotado foi igual ao valor máximo permitido pelo código, de 0,2, uma vez que o interesse da simulação foi determinar o kerma no ar, sendo desnecessário detalhar a interação de partículas carregadas dentro de um material de interesse.

3.1.2 Modelo geométrico

O modelo geométrico utilizado para realizar as simulações, mostrado na Figura 3.1, foi baseado nos trabalhos de [Simpkin \(1987\)](#) e [Li *et al.* \(2012\)](#). É composto por uma bandeja de compressão da mama de 2,5 mm de espessura e uma camada de blindagem de diferentes espessuras ([LI *et al.*, 2012](#)). Um fóton de energia E_i incide na superfície da bandeja de compressão e é transmitido com energia E_j em um ângulo θ_j . De maneira semelhante, o fóton transmitido incide na superfície da blindagem, e sai do meio com energia E_k em um ângulo θ_k com relação a direção do fóton incidente na bandeja de compressão.

Figura 3.1 – Modelo geométrico usado nas simulações.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Em exames de mamografia, a distância entre o ponto focal e a bandeja de compressão da mama é de aproximadamente 60 cm e a divergência do campo de radiação é pequena, o que permite considerar que todos os fótons incidem perpendicularmente na bandeja de compressão da mama, sem alterar significativamente os resultados ([BOONE; COOPER III, 2000](#)). Dentro do código PENELOPE, a configuração da posição e geometria do feixe é definida através da variável SCONE, que tem três parâmetros angulares, ALPHA, THETA E PHI. Os ângulos polar e azimutal da direção do feixe são THETA e PHI, respectivamente, enquanto o ângulo de abertura do feixe é definido pelo parâmetro ALPHA ([SALVAT *et al.*, 2008](#)). Todos os três valores foram definidos iguais a 0,0, de modo que sua geometria fosse estreita e a incidência do feixe fosse perpendicular à bandeja de compressão da mama.

3.1.3 Composição material

Os materiais usados como blindagem foram chumbo, aço, vidro, concreto, gesso e madeira, com densidades de 11,35, 7,4, 2,56, 2,4, 0,75 e 0,55 g/cm³ ([ARCHER *et al.*, 1994](#); [NCRP, 2004](#)). A bandeja de compressão era composta de resina de polycarbonato, H₁₄C₁₆O₃, com densidade 1,2 g/cm³ ([LI *et al.*, 2012](#)). As composições do gesso e da madeira eram,

respectivamente, $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ e H_4OC_2 (SIMPKIN, 1987; LI *et al.*, 2012). A Tabela 3.1 mostra a composição elementar do concreto, vidro e aço (SIMPKIN, 1989).

Tabela 3.1 – Composição elementar do concreto, vidro e aço, referentes ao peso relativo de cada elemento

Material	Elemento										
	H	C	O	Na	Mg	Al	Si	S	K	Ca	Fe
Concreto	0,56		49,83	1,71	0,24	4,56	31,58	0,12	1,92	8,26	1,22
Vidro			48,90	9,90	1,46	0,04	33,82	0,15	0,01	5,55	0,20
Aço		1,00									99,00

Fonte: Simpkin (1989).

3.1.4 Espectros utilizados na simulação

A base de dados dos espectros de raios X foram obtidas de Hernandez *et al.* (2017). As simulações foram feitas para combinações anodo/filtro de W/Rh e W/Cu, ambas detalhadas da Tabela 3.2, empregadas na obtenção de imagens de baixa e alta energia, respectivamente.

