

**INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE SANTA CATARINA  
CAMPUS FLORIANÓPOLIS  
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE SAÚDE E SERVIÇOS  
CURSO SUPERIOR DE TECNOLOGIA EM RADIOLOGIA**

**MARZEU SELAU JÚNIOR**

**VALIDAÇÃO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA ESTIMATIVA  
DO ESPECTRO DE RADIAÇÃO X DIAGNÓSTICO**

**FLORIANÓPOLIS, JULHO de 2018**

**INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DE SANTA CATARINA  
CAMPUS FLORIANÓPOLIS  
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE SAÚDE E SERVIÇOS  
CURSO SUPERIOR DE TECNOLOGIA EM RADIOLOGIA**

**MARZEU SELAU JÚNIOR**

**VALIDAÇÃO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA ESTIMATIVA  
DO ESPECTRO DE RADIAÇÃO X DIAGNÓSTICO**

Trabalho de Conclusão de Curso submetido ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Santa Catarina como parte dos requisitos para obtenção do título de Tecnólogo em Radiologia.

Professor Orientador: Flavio Augusto Penna Soares, Dr.

**FLORIANÓPOLIS, JULHO de 2018**

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor.

Selau Junior, Marzeu

VALIDAÇÃO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA  
ESTIMATIVA DO ESPECTRO DE RADIAÇÃO X DIAGNOSTICO /  
Marzeu Selau Junior

Orientação de Flavio Augusto Penna Soares. -  
Florianópolis, SC, 2018. 46 p.

Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) - Instituto Federal de  
Santa Catarina, Campus Florianópolis. CST em Radiologia.  
Departamento Acadêmico de Saúde e Serviços.

Inclui Referências.

1. Produção de raios X. 2. Modelo semi-empírico.
3. Bremsstrahlung. 4. Radiação característica I. Soares, Flavio Augusto Penna. II.

Instituto Federal de Santa Catarina. Departamento Acadêmico de  
Saúde e Serviços. III. Título.

# VALIDAÇÃO DE UM MODELO SEMI-EMPÍRICO PARA ESTIMATIVA DO ESPECTRO DE RADIAÇÃO X DIAGNÓSTICO

MARZEU SELAU JUNIOR

Este trabalho foi julgado adequado para a obtenção do título de Tecnólogo em Radiologia e aprovado na sua forma final pela banca examinadora do Curso Superior de Tecnologia em Radiologia do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Santa Catarina.

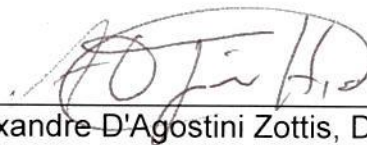
Florianópolis, 04 de julho, 2018.

Banca examinadora:



---

Professor Flávio Augusto Penna Soares, Dr.  
Orientador



---

Alexandre D'Agostini Zottis, Dr.



---

Marcos Renan Flores Rodrigues, Ms.

Esse trabalho é dedicado a todos meus colegas, professores, amigos e familiares em especial para meus pais e minha grande amiga, companheira e noiva.

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente gostaria de agradecer aos meus pais pelo apoio incondicional que foi me dado durante todos esses anos, e também por financiar meus estudos até hoje e por manterem a fé em minha pessoa.

Agradeço ao IFSC e a todos os professores do curso de radiologia pelos ensinamentos diários ao longo dessa jornada. Em especial agradeço ao professor Flavio Soares pelo incentivo, orientação, pelas oportunidades e por revigorar meu interesse pela pesquisa.

Agradeço a todos que de alguma forma contribuíram para o a realização desse trabalho e que me apoiaram ao longo dessa jornada, muito obrigado.

## RESUMO

Os aparelhos de radiografia são muito comuns no cotidiano médico, sendo necessários que as doses de radiações ionizantes, na qual os pacientes e os trabalhadores da área são submetidos seja objeto de estudo e pesquisa, a fim de minimizar o risco de enfermidades. Esse trabalho teve como finalidade a validação e ajuste de um modelo semiempírico para a estimativa do espectro de radiação X diagnóstico. Até então os modelos descritos na literatura são muito complexos, alguns como o TASMIC (Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Cubic splines - modelo espectral de ânodo de tungstênio usando interpolação cúbica) usa a simulação de Monte Carlo para gerar um espectro de raios X. Nessa simulação um espectro de alta energia pode levar semanas de demanda computacional. O trabalho teve como objetivo geral validar e ajustar um modelo simples, direto e de fácil manuseio, que descreva quantitativamente a produção de raios X e que não necessite de simulações complexas ou planilhas de dados complicadas. Os objetivos específicos foram verificar nas bases de dados modelos já desenvolvidos e que foram usados como referência (modelo TASMIC), ajustar o modelo que foi definido como o modelo base (modelo SOARES), comparar os resultados gerados pelo modelo (SOARES) com um outro já bem estabelecido no meio acadêmico, chamado de modelo de referência (TASMIC). Os modelos foram comparados através de gráficos, cálculos das áreas das curvas geradas e pela fluência. O modelo ajustado obteve um bom desempenho em comparação ao modelo de referencia TASMIC, obtendo uma diferença de no máximo 6% em relação aos valores de referência.

**Palavras chaves:** Produção de raios X, Modelo semiempírico, Bremsstrahlung, Radiação característica, Proteção radiológica

### **Abstract**

Radiography devices are very common these days, determining the radiation in which patients and workers in the area are exposed, decreasing the risk of disease, is relevant to society. The purpose of this work was to validate and fit a semi-empirical model for the production of X-rays. Until then the models described in the literature are very complex, some as TASMIC (Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Cubic splines) uses Monte Carlo simulation to generate an X-ray spectrum. This simulation of a high-energy spectrum can take weeks of computational demand. The main objective of the work was to validate and adjust a simple, straightforward and easy to use model that quantitatively describes X-ray production and does not require complex simulations or complicated data sheets. The specific objectives were: to verify in the databases already developed models that were used as reference, to adjust the model that was defined as the base model, to compare the results generated by the model with a well established model in the academic environment. The new model were compared through graphs, calculations of the areas of the curves generated and the creep. The adjusted model performed well compared to the reference model TASMIC, obtaining a difference of a maximum of 6% over the reference values.

**Keywords:** X-ray production, Semi-empirical model, Bremsstrahlung, Characteristic Radiation, Radioprotection



## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Constantes e dados.....	48
Tabela 2 – Ajustes de Fração de Radiação Característica.....	52
Tabela 3 – Áreas e Fluência de Fótons.....	55
Tabela 4 – Relação entre a energia da camada K e onde essa energia foi acrescentada no espectro.....	56

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALARA – Tão Baixo Quanto Razoavelmente Possível (do inglês “As Low As Reasonably Achievable”);

ANVISA – Agência Nacional De Vigilância Sanitária;

DEP – Dose de Entrada na Pele;

IBGE – Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística;

IPEM – Instituto de Física e Engenharia na Medicina (do inglês “Institute of Physics and Engineering in Medicine”);

KERMA – Energia Cinética Liberada por Unidade de Massa (do inglês “Kinetic Energy Released per unit Mass”);

NIST – Instituto Nacional de Padrões e Tecnologia (do inglês “National Institute of Standards and Technology”);

SI – Sistema Internacional de unidades

TASMIC – Modelo Espectral para Ânodo de Tungstênio usando Interpolação Cúbica (do inglês “Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Cubic splines”);

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Foto da tela de entrada de dados do TASMIC.....	20
Figura 2 – Esquema simplificado de uma ampola de raios X.....	22
Figura 3 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 keV sem filtração.....	23
Figura 4 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 80 keV sem filtração.....	23
Figura 5 – Efeito Anódico.....	25
Figura 6 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 kVp com filtração inerente equivalente a 1,0 mm de Al.....	29
Figura 7 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 kVp com filtração 2,5 mm de Al segundo os critérios da ANVISA.....	30
Figura 8 – Stopping power total mássico do Tungstênio de 1,5 keV até 120 keV.....	39
Figura 9 – Stopping power radiativo do tungstênio de 1,5 keV até 120 keV.....	40
Figura 10 – Stopping power total mássico do Rênio de 1,5 keV até 120 keV.....	41
Figura 11 – Stopping power radiativo do Rênio de 1,5 keV até 120 keV.....	41
Figura 12 – Atenuação Mássico Alumínio de 1,5 keV até 120 keV.....	43
Figura 13 – Atenuação Mássico Berílio de 1,5 keV até 120 keV.....	44
Figura 14 – Atenuação Mássico Tungstênio de 1,5 keV até 120 keV.....	45
Figura 15 – Atenuação Mássico Rênio de 1,5 keV até 120 keV.....	46
Figura 16 – Fluência de Fótons por Energia para 60 keV.....	53
Figura 17 – Fluência de Fótons por Energia para 80 keV.....	53
Figura 18 – Fluência de Fótons por Energia para 100 keV.....	54
Figura 19 – Fluência de Fótons por Energia para 120 keV.....	54

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>13</b>
1.1 PROBLEMA DE PESQUISA.....	14
1.2 JUSTIFICATIVA.....	14
1.3 OBJETIVO GERAL.....	16
1.4 OBJETIVOS ESPECÍFICOS.....	16
<b>2 REVISÃO DA LITERATURA.....</b>	<b>17</b>
2.1 O MODELO AJUSTADO E VALIDADO.....	17
2.2 O MODELO DE REFERENCIA.....	19
2.3 PRODUÇÃO DE RAIOS X.....	21
2.4 FATORES QUE INFLUENCIAM A PRODUÇÃO DA RADIAÇÃO.....	24
<b>2.4.1 Tensão de pico (kVp).....</b>	<b>24</b>
<b>2.4.2 Corrente (mA).....</b>	<b>24</b>
<b>2.4.3 Tempo (s).....</b>	<b>25</b>
<b>2.4.4 Ângulo anódico.....</b>	<b>25</b>
2.5 BREMSSTRAHLUNG.....	26
2.6 RADIAÇÃO CARACTERÍSTICA.....	26
2.7 ATENUAÇÃO.....	27
2.8 FILTRAÇÃO.....	28
<b>2.8.1 Filtração inerente.....</b>	<b>29</b>
<b>2.8.2 Filtração adicional.....</b>	<b>30</b>
2.10 KERMA (K).....	30
2.11 EFEITO ESTOCÁSTICO.....	32
2.12 EFEITO DETERMINÍSTICO.....	33
<b>2.12.1 Dose absorvida (D).....</b>	<b>33</b>

<b>2.12.2 Relação entre KERMA (K) e dose absorvida (D).....</b>	<b>35</b>
<b>3 METODOLOGIA.....</b>	<b>36</b>
<b>4 DESENVOLVIMENTO E RESULTADOS.....</b>	<b>38</b>
<b>5 CONCLUSÃO.....</b>	<b>57</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>58</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Os raios X foram descobertos em 1895 pelo físico alemão Wilhelm Conrad Röntgen. Desde então o seu uso em medicina cresce a cada ano. Por ser uma radiação eletromagnética invisível aos sentidos humanos, a detecção da presença dessa radiação pode ser muito complicada. As radiações ionizantes estão associadas a inúmeras enfermidades, e pode ser entendida com o conceito de dose de entrada na pele (DEP).

Esse projeto de trabalho de conclusão de curso teve como finalidade a validação e ajuste de um modelo semiempírico para a produção de raios X apresentado por Soares (2006). O modelo de caráter matemático foi ajustado e validado através da avaliação de outros modelos descritos na literatura e equacionou os valores dos fótons X produzidos.

Até então os modelos descritos na literatura são muito complexos, alguns como o TASMIC (Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Cubic splines - modelo espectral de ânodo de tungstênio usando interpolação cúbica) usa a simulação de Monte Carlo para gerar um espectro de raios X. Nessa simulação um espectro de baixa energia leva horas para ser produzido, enquanto um de alta energia pode levar semanas de demanda computacional (HERNANDEZ; BOONE, 2014). Outros modelos precisam de software específicos para gerar os dados ou mesmo planilhas de dados com centenas de linhas e colunas, ou então não contemplam todas as variáveis elétricas e geométricas, que hoje, já sabemos que influenciam na produção dos raios X (TUCKER et al., 1990), (IPEM, 1997), (BOONE; SEIBERT, 1997), (POLUDNIOWSKI; EVANS 2007), (HERNANDEZ; BOONE, 2014). O modelo que validamos e ajustamos buscava uma abordagem mais simples e prática que possa ser utilizada online ou mesmo em um aplicativo móvel, desta forma os profissionais das técnicas radiológicas possam estimar a dose que o paciente foi exposto no exame e desta forma poder otimizá-la, seguindo os princípios de proteção radiológica.

Para a realização do trabalho foram exploradas as bases de dados com modelos criados anteriormente e então esses modelos foram ajustados com a finalidade de se obter uma equação ou um conjunto de equações matemáticas que

descrevam a dose de entrada na pele. Com essas equações em mãos foi comparado com valores já conhecidos.

## 1.1 PROBLEMA DE PESQUISA

Atualmente os modelos disponíveis para estimativa do espectro de radiação são muito complexos, exigem o uso de planilhas de dados contendo uma grande quantidade de informações, simulação computacional que dispende muito tempo de processamento, às vezes os modelos não são claros suficientes e o usuário não consegue observar as variáveis que influenciam no fenômeno e em alguns casos precisam de recursos sofisticados. Existem também limitações, nas quais os modelos se adaptam para um determinado aparelho ou condição específica e não podem ser usados de forma genérica. Esse trabalho propôs uma solução mais simples, eficiente e econômica de ampla abrangência que pode ser usado para qualquer equipamento radiográfico e parâmetros de exame, bastando informar as variáveis necessárias na equação.

## 1.2 JUSTIFICATIVA

O uso das radiações ionizantes com finalidade médica cresce a cada dia, atualmente é muito fácil encontrar aparelhos de tomografia computadorizada nas grandes cidades brasileiras, equipamentos radiográficos estão em quase todos os municípios do país. Com tanto acesso a essa tecnologia a negligência, falta de conhecimento e treinamento dos profissionais resulta em uma grande quantidade de dose desnecessária a que o paciente é exposto (IBGE, 2009).

O excesso de radiação usado para produzir as imagens atualmente é muito grande, os profissionais das técnicas radiológicas usam os parâmetros de técnica elevados com a finalidade de se obter a imagem mais perfeita possível para o laudo, porém, equivocadamente, esquecem da dose de radiação na qual o paciente está exposto. Nos cursos que preparam esses profissionais, atualmente, é ensinado que se pode obter uma imagem de qualidade e laudável com um menor detrimento à

saúde do paciente, esse conceito é conhecido como princípio ALARA (*As Low As Reasonably Achievable*; tão baixo quanto razoavelmente possível, em português) e está de acordo com a proposta desse trabalho, que visa estimar a produção de radiação, e sabendo o quanto de radiação os pacientes estão expostos é possível otimizar o seu uso.

