



Universidade Federal
do Rio de Janeiro

Escola Politécnica

ESPECTROMETRIA DE RAIOS X DE UM SISTEMA DE MICROTOMOGRÁFIA POR TRANSMISSÃO

Hugo da Costa Romberg Junior

Projeto de Graduação apresentado ao Curso de Engenharia Nuclear da Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Engenheiro.

Orientador: Ricardo Tadeu Lopes

Rio de Janeiro

Julho de 2019

ESPECTROMETRIA DE RAIOS X DE UM SISTEMA DE
MICROTOMOGRÁFIA POR TRANSMISSÃO

Hugo da Costa Romberg Junior

PROJETO DE GRADUAÇÃO SUBMETIDO AO CORPO DOCENTE DO CURSO DE ENGENHARIA NUCLEAR DA ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRO NUCLEAR.

Examinado por:

Prof., Ricardo Tadeu Lopes, D.Sc.

Prof., Alan Miranda Monteiro de Lima, D.Sc.

Dra. Alessandra Silveira Machado, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

JULHO de 2019

Romberg Junior, Hugo da Costa

Espectrometria de raios X de um sistema de microtomografia por transmissão / Hugo da Costa Romberg Junior – Rio de Janeiro: UFRJ / Escola Politécnica, 2019.

viii, 65 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Ricardo Tadeu Lopes

Projeto de Graduação – UFRJ / Escola Politécnica / Curso de Engenharia Nuclear, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 62-65.

1. Microtomografia de raios X. 2. Espectrometria de raios X. 3. Qualidade de imagem. 4. Filtros.

I. Lopes, Ricardo Tadeu. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, UFRJ, Escola Politécnica, Curso de Engenharia Nuclear. III. Espectrometria de um sistema de microtomografia.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar à Deus, por me dar forças para chegar até aqui.

À minha família, em especial às minhas irmãs, Fabricia, Fernanda e Camila por todo apoio, carinho, confiança, e claro, por compreenderem minha ausência em momentos importantes.

Aos meus pais, Hugo e Mara, pela minha criação, por terem me apoiado e acreditado em mim em todos os momentos. Vocês me fazem querer ser melhor a cada dia e sem vocês nada disso seria possível.

Á minha namorada, Júlia, por todo amor, carinho, compreensão e apoio dado ao longo dessa jornada. Inclusive neste trabalho! Muito obrigado!

Á todos amigos de curso, que em muitos momentos tornaram essa caminhada mais leve, divertida, e os desafios mais facilmente transponíveis.

Á todos funcionários do LIN por tornarem o ambiente tão acolhedor desde o meu primeiro dia. E principalmente à toda equipe da microCT, por todos ensinamentos passados, conselhos e contribuições dadas ao longo dessa caminhada.

Aos funcionários do PEN por toda colaboração.

Aos professores que tive ao longo desses anos por todos os ensinamentos que em muito contribuíram para minha formação profissional e também pessoal.

Ao meu orientador, Prof. Ricardo, por me dar oportunidade de fazer parte do LIN, pela generosidade, paciência, apoio e ensinamentos transmitidos. Minha gratidão e admiração eterna!

Resumo do Projeto de Graduação apresentado à Escola Politécnica/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro Nuclear.

ESPECTROMETRIA DE RAIOS X DE UM SISTEMA DE MICROTOMOGRRAFIA POR TRANSMISSÃO

Hugo da Costa Romberg Junior

Julho/2019

Orientador: Ricardo Tadeu Lopes

Curso: Engenharia Nuclear

A produção de raios X é de fundamental importância em diversas aplicações, entre essas aplicações está a técnica de microtomografia. A microtomografia computadorizada (microCT) é essencial para a condução de estudos em colaboração com diferentes áreas como industrial, odontológica, arqueológica e biológica/médica. Para melhor entender os espectros gerados por um tubo de raios X que compõe um sistema de microtomografia, foram obtidos os espectros de um tubo de raios X de 300 kV que faz parte do tomógrafo $\nu|tome|x$ m fabricado pela General Eletric. Espectros não filtrados foram levantados para voltagens de 20 a 80 kV, e espectros filtrados com voltagens de 40 a 120 kV. Como resultado, os valores da energia média de cada um dos feixes de raios X filtrados e não filtrados de 40 a 120 kV foram obtidos. Esses valores, assim como os valores da atenuação que cada filtro gerou nos espectros de 40 a 70 kV, foram calculados baseados nas informações contidas nos espectros. Para compor os filtros foram usados filtros físicos metálicos de alumínio e cobre. Todos espectros foram obtidos usando um detector semicondutor, modelo XR-100CdTe, fabricado pela Amptek.

Palavras-chave: raios X, espectro, espectrometria, microCT, microtomografia.

Abstract of Undergraduate Project Presented to POLI/UFRJ as a Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Nuclear Engineer.

X-RAY SPECTROMETRY FROM A TRANSMISSION MICROCT SYSTEM

Hugo da Costa Romberg Junior

July/2019

Advisor: Ricardo Tadeu Lopes

Course: Nuclear Engineering

The X-ray production is of fundamental importance in several applications, among these applications is the microtomography technique. A computed microtomography (microCT) is essential to conduct studies in collaboration with different areas such as industrial, dentistry, archaeological and biological/medical. To better understand the spectra generated by an X-ray tube that comprises a microtomography system, were obtained the spectra of the 300 kV X-ray tube which composes the tomography v|tome|x300 manufactured by General Eletric. Unfiltered spectra were acquired for voltages of 20 to 80 kV and filtered spectra for voltages from 40 to 120 kV. As results, the mean energy values of each filtered and unfiltered beams from 40 to 120 kV were obtained. These values were calculated based on the spectra, as well as the value of attenuation that each filtering systems generated in the spectra of 60 and 70 kV. To compose the filtration systems were used metallic physical filters of aluminum and copper. All spectra were obtained using a semiconductor detector, model XR-100CdTe, manufactured by Amptek.

Keywords: X-ray, spectrum, spectrometry, microCT, microtomography.

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO	1
2.	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	2
2.1.	RAIOS X.....	2
2.1.1.	RAIOS X DE FREAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)	3
2.1.2.	RAIOS X CARACTERÍSTICOS	5
2.2.	EQUIPAMENTOS DE RAIOS X	7
2.2.1.	TUBO DE VIDRO	9
2.2.2.	CATODO	9
2.2.3.	ANODO.....	11
2.3.	INTERAÇÃO COM A MATÉRIA	12
2.3.1.	EFEITO FOTOELÉTRICO.....	13
2.3.2.	ESPALHAMENTO COMPTON	15
2.3.3.	ATENUAÇÃO DE RAIOS X	17
2.4.	DETECTOR DE RADIAÇÃO	20
2.4.1.	RESOLUÇÃO EM ENERGIA.....	21
2.4.2.	EFICIÊNCIA DO DETECTOR	22
2.4.3.	TEMPO MORTO	23
2.4.4.	DETECTORES SEMICONDUTORES	23
2.4.5.	PRINCIPAIS EQUIPAMENTOS AUXILIARES	26
2.5.	ESPECTROMETRIA DE RAIOS X.....	28
2.6.	TOMOGRAFIA COMPUTADORIZADA (CT).....	30
2.7.	MICROTOMOGRAFIA COMPUTADORIZADA	31
3.	MATERIAIS E MÉTODOS	32
3.1.	TUBO DE RAIOS X 300KV	32
3.2.	DETECTOR SEMICONDUTOR CDTE	34
3.3.	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	35
4.	RESULTADOS E DISCUSSÕES	39
4.1.	ESPECTROS POR FILTRO APLICADO	39
4.1.1.	ESPECTROS SEM FILTRO.....	40
4.1.2.	ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE AL	41
4.1.3.	ESPECTROS FILTRADOS POR 1,0 MM DE AL	42
4.1.4.	ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU	43

4.1.5.	ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU + 0,5 MM DE AL ...	44
4.1.6.	ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU + 1,0 MM DE AL ...	45
4.1.7.	ESPECTROS FILTRADOS POR 1,0 MM DE CU	46
4.2.	ESPECTROS POR TENSÃO APLICADA	47
4.2.1.	ESPECTROS 40 KV	47
4.2.2.	ESPECTROS 50 KV	49
4.2.3.	ESPECTROS 60 KV	50
4.2.4.	ESPECTROS 70 KV	51
4.3.	ATENUAÇÃO.....	52
4.4.	AUMENTO DA ENERGIA MÉDIA	55
4.5.	ENERGIA MÉDIA DOS FEIXES DE RAIOS X ANALISADOS	57
4.6.	VARIAÇÃO DE CORRENTE PARA UMA MESMA TENSÃO APLICADA 58	
4.7.	PICOS CARACTERÍSTICOS – ESPECTRO 40 KV	59
5.	CONCLUSÃO	60
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	62

1. INTRODUÇÃO

A capacidade dos raios X de interagir com a matéria torna possível a aplicação deste tipo de radiação em diferentes situações. Essa capacidade varia de acordo com a densidade da substância a ser observada. Além disso, o poder de penetração dos raios X depende também da energia do feixe. Entre as muitas aplicações nas quais os raios X se fazem presente, está a radiografia, aplicada tanto na medicina quanto na indústria, a tomografia, realizada para fins médicos e a microtomografia, que possui grande importância em diversos estudos e em diferentes áreas, como a industrial, odontológica, arqueológica, biológica/médica entre outras.

Em determinadas situações, tanto na tomografia quanto na microtomografia, filtros físicos são inseridos no sistema de forma a quase monocromatizar o feixe e, nesta situação específica, obter um melhor resultado, seja ele uma menor exposição do paciente à radiação ou um ganho na qualidade da imagem. Este trabalho foi realizado buscando uma melhor compreensão do espectro gerado por um tubo de raios X utilizado em um sistema de microtomografia (microCT) e da forma como esse espectro é afetado pela aplicação de filtros físicos. O tubo aqui analisado foi um tubo de raios X microfocado de tensão máxima de 300 kV.

Os espectros foram obtidos experimentalmente em variadas configurações de filtro e para feixes com diferentes valores de energia máxima. Entre as tensões aplicadas e analisadas estão 60 e 70 kV, utilizadas na realização de diversos trabalhos (DE-DEUS *et al.*, 2015; SASAI *et al.*, 2014; SILVA *et al.*, 2015; VALE *et al.*, 2013; WU *et al.*, 2015; KIM *et al.*, 2018). Um detector do tipo semicondutor foi utilizado para a obtenção desses espectros. Foram calculados nesse trabalho, valores da atenuação causada por cada sistema de filtragem em certos intervalos de energia, além da energia média associada a cada um dos feixes de raios X analisados.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. RAIOS X

Em novembro de 1895, o físico alemão Wilhelm Conrad Roentgen (1845-1923), descobriu a existência dos raios X, o que lhe rendeu o prêmio Nobel em Física no ano de 1901 (BUZUG, 2008).

Ao realizar experimentos com tubos de raios catódicos, onde se observa o fluxo de elétrons gerados através da aplicação de uma tensão no interior de um tubo com vácuo, Roentgen notou o aparecimento de uma linha preta em um papel contendo cianeto de platina e bário, que estava em cima de sua mesa (MARTINS, R. A., 1998). A descoberta possibilitou a reprodução de uma imagem produzida com raios X, a chamada radiografia. A primeira radiografia, e uma das mais conhecidas no mundo científico, foi realizada pelo próprio Roentgen. Ele radiografou a mão de sua esposa em dezembro de 1895 (BUSHBERG *et al.*, 2002). Essa radiografia pode ser vista na figura 2.1.



Figura 2.1: Radiografia da mão da esposa de Roentgen.

Os raios X, assim como os raios gama, são ondas eletromagnéticas. Mas, enquanto os raios gama se originam no núcleo, os raios X são gerados na eletrosfera (FEYNMAN, 1963). Os raios X podem ser divididos em duas categorias, os raios X de freamento (Bremsstrahlung) e os raios X característicos, que diferem na sua geração. A seguir, serão discutidas as diferenças em relação à geração das duas categorias de raios X previamente citadas.

2.1.1. RAIOS X DE FREAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)

Quando partículas carregadas são desaceleradas através da interação coulombiana com átomos de um certo material, parte de sua energia cinética é convertida em radiação eletromagnética, chamada radiação de freamento (KNOLL, 2000). Como neste trabalho a partícula carregada e desacelerada de interesse é o elétron, tratar-se-á apenas dele daqui para a frente. A figura 2.2 apresenta um esquema ilustrativo da emissão de raios X de freamento.

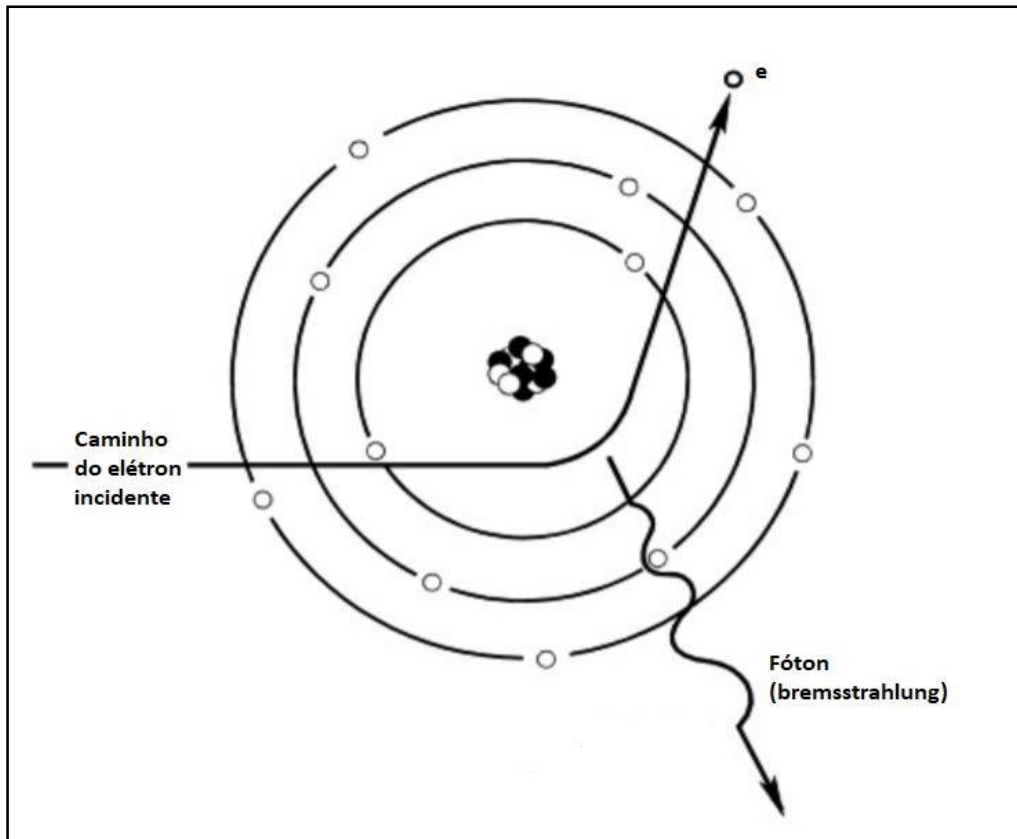


Figura 2.2: Esquema ilustrativo da emissão de raios X de freamento.

Aplicando o princípio de conservação de energia, tem-se:

$$h\nu = k - k' \quad (\text{Eq. 2.1})$$

onde h é a constante de Planck ($6,62606957 \times 10^{-34} \text{m}^2 \cdot \text{kg}/\text{s}$), ν a frequência da radiação, k é a energia cinética do elétron antes da interação, k' é a energia cinética do elétron após a interação e o produto $h\nu$ representa a energia do fóton emitido.

Logo, é possível observar que quanto maior o for desvio sofrido pelo elétron, maior será a energia cinética por ele perdida, e maior será a energia do fóton de raios X emitido. Assim, os comprimentos de onda dos fótons emitidos podem variar entre um

valor máximo (quando $k \approx k'$) e um valor mínimo (quando $k'=0$), originando um espectro de radiação contínuo, como apresentado na figura 2.3 (OLIVEIRA, 2010).