Tabela 3.2 – Combinações anodo/filtro empregadas

Anodo	Filtro	Espessura do filtro (mm)	Potencial do tubo (kVp)
W	Rh	0,05	25, 30 e 35
W	Cu	0,3	35, 40, 45 e 49

3.2 Determinação das curvas de transmissão

A transmissão, $B(x)$, de um feixe largo de raio X através de uma espessura de blindagem, é definido como a razão entre o kerma no ar $K(x)$ do feixe atenuado por uma blindagem de espessura x , e o kerma no ar do mesmo feixe antes de ser atenuado, $K(0)$ (NCRP, 2004):

$$B(x) = \frac{K(x)}{K(0)} = \frac{\sum_k \frac{E_k}{(\Psi/K)_{E_k} \cos \theta_{(k)}}}{\sum_j \frac{E_j}{(\Psi/K)_{E_j} \cos \theta_{(j)}}}, \quad (3.1)$$

onde $(\Psi/K)_E$ é a fluência energética por unidade de kerma referente à energia E , e o $\cos(\theta)$ foi incluído para considerar a fluência planar. A incerteza estatística relativa dos valores de $K(x)$ e $K(0)$ foi menor que 5%, sendo necessário realizar simulações com um número de fótons da ordem de 10^8 .

3.3 Determinação dos parâmetros de blindagem

A curva de transmissão, $B(x)$, através de algum material de blindagem, pode ser ajustada em uma equação matemática proposta inicialmente por Archer *et al.* (1983). Esse modelo

matemático descreve $B(x)$ em função da espessura x da blindagem, e de três parâmetros de ajuste, α , β e γ , para cada curva de transmissão, e é dado por (ARCHER *et al.*, 1983):

$$B(x) = \left[\left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \right) e^{\alpha\gamma x} - \frac{\beta}{\alpha} \right]^{-\frac{1}{\gamma}}. \quad (3.2)$$

Simpkin (1995) propôs duas aproximações que permitem a determinação do parâmetro α . A primeira faz uma aproximação para o comportamento de $B(x)$ em alta atenuação (grandes valores de x). Nesse caso, a Equação (3.2) é dada por:

$$\ln B(x) = -\alpha x - \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \right), \quad (3.3)$$

de modo que o valor de α seja obtido do coeficiente angular da curva $\ln B(x)$.

A segunda maneira de determinar o parâmetro α é considerá-lo igual ao coeficiente de atenuação linear de cada material para o fóton mais energético do espectro de raio X (SIMPKIN, 1995).

As duas formas de determinar os valores de α foram empregadas, porém foi admitido os valores do método que apresentou menor erro percentual. Sendo assim, os valores de α para a combinação W/Rh foram determinados pela segunda aproximação, com valores de coeficiente de atenuação linear obtidos de Hubbell e Seltzer (1995), enquanto para W/Cu, esses valores foram obtidos através da primeira aproximação, considerando o regime de alta atenuação para valores de $B(x) < 10^4$.