Uma diminuição da quantidade de radiação emitida pelo tubo de raios X também acarreta uma economia financeira, por fornecer uma degradação menor na pista anódica da ampola radiográfica e também menor uso de energia elétrica. Com a quantidade de radiação produzida podemos calcular o valor do KERMA (Kinetic Energy Released per unit Mass, em português Energia Cinética Liberada por Unidade de Massa), e calcular o valor do DEP com as equações de Soares et al. (2012).

Atualmente existem modelos que são capazes de determinar a produção de radiação que os pacientes são expostos, mas no geral esses modelos são muito complexos ou necessitam de muitos aparatos para serem usados. Um exemplo é o TASMIC que calcula a fluência de fótons na faixa de 20 keV até 640 keV. Ele é muito útil para fins medicinais bem como industriais, porém necessita de uma planilha eletrônica para poder ter acesso aos dados que foram simulados através do método de Monte Carlo, no qual levou mais de 5.000 h de simulação computacional para se obter os dados (HERNANDEZ; BOONE, 2014). Outros modelos como por exemplo a equação de Tung e Tsai (1999) são muito simplistas ao generalizar o peso das variáveis envolvidas.

O trabalho teve como objetivo validar e ajustar um modelo simples, direto e de fácil manuseio por qualquer profissional e que descreva quantitativamente a produção de raios X e que não necessite de simulações complexas ou planilhas de dados complicadas. E no futuro, em um próximo trabalho poderá ser elaborado um aplicativo móvel, um site ou um programa simples que possa ser executado em qualquer dispositivo.



### 1.3 OBJETIVO GERAL

Validação de um modelo semiempírico para estimativa do espectro de radiação X diagnóstico.

### 1.4 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Determinou-se os seguintes objetivos:

- a) Buscar nas bases de dados modelos já desenvolvidos que possam ser usados como referência.
- b) Ajustar e atualizar o modelo que foi pré-definido como modelo base.
- c) Comparar e validar os resultados gerados pelo modelo com um modelo bem estabelecido no meio acadêmico (modelo de referência).

## 2 REVISÃO DA LITERATURA

O conhecimento técnico e o uso dos raios X já são deveras conhecidos e explorados desde o final do século XIX de uma forma empírica, não obstante, atualmente existem alguns aspectos indefinidos sobre como o espectro de raios X pode ser descrito matematicamente.

A legislação brasileira regula o uso dos raios X e define os limites de dose por meio, por exemplo, da Portaria 453/98 da ANVISA (Agência Nacional De Vigilância Sanitária) que define “Os limites de doses individuais são valores de dose efetiva ou de dose equivalente, estabelecidos para exposição ocupacional e exposição do público decorrentes de práticas controladas, cujas magnitudes não devem ser excedidas”.

### 2.1 O MODELO AJUSTADO E VALIDADO

O modelo que foi ajustado e validado foi apresentado por Soares (2006) em sua Tese de Doutorado com o título “Produção de raios X em ampolas radiográficas: Estudo do tomógrafo computadorizado do Hospital Regional de São José/SC” e podemos observar a Equação 1 da fluência de fótons de bremsstrahlung com autoatenuação por energia:

$$N_b = \frac{\sigma_0 \cdot Z^2 \cdot B(T_0)}{m_A \cdot E} \cdot \int_E^{T_0} \left( \frac{T + m_0 c^2}{T} \right) \cdot (S_T)^{-1} \cdot e^{-(\mu(E) \cdot \cot(\theta) \cdot x)} dT \quad [keV^{-1}] \quad (1)$$

Onde:

$N_b$  = Número de fótons produzidos por bremsstrahlung por unidade de energia em ( $keV^{-1}$ );

$\sigma_0 = \alpha \cdot r_e$ , sendo  $\alpha$  = constante de estrutura fina e  $r_e$  = raio clássico do elétron em ( $m$ );

$Z$  = Número atômico do alvo, adimensional;

$B(T_0)$  = Função de variação lenta de  $Z$  e  $T$ , proporcional ao número de fótons emitidos por elétron, adimensional;

$m_A$  = Massa do átomo alvo em  $(kg)$ ;

$E$  = Energia do fóton emitido em  $(keV)$ ;

$T_0$  = Energia cinética dos elétrons ao atingirem o alvo em  $(keV)$ ;

$T$  = Energia cinética dos elétrons dentro do alvo em  $(keV)$ ;

$m_0$  = Massa de repouso do elétron em  $(kg)$ ;

$c$  = Velocidade da luz em  $(m/s^2)$ ;

$S_T$  = Poder de freamento por unidade de massa (*mass stopping power*) para o alvo em  $(keV \cdot m^2/kg)$ ;

$\mu(E)$  = Coeficiente de atenuação do material para a energia  $E$  em  $(m^2/kg)$ ;

$\theta$  = Ângulo de saída do fóton em relação a face do alvo em  $(rad)$ ;

$x$  = Distância média em que o elétron penetra no alvo e emite um fóton de energia  $E$   $(m)$ .

Essa equação já foi comparada com outras e foi possível observar que o método para estimar a produção de radiação é válido, pois utiliza de bases de dados já consolidadas na literatura, publicados pelo IPEN-UK e NIST (SOARES, 2006). Também foi possível perceber que ele está em consonância com os outros métodos (MOREIRA, 2013). Para estimar a radiação característica produzida na ampola e incluir no espectro final que se quer estimar, foi usado o modelo proposto por Tucker et al. (1991), apresentado na Equação 2:

$$N_c = A_k \cdot \left(\frac{T_0}{E_k} - 1\right)^{n_k} \cdot f(E_i) \cdot \int_0^R P\left(\frac{x}{R}\right) \cdot e^{-(\mu(E_i) \cdot \cot(\theta) \cdot x)} dx \quad [keV^{-1}] \quad (2)$$

Onde:

$N_c$  = Número de fótons produzidos por radiação característica por unidade de energia  $(keV^{-1})$ ;

$A_k$  e  $n_k$  são parâmetros utilizados no modelo de Tucker, et al. (1991) em (fótons/elétron) e adimensional, respectivamente;

$E_k$  = Energia na qual é emitida a radiação característica do alvo (*keV*);

$f(E_i)$  = É a emissão fracionária da energia  $E_i$  para o material alvo (*keV*);

$R$  = É a distância média necessária para que o elétron penetre no alvo e emita um fóton de energia  $E_k$  em (*m*).

$P\left(\frac{x}{R}\right)$  = É a probabilidade de um fóton de energia  $E$  emitir radiação característica e é definido pela Equação 3:

$$P\left(\frac{x}{R}\right) = \begin{cases} \left(\frac{3}{2}\right) \left[1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2\right], & \text{para } x \leq R, \\ 0, & \text{para } x > R, \end{cases} \quad (3)$$

Desta forma o modelo final a ser ajustado e validado que representa a produção de radiação total ( $N_t$ ) é a soma das duas equações anteriores, como apresentado na Equação 4:

$$N_t = N_b + N_c \quad (4)$$

## 2.2 O MODELO DE REFERENCIA

O modelo de referência escolhido foi desenvolvido por Hernandez e Boone (2014) e usa o Método de Monte Carlo para gerar espectros de raios X de alta resolução em um anodo de tungstênio convencional, conhecido como TASMIC (Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Cubic splines - modelo espectral de ânodo de tungstênio usando interpolação polinomial cúbica).

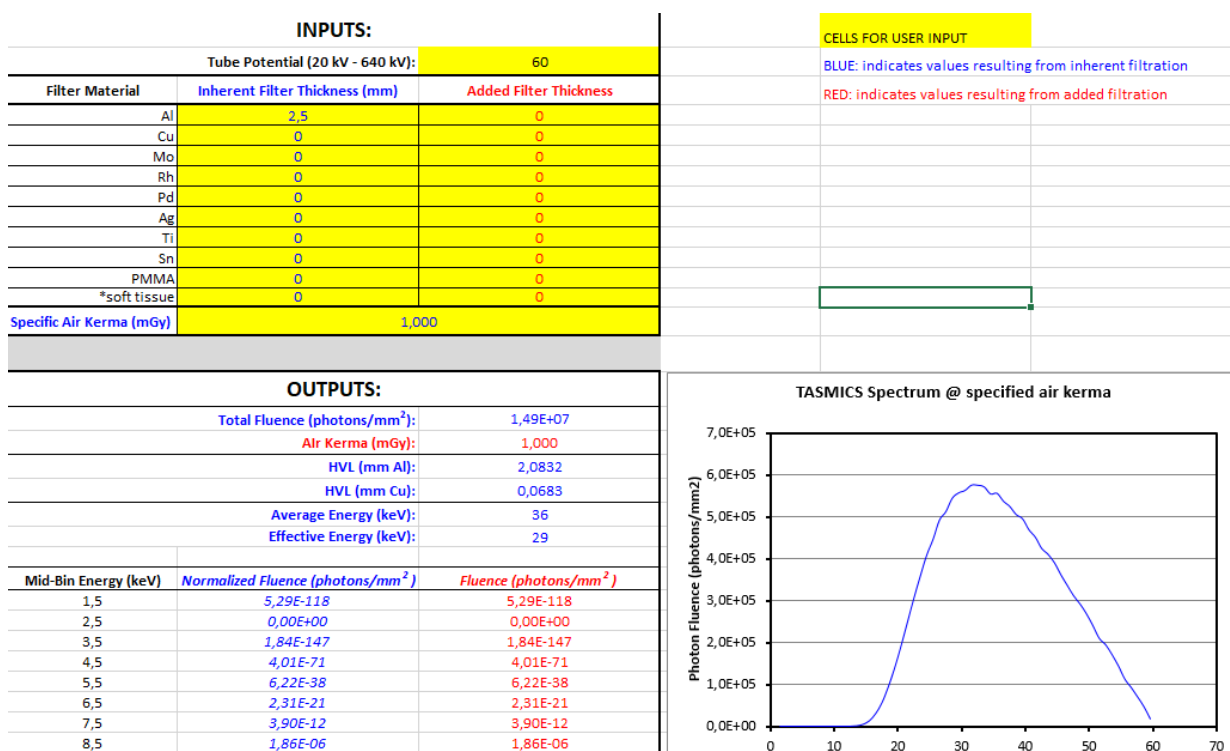
O código utilizado foi o MCNPX 2.6.0 (The Monte Carlo NParticle eXtended - Los Alamos National Laboratory, 2008) para produzir 35 espectros para uma faixa de potencial do tubo de 20 kV a 640 kV, e procedimentos de interpolação cúbica foram

usados para criar polinômios por partes caracterizando a fluência de fótons em pacotes de 1 keV de energia em função de cada potencial do tubo de raios X. Esses pacotes consistem em um conjunto de energias; por exemplo, as energias entre 10 e 11 keV ficaram no mesmo pacote de 10,5 keV. Usando estes espectros de base e a interpolação cúbica, 621 espectros foram gerados de 20 a 640 kV. O TASMIC produz espectros de raios X minimamente filtrados por 0,8 mm Be (Berílio) (HERNANDEZ; BOONE, 2014).

Os espectros gerados pelo TASMICS foram comparados matematicamente por Hernandez e Boone (2014) com outros espectros previamente relatados e é considerado um padrão na área, por essa razão foi escolhido como o modelo de referência nesse trabalho.

Os dados gerados pelo método são apresentados em uma planilha eletrônica na qual o usuário pode inserir dados de entrada, como filtros e tensão do tubo, e gerar os dados de saída como por exemplo o KERMA e o espectro de fótons por  $mm^2$ , de acordo com o seu interesse.

Figura 1 – Foto da tela de entrada de dados do TASMIC.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

Como o modelo utilizado pelo TASMIC é baseado numa ampola constituída de 95% de W e 5% de Re, se fez necessário ajustar a equação de Soares (2006) para que a mesma possa simular o mesmo espectro total de radiação. Além disso, o TASMIC inclui uma atenuação de Be de 0,8 mm para simular a janela da ampola radiográfica, todos esses fatores foram incluídos na simulação de Monte Carlo e também foram adicionadas ao novo modelo proposto.

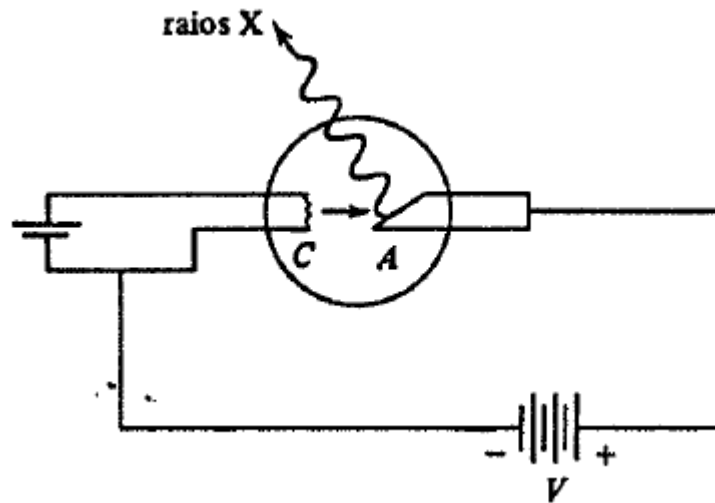
### 2.3 PRODUÇÃO DE RAIOS X

Raios X é o nome dada à radiação eletromagnética de alta energia que tem origem na eletrosfera (radiação característica) ou no freamento de partículas carregadas (radiação de bremsstrahlung) em um campo eletromagnético do núcleo atômico ou dos elétrons e possui comprimento de onda menor que aproximadamente 10 nm (nanômetros). Eles também possuem propriedades típicas de ondas, como por exemplo a polarização, interferência e a difração, exatamente da mesma forma que a luz e todas as outras radiações eletromagnéticas (EISBERG; RESNICK, 1994).

Os raios X são produzidos quando em um alvo, em uma ampola de raios X, como mostrado no esquema simplificado na figura 2, um feixe de elétrons de alta energia é acelerado por uma diferença de potencial, típica de alguns milhares de volts, então são freados ao atingir o alvo, normalmente feito de tungstênio, e segundo as leis da física clássica, quando os elétrons são desacelerados pelo material do alvo, causa a emissão de um espectro contínuo de radiação eletromagnética (EISBERG; RESNICK, 1994).

A radiação eletromagnética pode ser definida como a vibração simultânea de campos magnético e elétrico, que são perpendiculares entre si, e originados durante a transição, pela movimentação da carga e momento magnético da partícula, quando modifica seu estado de energia, que são caracterizados pelo momento angular, spin e paridade (TAUHATA et al, 2014).

Figura 2 – Esquema simplificado de uma ampola de raios X.