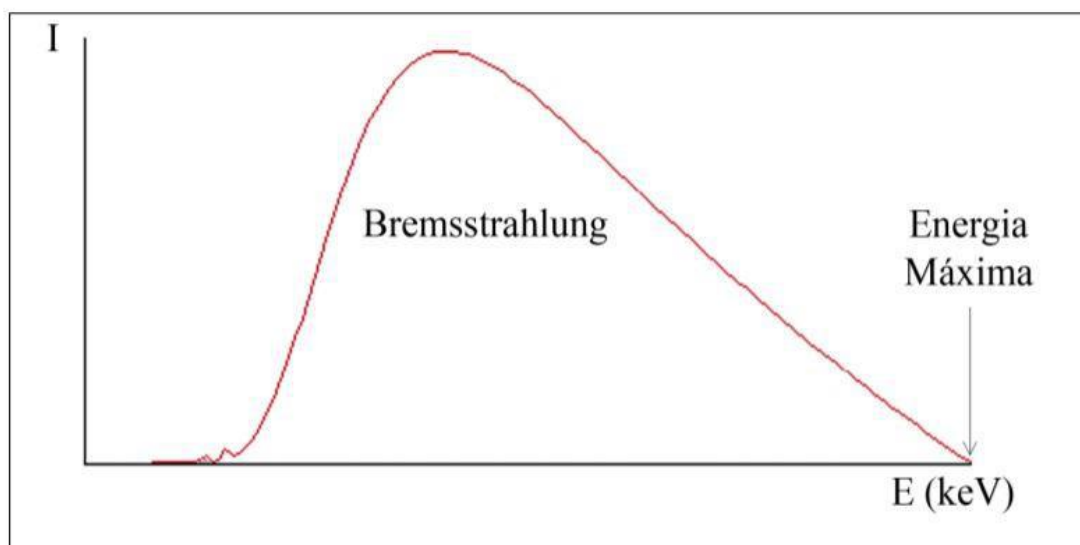


Figura 2.3: Espectro contínuo de raios X (OLIVEIRA, 2010).

2.1.2. RAIOS X CARACTERÍSTICOS

Em certas situações elétrons do feixe podem interagir com um átomo do alvo retirando dele um elétron pertencente à alguma de suas camadas mais internas, de forma que surja uma lacuna no átomo, que é levado à um estado excitado que pode durar apenas por um curto período de tempo. Após surgir a lacuna, o átomo tende a buscar novamente o equilíbrio, equilíbrio esse que ocorre com a transição de um elétron de uma camada mais externa com energia de ligação E_i para ocupar a camada mais interna, com energia de ligação E_f , onde ocorreu a ejeção do elétron. Nesse tipo de transição eletrônica ocorre a liberação de raios X com energia E igual à diferença de energia de ligação entre as duas camadas envolvidas na transição. Por exemplo, se lacunassão temporariamente criadas na camada K do átomo, então raios X característicos K são liberados quando essas lacunas são em seguida preenchidas (KNOLL, 2000). A equação 2.2 apresenta a energia liberada como radiação ao ocorrer a transição eletrônica.

$$E = h\nu = E_i - E_f, \quad (\text{Eq. 2.2})$$

A figura 2.4 apresenta um esquema da emissão de raios X característicos.

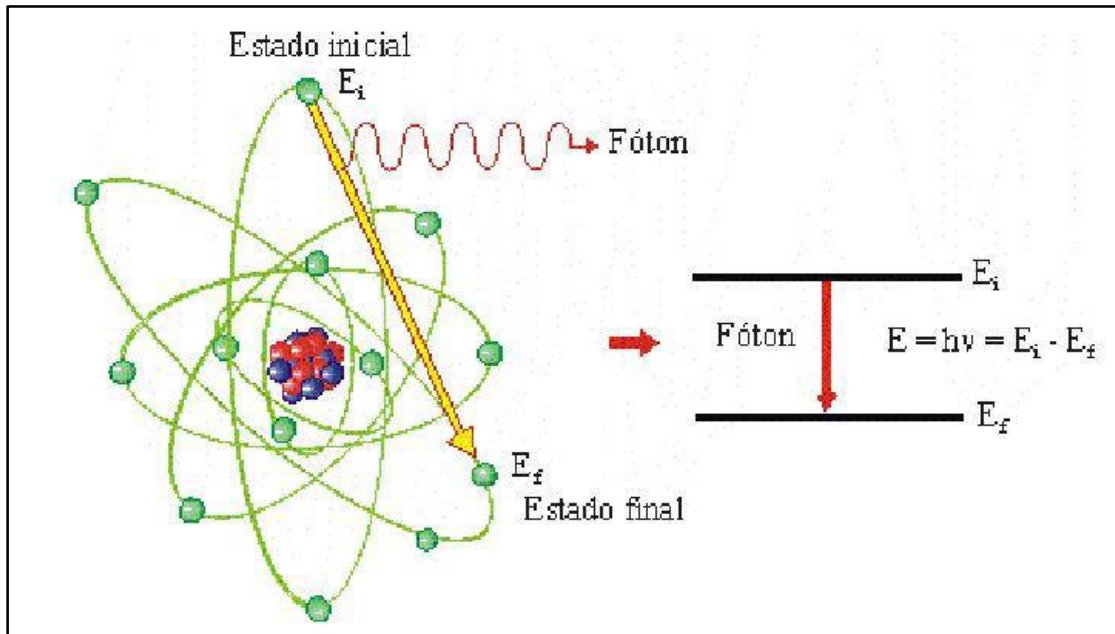


Figura 2.4: Raios X característicos (TAHUATA, 2003).

Como a energia dos raios X característicos é única para cada elemento, eles são frequentemente usados na análise de amostras desconhecidas (KNOLL, 2000). Raios X característicos formam um espectro discreto, com valores bem definidos, e funcionam como uma identidade do material, permitindo reconhecer o material responsável pela emissão daqueles raios X. A figura 2.5 representa um espectro contínuo, referente à radiação de freamento, em conjunto com um espectro discreto, produzido pelos raios X característicos.

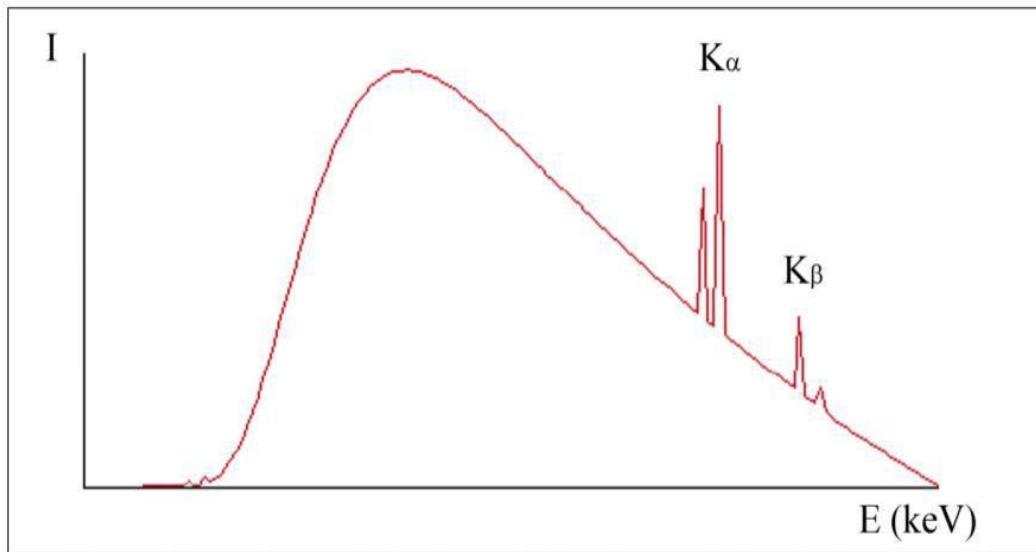


Figura 2.5: Espectro contínuo com raios X característicos (OLIVEIRA, 2010).

2.2.EQUIPAMENTOS DE RAIOS X

Os equipamentos de raios X são aparelhos que emitem radiação X quando energizados, segundo uma tensão e uma corrente estabelecida pelo usuário. Os aparelhos de raios X são classificados de acordo com a sua potência e com as aplicações para as quais são projetados. Para fins industriais, podem-se encontrar equipamentos que emitem raios X com energias variando entre 10 e 800 keV. Nesta sessão, serão apresentadas as principais características dos equipamentos de raios X, assim como seus principais componentes, que podem ser vistos na figura 2.6 (OLIVEIRA, 2010).

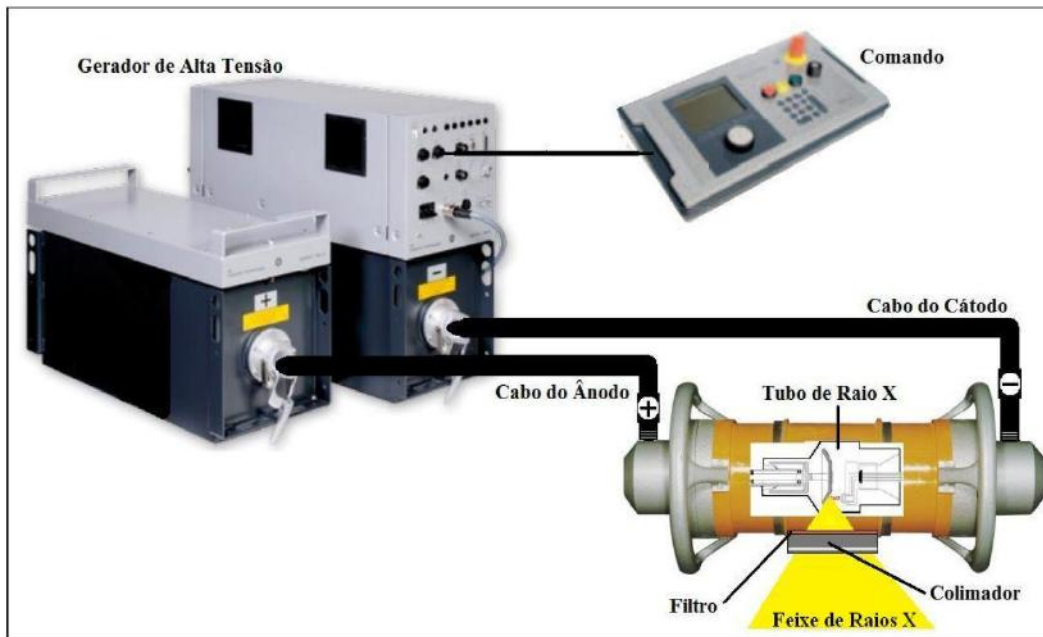


Figura 2.6: Esquema de um equipamento de Raios X (NASCIMENTO, 2012).

Os raios X são gerados dentro de uma ampola especial de vidro. O tubo fica inserido dentro de um cabeçote, envolto em um óleo especial. Este óleo serve como isolante eletrostático e como dissipador de calor da ampola. O cabeçote possui um revestimento de chumbo para blindar a radiação que não contribui diretamente na formação da imagem. No cabeçote há uma janela que permite a passagem do feixe de raios X. O tubo de raios X é basicamente composto por uma carcaça de vidro, o anodo e o catodo (filamento). Na figura 2.7 está ilustrado um tubo de raios X com seus principais componentes (OLIVEIRA, 2010).

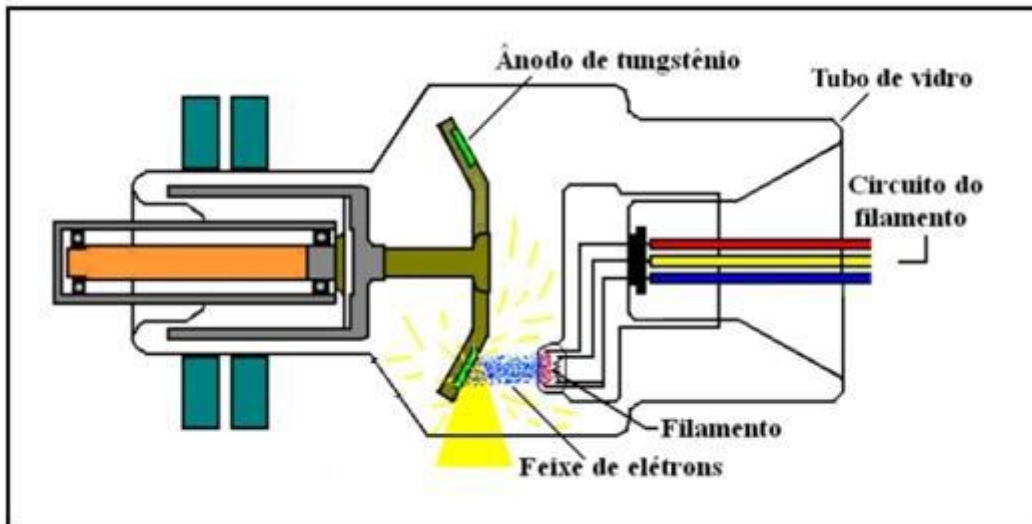


Figura 2.7: Ampola de raios X (ANDREUCCI, 2003).

2.2.1. TUBO DE VIDRO

O tubo de vidro é a parte exterior do tubo de raios X, constituída de um vidro especial, o qual deve atender a uma série de requisitos, conforme descrito a seguir:

1. Possuir boa resistência mecânica;
2. Possuir boa resistência a variação de temperatura;
3. Possuir boa vedação, para manter o alto vácuo;
4. Possuir bom isolamento de alta tensão;
5. Ter transparência à radiação;
6. Ser quimicamente estável, de modo que a passagem da radiação não modifique suas características;
7. Possibilitar solda com metais das conexões (catodo e anodo).

2.2.2. CATODO

O é o polo negativo do tubo de raios X, sendo composto pelo filamento e pela capa focalizadora.

O filamento possui a forma de uma espiral, geralmente de tungstênio, com 2 mm de diâmetro e com 1 cm a 2 cm de comprimento. Este filamento é aquecido através da passagem de corrente elétrica de 3 a 6 A e a temperatura pode chegar a atingir 2000°C. A alta temperatura do filamento proporciona a emissão termoiônica. O tungstênio é empregado devido à sua alta eficiência termoiônica e ao seu alto ponto de fusão. Após ocorrer o efeito termiônico, os elétrons permanecem na proximidade do filamento, criando uma carga espacial nesta região. Aplicando-se uma diferença de potencial entre o catodo e o ânodo, ocorre o deslocamento dos elétrons que se encontram na carga espacial, em direção ao anodo, criando um feixe de elétrons. Este feixe tende a se dispersar devido à repulsão eletrostática entre os elétrons. A fim de evitar essa dispersão, é adicionada uma capa focalizadora junto ao filamento. Esta capa é projetada em um determinado formato, que quando carregada negativamente possibilita colimar o feixe de elétrons, por meio da força de repulsão. A eficiência da capa focalizadora depende do seu tamanho, da sua forma e da carga aplicada, além de depender da dimensão, da forma e do posicionamento do filamento no interior da própria capa. Na figura 2.8 pode-se observar o filamento e a influência da capa focalizadora na colimação do feixe de elétrons (OLIVEIRA, 2010).

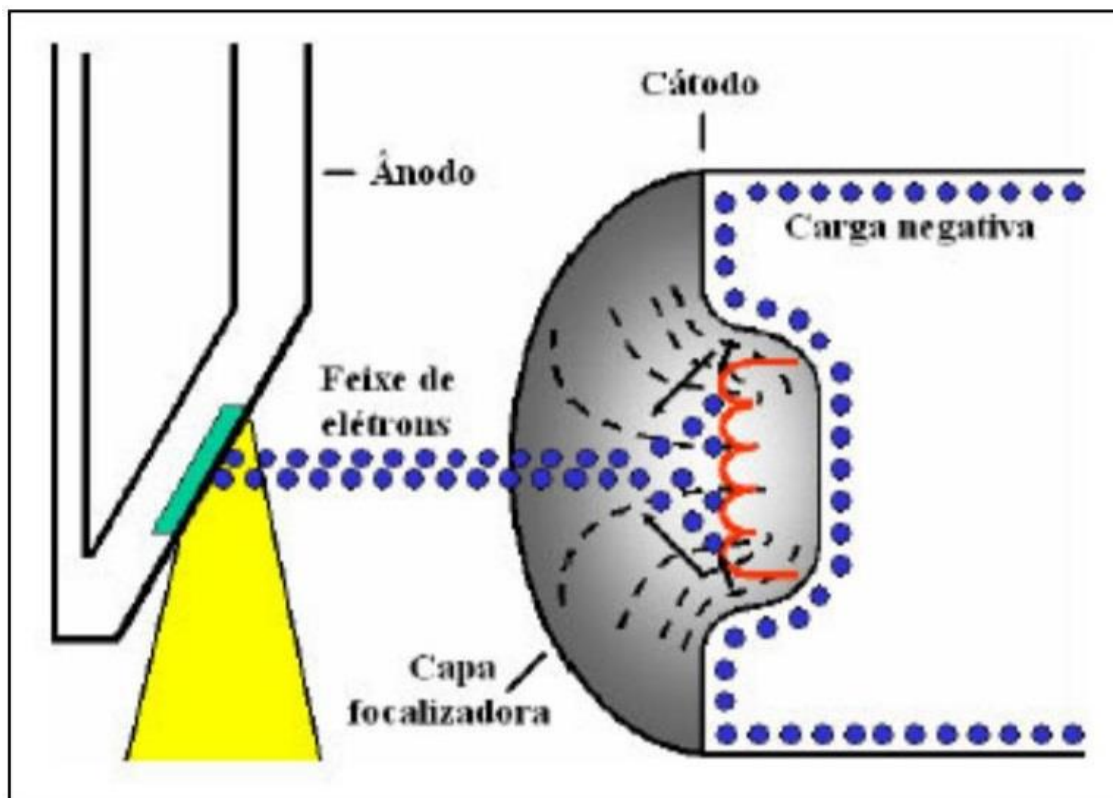


Figura 2.8: Ilustração do catodo e da capa focalizadora (ANDREUCCI, 2011).