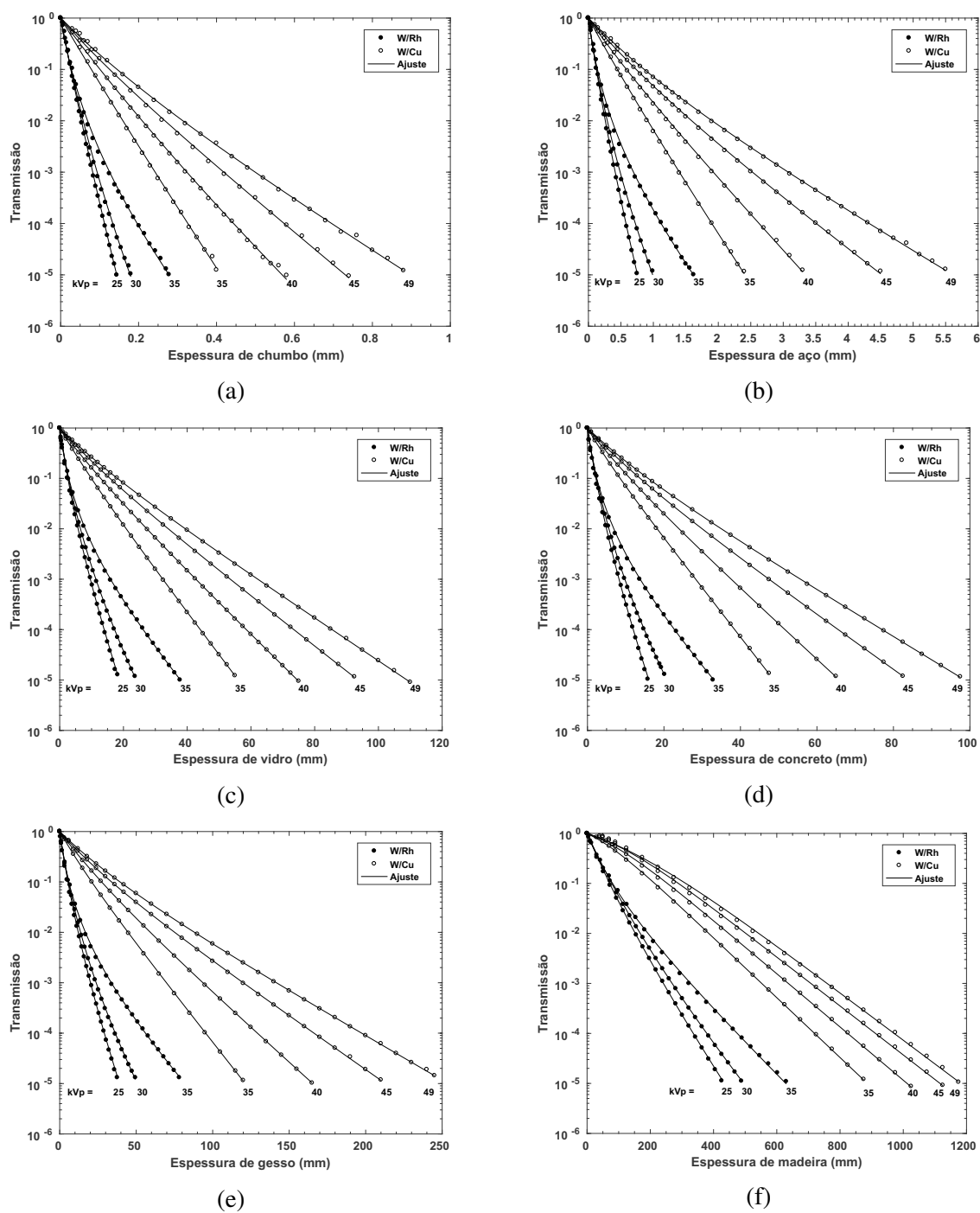
Os parâmetros β e γ foram determinados através do ajuste da curva de $B(x)$ (Equação 3.2), através do método dos mínimos quadrados não linear. Esse ajuste da curva de $B(x)$ com relação aos pontos simulados teve um desvio relativo médio de 4%.

4 RESULTADOS

4.1 Curvas de transmissão

A Figura 4.1 mostra as curvas de transmissão obtidas para espectros de W/Rh e W/Cu em diferentes potenciais de tubo.

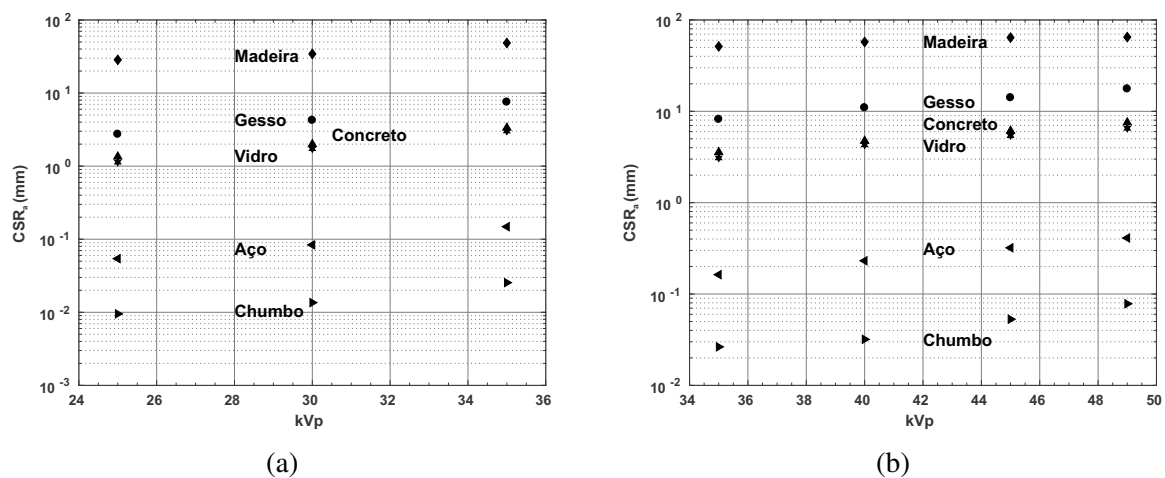
Figura 4.1 – Curvas de transmissão para espectros de W/Rh e W/Cu através de (a) chumbo, (b) aço, (c) vidro, (d) concreto, (e) gesso e (f) madeira.