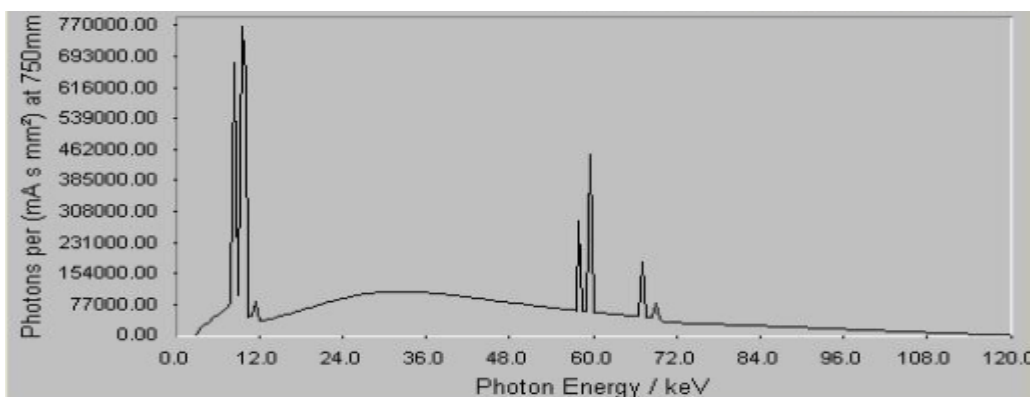
Fonte: EISBERG, RESNICK, (1994).

De acordo com Eisberg e Resnick (1994) a produção de radiação X acontece da seguinte maneira:

Em um tubo de raio X, como o representado na figura 1, são emitidos elétrons de um catodo aquecido e, em seguida, acelerados num feixe até atingirem energias cinéticas da ordem de 10 keV, por meio de uma voltagem aplicada entre catodo e anodo, e finalmente colidem contra o anodo. Ao atravessarem os átomos do anodo, elétrons do feixe podem eventualmente passar próximo de elétrons de subcamadas internas. Graças à interação coulombiana entre um elétron energético do feixe e o elétron atômico, aquele pode ceder energia suficiente a este para retirá-lo de seu nível de energia muito negativo e ejetá-lo do átomo. Isto deixa o átomo num estado altamente excitado, porque um de seus elétrons de energia muito negativa está faltando. O átomo poderá voltar a seu estado fundamental emitindo um conjunto de fótons de alta energia, e, portanto, de alta frequência, que pertencem a seu espectro de raio X. O espectro total de radiação X emitido por um tubo de raio X consiste num espectro discreto superposto a um *continuum*. O *continuum* é devido ao processo de *bremsstrahlung* que ocorre quando os elétrons do feixe são desacelerados no espalhamento produzido pelos núcleos dos átomos no anodo. A forma do *continuum* devido ao *bremsstrahlung* depende sobretudo da energia do feixe de elétrons. A forma do espectro de raio X discreto é, porém, característica dos átomos que compõem o anodo (EISBERG; RESNICK, 1994, p. 427).

Na figura 3 pode-se observar um espectro típico de raios X de 120 kVp com ânodo de tungstênio sem filtração, gerado pelo autor com o software IPEM78 (Institute Of Physics and Engineering in Medicine – Instituto de Física e Engenharia na Medicina). No eixo x está a energia do fóton (keV) e no eixo y está a quantidade de fótons por mAs mm<sup>2</sup> em uma distância foco receptor de 750 mm.

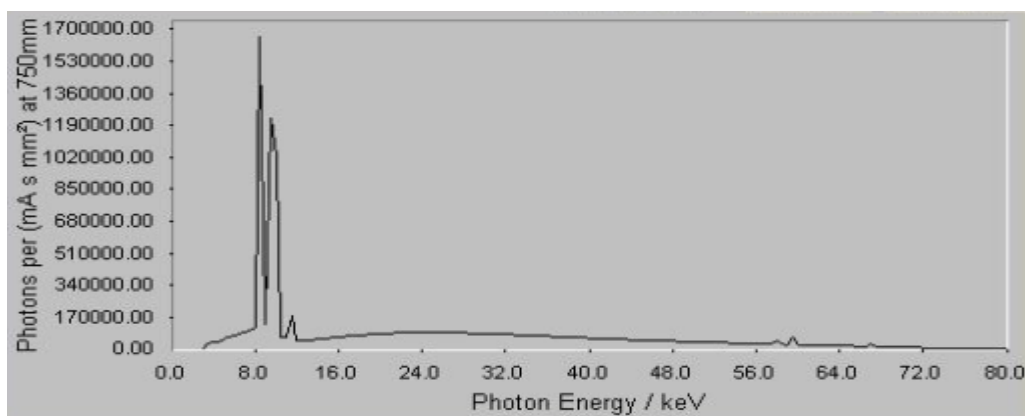
Figura 3 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 keV sem filtração.



Fonte: Gerado pelo autor no software IPEM78 (2018).

Na figura 4 é apresentado um espectro de raios X de 80 keV nas mesmas condições demonstradas no espectro anterior.

Figura 4 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 80 keV sem filtração.



Fonte: Gerado pelo autor no software IPEM78 (2018).



## 2.4 FATORES QUE INFLUENCIAM A PRODUÇÃO DA RADIAÇÃO

Atualmente já se sabe que há alguns fatores que influenciam diretamente na intensidade, na qualidade e quantidade da radiação X. Os três parâmetros principais são: corrente, tensão de pico e tempo de exposição. Esses parâmetros estão associados as grandezas físicas pertinentes a este estudo e são amplamente utilizados pelos pesquisadores do campo, possibilitando descrever a radiação que chega ao paciente. Existem também outros fatores como, por exemplo, o ângulo anódico que também será abordado (LOPES; SOARES; 2015).

### 2.4.1 Tensão de pico (kVp)

A tensão de pico reflete a energia máxima na qual os elétrons serão acelerados em direção ao ânodo e que, segundo Bushong (2010), determina a qualidade do feixe de raios X. Então, os elétrons acelerados estarão com energia cinética suficiente para interagir com o alvo, e assim produzirem a radiação devido a essa interação. Esse processo também afeta indiretamente o número de fótons gerados, porque os elétrons por possuírem maior energia podem interagir com um número muito maior de átomos e também penetrarem mais no interior do alvo (SOARES; LOPES, 2015).

### 2.4.2 Corrente (mA)

A corrente elétrica é o número de elétrons que são produzidos no filamento e que serão acelerados em direção ao alvo pela diferença de potencial aplicada. O filamento é aquecido e por efeito termiônico é criada uma nuvem eletrônica que fica disponível para ser acelerada (BUSHONG, 2010). Se a produção de elétrons for muito grande, teremos um aumento no número de interações que ocorrerão no ânodo (alvo) e conseqüentemente mais denso será o feixe de fótons gerados (SOARES; LOPES, 2015).

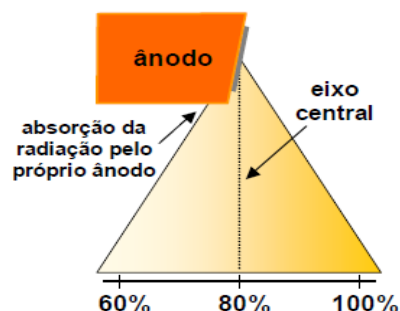
### 2.4.3 Tempo (s)

O tempo é a grandeza que mede o intervalo entre o início da produção de radiação e o fim, a radiação só é emitida durante o tempo em que a ampola está sob a ação de uma tensão de dezenas de quilovolts. O aumento ou redução do tempo irá produzir imagens mais escuras ou mais claras e também reflete a dose de radiação que o paciente fica exposto. Quando multiplicamos Tempo (s) pela corrente (mA) surge um novo termo chamado Exposição (mAs) (SOARES; LOPES, 2015).

### 2.3.4 Ângulo anódico

O ângulo anódico é a inclinação do alvo (ânodo) metálico, que é responsável pela produção da radiação, em relação ao plano da mesa e pode ser observado na figura 5. Essa inclinação é responsável pelo chamado efeito anódico, que consiste em atenuar parcialmente o feixe de radiação produzido no sentido longitudinal da mesa de exames, deformando a intensidade de radiação. Isso faz com que a intensidade do feixe seja máxima do lado catódico e reduza até o ânodo (SOARES et al, 2012).

Figura 5 – Efeito Anódico.



Fonte: SOARES (2006).

## 2.5 BREMSSTRAHLUNG

Quando os elétrons interagem com o campo elétrico de núcleos de número atômico elevado ou com os elétrons presentes na eletrosfera, eles reduzem a energia cinética, mudam de direção e emitem a diferença de energia sob a forma de ondas eletromagnéticas, denominadas de raios X de freamento ou *bremstrahlung*.

A energia dos raios X de freamento depende basicamente da energia da partícula incidente. Os raios X gerados para uso médico e industrial não passam dos 500 keV. Como todo o processo depende da energia e da intensidade de interação do elétron que atinge o núcleo e de seu ângulo de *saída*, a energia da radiação produzida pode variar de zero a um valor máximo, assim, gerando um espectro contínuo de energia (TAUHATA et al, 2014).

## 2.6 RADIAÇÃO CARACTERÍSTICA

A radiação característica e a radiação de freamento são produzidas simultaneamente em um tubo de raios X. Entretanto, diferentemente dos fótons de freamento, os raios X característicos mostram uma assinatura específica e única de cada material e tem espectro de energia discreto (OKUNO, YOSHIMURA, 2010).

O resultado do choque entre o elétron incidente e outro elétron pertencente à estrutura atômica é a chamada radiação característica. O átomo em resposta a esta ionização busca a estabilização e então gera um efeito cascata para estabilizar a eletrosfera. Isso produz os espectros de linhas. Então, cada espectro de raios X é a superposição de um espectro contínuo e de uma série de linhas espectrais característica do material do alvo (FIRMINO, 2010).

O elétron que incide no alvo ioniza os átomos do alvo, fazendo com que um elétron da camada K, L ou M (camadas mais internas) seja, ejetado. Surge, então, uma lacuna ou nível vazio nessa camada, que deve ser preenchido. Esse nível, logo, é preenchido por um elétron de uma camada mais externa, resultando dessa transição a emissão de um fóton de raios X com energia igual à diferença entre os dois níveis (ATTIX, 1986). Estima-se que 80% da produção de radiação característica é proveniente das interações com a camada K, os 20% restantes são provenientes das interações com outras camadas como por exemplo camadas L e M O termo “característico” é devido ao fato de que as intensidades relativas dos fótons emitidos

por transição revelam detalhes da estrutura da eletrosfera do átomo alvo. Por ser um fenômeno relacionada a energia de ligação dos elétrons com os átomos do alvo, as radiações características podem possuir energias na ordem de eV a dezenas de keV (ATTIX, 1986).

## 2.7 ATENUAÇÃO

A atenuação é usada para descrever a interação da radiação com a matéria. Contudo, é necessário considerar o comportamento macroscópico dos fótons que atravessam a matéria. Para este efeito, são utilizados coeficientes de atenuação linear e de massa, que são simplesmente relacionados à seção transversal total. Os coeficientes de atenuação linear e de massa fornecem informações sobre a passagem de fótons primários através do material (IAEA, 2014).

O coeficiente de atenuação linear de um material é uma função da densidade deste material (JOHNS, CUNNINGHAM, 1983). Quando um feixe de radiação X incide sobre um material de espessura  $x$ , uma parte do feixe é espalhada e uma fração atravessa o material sem que aja interação. A intensidade  $I$  do feixe emergente está associada à intensidade  $I_0$  do feixe incidente, pela Equação 5:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (5)$$

Onde  $\mu$  é a probabilidade do feixe sofrer atenuação devido a eventos de espalhamento Compton, absorção fotoelétrica ou formação de pares, sendo denominado de *Coefficiente de Atenuação Linear Total* (TAUHATA et al, 2014).

O coeficiente de atenuação de um material para um determinado tipo de interação muda com a energia da radiação, mas depende, para um mesmo material, de seu estado físico ou fase. Assim, por exemplo, a água pode possuir valores diferentes de seus coeficientes de atenuação conforme esteja no estado de vapor, líquido ou sólido (gelo). Para evitar esta dificuldade, costuma-se tabelar os valores dos coeficientes de atenuação divididos pela densidade do material, tornando-os independentes de sua fase. O *coeficiente de atenuação*, assim tabelado, tem a denominação de *Coefficiente Mássico de Atenuação* ou *Coefficiente de Atenuação em*

Massa ( $\mu/\rho$ ) (TAUHATA et al, 2014), que é a relação entre o coeficiente de atenuação linear e a densidade do material. Este coeficiente tem dimensões de  $m^2/kg$ . Uma vez que o coeficiente de atenuação de massa tem unidade de área por kg, é normalmente denominado de seção de choque (JOHNS, CUNNINGHAM, 1983).

A energia transferida dos fótons para a matéria sob a forma de energia cinética de partículas carregadas não é necessariamente toda absorvida. Uma fração  $g$  dessa energia pode ser convertida novamente em energia de fótons pela radiação de freamento. A energia absorvida dada pelo coeficiente de absorção  $\mu_{en}$  é dada pela Equação 6.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (6)$$

A fração  $g$  pode ser de um valor apreciável para interação de fótons de altas energias em material de número atômico elevado, mas normalmente é muito pequena para material biológico (ATTIX, 1986).

Nas estimativas da dose absorvida nos materiais e tecidos, deve-se utilizar este coeficiente de absorção de energia e não o coeficiente de atenuação total. Valores dos coeficientes de atenuação em massa e de absorção de energia em massa associados aos elementos químicos e alguns compostos importantes utilizados em dosimetria e blindagem são fornecidos pelo site do National Institute of Standards and Technology (NIST) dos Estados Unidos (TAUHATA et al, 2014).

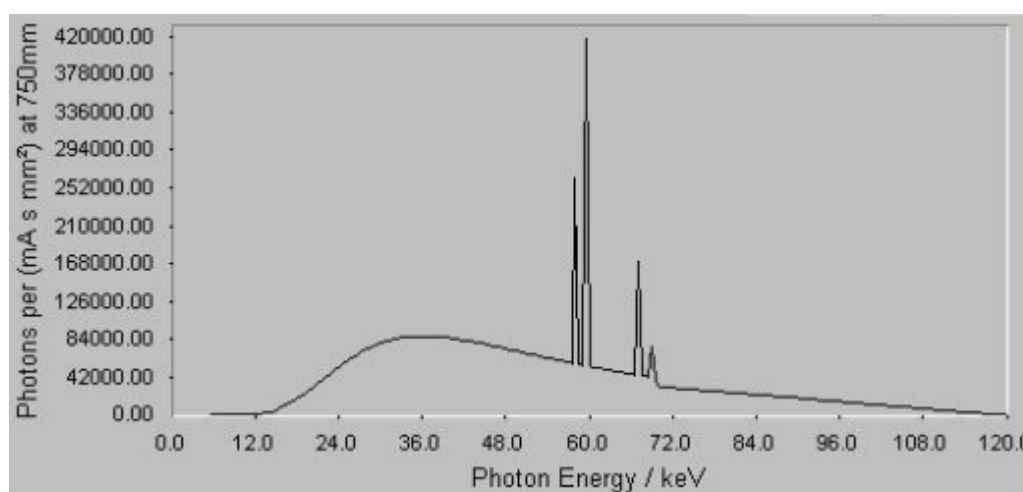
## 2.8 FILTRAÇÃO

A filtração é uma maneira de diminuir o número de fótons de baixa energia em favor aos fótons de alta energia, assim diminuindo a dose recebida pelo paciente. Esse processo também é conhecido como endurecimento de feixe (SOARES; LOPES, 2015). Na atual legislação brasileira são definidos dois tipos de filtração: a inerente e a adicional. A soma das duas filtrações, chamada de filtração total, é definida na legislação atual como um valor mínimo de 2,5 mm de Al (BRASIL, 1998)

### 2.8.1 Filtração inerente

É a filtração que não podemos retirar do aparelho radiográfico, essa filtração é composta por todos os componentes presentes no aparelho, deste o ânodo (que absorve uma parte dos fótons gerados e por essa razão aquece), o vidro que compõe a janela, o óleo (responsável pela refrigeração da ampola) (SOARES; LOPES, 2015). No trabalho de Hernandez e Boone (2014), por exemplo, utilizando o método de Monte Carlo, os autores simulam a filtração inerente como sendo 0,8 mm de berílio, embora, na prática seja adotado um comparativo em mm de alumínio (SOARES; LOPES, 2015). A filtração inerente é notada ao compararmos a figura 3 com a figura 6, pode-se observar a filtragem de um grande número de fótons de baixa energia.