2.2.3. ANODO

O anodo é o terminal positivo do tubo de raios X, podendo ser fixo ou rotatório. Este serve de suporte para o alvo. É feito de cobre para permitir a rápida dissipação de calor, pois quando os elétrons se chocam com o alvo, cerca de 99% de suas energias cinéticas são convertidas em calor.

O anodo fixo é utilizado em equipamentos de baixa potência, como os odontológicos e alguns portáteis. Para equipamentos de raios X que trabalham com média e alta potência é utilizado um anodo rotatório.

O anodo rotatório é formado por um disco que gira durante a exposição. O alvo se encontra na parte mais externa deste disco, formando uma trilha que possibilita dissipar o calor produzido numa maior área. O material escolhido para confecção do alvo (geralmente tungstênio) deve possuir as seguintes características:

1. Alto número atômico, implicando em grande eficiência na produção de raios X e com maior energia;
2. Condutividade térmica quase igual à do cobre, resultado em uma rápida dissipação de calor;
3. Alto ponto de fusão (3370°C, no caso do tungstênio), enquanto que a temperatura durante o bombardeamento de elétrons gira em torno de 2000°C.

A figura 2.9 apresenta a ilustração dos dois tipos de anodo citados anteriormente.

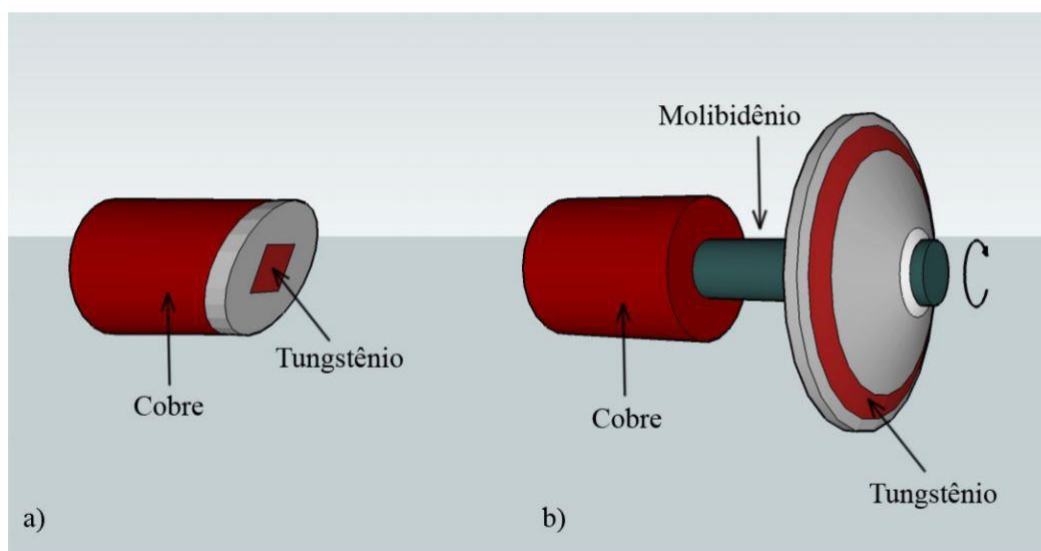


Figura 2.9: a) Anodo fixo e b) Anodo rotatório (OLIVEIRA, 2010).

2.3.INTERAÇÃO COM A MATÉRIA

Existem três principais processos de interação dos raios X com a matéria, o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. Porém considerando a energia mínima que um fóton precisa ter para gerar uma produção de pares, 1,02 MeV, e a energia máxima dos raios X usada nesse trabalho, 120 keV, será abordado aqui apenas o efeito fotoelétrico e o espalhamento Compton. Esses processos levam a uma parcial ou completa transferência da energia do fóton ao elétron com o

qual está interagindo. Nessas interações o fóton pode desaparecer completamente ou ser espalhado por diferentes ângulos.

2.3.1. EFEITO FOTOELÉTRICO

Para que o efeito fotoelétrico seja possível, o fóton precisa ter energia maior ou igual à energia de ligação do elétron em sua camada original no átomo. Para raios X de energia suficiente, a origem mais provável do fotoelétron é de camadas mais fortemente ligadas, ou seja, de camadas mais internas do átomo. A interação ocorre com o átomo como um todo e não pode acontecer com um elétron livre. Ao ocorrer o efeito fotoelétrico, o fóton desaparece completamente e, toda sua energia é transferida para o elétron, que é então ejetado do átomo com uma energia E_e igual a

$$E_e = h\nu - E_b , \quad (\text{Eq. 2.3})$$

onde E_b representa a energia de ligação do elétron em sua camada original (KNOLL, 2000). E, como citado anteriormente no tópico relacionado à formação de raios X, h representa a constante de Planck e ν é a frequência da radiação. A figura 2.10 traz uma representação do efeito fotoelétrico.

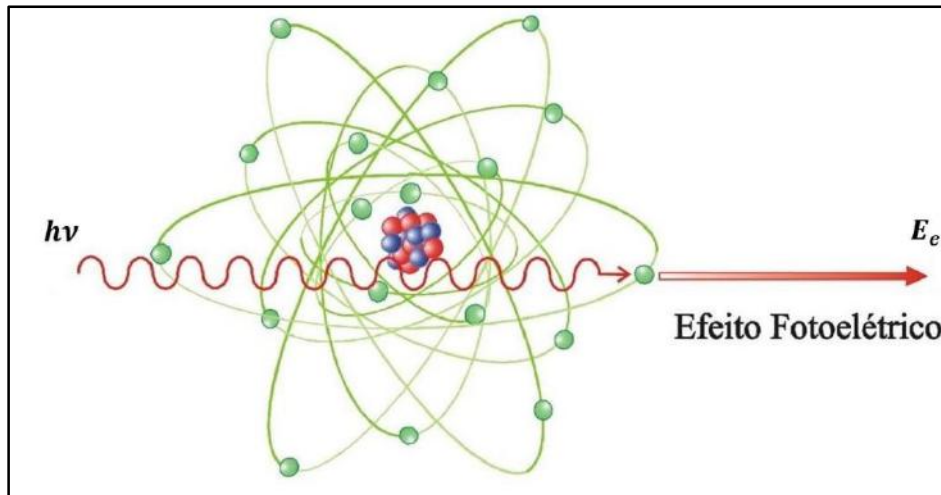


Figura 2.10: Efeito fotoelétrico (adaptado de TAHUATA, 2003).

Além do fotoelétron, a interação cria também um átomo ionizado no absorvedor, com uma vacância em uma de suas camadas de ligação. Essa vacância é rapidamente preenchida através da captura de um elétron livre do meio e/ou rearranjo dos elétrons de outras camadas do átomo. Portanto, ao preencher essa lacuna, um ou mais raios X característicos podem ser emitidos.

O efeito fotoelétrico é o modo de interação predominante para energias relativamente baixas (0 a 100 keV) (DYSON, 1990). A probabilidade de ocorrência do processo também cresce com o aumento do número atômico Z do absorvedor. Nenhuma expressão analítica é válida para representar a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico por átomo em todos os intervalos de energia e número atômico, mas uma aproximação pode ser dada por

$$P(e.f.) = C \cdot \frac{Z^n}{E^{3,5}}, \quad (\text{Eq. 2.4})$$

onde, o expoente n varia entre 4 e 5, de acordo com o intervalo de energia de interesse dos raios X, C é uma constante e E é a energia do fóton (TELES, 2016). Essa forte dependência da probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico em relação ao número atômico do absorvedor e a razão principal da predominância do uso de materiais de alto número atômico (como o chumbo) em blindagens de raios X (KNOLL, 2000).

2.3.2. ESPALHAMENTO COMPTON

Assim como no efeito fotoelétrico, o processo de interação do espalhamento Compton acontece entre um fóton incidente de raios X e um elétron orbital do material absorvedor, porém, no espalhamento Compton, o fóton não é absorvido pelo elétron.

No espalhamento Compton, o fóton de raios X incidente transfere parte de sua energia para o elétron. O fóton é desviado através de um ângulo θ em relação à direção original e o elétron é então ejetado do átomo. Como todos os ângulos de espalhamento são possíveis, a energia transferida para o elétron pode variar de zero à uma grande fração da energia dos raios X.

A expressão que relaciona a quantidade de energia transferida e o ângulo de espalhamento pode ser derivada das equações de conservação de energia e momento. Essa expressão está representada na equação 2.5. O esquema ilustrativo do espalhamento Compton e variáveis importantes estão na figura 2.11.

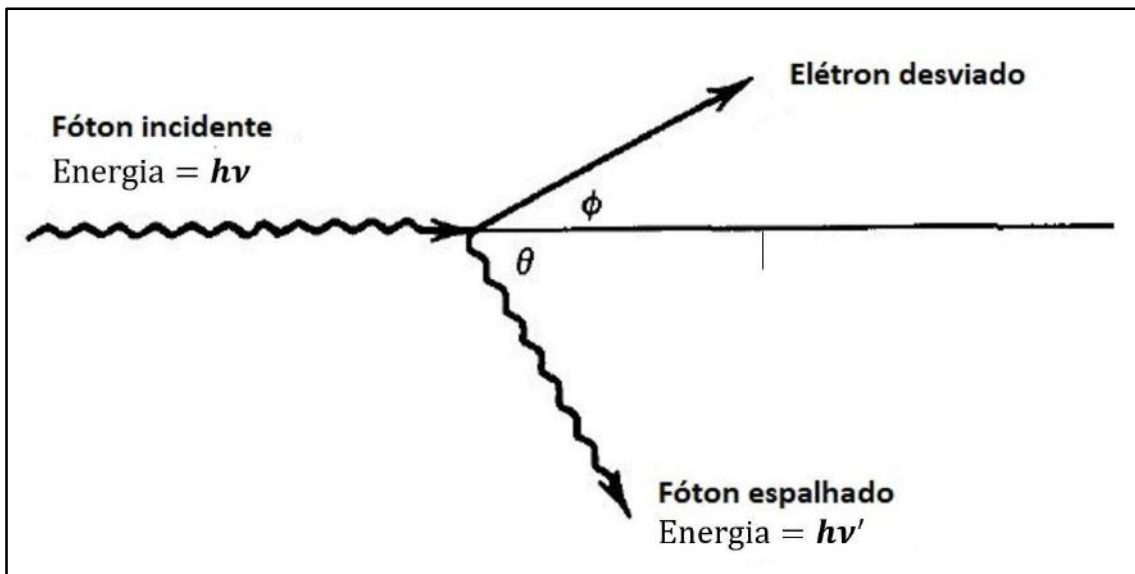


Figura 2.11: Espalhamento Compton (adaptado de KNOLL, 2000).

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)} \quad (\text{Eq. 2.5})$$

onde, m_0c^2 é a energia de repouso do elétron (0,511 MeV). Para pequenos ângulos de espalhamento θ pouca energia é transferida. Parte da energia original é sempre retida pelo fóton incidente, mesmo no caso extremo, onde $\theta = \pi$.

A probabilidade de ocorrência do espalhamento Compton por átomo do absorvedor depende do número de elétrons disponíveis como alvo de espalhamento e, portanto, cresce linearmente com o número atômico Z . Além disso, geralmente a probabilidade cai gradualmente com o aumento da energia do fóton (KNOLL, 2000).

Nota-se, através da análise da figura da importância relativa dos tipos de interação de raios X com a matéria, que o efeito fotoelétrico é predominante para todos os materiais em interações com fótons de energias suficientemente baixas, porém, a medida que a energia aumenta, o espalhamento Compton vai ganhando relevância até se tornar predominante em relação ao efeito fotoelétrico. A figura 2.12 apresenta um

diagrama que descreve o comportamento destes dois efeitos em relação ao número atômico do absorvedor e à energia dos fótons. Além desses dois efeitos, o diagrama apresenta também o comportamento da produção de pares, que como falado anteriormente, não é relevante para este trabalho, mas que é discutido de forma aprofundada nas referências DYSON (1973) e KNOLL (2000).

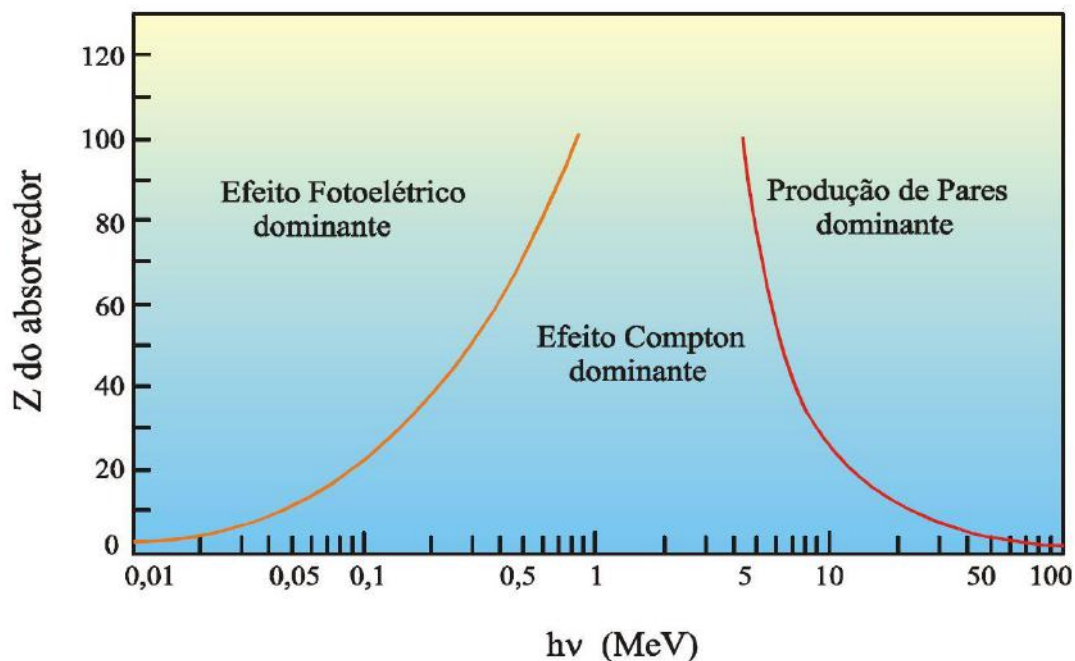


Figura 2.12: Importância relativa dos diversos processos de interação dos fótons com a matéria em função da energia do fóton e do número atômico do material (TAHUATA, 2003).

2.3.3. ATENUAÇÃO DE RAIOS X

Através dos processos citados anteriormente, os raios X podem, ao atravessar um meio material, interagir com os átomos do meio, sendo que a quantidade de interações vai depender do poder de penetração do feixe. E, além disso, pode-se definir que a qualidade de um feixe de radiação é o poder de penetração desse feixe (SOUZA, 1996).

A seguir será abordada a interação, e a conseqüente atenuação do feixe de raios X, tanto para feixes monoenergéticos quanto polienergéticos.