A Figura 4.1 mostra que as curvas para espectros de W/Cu apresentam maiores valores de transmissão, em comparação com as curvas de W/Rh, para a mesma espessura de material de blindagem, e até mesmo em mesmo kVp, como mostrado para as curvas em 35 kVp. Como tendência geral para as curvas de transmissão, seu valor absoluto de inclinação em alta atenuação diminuiu com o aumento do kVp. Em baixa atenuação ($x \sim 0$) foi observado que, para W/Rh, o comportamento do valor absoluto da inclinação não se altera significativamente com o aumento do potencial do tubo, enquanto para as curvas de W/Cu, esse comportamento é mais afetado, diminuindo seu valor com o aumento do potencial do tubo. Esses comportamentos estão de acordo com resultados observados por *Li et al.* (2012). As curvas de W/Cu para a madeira apresentaram concavidade diferente para os quatro espectros simulados, comparada aos outros materiais, como também observado por *Simpkin* (1995). Esse efeito se torna mais influente com o aumento do potencial do tubo, e pode ser explicado devido ao baixo número atômico efetivo da madeira, que diminui a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico, e como consequência, o espalhamento Compton se torna o mecanismo de interação predominante.

A Figura 4.2 mostra os valores de camada semirredutora em alta atenuação, CSR_a , para os materiais de blindagem avaliados, para os espectros de W/Rh e W/Cu em diferentes potenciais.

Figura 4.2 – CSR_a para os materiais investigados para espectros de (a) W/Rh e (b) W/Cu.



A Figura 4.2 mostra que os valores de CSR_a aumentam consideravelmente com o aumento do potencial do tubo, para todos os materiais. Para a combinação de W/Rh, os valores de CSR_a em 30 kVp e 35 kVp são, respectivamente, 1,43 e 2,67 vezes maiores que em 25 kVp, enquanto esses valores para a combinação de W/Cu em 40 kVp, 45 kVp e 49 kVp são, respectivamente, 1,21, 2,01 e 2,96 vezes maiores que em 35 kVp, ambos para o chumbo. Embora exista uma grande diferença nos valores de transmissão em 35 kVp para as duas combinações, os valores de CSR_a são próximos, com diferença relativa média de 6,2%, para os todos os materiais estudados. De modo geral, os valores de CSR_a em 25 kVp para W/Rh apresentaram diferença relativa média de 45,53% e 150,25% comparado com esses valores em 30 kVp e 35 kVp, respectivamente. Para W/Cu em 35 kVp, os valores de CSR_a apresentam diferença relativa, em média, exceto para a madeira, 33,73%, 83,42% e 137,27% comparado com esses valores em 40 kVp, 45 kVp e 49

kVp, enquanto para a madeira essas diferenças foram 10,65%, 19,96% e 20,94%.

Comparações entre valores de CSR_a obtidas nesse trabalho para W/Rh foram feitas com valores registrados por [Li et al. \(2012\)](#) para essa mesma combinação anodo/filtro, e mostraram bom acordo, com diferença relativa média de 5,2%. Essa diferença pode ser devido às diferenças da base de dados dos espectros empregados nas simulações. Valores de CSR_a obtidos nesse trabalho para W/Rh também foram comparados com valores do [NCRP \(2004\)](#) para Mo/Mo, e mostraram diferenças de 16,5%. Essa grande diferença é esperada, uma vez que as combinações anodo/filtro avaliadas são diferentes. Os valores de CSR_a para W/Cu obtidos nesse trabalho foram comparados com valores obtidos por [Li et al. \(2012\)](#) para a combinação W/Al, e mostraram diferença média de 8,5%. Quando se compara os valores obtidos nesse trabalho para W/Cu em 49 kVp com os valores do [NCRP \(2004\)](#) para W/Al em 50 kVp, um diferença média de 7,1% foi observada. As comparações diretas entre os resultados estão sujeitas à grande diferença, pois os dados reportados por [Li et al. \(2012\)](#) se referem a um equipamento de tomossíntese mamária, e os resultados do [NCRP \(2004\)](#) se referem à um equipamento radiológico geral.