Figura 6 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 kVp com filtração inerente equivalente a 1,0 mm de Al.



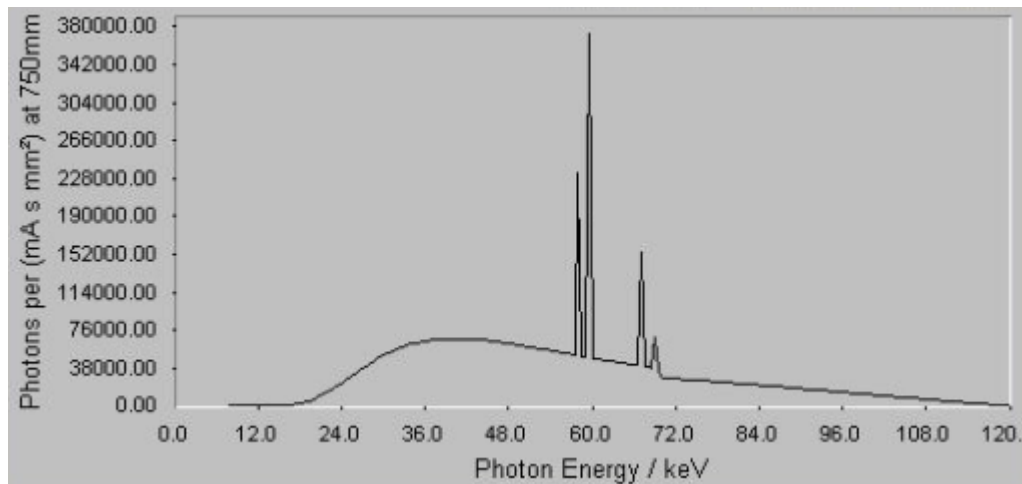
Fonte: Gerado pelo autor no software IPEM78 (2018).

### 2.8.2 Filtração adicional

Quando a filtração inerente não alcança o valor de 2,5 mm de Al como estabelecida por lei, os fabricantes são obrigados, pela Portaria n. 453/98 da ANVISA, ao adicionar placas metálicas junto à janela do aparelho radiográfico até obter o equivalente a 2,5 mm de Al, essas placas não podem ser removidas (SOARES;

LOPES, 2015). A Figura 7 demonstra que a quantidade de fótons é reduzida em relação a uma filtração inerente de 1,0 mm de Al.

Figura 7 – Espectro de raios X em um alvo de tungstênio a 120 kVp com filtração 2,5 mm de Al segundo os critérios da ANVISA.



Fonte: Gerado pelo autor no software IPEM78 (2018).

## 2.10 KERMA ( $K$ )

É uma quantidade não estocástica relevante apenas para campos de radiações indiretamente ionizantes (fótons ou nêutrons) ou para qualquer outra fonte de radiação ionizante distribuída em um meio absorvente.

O KERMA pode ser definido em termos da quantidade estocástica *energia transferida*,  $\epsilon_{tr}$  (Attix, 1979, 1983) e a energia radiante  $R$  (ICRU, 1980). A energia transferida em um volume  $V$  é definida pela Equação 7:

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \sum Q \quad (7)$$

onde

$(R_{in})_u$  = energia radiante das partículas descarregadas que entram no volume  $V$

$(R_{out})_u^{nonr}$  = energia radiante das partículas descarregadas que deixam o volume  $V$ , exceto as que se originaram de perdas radiativas de energia cinética por partículas carregadas em  $V$ , e

$\Sigma Q$  = Energia líquida derivada da massa de repouso em  $V$  ( $m \rightarrow E$  positivo,  $E \rightarrow m$  negativo).

Por perdas radiativas, entende-se a conversão da energia cinética de partículas carregadas em energia de fótons, através da produção de raios X de bremsstrahlung ou aniquilação de par elétron-pósitrons. Neste último caso, apenas a energia cinética possuída pelo pósitron no instante da aniquilação (que é levado pelos fótons resultantes juntamente com 1.022 MeV de energia de massa de repouso) é classificada como perda de energia radiativa (ATTIX, 1986).

A energia radiante  $R$  é definida como a energia de partículas (excluindo energia de repouso) emitida, transferida ou recebida (INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL UNITS AND MEASUREMENTS, 1980).

Considerando a equação acima verifica-se que a energia transferida é apenas a energia cinética recebida por partículas carregadas no volume  $V$ , independentemente de onde ou como elas, por sua vez, gastam essa energia. No entanto, qualquer energia cinética passada de uma partícula carregada para outra não deve ser contada em  $\epsilon_{tr}$ , como é definido.

Podemos agora definir o KERMA ( $K$ ) no ponto de interesse P em  $V$ , Equação 8:

$$K = \frac{d(\epsilon_{tr})_e}{dm} \equiv \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad [J/kg = Gy] \quad (8)$$

Onde  $(\epsilon_{tr})_e$  é o valor esperado da energia transferida no volume  $V$  durante algum intervalo de tempo,  $d(\epsilon_{tr})_e$  é aquele para o volume infinitesimal  $dV$  no ponto interno P, e  $dm$  é a massa em  $dV$ . Como o argumento de qualquer quociente diferencial legítimo pode sempre ser considerado não-estocástico, o símbolo  $d(\epsilon_{tr})_e$ , pode ser simplificado para  $d\epsilon_{tr}$ , como indicado na equação acima (ATTIX, 1986).

Portanto, o KERMA é o valor esperado da energia transferida para partículas carregadas por unidade de massa num ponto de interesse, incluindo a energia de



perda radiativa, mas excluindo a energia passada de uma partícula carregada para outra.

O valor médio do KERMA ao longo de um volume contendo uma massa  $m$  é simplesmente o valor esperado da energia transferida dividida pela massa, ou  $(\epsilon_{tr})_e/m$ .

KERMA pode ser expresso em unidades de  $erg/g$ ,  $rad$ , ou  $J/kg$ . Esta última unidade é chamada de gray ( $Gy$ ) em honra de L. H. Gray, um pioneiro em física radiológica. O  $rad$  ainda é usado para o KERMA e dose absorvida, mas  $J/kg$  é usado como o padrão no Sistema Internacional de unidades (S.I.). Felizmente, todas essas unidades são relacionadas facilmente pela Equação 9 (ATTIX, 1986):

$$1 Gy = 1J/kg = 10^2 rad = 10^4 erg/g \quad (9)$$

## 2.11 EFEITO ESTOCÁSTICO

O efeito estocástico é aquele em que a probabilidade do efeito aumenta com a dose, em vez da sua severidade. Câncer e alterações genéticas induzidas, são exemplos de efeitos estocásticos causados pela radiação. Acredita-se que o desenvolvimento da doença não têm uma dose limite, pois até mesmo uma única célula pode resultar no surgimento da doença. Apensar de pequeno e por essa razão, mesmo exposições insignificantes podem conduzir a algum risco. Se presume de que o risco aumenta com a dose e não há limite abaixo do qual este risco deixe de existir. Os efeitos estocásticos são vistos como o principal risco para a saúde proveniente a exposição à baixas doses de radiação, incluindo exposições no diagnóstico e ocupacional (MOREIRA, 2011).

## 2.12 EFEITO DETERMINÍSTICO

Segundo Moreira (2011) “a exposição à radiação for muito elevada, o efeito biológico predominante é a morte celular, que resulta em alterações degenerativas do

tecido exposto”. Então, neste caso, a gravidade da lesão aumenta com a dose em vez da probabilidade do seu aparecimento. Os efeitos determinísticos são diferentes dos efeitos estocásticos no facto de necessitarem de doses muito mais altas para produzir qualquer dano. Também há uma dose limite, abaixo da qual não surge qualquer efeito. Cataratas, eritema, fibrose e lesão hematopoiética são alguns dos efeitos determinísticos que podem surgir da exposição a altas doses de radiação. Efeitos determinísticos podem resultar de grandes acidentes com radiação e também, podem ser observados em tecidos saudáveis que são inevitavelmente irradiados durante a terapêutica radiológica. É pouco provável que estes efeitos possam surgir pela exposição à radiação devido a processos de diagnóstico por imagem ou exposições ocupacionais.

### 2.12.1 Dose absorvida ( $D$ )

A dose absorvida é relevante para todos os tipos de campos de radiação ionizante, direta ou indiretamente ionizantes, bem como para qualquer fonte de radiação ionizante distribuída no meio absorvente.

A dose absorvida  $D$  pode ser melhor definida em termos da quantidade estocástica relacionada *energia transmitida*  $\epsilon$  (ICRU, 1980). A energia transmitida por radiação ionizante à matéria de massa  $m$  em um volume finito  $V$  é definida pela Equação 10:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \sum Q \quad (10)$$

Onde  $(R_{in})_u$  e  $\sum Q$  são definidas da mesma forma que anteriormente para o KERMA,  $(R_{out})_u$  é a energia radiante de toda a radiação descarregada saindo de  $V$ ,  $(R_{in})_c$  é a energia radiante das partículas carregadas que entram em  $V$  e  $(R_{out})_c$  é a energia radiante das partículas carregadas que saem de  $V$ . Podemos agora definir a dose absorvida  $D$  em qualquer ponto P em  $V$  pela Equação 11:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad [J/kg = Gy] \quad (11)$$

Onde  $\epsilon$  é agora o valor esperado da energia transmitida em um volume finito  $V$  durante algum intervalo de tempo,  $d\epsilon$  é aquele para um volume infinitesimal  $dV$  no ponto P e  $dm$  é a massa em  $dV$ .

Assim, a dose absorvida  $D$  é o valor esperado da energia transmitida à matéria por unidade de massa no ponto. As dimensões e unidades de dose absorvida são as mesmas que as utilizadas para o KERMA. O valor médio da dose absorvida  $\bar{D}$  ao longo de um volume contendo massa  $m$  é  $(\epsilon)_e/m$ ,  $\bar{D}_m$  é denominado *dose integral*, expresso em unidades de  $g \cdot rad$  ou joules (ATTIX, 1986).

Deve-se reconhecer que  $D$  representa a energia por unidade de massa que permanece na matéria no ponto P para produzir quaisquer efeitos atribuíveis à radiação. Alguns tipos de efeitos são proporcionais a  $D$ , enquanto outros dependem de  $D$  de uma forma mais complicada. Contudo, se  $D = 0$  não pode haver efeito de radiação. Consequentemente, a dose absorvida é a quantidade mais importante em física radiológica (ATTIX, 1986).

Não é possível escrever uma equação relacionando a dose absorvida diretamente à fluência ou fluência de energia de um campo de radiação indiretamente ionizante, como foi feito para o KERMA e para o KERMA de colisão anteriormente. A dose absorvida não está diretamente relacionada desta maneira com um campo, sendo depositada pelas partículas carregadas secundárias resultantes. A relação da dose absorvida com a fluência das partículas carregadas será definida mais à frente (ATTIX, 1986).

### 2.11.2 Relação entre KERMA ( $K$ ) e dose absorvida ( $D$ )

A diferença entre KERMA e dose absorvida, é que esta depende da energia média absorvida na região de interação (local) e o KERMA, depende da energia total transferida ao material.

Isto significa que, do valor transferido, uma parte é dissipada por radiação de freamento, outra sob forma de luz ou raios X característicos, quando da excitação e desexcitação dos átomos que interagiram com os elétrons de ionização (ATTIX, 1986).

Para se estabelecer uma relação entre KERMA e dose absorvida é preciso que haja equilíbrio de partículas carregadas ou equilíbrio eletrônico que ocorre quando:

1. A composição atômica do meio é homogênea;
2. A densidade do meio é homogênea;
3. Existe um campo uniforme de radiação indiretamente ionizante; e
4. Não existem campos elétricos ou magnéticos não homogêneos.

Nestas condições, o KERMA de colisão  $K_c$  é igual à dose absorvida  $D$ , ou seja, Equação 12 (ATTIX, 1986):

$$D = K_c \text{ [Gy]} \quad (12)$$

### 3 METODOLOGIA

A metodologia que foi abordada neste estudo foi de natureza exploratória, descritiva, experimental e quantitativa.

A pesquisa em caráter exploratório que segundo a definição de Gil (2008) deve proporcionar maior familiaridade com o problema (explicitá-lo). Pode envolver levantamento bibliográfico, entrevistas com pessoas experientes no problema pesquisado. Geralmente, assume a forma de pesquisa bibliográfica e estudo de caso. A característica descritiva desta pesquisa teve como objetivo primordial o estabelecimento de relações entre variáveis (GIL, 2008). As pesquisas descritivas são, juntamente com as exploratórias, as que habitualmente realizam os pesquisadores preocupados com a atuação prática (GIL, 2008).

A natureza experimental “caracteriza-se por manipular diretamente as variáveis relacionadas com o objeto de estudo” (CERVO; BERVIAN, 2007, p. 63). Os valores das variáveis dependentes são manipulados e os efeitos são observados em um grupo de controle. Segundo Gil (2002), a pesquisa experimental constitui o delineamento mais prestigiado nos meios científicos e, ao contrário do que da concepção popular, não precisa necessariamente ser realizada em laboratório. Em muitas pesquisas, à manipulação de uma variável independente, nem sempre é verificado o pleno controle dos estímulos experimentais ou mesmo a distribuição aleatória dos elementos que compõem os grupos, e nesses casos, não se tem rigorosamente uma pesquisa experimental.