2.3.3.1. Atenuação de feixes monoenergéticos

Ao passar por um meio absorvedor, um feixe de raios X monoenergético pode ser atenuado tanto através da absorção de fótons quanto através do espalhamento, processos de interação que podem ser caracterizados por uma probabilidade fixa de ocorrência por unidade de comprimento no absorvedor. A soma dessas probabilidades é simplesmente a probabilidade por unidade de comprimento do fóton de raios X ser removido do feixe, que é dada por

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa , \quad (\text{Eq. 2.6})$$

onde, τ representa probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico, σ a probabilidade de ocorrência do espalhamento Compton e μ é chamado coeficiente de atenuação (KNOLL, 2000). A variável κ se refere à probabilidade de produção de pares, e pode ser desconsiderada para a faixa de energia em questão neste trabalho.

Seguindo a lei de Beer-Lambert o número de fótons transmitidos I é então dado em termos do número de fótons no feixe antes de passar pelo absorvedor I_0 (BUZUG, 2008).

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} , \quad (\text{Eq. 2.7})$$

onde x é a espessura do material absorvedor. Essa relação matematicamente expressa na equação 2.7 está representada na figura 2.13.

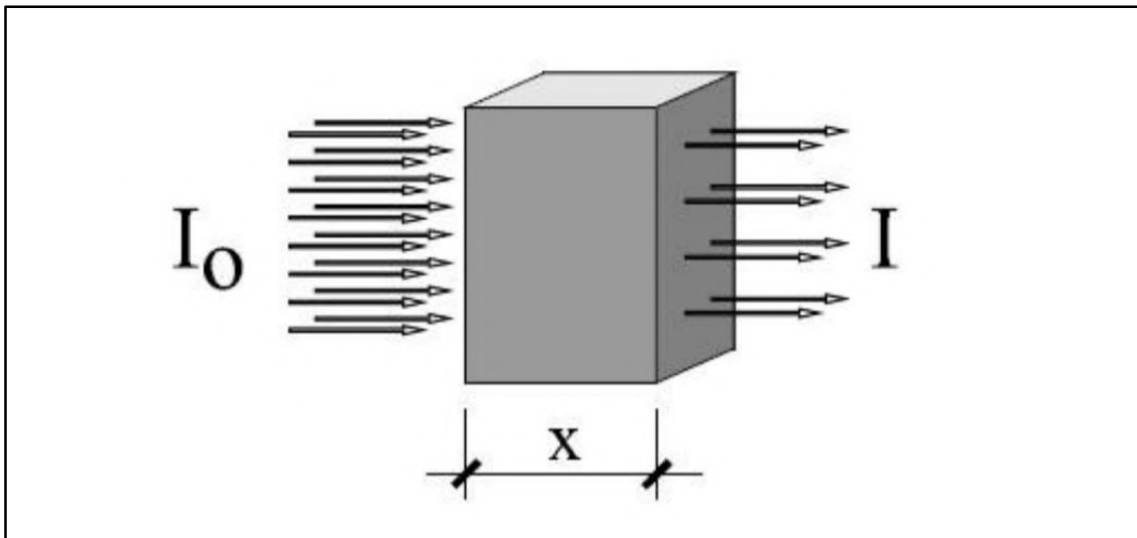


Figura 2.13: Atenuação de um feixe de fótons por um objeto (MACHADO, 2016).

Porém, o uso do coeficiente de atenuação linear é limitado pelo fato dele variar com a densidade do absorvedor, mesmo que o material do absorvedor seja o mesmo. Portanto, o coeficiente de atenuação mássico é mais amplamente usado e é definido como

$$\text{coeficiente de atenuação mássico} = \frac{\mu}{\rho}, \quad (\text{Eq. 2.8})$$

onde, ρ representa a densidade do meio. Assim, para um feixe de raios X de uma dada energia, o coeficiente de atenuação mássico não varia com o estado físico do material, é por exemplo, o mesmo para a água no estado líquido ou na forma de vapor (KNOLL, 2000).

Define-se como camada semi-redutora (CSR) aquela que possui uma espessura tal que intensidade do feixe (monoenergético) é reduzida pela metade ao atravessá-la. Assim, após a primeira CSR, $I=I_0/2$; após a segunda, $I=I_0/4$ e assim por diante (FERREIRA, 2015).

2.3.3.2. Atenuação de feixes polienergéticos

Contudo, a lei de Beer-Lambert é válida apenas para feixes monocromáticos, ou seja, feixes com fótons de mesma energia. Para feixes policromáticos, o coeficiente de atenuação μ varia com a energia do feixe, isto é, feixes de maior energia tem maior poder de penetração, enquanto feixes de menor energia são mais facilmente absorvidos pelo material (WILDENSCHILD e SHEPPARD, 2013).

Em um feixe policromático, a segunda CSR não coincide com a primeira, porque a atenuação em um meio depende da energia dos fótons. E o espectro do feixe policromático que atravessa a primeira CSR tem energia média maior do que o espectro do feixe original.

Conhecendo a CSR de um feixe, é possível conhecer a energia efetiva do mesmo. A energia efetiva de um feixe com espectro contínuo equivale à energia de um feixe monoenergético que tem igual valor de CSR (FERREIRA, 2015).

2.4.DETECTOR DE RADIAÇÃO

Detector de radiação é um dispositivo que, quando colocado em um meio onde exista um campo de radiação, seja capaz de indicar a sua presença. A interação da radiação incidente no detector ocorre em um intervalo de tempo muito pequeno, poucos picosegundos para detectores sólidos. Na maioria das situações práticas esse tempo é tão curto que se pode considerar que a transferência da energia da radiação ocorre instantaneamente.

O resultado da interação da radiação com o volume ativo do detector em grande parte das categorias de detectores é o surgimento de uma certa quantidade de carga elétrica. Essa carga deve em seguida ser coletada através da imposição de um campo elétrico dentro do detector para que o sinal elétrico básico seja formado (KNOLL, 2000).

2.4.1. RESOLUÇÃO EM ENERGIA

Em muitas aplicações de detectores de radiação, o objetivo é medir a distribuição de energia da radiação incidente. A espectrometria de raios X é uma dessas aplicações. Uma importante característica que um detector deve ter para um resultado satisfatório em um levantamento de espectro de raios X é boa resolução em energia. Resolução em energia pode ser definida como: capacidade do detector em distinguir dois valores de energia muito próximos. A figura 2.14 traz a representação de um detector com boa resolução e outro com uma resolução mais pobre. É possível observar que para uma boa resolução, o pico possui um valor mais bem definido, se aproximando de uma função delta, enquanto na pior resolução o pico está alargado.

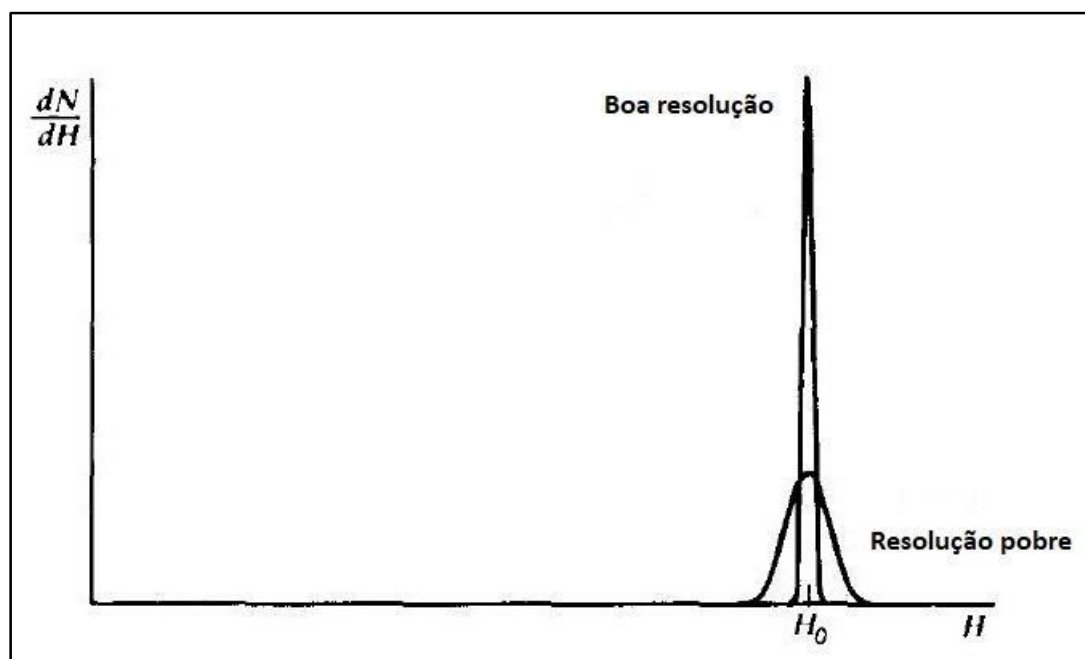


Figura 2.14: Exemplo de funções resposta para detectores com resolução relativamente boa e resolução relativamente pobre (adaptado de KNOLL, 2000).

Esse alargamento é reflexo do fato de que uma grande quantidade de flutuações foi gravada de pulso a pulso, embora a mesma energia tenha sido depositada no detector a cada evento (KNOLL, 2000).

2.4.2. EFICIÊNCIA DO DETECTOR

Radiações sem carga, como raios X e nêutrons, devem passar por uma interação significativa dentro do detector antes que sua detecção seja possível. Devido a capacidade desse tipo de radiação de viajar grandes distâncias entre uma interação e outra, os detectores acabam frequentemente tendo uma eficiência menor do que 100%. Enquanto que para radiações que portam carga, como partículas alfa ou beta, interação na forma de ionização ou excitação ocorre imediatamente na entrada dessas partículas no volume ativo. Assim, após viajar uma pequena distância, essas partículas carregadas já são capazes de formar pares de íons ao longo do caminho em quantidade suficiente para assegurar que o pulso resultante seja gravado pelo detector. Assim, é preciso ter uma real noção da eficiência do detector, de forma a poder relacionar o número de fótons contabilizados, no caso de uma fonte de raios X, e o número de fótons que incidiram no detector.

Define-se a eficiência absoluta do detector, que depende das propriedades do detector, além de depender dos detalhes da geometria de contagem (principalmente da distância entre fonte e detector), como

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{número de pulsos gravados}}{\text{número de fótons de raios X emitidos pela fonte}} \quad (\text{Eq. 2.9})$$

Já a eficiência intrínseca do detector é definida por

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{número de pulsos gravados}}{\text{número de fótons de raios X incidentes no detector}}, \quad (\text{Eq. 2.10})$$

e, geralmente depende principalmente do material de detector, da energia da radiação e da espessura física do detector na direção da radiação incidente.

Se todos os pulsos do detector forem levados em conta, todas as interações, não importa quão pequena sejam em energia, devem ser contabilizadas. Mas, na prática, qualquer sistema de medição sempre impõe a condição de que o pulso seja maior de que um certo valor limite (*threshold*), de forma que se desconsidere pulsos muito pequenos que têm como origem o ruído eletrônico (KNOLL, 2000).

2.4.3. TEMPO MORTO

Nos sistemas detectores haverá um tempo mínimo necessário para separar dois eventos, fazendo assim, com que eles sejam gravados como dois pulsos separados. Em alguns casos, esse tempo mínimo pode ser definido por processos no próprio detector, e em outros casos esse valor mínimo pode ter origem na eletrônica associada. Esse espaço de tempo é normalmente chamada de tempo morto do sistema de contagem. Em alguns casos um evento que deveria ser contado pode vir a ser perdido por ocorrer muito rapidamente em relação ao evento precedente. Essas perdas podem se tornar mais relevantes quando uma alta taxa de contagem está presente, e sistemas de contagem funcionando sob essa condição devem incluir meios de correção para de alguma forma compensar essas perdas (KNOLL, 2000).

2.4.4. DETECTORES SEMICONDUTORES

A grade periódica de materiais cristalinos estabelece bandas de energia permitidas para os elétrons que existem dentro do sólido. A figura 2.15 traz uma representação das bandas de interesse para isolantes e semicondutores. A banda inferior, chamada banda de valência, corresponde àqueles elétrons da camada externa que são ligados à lugares específicos na grade dentro do cristal. A banda mais alta é chamada banda de condução e nela os elétrons são livres para migrar através do cristal. Elétrons nessa banda contribuem para a condutividade elétrica do material. As duas bandas são separadas pelo *bandgap*, o qual possui tamanho em energia que determina se o material

é classificado como semicondutor ou isolante. Na ausência de excitação, ambos, isolante e semicondutor, teriam então uma configuração na qual a banda de valência é completamente preenchida e a banda de condução é completamente vazia. Sob essas circunstâncias, nenhum dos dois teoricamente mostraria nenhuma condutividade elétrica (KNOLL, 2000).

Considera-se um material como isolante quando o mesmo possui *bandgaps* muito grandes (acima de 5 eV), acarretando em uma grande resistência a passagem de corrente, e conseqüentemente em uma baixa possibilidade de os elétrons virem a alcançar a banda de condução. Quando o *bandgap* é muito pequeno, até mesmo uma pequena agitação térmica à temperatura ambiente pode fazer com que os elétrons tenham energia suficiente para chegar na banda de condução, e nesse caso o material é chamado de condutor. Nos casos em que a energia da banda proibida não é nem tão grande, nem tão pequena (é, por exemplo, da ordem de 1 eV), certas circunstâncias (como exposição à um tubo de raios X) podem fazer com que os elétrons alcancem a banda de condução e que o material tenha comportamento de condutor; esses são os materiais semicondutores. Busca-se, com o uso de materiais semicondutores em detectores, preterindo materiais isolantes ou condutores, um *bandgap* onde a energia presente na radiação a ser medida seja o suficiente para levar elétrons da banda de valência até a banda de condução, mas que também não seja pequeno a ponto de os elétrons conseguirem passar para a banda de condução com estímulos fracos que não se deseja contabilizar, como uma excitação térmica a temperatura ambiente. Dessa forma, com o uso de semicondutores, cria-se uma condição onde é otimizada a formação de corrente no detector que tem como origem a radiação incidente, e não outras fontes de corrente indesejáveis (KNOLL, 2000).

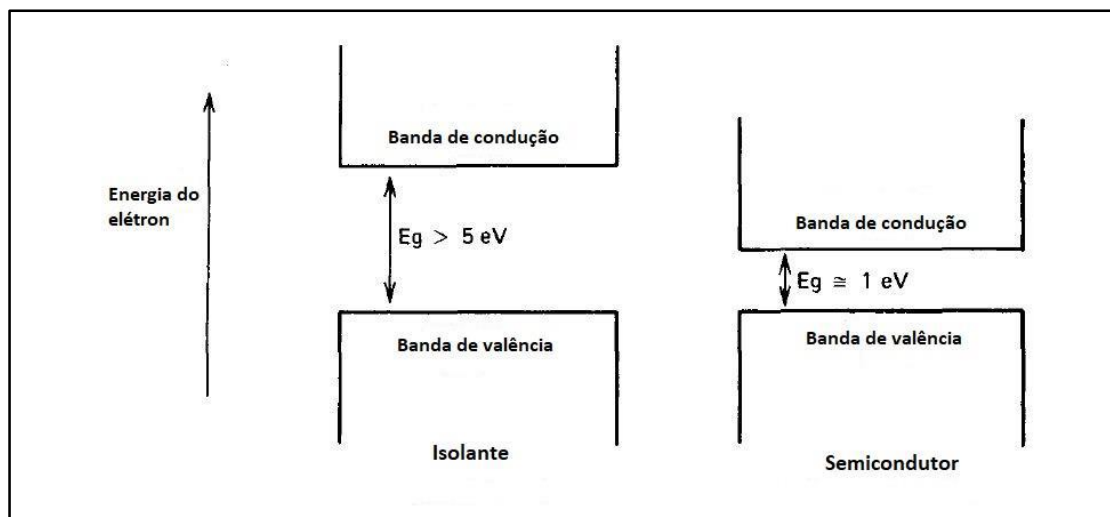


Figura 2.15: Estrutura de bandas para energias de elétrons em isolantes e semicondutores (adaptado de KNOLL, 2000).