4.2 Parâmetros de blindagem

As Tabelas 4.1 e 4.2 mostram os valores de α , β e γ para todos os materiais investigados, para W/Rh e W/Cu, respectivamente.

Tabela 4.1 – Valores de α , β , e γ para os espectros de W/Rh. Valores de α e β estão em cm^{-1}

Material	Parâmetro	25 kVp	30 kVp	35 kVp
Chumbo	α	$5,646 \times 10^1$	$3,516 \times 10^1$	$2,347 \times 10^1$
	β	$3,495 \times 10^1$	$5,894 \times 10^1$	$8,281 \times 10^{-1}$
	γ	$7,022 \times 10^{-2}$	$1,219 \times 10^{-1}$	$2,743 \times 10^{-1}$
Aço	α	$1,033 \times 10^1$	6,135	3,953
	β	9,791	$1,442 \times 10^1$	$1,868 \times 10^1$
	γ	$1,251 \times 10^{-1}$	$1,688 \times 10^{-1}$	$3,177 \times 10^{-1}$
Vidro	α	$4,221 \times 10^{-1}$	$2,619 \times 10^{-1}$	$1,806 \times 10^{-1}$
	β	$6,124 \times 10^{-1}$	$7,412 \times 10^{-1}$	1,024
	γ	$2,152 \times 10^{-1}$	$2,165 \times 10^{-1}$	$3,919 \times 10^{-1}$
Concreto	α	$4,850 \times 10^{-1}$	$2,978 \times 10^{-1}$	$2,026 \times 10^{-1}$
	β	$7,088 \times 10^{-1}$	$8,677 \times 10^{-1}$	1,202
	γ	$2,075 \times 10^{-1}$	$2,141 \times 10^{-1}$	$3,886 \times 10^{-1}$
Gesso	α	$1,972 \times 10^{-1}$	$1,198 \times 10^{-1}$	$8,025 \times 10^{-2}$
	β	$2,918 \times 10^{-1}$	$3,609 \times 10^{-1}$	$4,940 \times 10^{-1}$
	γ	$2,037 \times 10^{-1}$	$2,134 \times 10^{-1}$	$3,822 \times 10^{-1}$
Madeira	α	$2,209 \times 10^{-2}$	$1,719 \times 10^{-2}$	$1,466 \times 10^{-2}$
	β	$1,314 \times 10^{-2}$	$1,501 \times 10^{-2}$	$2,200 \times 10^{-2}$
	γ	$2,180 \times 10^{-1}$	$1,709 \times 10^{-1}$	$3,900 \times 10^{-1}$

Como comportamento geral, os valores de α diminuiram com o aumento do potencial do tubo para as combinações simuladas, já que está relacionado ao valor absoluto da inclinação das

Tabela 4.2 – Valores de α , β , e γ para os espectros de W/Cu. Valores de α e β estão em cm^{-1}