Quando se tem dados numéricos parece ser uma resposta correta e óbvia, mas há outro aspecto que deve ser considerado. A pesquisa quantitativa só tem sentido quando há um problema muito bem definido e há informação e teoria a respeito do objeto de conhecimento, entendido aqui como o foco da pesquisa e/ou aquilo que se quer estudar. Esclarecendo mais, só se faz pesquisa de natureza quantitativa quando se conhece as qualidades e se tem controle do que se vai pesquisar. (DA SILVA et al., 2014)

Inicialmente para a execução desta pesquisa foi buscado em bases de dados indexados, artigos, teses e monografias que abordem sobre as equações e/ou dados relativos a produção de raios X, modelo semi-empirico, bremsstrahlung

radiação característica. O critério para a inclusão dos artigos foram as variáveis usadas, como por exemplo espessura de alumínio usada, composição anódica, entre outras que permitem a simulação da equação desenvolvida para produção de raios X nas mesmas condições.

Foi feita a coleta dos dados no site do *National Institute of Standards and Technology* (NIST, EUA) e então ajustado o modelo de Soares (2006), na sequência foi realizada a comparação do modelo ajustado com o modelo de referência TASMIC.

Com os dados do NIST foi necessário desenvolver equações que representem os valores de stopping power e os coeficientes de atenuações, para isso os dados foram colocados em uma planilha eletrônica e foram gerados gráficos correspondentes a cada elemento. Com esses gráficos foram obtidas, por regressão linear, as equações que representem esses valores, a fim de facilitar o seu uso e cálculo no novo modelo. Então, com o auxílio do programa MathCad, essas equações do stopping power e coeficiente de atenuação foram implementadas nas equações de produção de radiação de bremsstrahlung e radiação características e realizado o ajuste do modelo de Soares. Todo o processo é melhor discutido em desenvolvimento e resultados.

Para comparar com o modelo padrão, os dados foram exportados em uma planilha eletrônica, transformados de *fótons* para *fótons/mm<sup>2</sup>* e normalizados pelo KERMA, foram gerados gráficos referentes a produção da radiação total, e foi calculado as áreas sob as curvas e a fluência total gerada.

## 4 DESENVOLVIMENTO E RESULTADOS

Para realizar o ajuste do modelo foi realizado uma consulta ao site do NIST e foi coletado os dados necessários referente ao stopping power mássico total, stopping power mássico radiativo, coeficiente de atenuação total e densidade para os elementos Tungstênio (W), Rênio (Re), Alumínio (Al) e Berílio (Be).

Com os dados (pontos) de stopping power total mássico foi gerado, por regressão linear, uma função que represente esses dados. A função que mais se adequou aos dados e também pela simplicidade foi do tipo exponencial representado pela Equação 13:

$$S_T = \alpha \cdot T_0^\beta \quad [keV \cdot m^2/kg] \quad (13)$$

Onde:

$S_T$  = Stopping power total mássico para um determinado elemento em  $(keV \cdot m^2/kg)$ ;

$\alpha$  e  $\beta$  são coeficientes de ajuste;

$T_0$  = Energia cinética dos elétrons ao atingirem o alvo em  $(keV)$  (SOARES, 2006).

Os coeficientes de ajustes foram encontrados através de regressão linear. Aplicando-se a equação 13, a equação empírica para o stopping power total mássico do Tungstênio obtida foi a Equação 14:

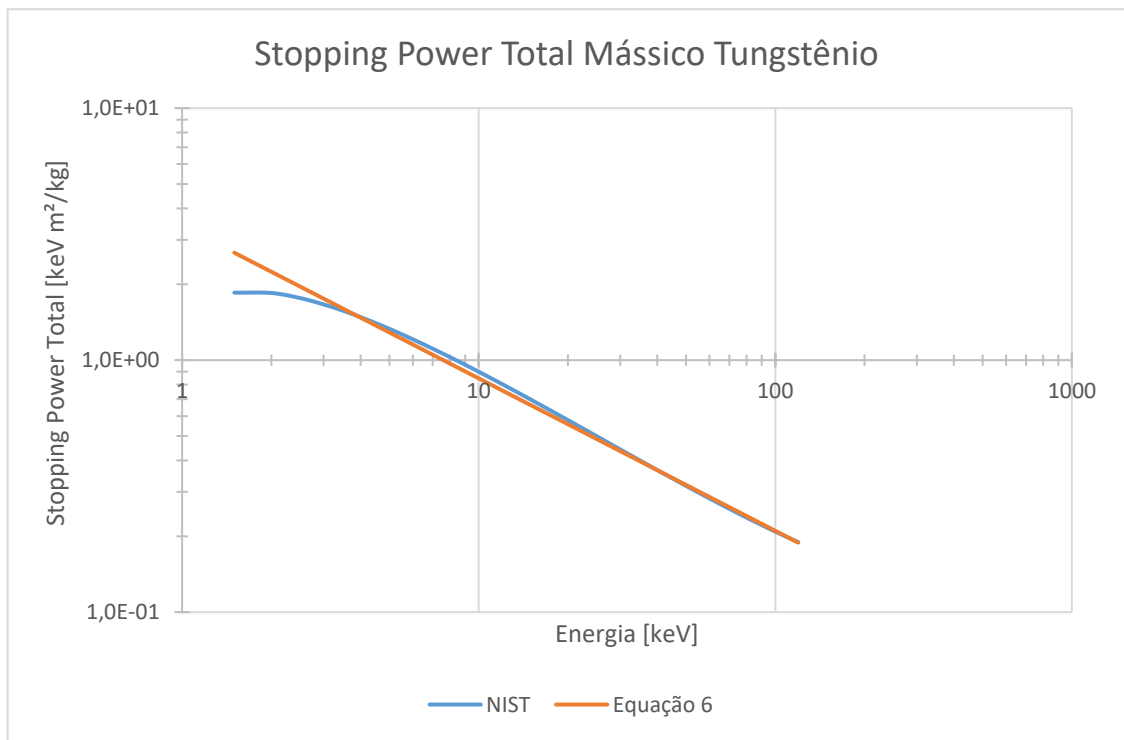
$$S_{TW} = 3,4097 \cdot T_0^{-0,6050} \quad [keV \cdot m^2/kg] \quad (14)$$

Onde:

$S_{TW}$  = stopping power total mássico do Tungstênio  $(keV \cdot m^2/kg)$ .

O valor da correlação ( $R^2$ ) entre os dados do NIST e a Equação 14 foi de 0,99, o que mostra uma boa precisão da equação e os dados disponíveis. Podemos observar no gráfico (Fig. 8) em escala di-log os dados do NIST e a Equação 6.

Figura 8: Stopping power total mássico do Tungstênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

O mesmo processo foi realizado para o stopping power radiativo mássico do Tungstênio, como se vê na Equação 15:

$$S_{RW} = 0,0010 \cdot T_0^{0,3200} \quad [keV \cdot m^2/kg] \quad (15)$$

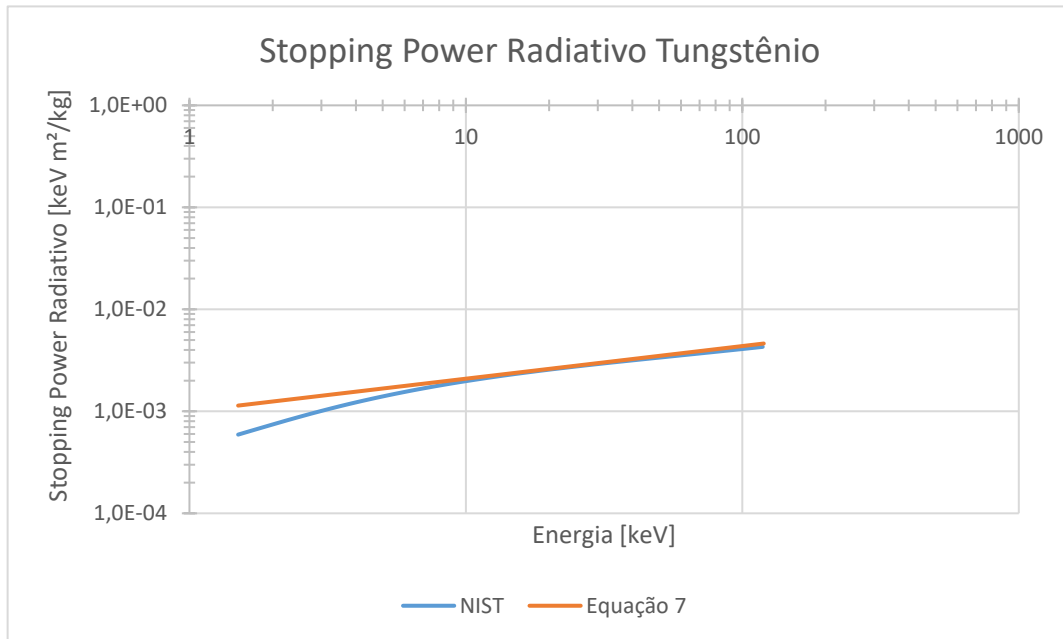
Onde:

$S_{RW}$  = Stopping power radiativo mássico do Tungstênio ( $keV \cdot m^2/kg$ ).



Assim, o valor da correlação ( $R^2$ ) entre os dados do NIST e a Equação 15 foi de 0,99, o que demonstra novamente uma boa precisão da equação e os dados disponíveis. Podemos observar o gráfico em escala di-log dos dados do NIST e a Equação 15 na Figura 9:

Figura 9: Stopping power radiativo do tungstênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

Na sequência, apresentamos as equações que descrevem o stopping power e os gráficos referentes ao Rênio, Equações 16 e 17:

$$S_{TRe} = 3,3847 \cdot T_0^{-0,6040} \quad [keV \cdot m^2/kg] \quad (16)$$

$$S_{RRe} = 0,0010 \cdot T_0^{0,3230} \quad [keV \cdot m^2/kg] \quad (17)$$

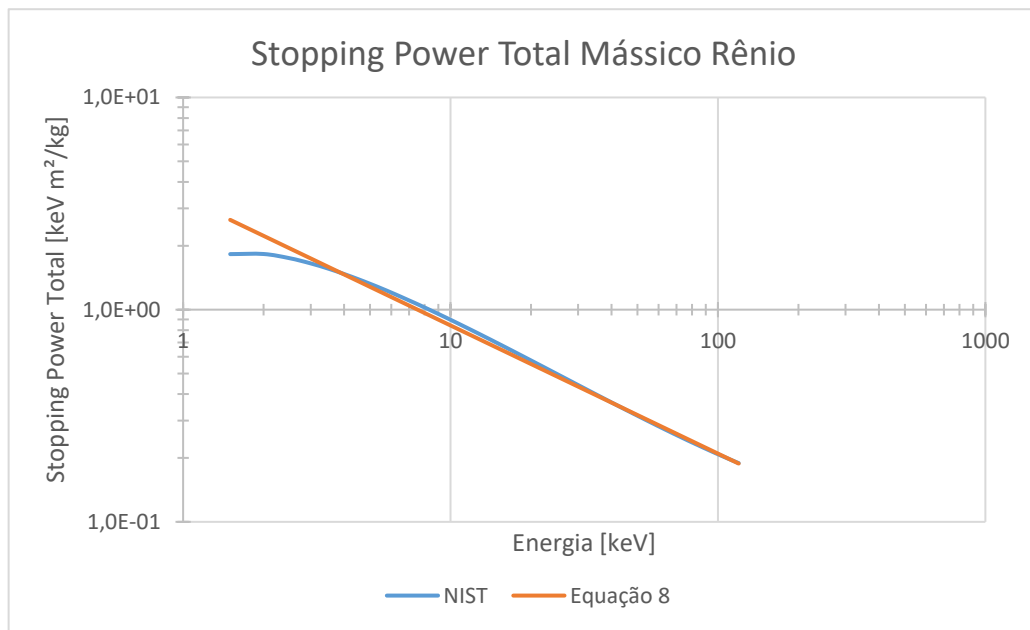
Onde:

$S_{TRe}$  = Stopping power total mássico do Rênio ( $keV \cdot m^2/kg$ ),

$S_{RRe}$  = Stopping power radiativo mássico do Rênio ( $keV \cdot m^2/kg$ ).

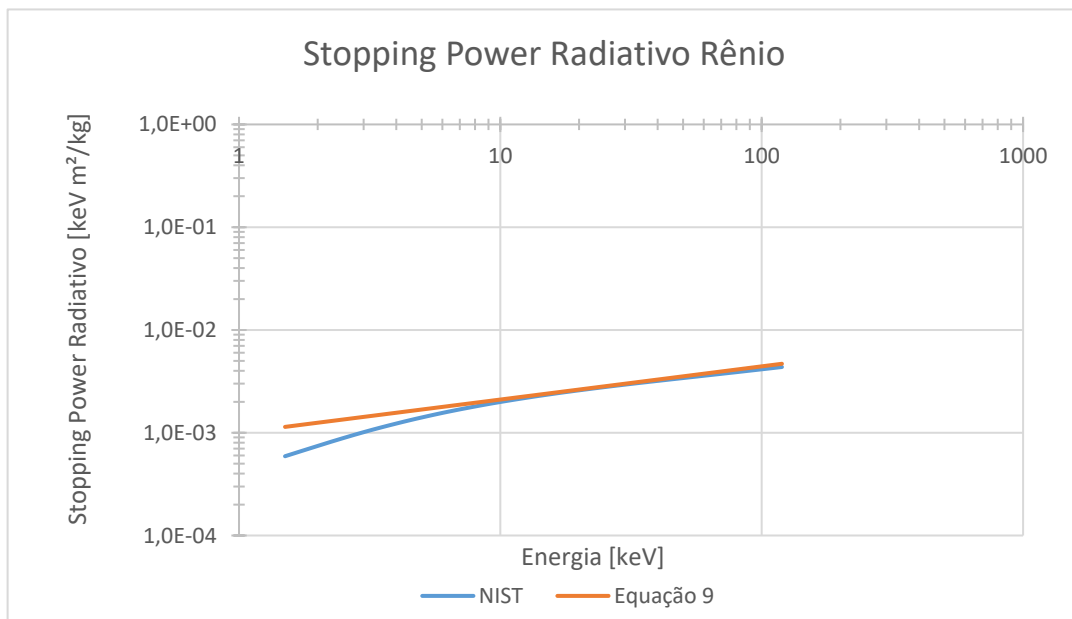
Da mesma forma que foi feito para o Tungstênio, o valor da correlação ( $R^2$ ) entre os dados do NIST e a Equação 16 e 17 foi de 0,99 para o Rênio. Esses dados foram expressos pelos seus respectivos gráfico em escala di-log nas Figura 10 e 11:

Figura 10: Stopping power total mássico do Rênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

Figura 11: Stopping power radiativo do Rênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

A fim de se calcular os processos de auto-atenuação e filtração do feixe, são necessários os coeficientes de atenuação para todos os materiais envolvidos.

Os coeficientes de atenuação mássico  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$  foram modelados de forma semelhante aos valores de stopping power. Os materiais usados na filtragem foram o alumínio (Al) e o berílio (Be), e as Equações 18 e 19, respectivamente, representam as equações usadas para modelar os valores dos coeficientes de atenuação mássico para o alumínio  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al}$  e para o berílio  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Be}$ .