A radiação, provida de energia suficiente para superar o *bandgap*, ao incidir na área sensível do detector, não apenas cria um ou mais elétrons na banda de condução, que de outra forma estaria vazia, mas também deixa um número equivalente de buracos na banda de valência, que antes estava completamente preenchida. A combinação dos dois é chamada par elétron-buraco e é de certa forma análogo ao par de íons formado nos detectores a gás. O elétron na banda de condução pode ser levado a ser mover quando sob a influência de um campo elétrico aplicado. O buraco, representando uma carga positiva na rede cristalina, também tenderá a se mover sob a influência de um campo elétrico, mas na direção oposta ao elétron (KNOLL, 2000).

A passagem da radiação por um material semicondutor com estrutura de bandas provoca, através da transferência de energia, a criação de um grande número de pares elétrons-buracos ao longo da trajetória dos raios X, que são coletados pelo campo elétrico aplicado ao material. A energia média gasta para criar um par elétron-buraco é denominada energia de ionização e depende do tipo e energia da radiação incidente. A principal vantagem dos semicondutores reside na pouca energia necessária para criar um par elétron-buraco (cerca de 4,4 eV para o telureto de cádmio), quando comparada com aquela necessária à criação de um par de íons nos gases (em torno de 30 eV para um detector típico a gás). O grande número de pares criados propicia duas vantagens

aos detectores semicondutores sob ponto de vista de resolução: diminui a flutuação estatística e diminui a influência do ruído eletrônico, levando a uma melhor relação sinal ruído. O grande número de portadores de carga (elétrons e buracos) criados traz dois benefícios sob o ponto de vista da resolução em energia. A flutuação estatística no número de portadores de carga por pulso se torna uma fração menor do total enquanto o número aumenta. Esse fator é frequentemente predominante na determinação da resolução em energia limite de um detector para radiações de média e alta energia. Para baixas energias, a resolução pode ser limitada pelo ruído eletrônico no pré-amplificador, e uma maior quantidade de carga por pulso leva a uma melhor relação sinal/ruído (KNOLL, 2000).

Devido a existência do campo elétrico ao longo do volume ativo do detector, os portadores de carga sentem a força eletrostática e são levados a se moverem em direções opostas. A movimentação de ambos, elétrons e buracos, constitui uma corrente que perdura até que os portadores sejam coletados nos limites do volume ativo. Nos gases, o tempo de coleta de cargas positivas (íons) é algumas ordens de magnitude maior do que o tempo que levado para coletar as cargas negativas (elétrons), de forma que na prática, o movimento dos íons não contribui para o pulso de saída. Em detectores semicondutores, como os de silício ou germânio, a mobilidade dos buracos está dentro de um fator de 2 ou 3 em relação a mobilidade dos elétrons, então os tempos de coleta estão muito mais perto de serem equivalentes. Como resultado, enquanto o tipo de pulso das câmaras de ionização quase nunca inclui o movimento dos íons no pulso de saída, semicondutores baseiam-se na integração completa da corrente gerada pelos elétrons e da corrente gerada pelos buracos. Portanto, os dois tipos de portadores de carga devem ser completamente coletados para que o pulso resultante seja uma medida confiável da energia depositada pela radiação (KNOLL, 2000).

2.4.5. PRINCIPAIS EQUIPAMENTOS AUXILIARES

A grande maioria dos detectores de radiação transforma os sinais originais da interação da radiação com o material sensível do detector em sinais elétricos, que são depois processados em uma cadeia de medição. Alguns dispositivos são comuns à essa

cadeia de medição e têm função bastante específica. Alguns dos dispositivos mais comuns são: fonte de tensão, pré-amplificador e analisador multicanal.

2.4.5.1. Fonte de tensão

Desconsiderando algumas poucas exceções, para a coleta do sinal, os sistemas de medição necessitam normalmente de uma fonte de tensão, cuja faixa de operação irá variar em função do tipo de sistema que está sendo utilizado. As principais características de uma fonte que devem ser consideradas são:

1. O nível máximo e mínimo da voltagem e sua polaridade.
2. A corrente máxima disponível da fonte.
3. A estabilidade a longo prazo com mudanças na temperatura ou na voltagem de alimentação.
4. O grau de filtração assegurado para eliminar variações e ruídos introduzidos pela linha de alimentação.

Detectores semicondutores requerem relativamente pouca corrente e as demandas de tensão raramente excedem 1000 V (KNOLL, 2000).

2.4.5.2. Pré-amplificador

Para muitos detectores a carga é tão pequena que é impraticável lidar com um sinal sem passar por uma amplificação. O primeiro elemento em uma cadeia de processamento de sinal é, portanto, muitas vezes um pré-amplificador, fornecido como uma interface entre o detector e o processamento de pulsos e análise eletrônica que se segue.

O pré-amplificador fica normalmente localizado o mais próximo possível do detector. Do ponto de vista sinal-ruído, é sempre preferível minimizar a carga capacitiva no pré-amplificador, com isso, longos cabos de interconexão entre o detector e o pré-amplificador devem ser evitados, se possível (KNOLL, 2000).

2.4.5.3. Analisador multicanal (MCA)

O princípio de operação do MCA é baseado na conversão de um sinal analógico (a amplitude do pulso) para um número digital equivalente. Sua função básica envolve apenas o ADC (conversor analógico-digital) e a memória. Supondo que a memória possa ser organizada como uma pilha vertical com localizações endereçáveis, indo do primeiro endereço (canal de número 1) na base até o último endereço (2048, por exemplo) no topo. Uma vez que o pulso é processado pelo ADC, os circuitos de controle do analisador procuram a localização na memória correspondente à amplitude digitalizada armazenada no registro de endereço, e o número de contagens daquela localização é incrementado em uma contagem. De forma direta, o que ocorre nesta operação é: um pulso a ser analisado passa pelo ADC e é classificado em um local de memória que corresponde mais precisamente à sua amplitude (KNOLL, 2000). O resultado da saída é normalmente mostrado na tela do computador, em um gráfico “número de contagens versus amplitude de pulso (energia)”. Normalmente, junto com as placas adaptadoras, são fornecidos programas computacionais que permitem o processamento e manipulação do espectro.

2.5. ESPECTROMETRIA DE RAIOS X

Técnicas de espectrometria de raios X são usadas para a análise dinâmica, estrutural, cristalina, química e elementar de uma ampla gama de materiais que atende a uma grande variedade de requisitos (IAEA, 2019). Essa técnica funciona através da detecção e medição de fótons, que têm comprimento de onda na faixa dos raios X do espectro eletromagnético.

A medida direta de um feixe de raios X por um detector do estado sólido é representada como uma distribuição de pulsos, que representa a quantidade de pulsos coletados pelo detector distribuídos no número de canais do multicanal. Quando o multicanal é calibrado com uma fonte de referência, determina-se a energia correspondente a cada canal, ou seja, a distribuição de pulsos por energia.

Altas taxas de contagem devem ser evitadas, buscando eliminar o “empilhamento” de dois fótons, que ao interagirem com o cristal do detector num espaço muito curto de tempo, acabam sendo vistos como um único fóton, com energia igual à soma das energias dos fótons “empilhados”.

Quando a fonte de raios X possui uma atividade relativamente alta, a taxa de contagem medida pelo detector pode ser diminuída aumentando a distância entre a fonte e o detector, diminuindo a corrente aplicada ao tubo ou utilizando filtros físicos (como alumínio e cobre), por exemplo (SOUZA, 1996).

O espectro de um tubo de raios X apresentado pelo software associado ao detector é a soma dos espectros, contínuo (gerado pela radiação de freamento) e característico (formado pela emissão de raios X característicos do alvo do tubo) da fonte de radiação. A figura 2.16 traz um exemplo de espectro gerado pelo software da Amptek, para um tubo de raios X com alvo de tungstênio e com uma voltagem de 40 kV aplicada.

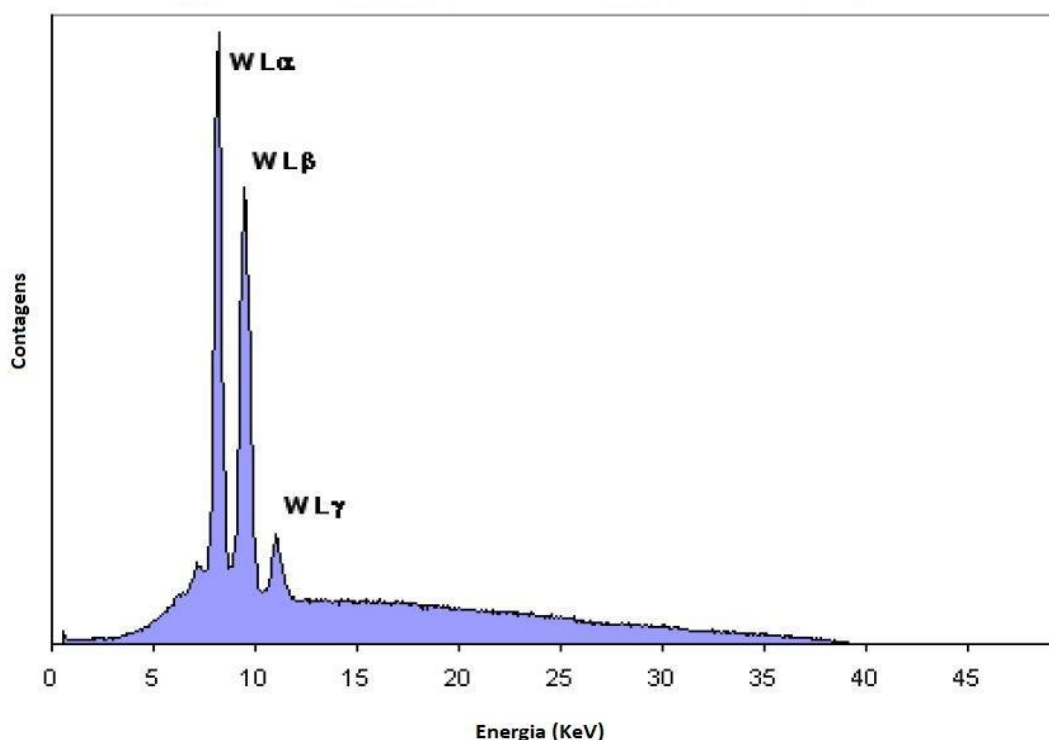


Figura 2.16: Espectro de raios X para um alvo de tungstênio com uma tensão de 40 kV aplicada (AMPTEK, 2019a).

2.6. TOMOGRAFIA COMPUTADORIZADA (CT)

A obtenção de uma tomografia computadorizada pode ser dividida em duas partes. A primeira parte envolve o escaneamento, na qual há interação dos raios X com a estrutura do objeto e a detecção dos mesmos ocorre. A segunda parte está ligada aos algoritmos matemáticos necessários para a reconstrução dos dados possibilitando imagens tomográficas axiais do objeto (FRIENDLAND e THURBER, 1996).

Alguns anos após a descoberta dos raios X, em 1921, foi idealizado por André Edmond Marie Bocage (1892-1953) a CT convencional, em que um conjunto de radiografias que revela uma seção fina do corpo é obtido. O sistema de tomografia linear convencional é composto por um tubo de raios X e um detector, estabelecidos em direções opostas sobre um apoio localizado no plano da estrutura anatômica a ser estudada. Para visualizar todos os detalhes anatômicos em uma fatia de CT é necessário que haja uma reconstrução matemática na imagem para que seja possível relacionar a distribuição de densidade com a atenuação dos feixes de raios X ao atravessarem diferentes estruturas anatômicas (FRIENDLAND e THURBER, 1996).

Além da descoberta dos raios X, outro importante passo para o desenvolvimento da técnica de CT ocorreu em 1917, quando Johann Radon (1887-1956), um matemático austríaco, publicou um trabalho que viria a ser a base matemática para a solução do problema de reconstrução de imagens. Em 1963, Allan M. Cormack (1924-1998) apresentou a primeira implementação matemática para a reconstrução de imagem em CT (HSIEH, 2009).

Em 1967, o primeiro protótipo de um CT com fins médicos teve seu desenvolvimento iniciado por Godfrey N. Hounsfield, que em 1972 apresentou à comunidade científica um novo método de diagnóstico, sendo o primeiro diagnóstico clínico por imagem. Este trabalho rendeu a Hounsfield, juntamente com Cormack, o prêmio Nobel de medicina em 1979 (BUSHBERG *et al.*, 2002).

Neste novo método de diagnóstico, seriam feitas diversas medidas de transmissão de fótons de raios X em diversos ângulos, e a partir desses valores, os coeficientes de absorção dos diferentes tecidos seriam calculados por um computador e apresentados como pontos luminosos em uma tela. Estes pontos variam do branco ao

preto, ao longo de uma escala de cinza com diferentes tonalidades, formando uma imagem correspondente a seção axial do tecido (MACHADO, 2015).

Nas décadas posteriores ao desenvolvimento da CT, diversas áreas passaram a utilizar e a se beneficiar com o uso desta tecnologia, realizando tomografias de plantas, animais, peças mecânicas, rochas e diversos outros tipos de corpos de prova que possam ser inseridos em um tomógrafo (HSIEH, 2009).

2.7.MICROTOMOGRRAFIA COMPUTADORIZADA

Com a diversificação no uso da técnica da CT cada vez maior, surge a necessidade de se observar estruturas cada vez menores, da ordem de micrômetros. Visando atender essa demanda foram desenvolvidos os sistemas de microCT (microtomografia computadorizada), onde opera-se com tubo de raios X microfocados, ou seja, com um foco que torna possível observar e distinguir estruturas da ordem de micrometros (TELES, 2016).

A microCT é uma técnica não destrutiva, utilizada na geração de seções transversais de um determinado material, através de um conjunto de projeções do plano, possuindo o mesmo princípio físico da CT (MACHADO, 2012). Sua diferença em relação à CT reside no tamanho do foco do tubo de raios X, que aqui é da ordem de micrometros, e também na rotação do conjunto fonte-amostra/paciente-detector, como será explicado a seguir (SANTOS, 2015).

Diferentemente dos tomógrafos de uso médico, onde o paciente fica imóvel e o conjunto fonte-detector gira ao seu redor, nos microtomógrafos, o sistema opera com o objeto de estudo sendo rotacionado a passos regulares pré-estabelecidos sobre uma mesa mecânica, enquanto o conjunto fonte-detector permanece fixo em sua posição (TELES, 2016). A figura 2.17 apresenta o princípio de funcionamento de um microtomógrafo com feixe cônico, onde observa-se que o objeto é rotacionado, enquanto a fonte de raios X e o detector permanecem fixos.

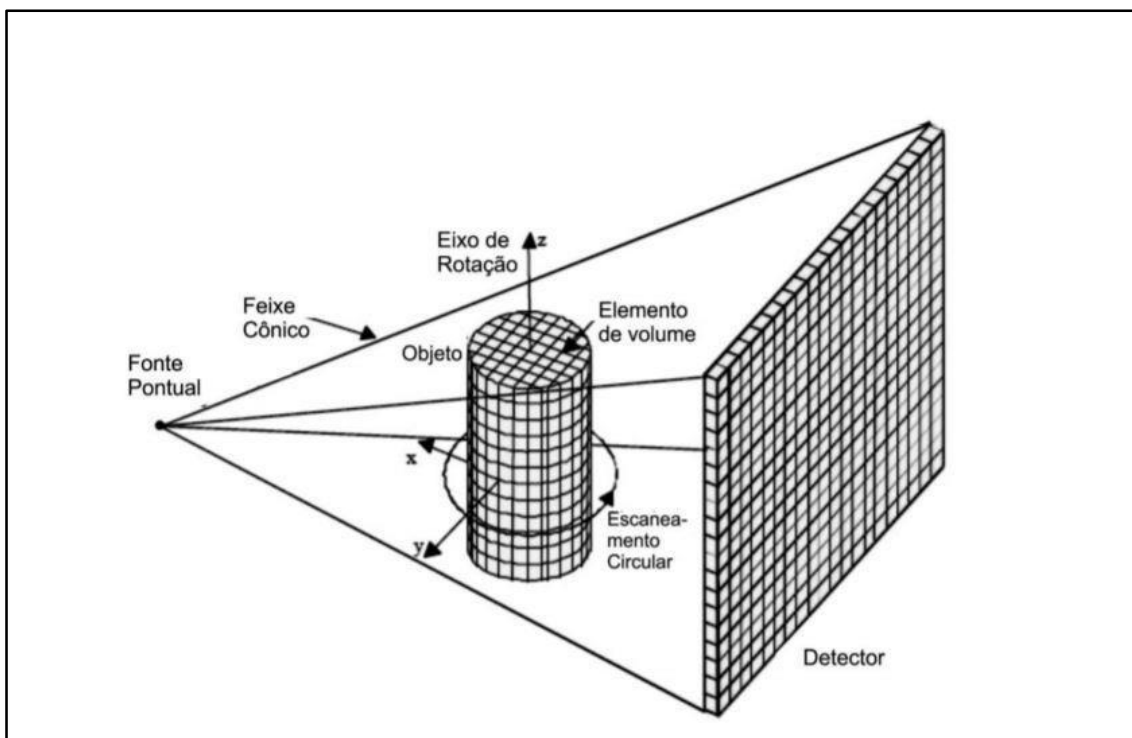


Figura 2.17: Princípio de funcionamento de um microtomógrafo (MACHADO, 2016).