Material	Parâmetro	35 kVp	40 kVp	45 kVp	49kVp
Chumbo	α	$2,600 \times 10^1$	$1,833 \times 10^1$	$1,412 \times 10^1$	$1,116 \times 10^1$
	β	3,661	5,095	5,769	6,671
	γ	$1,186 \times 10^{-1}$	$1,644 \times 10^{-1}$	$2,807 \times 10^{-1}$	$2,971 \times 10^{-1}$
Aço	α	4,385	3,106	2,208	1,726
	β	$9,478 \times 10^{-1}$	1,101	1,281	1,350
	γ	$1,747 \times 10^{-1}$	$2,590 \times 10^{-1}$	$2,851 \times 10^{-1}$	$3,048 \times 10^{-1}$
Vidro	α	$1,915 \times 10^{-1}$	$1,418 \times 10^{-1}$	$1,138 \times 10^{-1}$	$9,739 \times 10^{-2}$
	β	$5,733 \times 10^{-2}$	$5,435 \times 10^{-2}$	$5,135 \times 10^{-2}$	$4,823 \times 10^{-2}$
	γ	$3,232 \times 10^{-1}$	$3,384 \times 10^{-1}$	$4,259 \times 10^{-1}$	$4,442 \times 10^{-1}$
Concreto	α	$2,246 \times 10^{-1}$	$1,602 \times 10^{-1}$	$1,243 \times 10^{-1}$	$1,058 \times 10^{-1}$
	β	$7,883 \times 10^{-2}$	$7,042 \times 10^{-2}$	$6,599 \times 10^{-2}$	$6,350 \times 10^{-2}$
	γ	$5,286 \times 10^{-1}$	$3,747 \times 10^{-1}$	$3,876 \times 10^{-1}$	$4,340 \times 10^{-1}$
Gesso	α	$8,662 \times 10^{-2}$	$6,341 \times 10^{-2}$	$4,839 \times 10^{-2}$	$4,072 \times 10^{-2}$
	β	$3,239 \times 10^{-2}$	$3,175 \times 10^{-2}$	$3,031 \times 10^{-2}$	$2,933 \times 10^{-2}$
	γ	$3,118 \times 10^{-1}$	$3,835 \times 10^{-1}$	$4,022 \times 10^{-1}$	$4,500 \times 10^{-1}$
Madeira	α	$1,378 \times 10^{-2}$	$1,226 \times 10^{-2}$	$1,128 \times 10^{-2}$	$1,093 \times 10^{-2}$
	β	$-6,779 \times 10^{-3}$	$-6,700 \times 10^{-3}$	$-6,499 \times 10^{-3}$	$-5,898 \times 10^{-3}$
	γ	$9,611 \times 10^{-1}$	$8,808 \times 10^{-1}$	$7,968 \times 10^{-1}$	$5,519 \times 10^{-1}$

curvas no regime de alta atenuação (Equação 3.3). Por outro lado, o comportamento dos valores de β e γ foi mais afetado pelo espectro e pelo material da blindagem. Para W/Rh, esses valores tenderam a aumentar com o aumento do potencial do tubo para todos os materiais. Para W/Cu, valores de β aumentaram com o potencial do tubo para chumbo, aço e madeira, e diminuíram, em geral, para vidro, concreto e gesso. Valores negativos de β foram observados para a madeira, como consequência da inversão de concavidade das curvas de transmissão, sendo consistente com resultados reportados por [Simpkin \(1995\)](#). Os valores de γ diminuíram para madeira, e em geral, tenderam a aumentar para os outros materiais.

5 CONCLUSÕES

Os resultados mostraram que as curvas de transmissão de W/Cu apresentam valores consideravelmente maiores do que as curvas de W/Rh. Foi observado que, para mesma combinação e material de blindagem, os valores de CSR_a aumentam notavelmente. Considerando chumbo como material de blindagem, o valor de CSR_a em 35 kVp é 2,67 vezes maior que em 25 kVp, para W/Rh, enquanto o valor de CSR_a em 49 kVp é 2,96 vezes maior que em 35 kVp, para W/Cu.

A avaliação dos parâmetros de ajuste mostraram que os valores de α tendem a diminuir a medida que o potencial do tubo aumenta, para as duas combinações simuladas e para todos os materiais avaliados. O comportamento dos parâmetros β e γ é mais afetado pelo espectro e material de blindagem utilizado. Para W/Rh, os valores de β e γ tendem a aumentar com o aumento do potencial do tubo, enquanto que para W/Cu os valores de β tendem, em geral, a aumentar com o aumento do potencial do tubo, para chumbo, aço e madeira, e a diminuir para vidro, concreto e gesso. Os valores de γ , exceto para a madeira, tenderam a aumentar para todos os materiais investigados. Comparado com outros trabalhos da literatura, os resultados obtidos nesse trabalho para as curvas de transmissão e para os parâmetros de ajuste estão consistentes com as tendências observadas por outros autores.