O mesmo processo foi realizado para o tungstênio (W) e o rênio (Re), as Equações 20 e 21 correspondem aos coeficientes de atenuação mássico do tungstênio  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_W$  e do rênio  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Re}$ .

Vale ressaltar que a atenuação do Al é uma atenuação que gera uma filtração adicional ao espectro produzido, eliminando os fótons de baixa energia (SOARES; LOPES, 2015). E de acordo com a Portaria 453/98 essa filtração deve ser equivalente a 2,5 mm de Al (ANVISA, 1998).

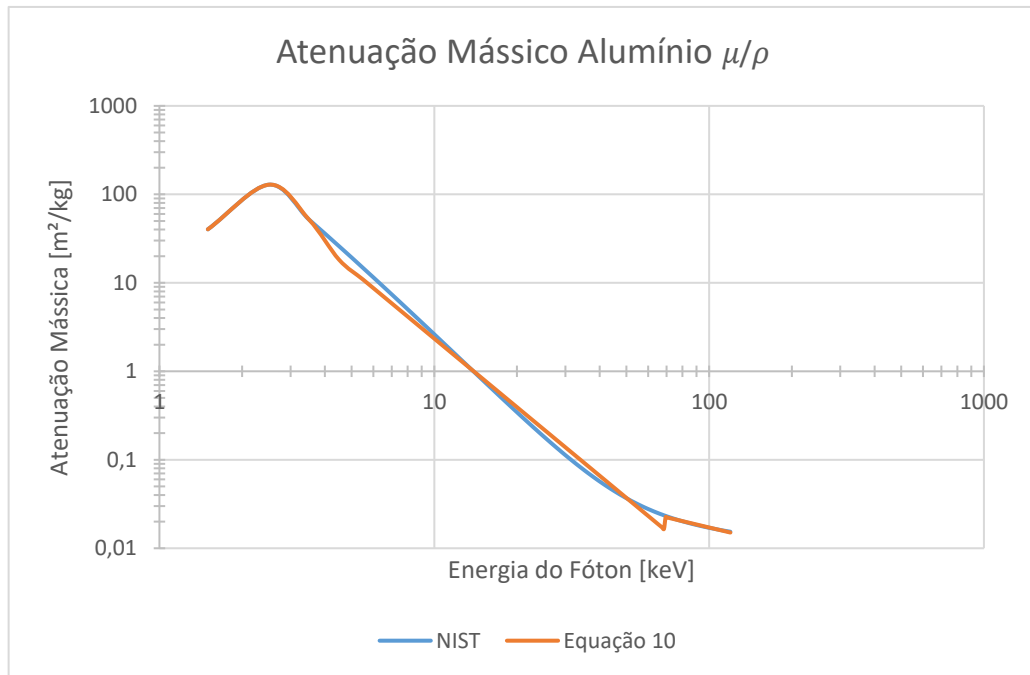
A atenuação causada pelo berílio foi usada para simular o efeito de atenuação causado pela janela da ampola radiográfica e do óleo presente na ampola (HERNANDEZ; BOONE, 2014). Esse tipo de atenuação é chamado de filtração inerente e junto com a filtração adicional compõem a filtração total (SOARES; LOPES, 2015).

Já a atenuação causada pelo tungstênio e o rênio é chamada de autoatenuação, essa atenuação é do material que compõem o anodo da ampola atenuando os próprios fótons que foram produzidos, mas que ainda não saíram do anodo. (SOARES, 2006).

Os dados comparativos referentes a modelagem das atenuações mássicas para os elementos Al, Be, W e Re foram representados nos gráficos abaixo (Figuras 12, 13, 14 e 15), respectivamente, com os dados da literatura (NIST).

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al} = \begin{cases} -82,5250 \cdot T_0^2 + 418,4700 \cdot T_0 - 401,7900 & \text{para } T_0 \leq 3,5 \\ 880,1300 \cdot T_0^{-2,5750} & \text{para } 3,5 < T_0 \leq 59,5 \\ 0,5186 \cdot T_0^{-0,7400} & \text{para } 59,5 < T_0 \leq 120 \end{cases} \quad [m^2/kg] \quad (18)$$

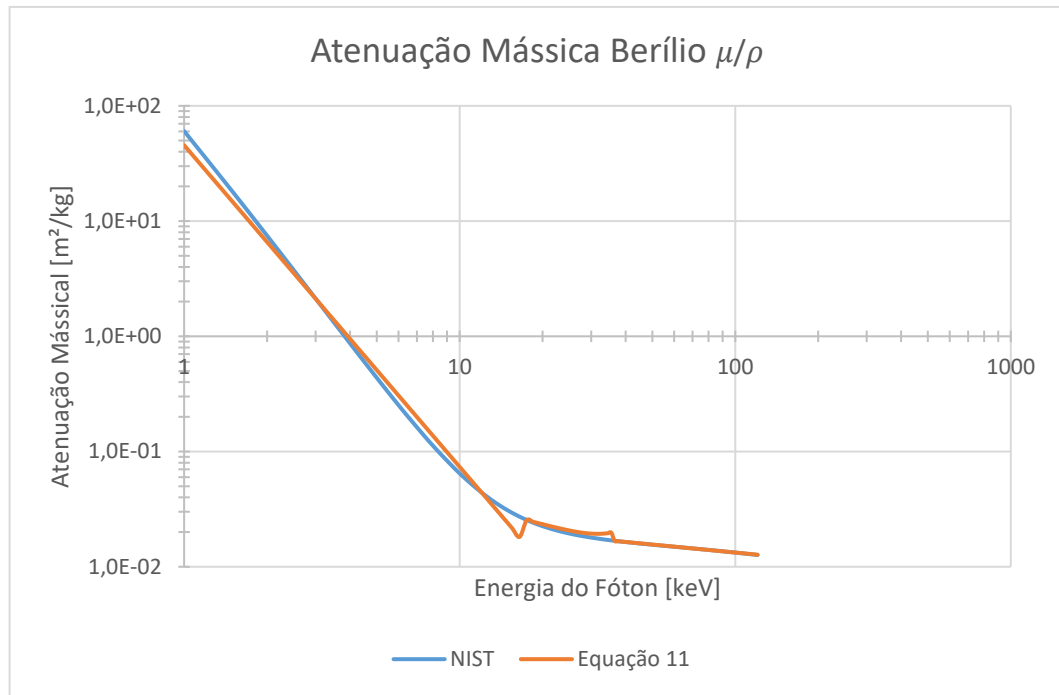
Figura 12: Atenuação Mássico Alumínio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Be} = \begin{cases} 45,5580 \cdot T_0^{-2,7920} & \text{para } T_0 \leq 16,5 \\ 3,0000 \cdot 10^{-5} \cdot T_0^2 - 0,0019 \cdot T_0 + 0,0494 & \text{para } 16,5 < T_0 \leq 35,5 \\ 0,0385 \cdot T_0^{-0,231} & \text{para } 35,5 < T_0 \leq 120 \end{cases} \quad [m^2/kg] \quad (19)$$

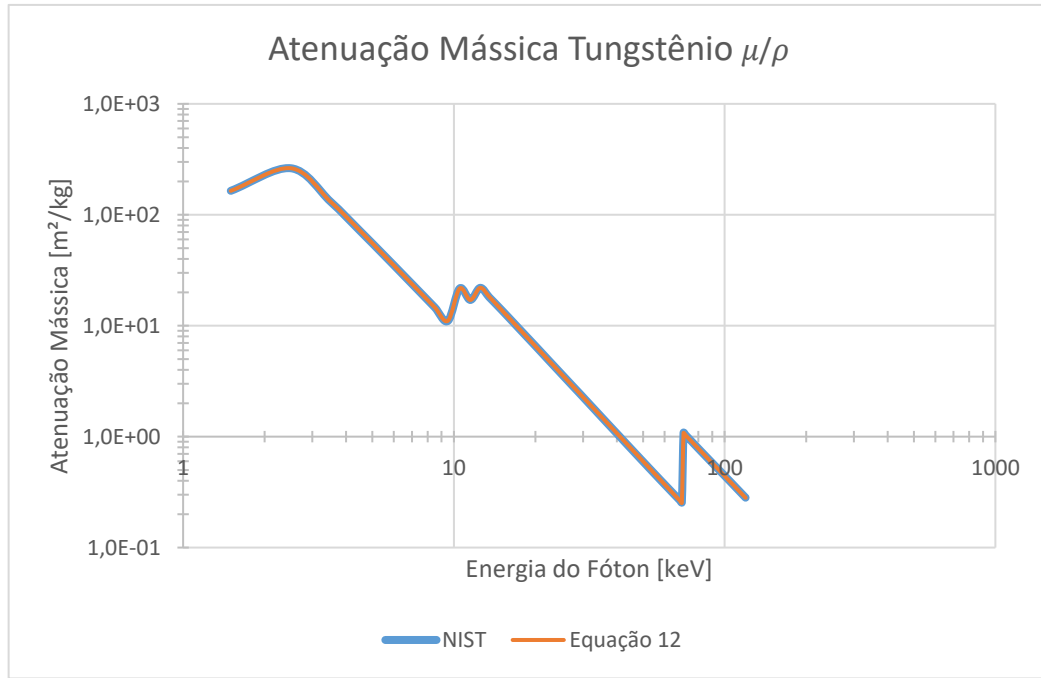
Figura 13: Atenuação Mássico Berílio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log.



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_W = \begin{cases} -144,7000 \cdot T_0^2 + 557,1000 \cdot T_0 - 413,1700 & \text{para } T_0 < 3,5 \\ 2996,1000 \cdot T_0^{-2,4860} & \text{para } 3,5 \leq T_0 \leq 9,5 \\ 4,7500 \cdot T_0^2 - 108,9900 \cdot T_0 + 642,9200 & \text{para } 9,5 < T_0 \leq 12,5 \\ 16336 \cdot T_0^{-2,6110} & \text{para } 12,5 < T_0 \leq 69,5 \\ 54181 \cdot T_0^{-2,5440} & \text{para } 69,5 < T_0 \leq 120 \end{cases} \quad [m^2/kg] \quad (20)$$

Figura 14: Atenuação Mássico Tungstênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log

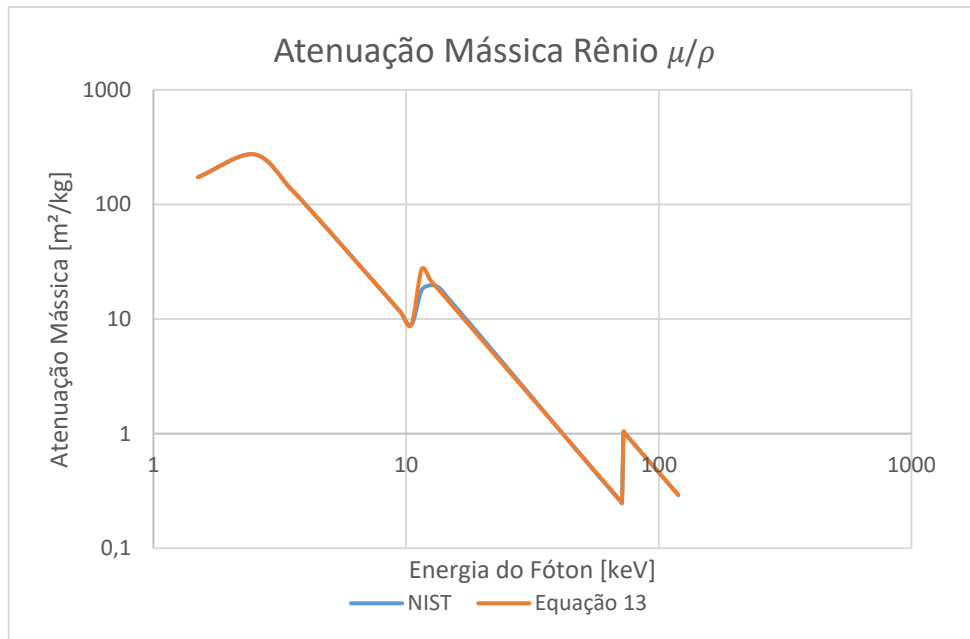


Fonte: Gerado pelo autor (2018).

Na figura 14 podemos observar a coincidência das duas curvas, foi necessário aumentar a largura da curva azul (NIST) para que se possa notar que ela existe e está de acordo com a curva laranja.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Re} = \begin{cases} -118,9500 \cdot T_0^2 + 576,6000 \cdot T_0 + 424,3600 & \text{para } T_0 \leq 3,5 \\ 3242,2000 \cdot T_0^{-2,5050} & \text{para } 3,5 < T_0 \leq 35,5 \\ 13899 \cdot T_0^{-2,5580} & \text{para } 16,5 < T_0 \leq 35,5 \\ 55126 \cdot T_0^{-2,5400} & \text{para } 35,5 < T_0 \leq 120 \end{cases} \quad [m^2/kg] \quad (21)$$

Figura 15: Atenuação Mássica Rênio de 1,5 keV até 120 keV. Escala di-log



Fonte: Gerado pelo autor (2018).

A função  $B(T_0)$  é chamada de função de variação lenta de  $Z$  e  $T_0$  e serve para ajustar a emissão dos fótons por energia cinética de cada elétron incidente (EVANS, 1955). Nesse trabalho a função  $B(T_0)$  teve uma função parecida, ela serviu para ajustar a fração de perda por bremsstrahlung em relação a perda total de energia cinética dos elétrons de colisão. Esse valor foi obtido conforme a descrição de Soares (2006).

A emissão de bremsstrahlung é apenas uma parte de emissão de radiação total de energia do elétron, desta forma para encontrar a fração de perda de bremsstrahlung em relação a perda de energia total, bastou dividir o stopping power radiativo (Eq. 15) pelo stopping power total (Eq. 14), como mostrado a seguir:

$$\text{Fração } B(T_0) = \frac{\int_0^{T_0} S_{RW} dT}{\int_0^{T_0} S_{TW} dT} = \frac{\int_0^{T_0} 0,0010 \cdot T_0^{0,3200} dT}{\int_0^{T_0} 3,4097 \cdot T_0^{-0,6050} dT} \quad (22)$$

Onde:

$\text{Fração } B(T_0)$  = É uma fração da perda total de energia por bremsstrahlung, adimensional.

Para determinar a função  $B(T_0)$ , apresentado na Equação 23 foi realizado o mesmo procedimento feito por Soares (2006).

$$B(T_0) = \frac{\text{Fração}B(T_0) \cdot T_0}{\int_0^E \frac{\sigma_0 \cdot Z^2}{A} \cdot \left( \int_E^{T_0} \left( \frac{T+m_0c^2}{T} \right) \cdot (S_T)^{-1} dT \right) dE} \quad (23)$$

Onde:

$B(T_0) = \dot{E}$  a função de variação lenta de  $Z$  e  $T_0$  adimensional.