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1. TUBO DE RAIOS X 300 KV

O tubo de raios X que foi analisado neste trabalho está representado na figura 3.1, e compõe o tomógrafo v|tome|x m.

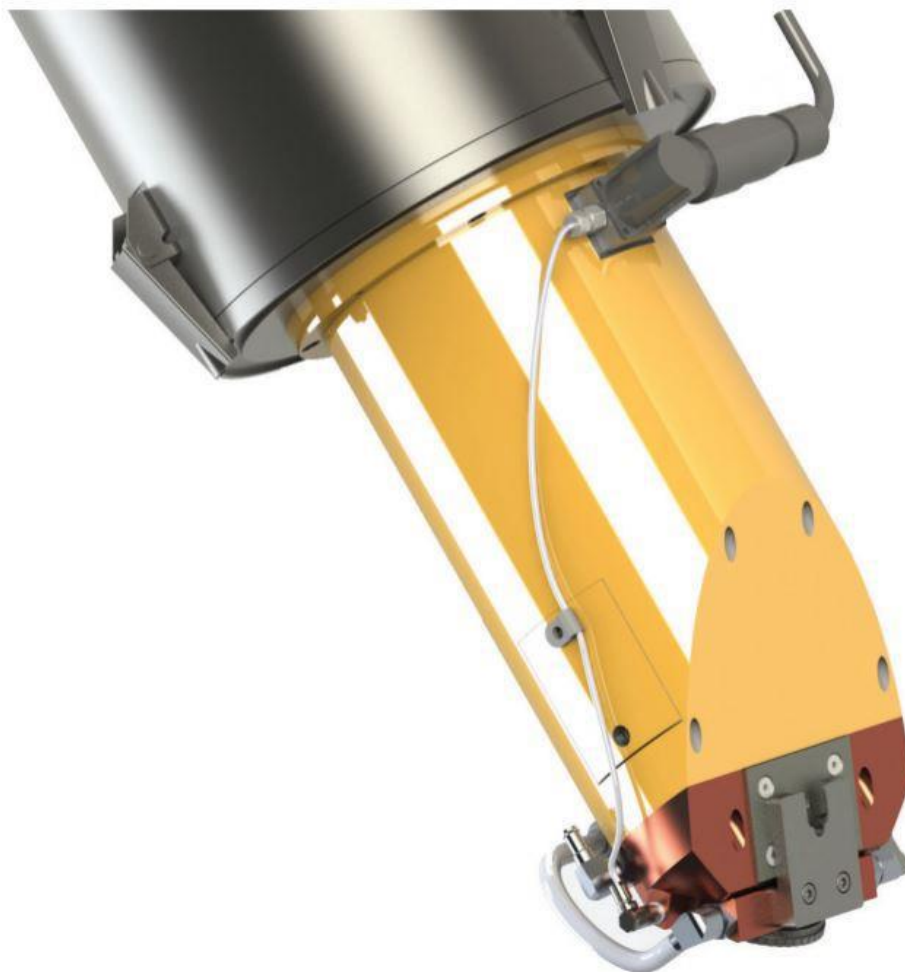


Figura 3.1: Tubo de raios X 300 kV pertencente ao tomógrafo v|tome|x m. (GE, 2017)

Este tubo de raios X é de reflexão, e possui um alvo de metal massivo. Os elétrons incidem sobre o alvo e os raios X formados são refletidos na direção da janela do tubo de forma que ao saírem incidam sobre a amostra. A figura 3.2 traz o esquema de um tubo de reflexão (TELES, 2016).

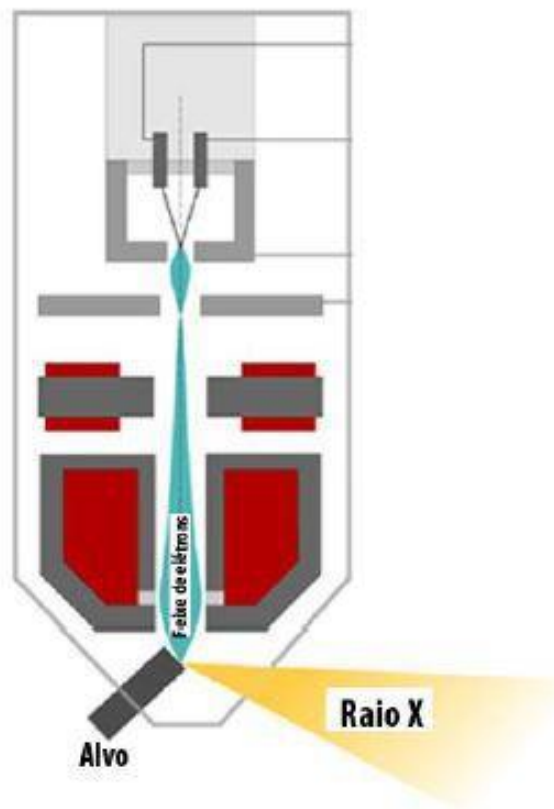


Figura 3.2: Esquema de um tubo de raios X de reflexão. (TELES, 2016)

3.2.DETECTOR SEMICONDUTOR CDTE

O detector semicondutor CdTe combina um número atômico relativamente alto (48 para o Cd e 52 para o Te) com um *bandgap* largo o suficiente para permitir operação à temperatura ambiente. A probabilidade de absorção fotoelétrica por unidade de comprimento percorrida é mais ou menos 4 a 5 vezes maior no CdTe do que no detector de germânio, e cerca de 100 vezes maior do que para o Si em energias típicas de raios X. Assim, aplica-se detectores CdTe quando se busca uma alta eficiência na detecção de raios X por unidade de volume (KNOLL, 2000).

O modelo de detector semicondutor utilizado neste trabalho é o XR-100CdTe, representado na figura 3.3. O XR-100CdTe é um detector e pré-amplificador termoelectricamente resfriado que usa diodo de CdTe. O alto *stopping power* do CdTe o

torna excelente para aplicações que requerem alta eficiência de detecção em energias até 100 KeV. O termo *stopping power* se refere à perda média de energia por unidade de comprimento em um determinado meio, e depende tanto do material em si, quanto do tipo de radiação incidente. Seu desempenho, tamanho pequeno, e baixo custo o fazem ideal para aplicações incluindo monitoramento de tubos de raios X (AMPTEK, 2019b).

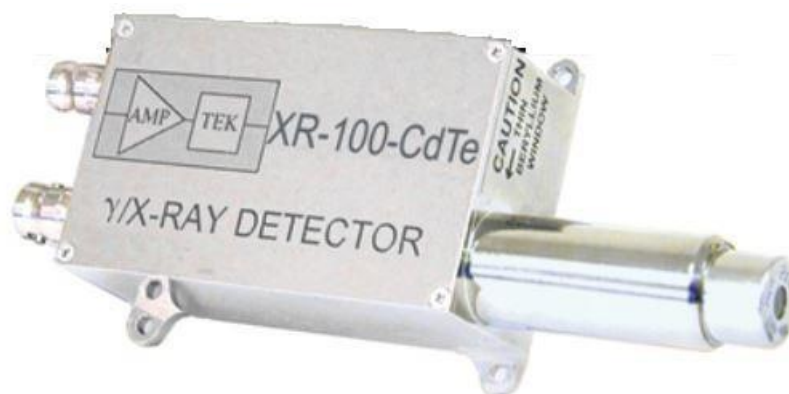


Figura 3.3: Detector semiconductor XR-100-CdTe (AMPTEK, 2019b).

3.3.PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Para obtenção dos espectros o detector foi instalado dentro do microtomógrafo, de forma ficar estável, mantendo as condições de alinhamento durante todo procedimento experimental. Para alinhar a janela do detector CdTe com o tubo de raios X foi utilizado o sistema de detecção do próprio tomógrafo, que possibilitou a visualização da janela de entrada do detector e o alinhamento da mesma com o tubo através da imagem mostrada na tela do monitor de operação do tomógrafo. A figura 3.4 mostra uma foto do sistema tubo-detector utilizado.

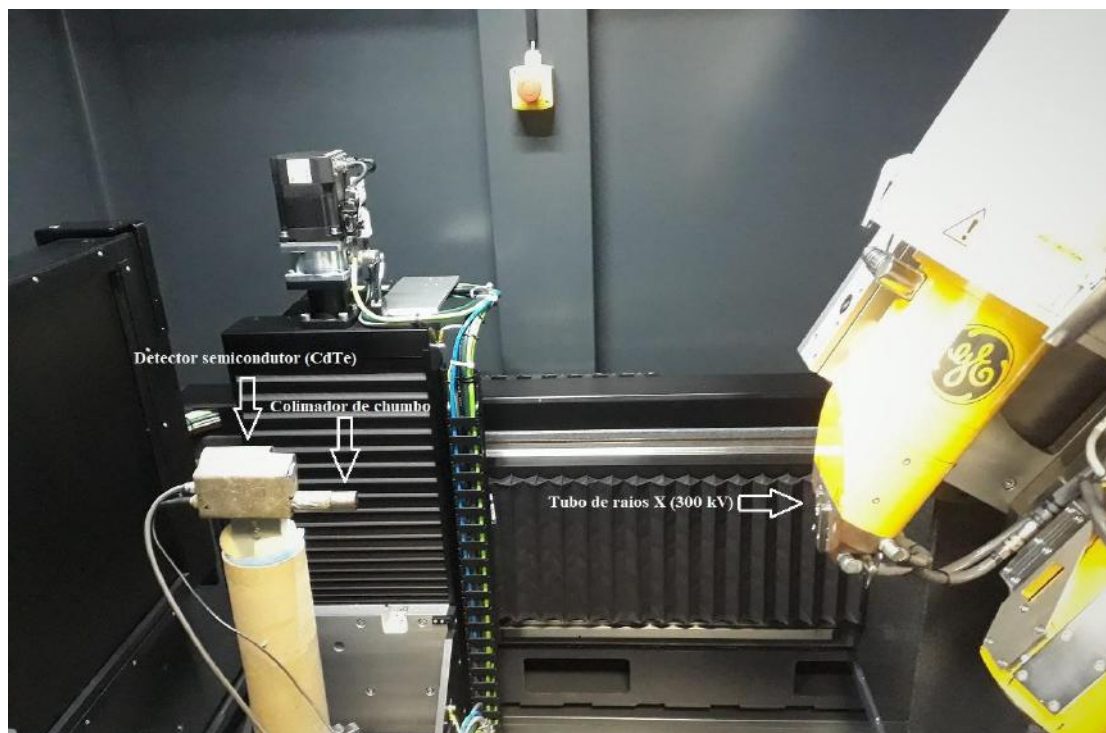


Figura 3.4: Sistema tubo-detector utilizado no levantamento de espectros. Foto do interior do microtomógrafo v|tome|x 300 do Laboratório de Instrumentação Nuclear da UFRJ (AUTOR, 2019).

O colimador de chumbo, mostrado na figura 3.5, alinhado com a janela do tubo e com a janela do detector foi utilizado para reduzir a radiação espalhada na entrada na janela do detector, e reduzir a intensidade do feixe incidente no detector. Essa redução da intensidade se faz necessário para evitar a existência de um tempo morto muito alto durante a obtenção dos espectros, o que levaria à uma imprecisão no espectro final obtido.



Figura 3.5: Colimador de chumbo (AUTOR, 2019).

A calibração foi feita com uma fonte de ^{241}Am , que possui espectro conhecido. Assim, foi possível relacionar cada um dos canais do multicanal a um valor específico de energia.

Os filtros de alumínio e de cobre utilizados foram placas com espessuras de 0,5 mm ou 1,0 mm. O sistema de filtragem foi colocado junto à janela do tubo, de forma a ficar paralelo tanto à janela do tubo quanto à do detector.

Junto ao sistema de detecção foi conectado um computador com o software de aquisição e exibição da Amptek, o ADMCA, instalado. Utilizando este software foi possível visualizar e armazenar cada um dos espectros obtidos.

Para atingir uma boa precisão no levantamento dos espectros foi estabelecido um tempo de aquisição de 300 segundos, igual para todas as aquisições. A corrente utilizada durante todo experimento foi de $5\ \mu\text{A}$. Foi também respeitado um tempo morto limite de 13%, valor esse que só ficou próximo de ser atingido em uma das aquisições. Além disso, foi fixado um *threshold* no canal 30, visando descartar estímulos relativamente pequenos vindos de possíveis ruídos eletrônicos. Na figura 3.6 é apresentada a interface do software utilizado.

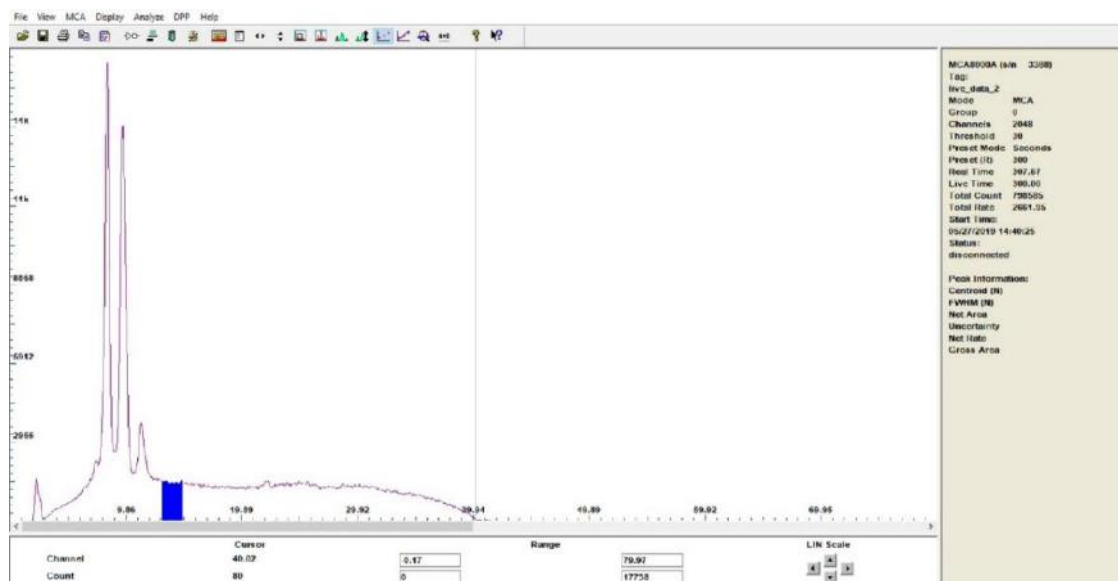


Figura 3.6: Interface do software de aquisição e exibição ADMCA (AUTOR, 2019).

Depois de obter os espectros foram calculados os valores da energia média ($E_{média}$) de cada um dos feixes de raios X usando uma média ponderada (3.1):

$$E_{média} = \frac{(\sum E_i \times N_i)}{\sum N_i}, \quad (3.1)$$

onde E_i representa a energia num dado ponto do espectro e N_i o número de contagens naquele mesmo ponto.

Além disso, foi calculado também o valor da atenuação do feixe causada por cada um dos sistemas de filtragem. Esse cálculo foi realizado para intervalos de energia de 10 keV. A atenuação é dada por (3.2):

$$Atenuação = 1 - \frac{I}{I_0}, \quad (3.2)$$

sendo I a intensidade do feixe filtrado e I_0 a intensidade do feixe antes de passar pelo sistema de filtragem.

Os valores tanto da energia média quanto da atenuação foram calculados utilizando os dados contidos no arquivo de saída gerado pelo software utilizado na obtenção dos espectros.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Como resultado deste trabalho, foram obtidos e analisados espectros com diferentes tensões aplicadas e sob diferentes condições de filtragem, como será abordado a seguir.