De forma geral, foram observadas grandes diferenças entre as curvas obtidas para baixa e alta energia, o que destaca a importância do uso de dados de transmissão adequados pelo físico médico responsável em projetos de blindagem.

REFERÊNCIAS

- AGOSTINELLI, S. *et al.* GEANT4—a simulation toolkit. **Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, Elsevier, v. 506, n. 3, p. 250–303, 2003.
- ARCHER, B. R.; FEWELL, T. R.; CONWAY, B. J.; QUINN, P. W. Attenuation properties of diagnostic x-ray shielding materials. **Medical physics**, Wiley Online Library, v. 21, n. 9, p. 1499–1507, 1994.
- ARCHER, B. R.; THORNBY, J.; BUSHONG, S. C. Diagnostic x-ray shielding design based on an empirical model of photon attenuation. **Health physics**, LWW, v. 44, n. 5, p. 507–517, 1983.
- ATTIX, F. H. **Introduction to radiological physics and radiation dosimetry**. Alemanha: John Wiley & Sons, 2008.
- AY, M.; SHAHRIARI, M.; SARKAR, S.; ADIB, M.; ZAIDI, H. Monte carlo simulation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography using mcnp4c. **Physics in Medicine & Biology**, IOP Publishing, v. 49, n. 21, p. 4897, 2004.
- BOONE, J. M.; COOPER III, V. N. Scatter/primary in mammography: Monte carlo validation. **Medical physics**, Wiley Online Library, v. 27, n. 8, p. 1818–1831, 2000.
- BRIESMEISTER, J. F. *et al.* MCNP-a general monte carlo N-particle transport code. **Version 4C, LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory**, v. 2, 2000.
- BUSHBERG, J. T.; BOONE, J. M. **The essential physics of medical imaging**. Philadelphia, E.U.A.: Lippincott Williams & Wilkins, 2011.
- CUNHA, D.; TOMAL, A.; POLETTI, M. Monte carlo simulation of x-ray spectra in mammography and contrast-enhanced digital mammography using the code penelope. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, IEEE, v. 60, n. 2, p. 495–502, 2012.
- CUNNINGHAM, J. R.; JOHNS, H. E. **The physics of radiology**. Illinois, E.U.A.: Charles C. Thomas Springfield, IL, 1983.
- DAVID, M.; PIRES, E.; BERNAL, M.; PEIXOTO, J.; DEALMEIDA, C. Experimental and monte carlo-simulated spectra of standard mammography-quality beams. **The British journal of radiology**, The British Institute of Radiology, v. 85, n. 1013, p. 629–635, 2012.
- DEL LAMA, L. S.; GODELI, J.; POLETTI, M. E. Monte carlo simulation studies for the determination of microcalcification thickness and glandular ratio through dual-energy mammography. **Radiation Physics and Chemistry**, Elsevier, v. 137, p. 157–162, 2017.
- DIEKMANN, F.; BICK, U. Tomosynthesis and contrast-enhanced digital mammography: recent advances in digital mammography. **European radiology**, Springer, v. 17, n. 12, p. 3086–3092, 2007.
- DROMAIN, C.; BALLEYGUIER, C. Contrast-enhanced digital mammography. **Digital mammography**, Springer, p. 187–198, 2010.