Essas frações foram determinados tanto para o W quanto para o Re. Importante ressaltar que em Soares (2016) foi criada uma função que representasse a função  $B(T_0)$ , porém nesse trabalho foi usada a função  $B(T_0)$  diretamente, dessa forma ganhamos precisão e perdemos alguns segundos a mais de processamento computacional.

O alcance do elétron dentro do anodo foi estimado através do stopping power total mássico a partir da equação 24:

$$S_T = -\frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \quad [m] \quad (24)$$

Arrumando os termos, integrando e definindo os limites de integração para quando  $x = 0$  a energia do elétron seja  $E = T_0$  e quando  $x = d$  o elétron emita a energia do fóton  $E$  equação 25:

$$\int_0^x dx = -\frac{1}{\rho} \int_{T_0}^E \frac{dT}{S_T} \quad (25)$$

Substituindo  $S_T$  na equação 25 por  $S_{TW}$  equação 14 temos

$$\int_0^d dx = -\frac{1}{\rho} \int_{T_0}^E \frac{dT}{3,4097 \cdot T_0^{-0,6050}} \quad (26)$$



$$d = \frac{T_0^{1,6050} - E^{1,6050}}{5,4725 \cdot \rho} \quad [m] \quad (27)$$

O mesmo processo foi feito para o Rênio.

$$d_{Re} = \frac{T_0^{1,6040} - E^{1,6040}}{5,429 \cdot \rho} \quad [m] \quad (28)$$

As constantes usadas nesse trabalho são apresentadas na Tabela 1:

Tabela 1: Constantes e dados.

Nome e símbolo das Constantes	Valor e unidade das constantes
Constante de estrutura fina ( $\alpha$ )	$7,297 \times 10^{-3}$
Raio clássico do elétron ( $r_e$ )	$2,817 \times 10^{-15} \text{ m}$
Número atômico ( $Z$ )	$Z_W = 74$ $Z_{Re} = 75$
Constante de massa atômica ( $m_u$ )	$1,660 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Massa atômica ( $A$ )	$A_W = 183,8$ $A_{Re} = 186,2$
Massa do átomo ( $m_A$ )	$m_{AW} = A_W \cdot m_u = 3,051 \times 10^{-25} \text{ kg}$ $m_{ARe} = A_{Re} \cdot m_u = 3,091 \times 10^{-25} \text{ kg}$
Equivalência da massa do elétron em repouso ( $m_0 c^2$ )	$510,9 \text{ keV}$
Ângulo Anódico ( $\theta$ )	$12^\circ$

Fonte: NIST

Substituindo os valores em (1) podemos obter a equação de fluência de bremsstrahlung com autoatenuação, apresentado na Equação 28, para o W, o mesmo processo foi feito para o Re (SOARES, 2006).

$$N_{bW} = \frac{\sigma_0 \cdot Z^2 \cdot B(T_0)}{m_{AW} \cdot E} \cdot \int_E^{T_0} \left( \frac{T + m_0 c^2}{T} \right) \cdot (S_{TW})^{-1} \cdot e^{-(\mu_W(E) \cdot \cot(\theta) \cdot x)} dT \quad [keV^{-1}] \quad (29)$$

Para gerar os fótons de radiação característica foi usado a Eq. 2, onde  $a_k = 1,349 \times 10^{-3}$  *fótons/elétrons* e  $n_k = 1,648$  e  $f(E_i)$  é a emissão fracionária da energia  $E_i$  dos raios X característicos para o material do alvo (Tucker et al., 1991), (SO, 2011). Os valores usados para a fração de radiação característica  $f(E_i)$  encontrados na literatura são demonstrados na Tabela 2 (FEWELL, 1981).

Para filtrar os raios X foi usada a equação de atenuação linear de Lambert-Beer, equação 30:

$$A_t = e^{-[(\mu_{Al} \cdot l_{Al}) + (\mu_{Be} \cdot l_{Be})]} \quad (30)$$

Onde:

$A_t$  = é a atenuação total usada para filtrar os raios X, é uma grandeza adimensional;

$\mu_{Al}$  = é o coeficiente de atenuação linear do alumínio em  $m^{-1}$ ;

$l_{Al}$  = é a espessura da alumínio que compõem o filtro em  $m$ ;

$\mu_{Be}$  = é o coeficiente de atenuação linear do alumínio em  $m^{-1}$ ;

$l_{Be}$  = é a espessura da alumínio que compõem o filtro em  $m$  (ATTIX, 1986).

Por fim, o espectro total é obtido com a soma das contribuições de radiação de bremsstrahlung e radiação características de cada elemento que compõem o anodo (SO, 2011). Em nosso trabalho a composição do anodo foi de 95% de tungstênio e 5% de rênio, e o total de fótons produzidos é obtido pela equação 31:

$$N_T = [0,95 \cdot (N_{bW} + N_{cW}) + 0,05 \cdot (N_{bRe} + N_{cRe})] \quad [\text{fótons}] \quad (31)$$

Onde:

$N_{bW}$  é a quantidade de fótons produzida pela radiação de bremsstrahlung referente ao tungstênio;

$N_{cW}$  é a quantidade de fótons produzida pela radiação de característica referente ao tungstênio;

$N_{bRe}$  é a quantidade de fótons produzida pela radiação de bremsstrahlung referente ao rênio;

$N_{cRe}$  é a quantidade de fótons produzida pela radiação de característica referente ao rênio;

0,95 é a fração de tungstênio no anodo;

0,05 é a fração de rênio no anodo.

Para comparar os dados gerados com os dados do TASMIC foi feita algumas transformações de acordo com as informações encontradas na planilha de dados do TASMIC.

Após gerar os fótons de bremsstrahlung e os característicos eles foram somados (Equação 20) e obtemos a quantidade total de fótons gerada pelo novo modelo ( $N_t$ ), e então, foi realizada a conversão de corrente em número de elétrons emitidos/colididos no alvo multiplicando  $N_t$  por  $6,24 \times 10^{15}$  *eletrons/mAs*. O espectro apresentado por Hernandez representa o número médio de fótons por  $mm^2$ . Então foi necessário realizar a divisão pela área que foi simulada no Monte Carlo usado no TASMIC e que representa a superfície de chegada dos fótons na mesa de exames, ou mesmo a superfície do detector ou o paciente, e equivale à  $420 \times 420 mm^2$  de acordo com o TASMIC (HERNANDEZ; BOONE, 2014).

Em seguida os valores encontrados para cada valor de energia foram normalizados pelo KERMA seguindo alguns passos, primeiro usando a Equação 32, assim obtemos o valor do KERMA no ar ( $K_{ar}$ ) pela fluência de fótons ( $\Phi$ ),

$$\frac{K_{ar}}{\Phi} = E \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{ar} \quad [mGy \cdot mm^2 \cdot fótons^{-1}] \quad (32)$$

Onde:

$\Phi$  = fluência de fótons relativos ( $fótons \cdot mm^{-2}$ );

$K_{ar}$  = Kerna no ar ( $mGy$ );

$E$  = energia dos fótons em ( $keV$ );

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{ar}$  = coeficiente de atenuação energético do ar em ( $mm^2/kg$ ).

Na sequência é calculado a contribuição do KERMA de cada pacote de fótons e energia pela equação 33:

$$K = \frac{K_{ar}}{\Phi} \cdot N_E \quad [mGy] \quad (33)$$

$N_E$  = número de fótons gerado pelo modelo para cada pacote de energia ( $fótons/mm^2$ );

Então cada contribuição do KERMA, de cada pacote de energia e fótons, foi somado para obtermos o KERMA total equação 34:

$$K_T = K_1 + K_2 + \dots + K_n = \sum_{i=0}^n K_i \quad [mGy] \quad (34)$$

Os fótons normalizados são obtidos fazendo a divisão pelo KERMA total, conforme equação 35 (HERNANDEZ; BOONE, 2014).

$$N_N = \frac{N_E}{K_T} \quad [fótons/mm^2] \quad (35)$$

Com os fótons normalizados podemos comparar a nova equação do novo modelo (que foi ajustado) com os resultados do TASMIC. A comparação foi feita através de uma planilha de dados eletrônica onde os dados da planilha do TASMIC foram exportados, os dados referentes ao modelo proposto gerado pelo software MathCad 15 também foram exportados para essa nova planilha e assim comparados.

Os resultados obtidos e as comparações podem ser vistos através dos gráficos abaixo, com os espectros gerados para 60, 80, 100 e 120 keV. A filtração de 0,8 mm de Be e 2,5 mm de Al, e ângulo anódico de 12° foram os mesmos usados no TASMIC e composição anódica de 95% de tungstênio e 5% de rênio (HERNANDEZ; BOONE, 2014).

Foi necessário ajustar os valores de  $n_k$  e de  $f(E_i)$  já que os valores encontrados na literatura não obtiveram bons resultados para os picos de radiação características e foram usados novos valores mostrados na Tabela 2:

Tabela 2: Ajustes de Fração de Radiação Característica.

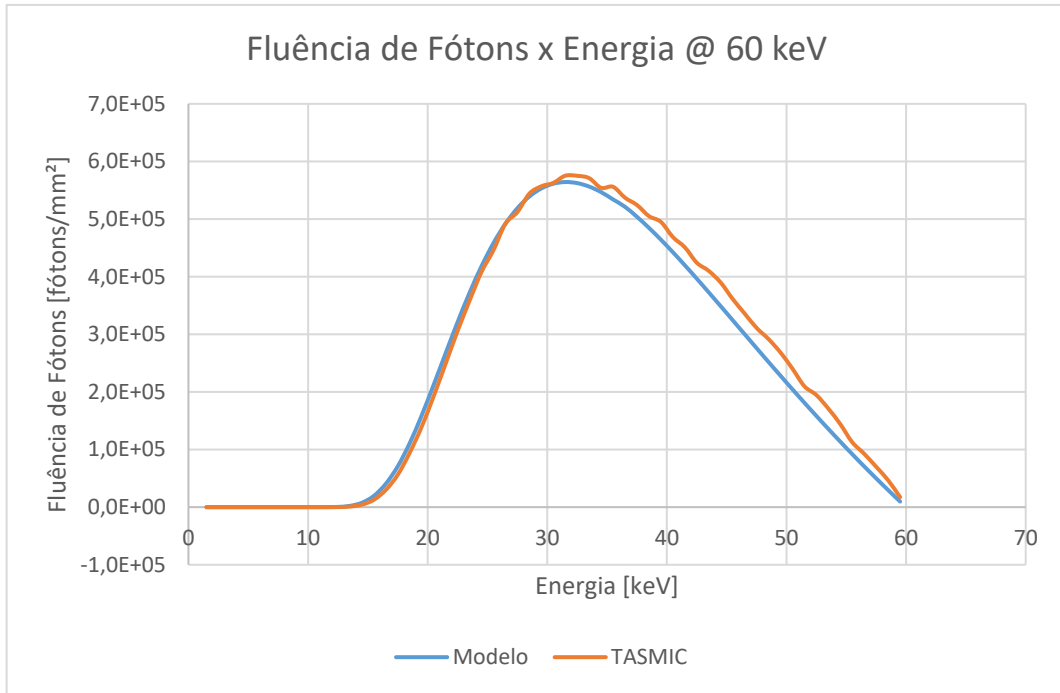
Elemento	Raio X camada K	Energia W (keV)	Fração de Radiação
<b>Tungstênio W</b>	$K_{\alpha_1}$	59,32	0,4356
	$K_{\alpha_2}$	57,98	0,2435
	$K_{\beta_1}$	67,2	0,2966
	$K_{\beta_2}$	67,1	0,0544

Fonte: Autor.

Foram ajustados apenas os valores de fração de radiação característica para o elemento tungstênio já que o anodo é composto por sua grande maioria (95%), os valores referentes ao rênio não foram modificados por contribuir minimamente.

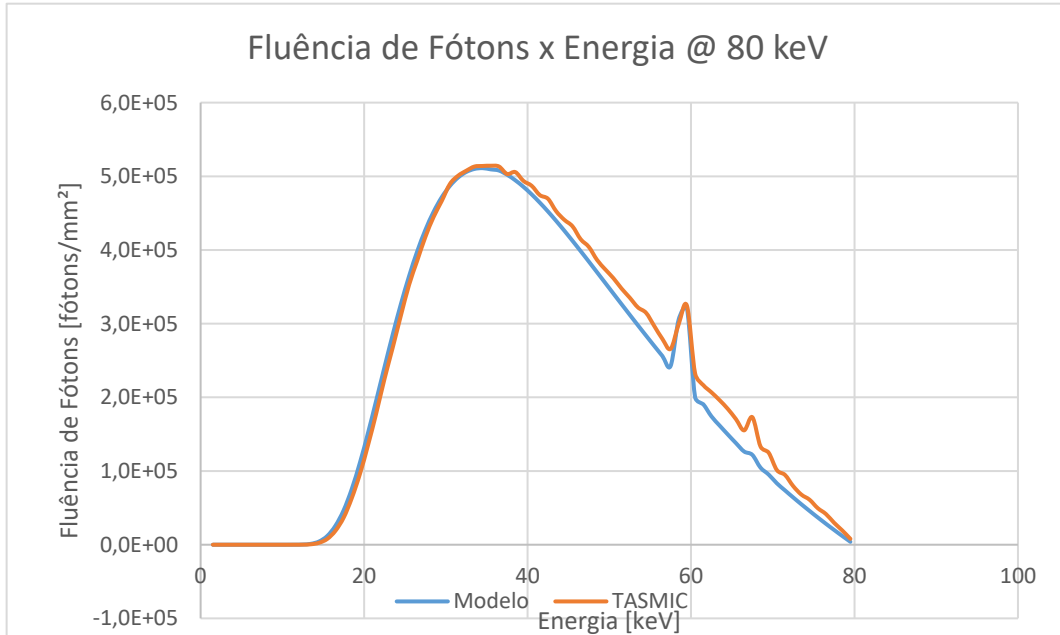
Os resultados são apresentados abaixo através dos espectros energéticos do modelo juntamente com do TASMIC, para as energias de 60, 80, 100 e 120 keV, e podem ser visualizados através dos gráficos das figuras 16, 17, 18, e 19 respectivamente:

Figura 16: Fluência de Fótons por Energia para 60 keV.