4.1. ESPECTROS POR FILTRO APLICADO

Nesta seção serão apresentados os espectros obtidos com a utilização de diferentes tipos de filtro, sendo que cada figura traz os espectros com diferentes tensões aplicadas para uma dada configuração de filtro.

4.1.1. ESPECTROS SEM FILTRO

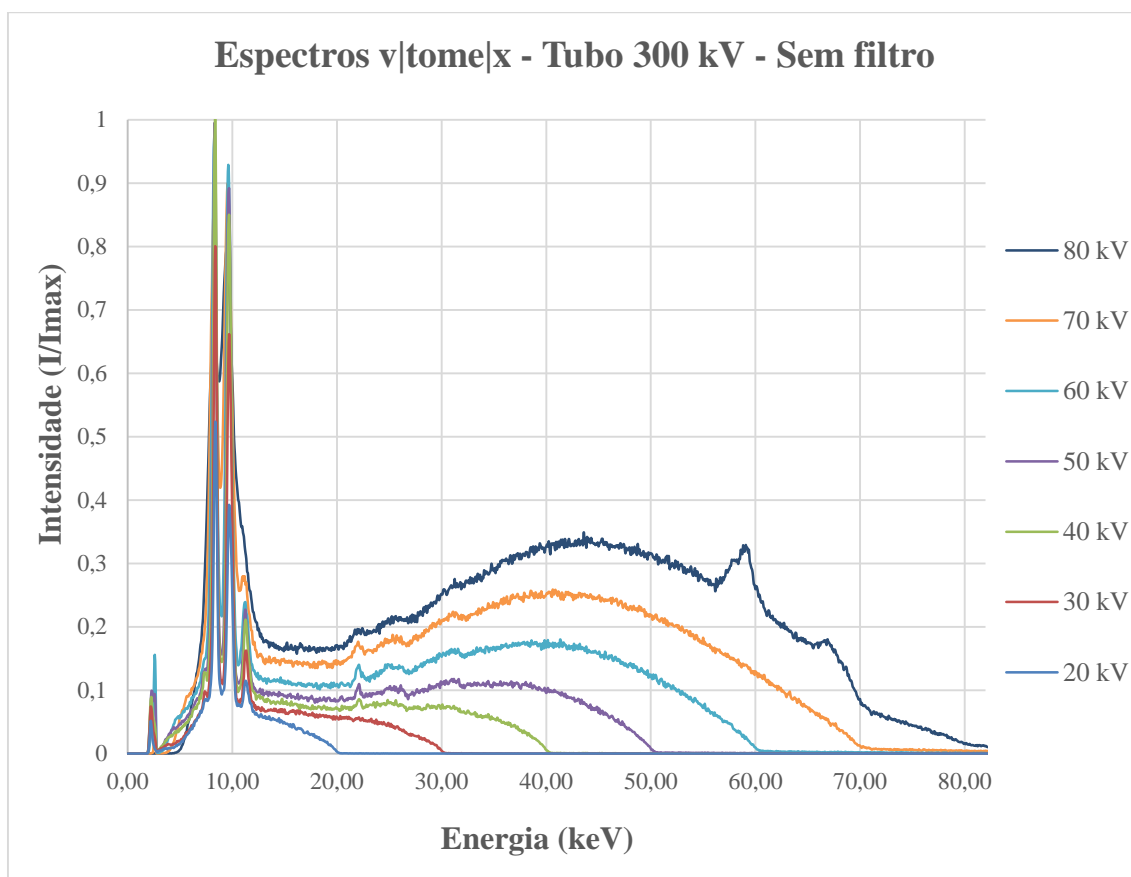


Figura 4.1: Espectros v|tome|x 300sem filtro (AUTOR, 2019).

4.1.2. ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE AL

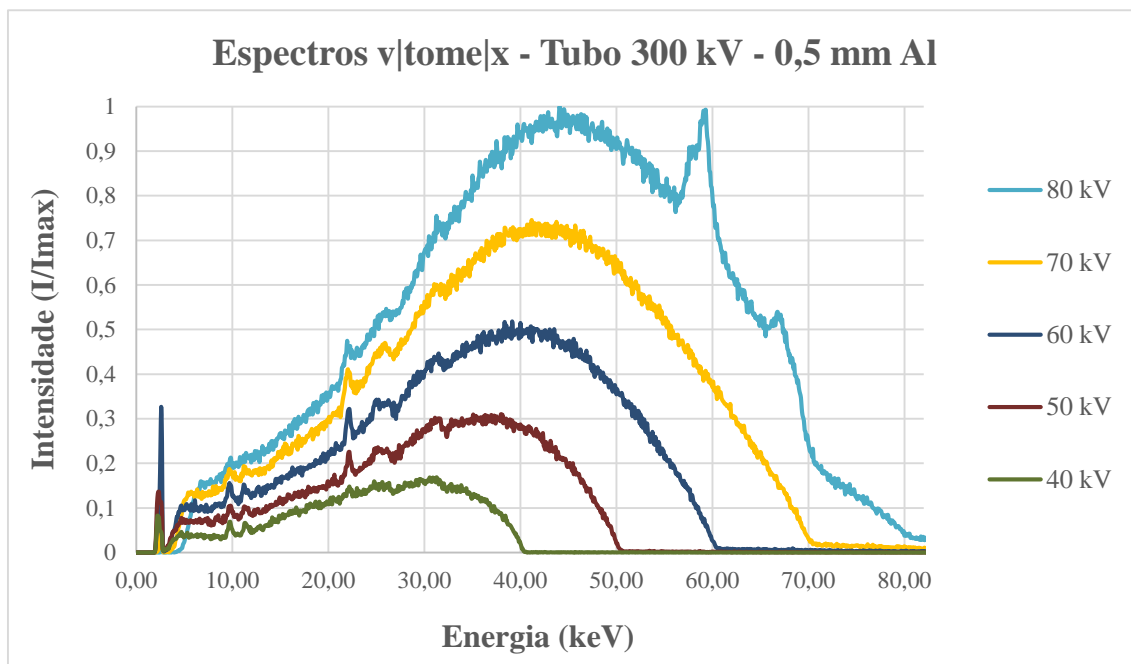


Figura 4.2: Espectros v|tome|x 300com filtro de 0,5 mm Al (AUTOR, 2019).

4.1.3. ESPECTROS FILTRADOS POR 1,0 MM DE AL

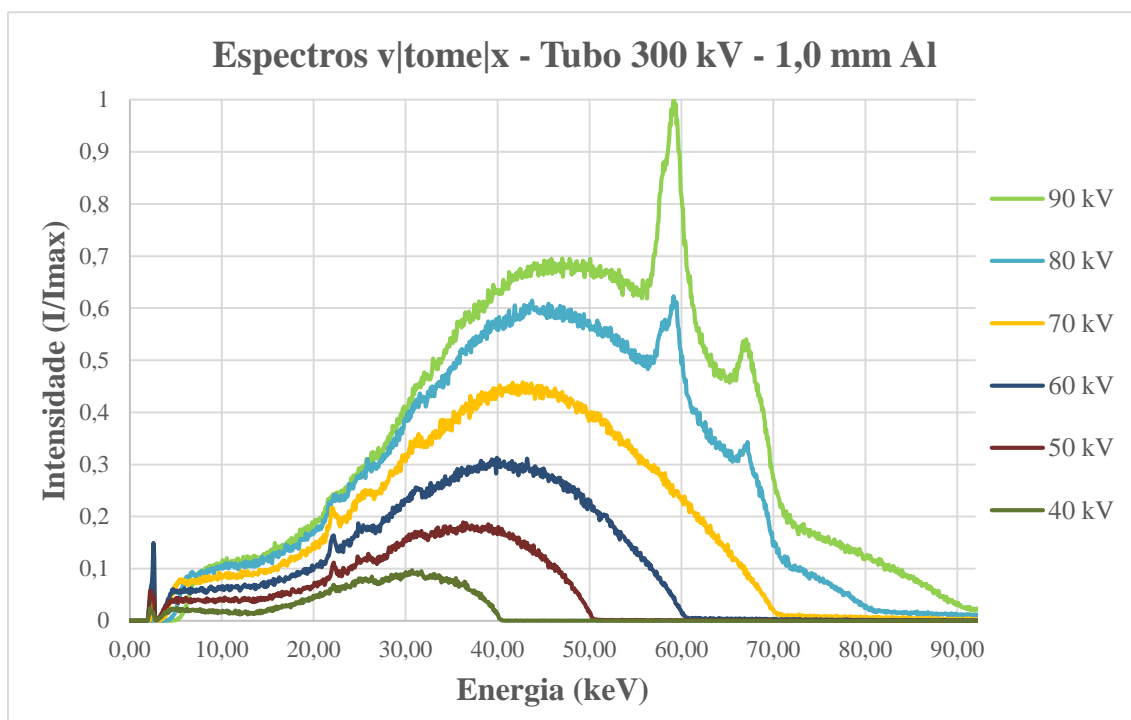


Figura 4.3: Espectros v|tome|x 300 com filtro de 1,0 mm Al (AUTOR, 2019)

4.1.4. ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU

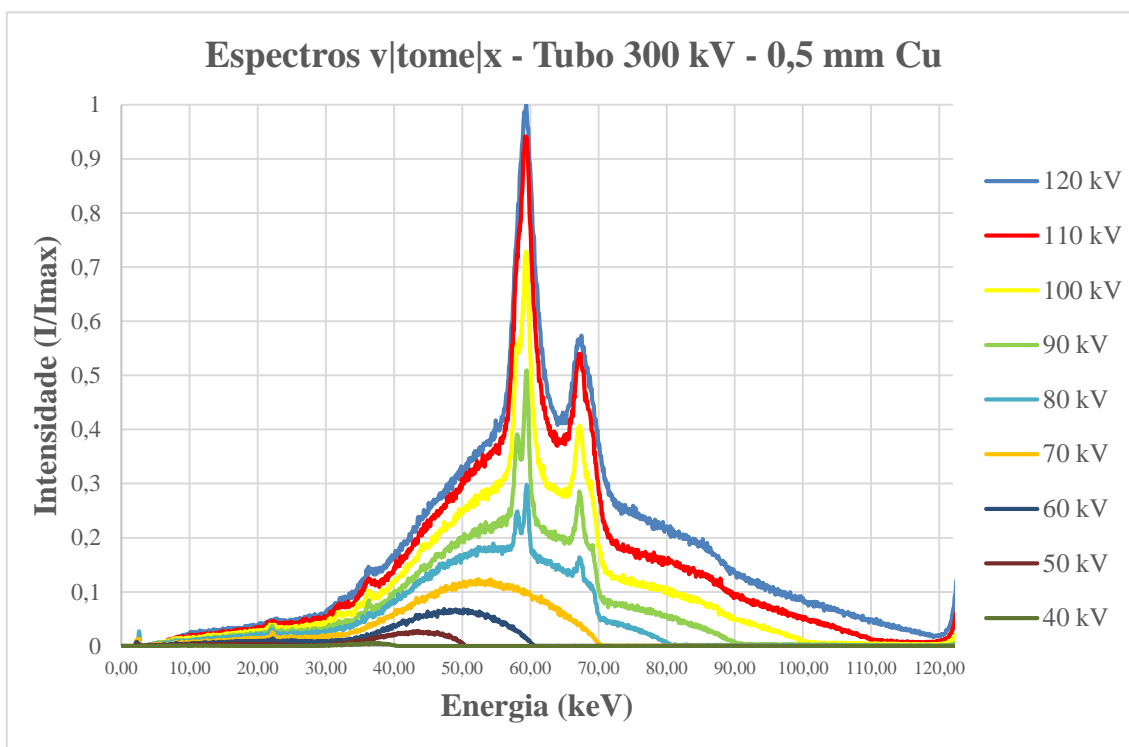


Figura 4.4: Espectros v|tome|x 300 com filtro de 0,5 mm Cu (AUTOR, 2019).

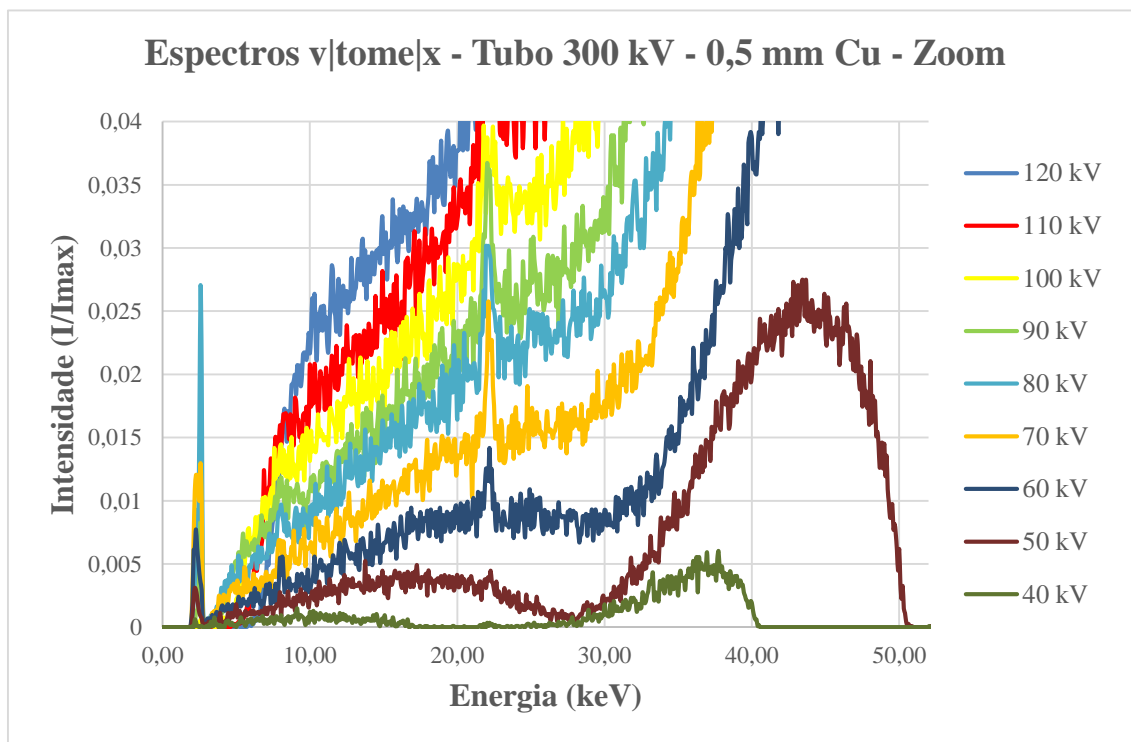


Figura 4.5: Zoom na Figura 4.4 (AUTOR, 2019).

4.1.5. ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU + 0,5 MM DE AL

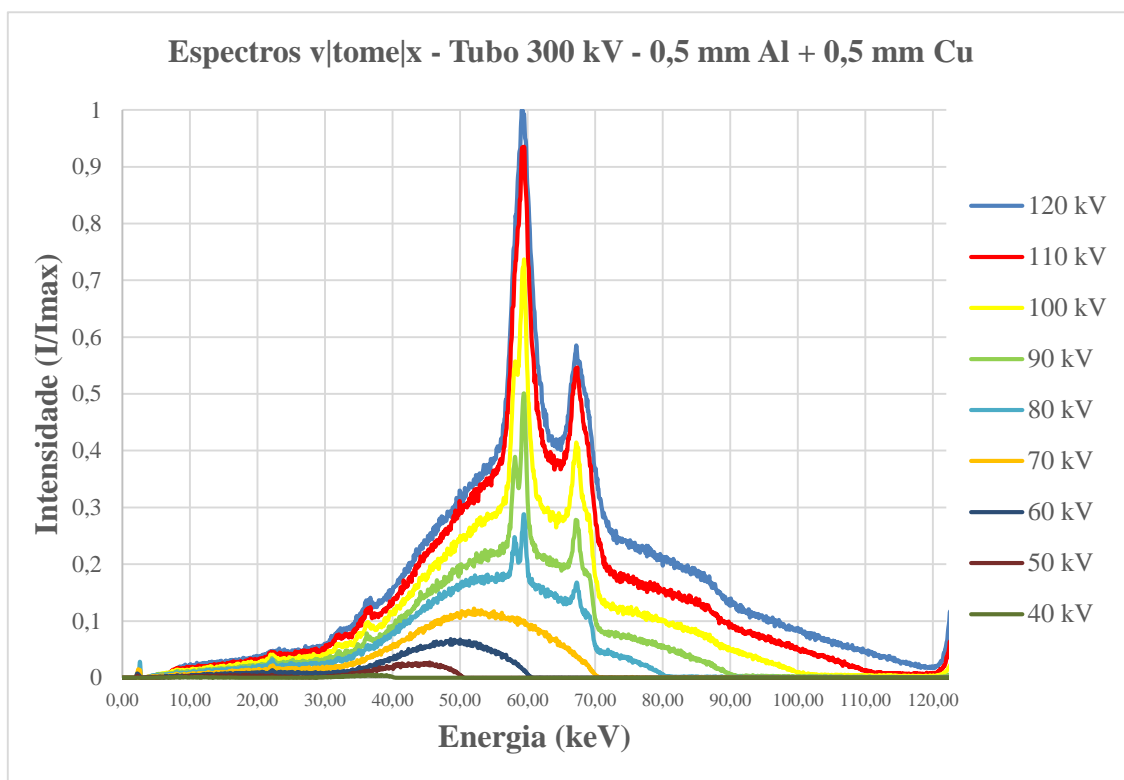


Figura 4.6: Espectros v|tome|x 300 com filtro de 0,5 mm Al + 0,5 mm Cu (AUTOR, 2019).