- DROMAIN, C. *et al.* Dual-energy contrast-enhanced digital mammography: initial clinical results of a multireader, multicase study. **Breast Cancer Research**, Springer, v. 14, n. 3, p. R94, 2012.
- HERNANDEZ, A. M.; SEIBERT, J. A.; NOSRATIEH, A.; BOONE, J. M. Generation and analysis of clinically relevant breast imaging x-ray spectra. **Medical physics**, Wiley Online Library, v. 44, n. 6, p. 2148–2160, 2017.
- HUBBELL, J. H.; SELTZER, S. M. Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients 1 keV to 20 MeV for elements $Z=1$ to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest. **National Institute of Standards and Technology-PL, Gaithersburg, MD, E.U.A.**, 1995.
- JAMES, J.; TENNANT, S. Contrast-enhanced spectral mammography (CESM). **Clinical radiology**, Elsevier, v. 73, n. 8, p. 715–723, 2018.
- JAMES, J. R.; PAVLICEK, W.; HANSON, J. A.; BOLTZ, T. F.; PATEL, B. K. Breast radiation dose with CESM compared with 2d FFDM and 3d tomosynthesis mammography. **American Journal of Roentgenology**, Am Roentgen Ray Soc, v. 208, n. 2, p. 362–372, 2017.
- JEUKENS, C. R. *et al.* Radiation exposure of contrast-enhanced spectral mammography compared with full-field digital mammography. **Investigative radiology**, LWW, v. 49, n. 10, p. 659–665, 2014.
- JOCHELSON, M. S. *et al.* Bilateral contrast-enhanced dual-energy digital mammography: feasibility and comparison with conventional digital mammography and mr imaging in women with known breast carcinoma. **Radiology**, Radiological Society of North America, Inc., v. 266, n. 3, p. 743–751, 2013.
- KARELLAS, A.; VEDANTHAM, S. Breast cancer imaging: a perspective for the next decade. **Medical physics**, Wiley Online Library, v. 35, n. 11, p. 4878–4897, 2008.
- LEE-FELKER, S. A. *et al.* Newly diagnosed breast cancer: comparison of contrast-enhanced spectral mammography and breast mr imaging in the evaluation of extent of disease. **Radiology**, Radiological Society of North America, v. 285, n. 2, p. 389–400, 2017.
- LI, X.; ZHANG, D.; LIU, B. Transmission of broad W/Rh and W/Al (target/filter) x-ray beams operated at 25–49 kVp through common shielding materials. **Medical physics**, Wiley Online Library, v. 39, n. 7Part1, p. 4132–4138, 2012.
- MARQUES, T. *et al.* Effect of the glandular composition on digital breast tomosynthesis image quality and dose optimisation. **Radiation protection dosimetry**, Oxford University Press, v. 165, n. 1-4, p. 337–341, 2015.
- NCRP. Structural shielding design for medical x-ray imaging facilities Report No. 147. **National Council on Radiation Protection and measurements**, 2004.
- NOSRATIEH, A. *et al.* Mean glandular dose coefficients (DgN) for x-ray spectra used in contemporary breast imaging systems. **Physics in Medicine & Biology**, IOP Publishing, v. 60, n. 18, p. 7179–7190, 2015.
- OKUNO, E.; YOSHIMURA, E. **Física das radiações**. Brasil: Oficina de Textos, 2010.

-
- PODGORŠAK, E. B. **Radiation physics for medical physicists**. Berlin, Germany: Springer, 2006.
- SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; SEMPAU, J. PENELOPE-2008: A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. **The Workshop Proceedings, June, 2008**.
- SIMPKIN, D. J. Shielding requirements for mammography. **Health physics**, LWW, v. 53, n. 3, p. 267–279, 1987.
- SIMPKIN, D. J. Shielding requirements for constant-potential diagnostic x-ray beams determined by a monte carlo calculation. **Health physics**, v. 56, n. 2, p. 151–164, 1989.
- SIMPKIN, D. J. Transmission data for shielding diagnostic x-ray facilities. **Health Physics**, LWW, v. 68, n. 5, p. 704–709, 1995.
- SKARPATHIOTAKIS, M. *et al.* Development of contrast digital mammography. **Medical Physics**, Wiley Online Library, v. 29, n. 10, p. 2419–2426, 2002.
- TAUHATA, L.; SALATI, P.; PRINZIO, R. D.; PRINZIO, A. R. D. **Radioproteção e dosimetria: fundamentos**. Brasil: CBPF, 2003.
- YORIYAZ, H. Método de monte carlo: princípios e aplicações em física médica. **Revista Brasileira de Física Médica**, v. 3, n. 1, p. 141–149, 2009.