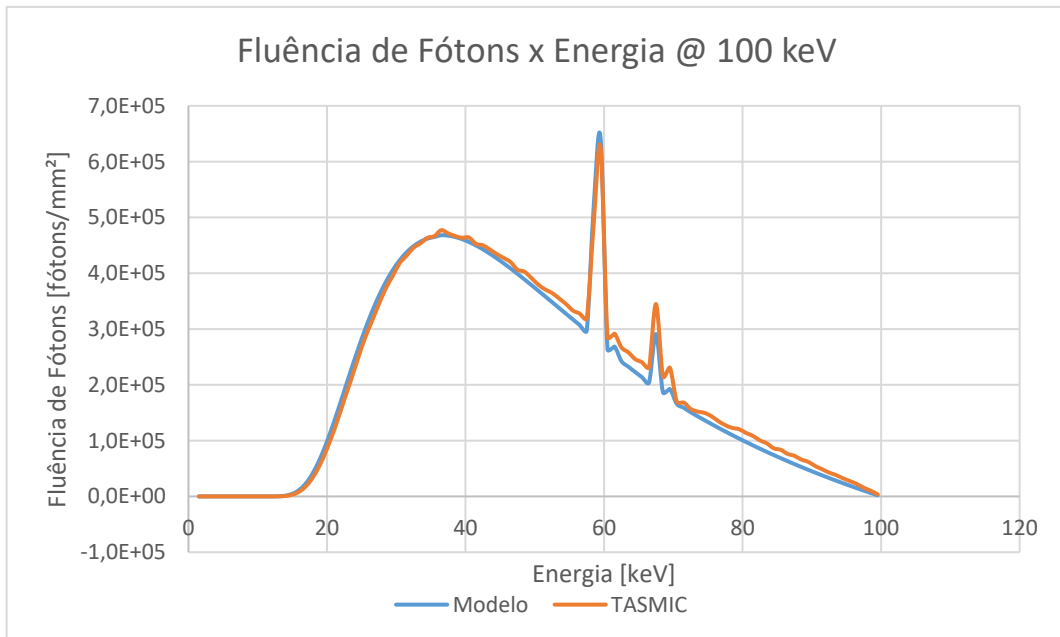
Fonte: O Autor (2018).

Figura 17: Fluência de Fótons por Energia para 80 keV.



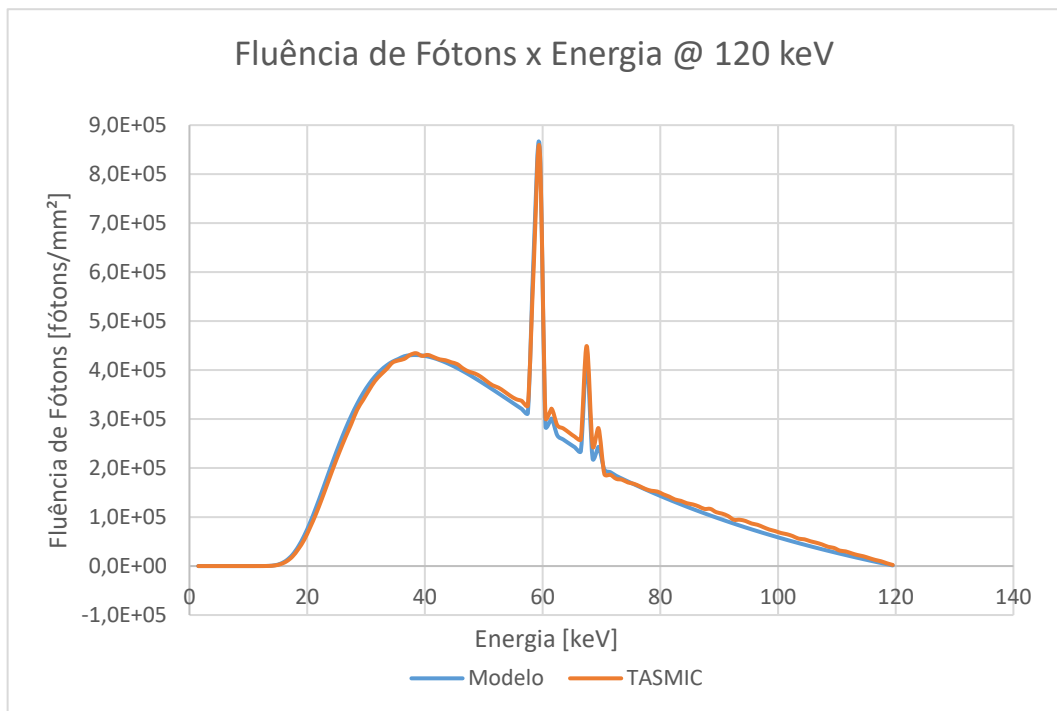
Fonte: O Autor (2018).

Figura 18: Fluência de Fótons por Energia para 100 keV.



Fonte: O Autor (2018).

Figura 19: Fluência de Fótons por Energia para 120 keV.



Fonte: O Autor (2018).

Podemos notar o comportamento adequado das curvas, os picos das radiações características estão presentes e bem definidos e correspondem a energia correta (SO, 2011).

Outro critério de comparação escolhido foi a área das curvas, foi usado o método dos trapézios para calcular as áreas de cada modelo para cada energia e também os valores de fluência total de fótons que foram obtidos somando todos os fótons para suas respectivas energias, esses resultados são apresentados na tabela 3, onde a coluna Diferença em porcentagem (%) corresponde ao do valor da grandeza do modelo de referencia (TASMIC) menos o valor do modelo ajustado em módulo divididos pelo valor do modelo de referência e então multiplicados por 100 a Equação 36 para a área e a Equação 37 para a fluência de fótons:

$$\text{Diferença em porcentagem da área} = \left| \frac{\text{Area}_T - \text{Area}_A}{\text{Area}_T} \right| \cdot 100 \quad [\%] \quad (36)$$

$$\text{Diferença em porcentagem de fluencia} = \left| \frac{\Phi_T - \Phi_A}{\Phi_T} \right| \cdot 100 \quad [\%] \quad (37)$$

Onde:

$\text{Area}_T$  = é a área abaixo da curva nos gráficos das energias de 60, 80, 100 e 120 keV do modelo de referencia (TASMIC);

$\text{Area}_A$  = é a área abaixo da curva nos gráficos das energias de 60, 80, 100 e 120 keV do modelo ajustado;

$\Phi_T$  = é a fluência de fótons do modelo de referência em (fótons/mm<sup>2</sup>);

$\Phi_A$  = é fluência de fótons modelo ajustado (fótons/mm<sup>2</sup>).

Tabela 3: Áreas e Fluência de Fótons.

Energia (keV)	TASMIC		Modelo		Diferença em porcentagem (%)	
	Área	Fluência	Área	Fluência	Área	Fluência
<b>60</b>	$5,1 \times 10^8$	$1,5 \times 10^7$	$4,8 \times 10^8$	$1,4 \times 10^7$	6,07	4,05
<b>80</b>	$7,5 \times 10^8$	$1,8 \times 10^7$	$7,1 \times 10^8$	$1,7 \times 10^7$	5,95	3,68
<b>100</b>	$9,8 \times 10^8$	$2,1 \times 10^7$	$9,3 \times 10^8$	$2,0 \times 10^7$	5,13	3,00
<b>120</b>	$1,2 \times 10^8$	$2,2 \times 10^7$	$1,1 \times 10^8$	$2,2 \times 10^7$	5,92	2,20

Fonte: O Autor (2018).



Não obstante, vale a pena ressaltar que certos picos não ficaram exatamente no lugar correto devido a resolução do modelo. Certos picos ficaram no mesmo local de energia, por exemplo a radiação  $K_{\alpha_1}$  de 59,32 keV do tungstênio ficou alocada no pacote de energia de 59,5 keV juntamente com a  $K_{\alpha_2}$  de 59,72 do rênio. Esse detalhe pode ser observado na Tabela 4, e também podemos encontrar os valores da fração de radiação que foram ajustados para esse trabalho.

Tabela 4: Relação entre a energia da camada K e onde essa energia foi acrescentada no espectro.

Elemento	Raio X camada K	Energia W (keV)	Energia Final (keV)	Fração de Radiação
<b>Tungstênio W</b>	$K_{\alpha_1}$	59,32	59,5	0,5000
	$K_{\alpha_2}$	57,98	58,5	0,2880
	$K_{\beta_1}$	67,2	67,5	0,1690
	$K_{\beta_2}$	67,1	67,5	0,0430
<b>Rênio Re</b>	$K_{\alpha_1}$	61,14	61,5	0,4988
	$K_{\alpha_2}$	59,72	59,5	0,2883
	$K_{\beta_1}$	69,2	69,5	0,1701
	$K_{\beta_2}$	71,2	71,5	0,0429

Fonte: Tucker et al. (1991) adaptado e Fewell (1981).

## 5 CONCLUSÃO

O modelo estudado obteve um bom desempenho em comparação ao TASMIC, pelos gráficos podemos observar uma boa relação entre os dois métodos, o de referência e o empírico (SOARES). A comparação entre a radiação de bremsstrahlung está muito próximo dos valores encontrados pelo TASMIC e devido a simplicidade e objetividade do modelo podemos concluir que o modelo de SOARES representa muito bem o fenômeno. A descrição da radiação característica que foi adicionada ao modelo se demonstrou satisfatória na representação dos picos característicos com diferença mínima do TASMIC. A diferença de no máximo 6% entre os modelos pode ser explicada pela diferença entre os picos característicos e por uma imprecisão de atenuação em altas energias, contribuindo para ocorrer essa diferença.

Temos que ressaltar que o modelo de referência TASMIC usa o método de Monte Carlo para gerar seu espectro, nesse momento o autor pode ter escolhido a fração de radiação e por essa razão diverge dos dados da literatura. O uso de um aparato experimental como por exemplo um tubo de raios X e um detector de radiação poderia melhorar os picos de radiação característica e homogeneizar o espectro gerado pelo modelo, com esses dados poderíamos calibrar o modelo. Desta forma o modelo de SOARES pode ser considerado validado pelo modelo TASMIC de referência e conseqüentemente com os outros modelos comparados por Hernandez e Boone (2014) e também pelo método de Monte Carlo.

O modelo pode ser expandido para uso em tomografia e mamografia, bastando substituir a composição anódica e os coeficientes de atenuação e stopping power.

## REFERÊNCIAS

ATTIX, FRANK H., Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. Editora J. Wiley, 1986.

BRASIL. Ministério da Saúde. Secretaria de Vigilância Sanitária. Diretrizes de proteção radiológica em radiodiagnóstico médico e odontológico. Portaria nº 453/98, de 1/6/1998. Diário Oficial da União, Brasília; 2 de junho de 1998.

BOONE J. M.; SEIBERT, J. A. **An accurate method for computergenerating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV**, Med. Phys. 24, 1661–1670, 1997.

CERVO, Amado Luiz; BERIAN, Pedro Alcino. **Metodologia científica**. 6. ed. São Paulo: Makron Books, 2007.

DA SILVA, Dirceu; LOPES, Evandro Luiz; JUNIOR, Sérgio Silva Braga. Pesquisa Quantitativa: Elementos, Paradigmas e Definições. **Revista de Gestão e Secretariado**, [S.I.], v. 5, n. 1, p. 01-18, abr. 2014. ISSN 2178-9010. Disponível em: <<https://www.revistagesec.org.br/secretariado/article/view/297>>. Acesso em: 20 nov. 2017. doi:<http://dx.doi.org/10.7769/gesec.v5i1.297>.

EISBERG, Robert; RESNICK, Robert, **Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas**, Editora Campus, 8a edição, Rio de Janeiro, 1988.

FIRMINO, Sandro Fernandes. **TRANSMISSÃO E FLUÊNCIA DE FÓTONS NA ÁREA DE RADIODIAGNÓSTICO PARA DIFERENTES CONFIGURAÇÕES DE FEIXE E BLINDAGENS**. 2010. 98 f. Dissertação (Mestrado) - Curso de Engenharia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2010.

FEWELL, T.R., SHUPING R. E., e HEALY K. E., **Handbook of Computed Tomography X-ray Spectra**, HHS Publication, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1981.

GIL, A. C. **Como Elaborar Projetos de Pesquisa**. 4.ed. São Paulo: Atlas, 2002.

HERNANDEZ A. M., BOONE J. M.; **Tungsten anode spectral model using interpolating cubic splines: Unfiltered x-ray spectra from 20 to 640 kV**, Med. Phys. 41, 2014.

IAEA. International Atomic Energy Agency. Diagnostic Radiology Physics A Handbook For Teachers And Students. Vienna, 2014

IBGE – INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA; Estatísticas da Saúde - Assistência Médico-Sanitária. 2009.

ICRU 60. International Commission on Radiological Units and Measurements, Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement. Report no 60, 1980.

IPEM - INSTITUTE OF PHYSICS AND ENGINEERING IN MEDICINE. **Catalogue of diagnostic X-ray spectra & other data**. IPEM Report 78 (Bristol: Institute of Physics), ISBN 0904 181 89 8 (1997)

JOHNS, HAROLD E., CUNNINGHAM, JOHN R.; **The physics of radiology**. Springfield: Charles C Thomas Publisher, 1983.

NIST. NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. Disponível em <<https://www.nist.gov/>>. Acesso em 18 de abril de 2018.

MOREIRA, João Vitor de Almeida. **Radiobiologia – efeito das radiações ionizantes na célula – e formas de proteção das radiações ionizantes**. 2011. 97 f. Dissertação (Mestrado) - Curso de Medicina, Universidade da Beira Interior, Covilhã, 2011.

MOREIRA, Thiago. **Validação de uma equação para a determinação da dose de entrada na pele**; Trabalho de Conclusão de Curso; Graduação em Tecnologia em Radiologia - Instituto Federal de Santa Catarina; 2013

OKUNO, Emico; YOSHIMURA, Elisabeth. **Física das radiações**. São Paulo: Oficina de Textos, 2010. 296 p.

POLUDNIOWSKI, G. G.; EVANS, P. M. **Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube**; Part I: Electron penetration characteristics in x-ray targets, Med. Phys. 2007.

POLUDNIOWSKI, G. G.; EVANS, P. M. **Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube**; Part II: Electron penetration characteristics in x-ray targets, Med. Phys. 2007.

SOARES, Flávio Augusto Penna et al. **Determinação da influência da angulação anódica na produção do feixe de radiação x**. In: SEPEI, 1., 2012, Criciúma. IFSC, 2012. p. 104 - 105. Disponível em:

<<https://periodicos.ifsc.edu.br/index.php/rtc/article/viewFile/324/249>>. Acesso em: 20 nov. 2017.

SOARES, F. A. P. **Produção de raios X em ampolas radiográficas: estudo do tomógrafo computadorizado do hospital regional de São José/SC**. 2006. 102f. Dissertação do Doutorado em Física Experimental, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.

SOARES, Flávio Augusto; LOPES, Henrique Batista. **Equipamento Radiográfico e Processamento de Filme**. Porto Alegre: Bookman, 2015. 215 p

SO, A. J. H. **Calibração do Modelo de TBC modificado para Cálculos de Espectro de Raios-X**. 2011 29f. Monografia, Instituto de Biociências da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, Botucatu 2011.

TAUHATA, Luiz et al. **Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos**. 10. ed. Rio de Janeiro: Ird/cnen, 2014. 344 p.

TUCKER, D.M.; BARNES G.T.; CHAKRABORTY D.P; **Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra**. Rev. Med.Phys., v.18, n.2, p. 211-218, 1990.

TUNG, Chuan-jong; TSAI, Hui-yu. **Evaluations of Gonad and fetal doses for Diagnostic Radiology**. Proceedings Of The National Science Council, Hsinchu, Taiwan, p 107-133. 1999.