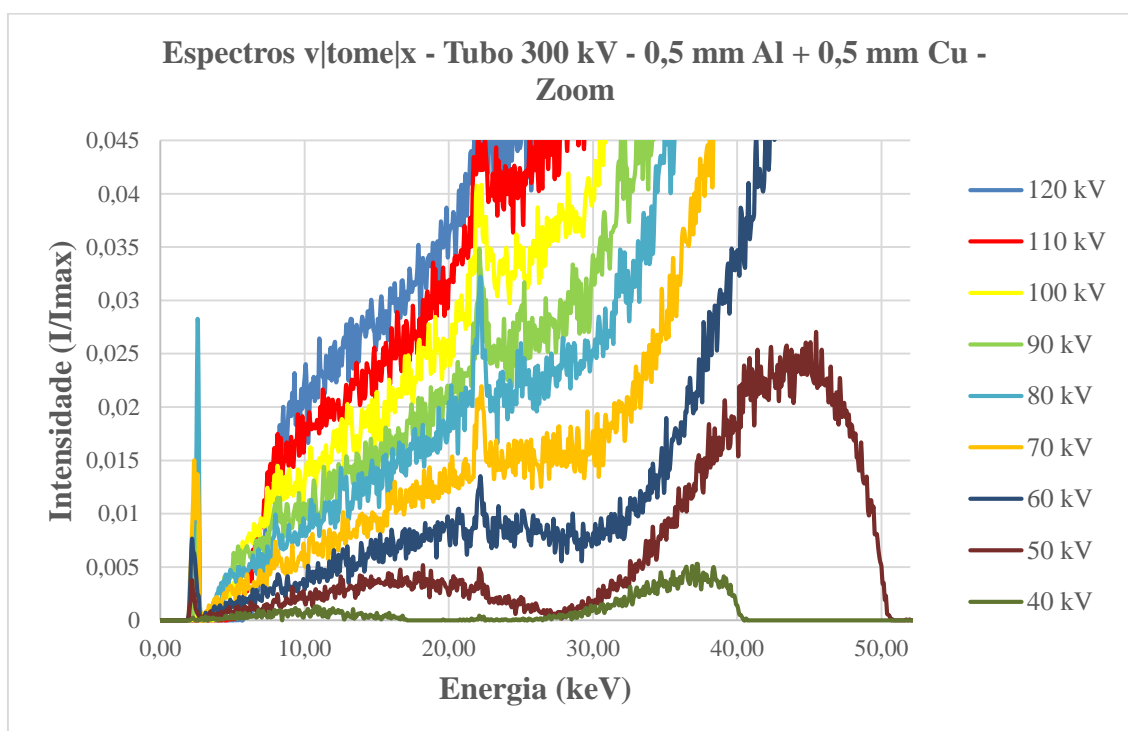


Figura 4.7: Zoom na Figura 4.6 (AUTOR, 2019).

4.1.6. ESPECTROS FILTRADOS POR 0,5 MM DE CU + 1,0 MM DE AL

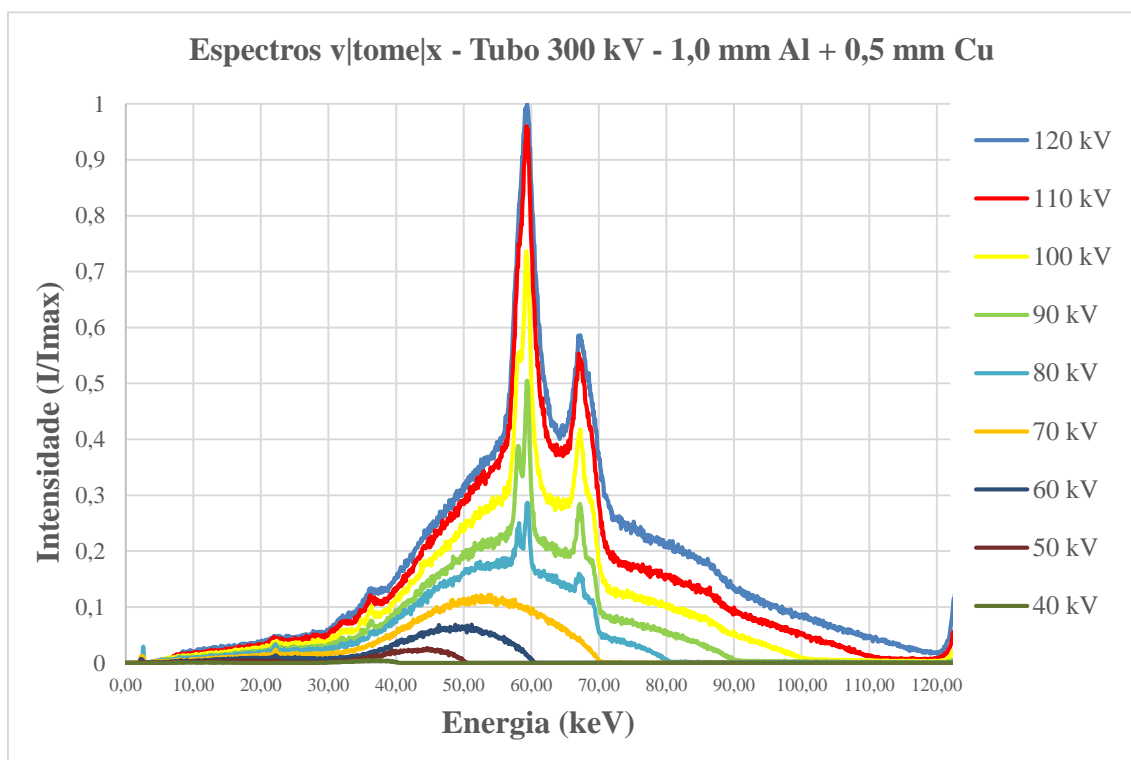


Figura 4.8: Espectros v|tome|x 300com filtro de 1,0 mm Al + 0,5 mm Cu (AUTOR, 2019).

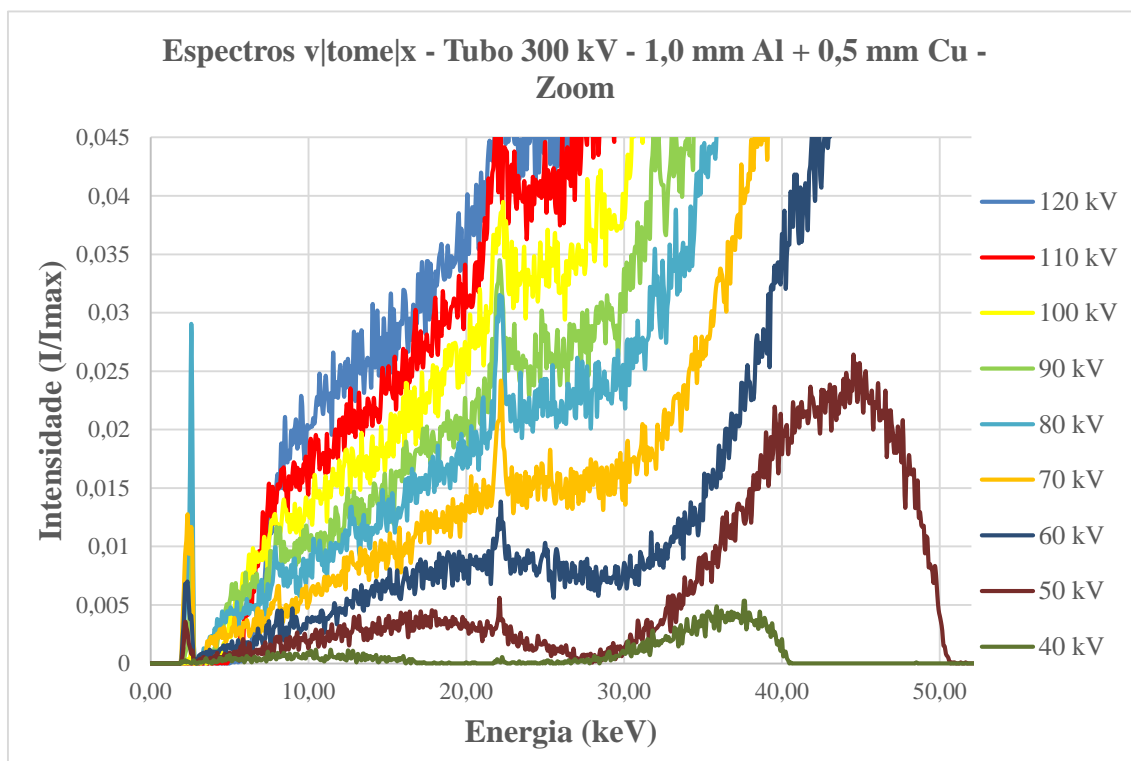


Figura 4.9: Zoom na Figura 4.8 (AUTOR, 2019).

4.1.7. ESPECTROS FILTRADOS POR 1,0 MM DE CU

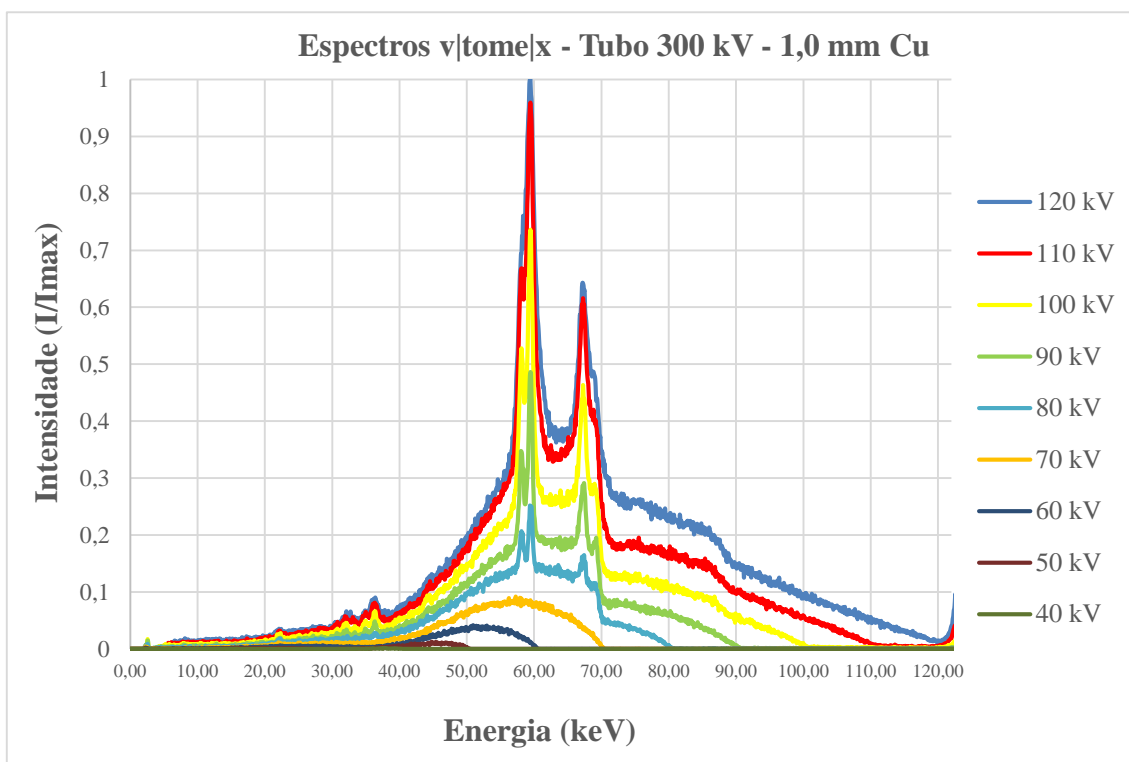


Figura 4.10: Espectros filtrados por 1,0 mm de Cu (AUTOR, 2019).

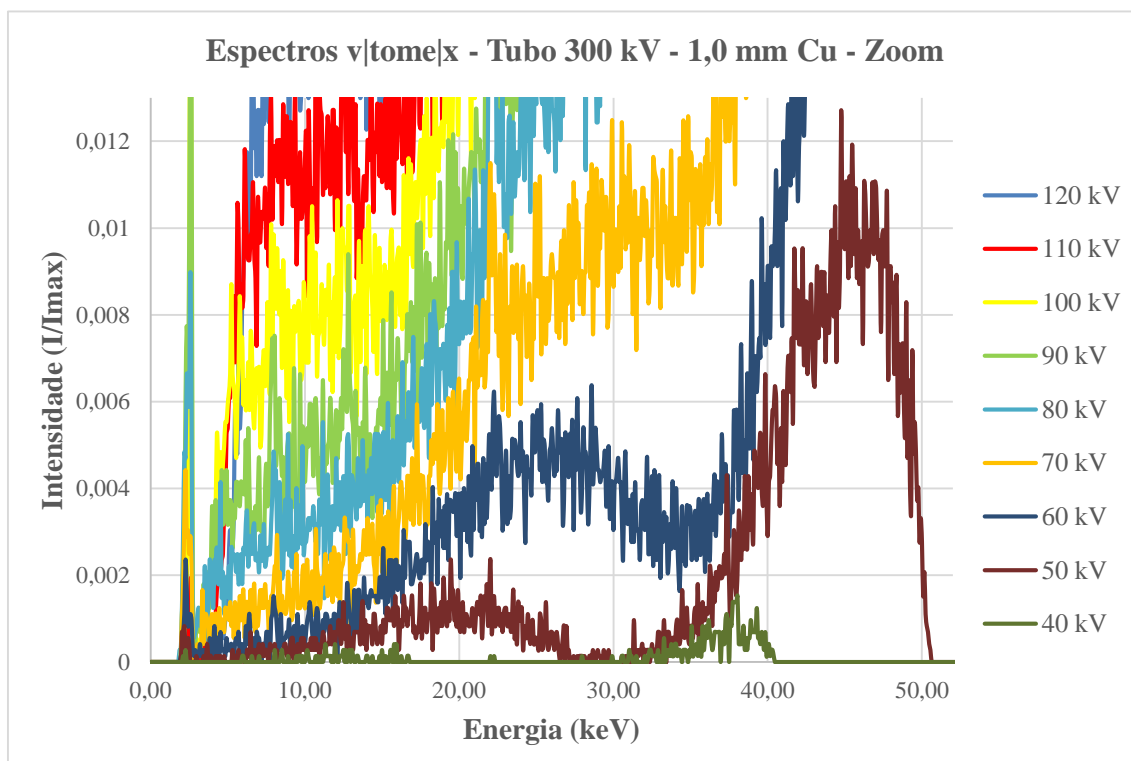


Figura 4.11: Zoom na Figura 4.10 (AUTOR, 2019).

4.2. ESPECTROS POR TENSÃO APLICADA

Esta seção traz os espectros referentes às tensões de 40 a 70 kV, com diferentes filtros aplicados. Também são apresentadas figuras com um zoom na região dos espectros contendo filtro de cobre, que ficaram menos visíveis devido à maior intensidade presente nos espectros sem filtro e com filtro apenas de alumínio.

4.2.1. ESPECTROS 40 KV

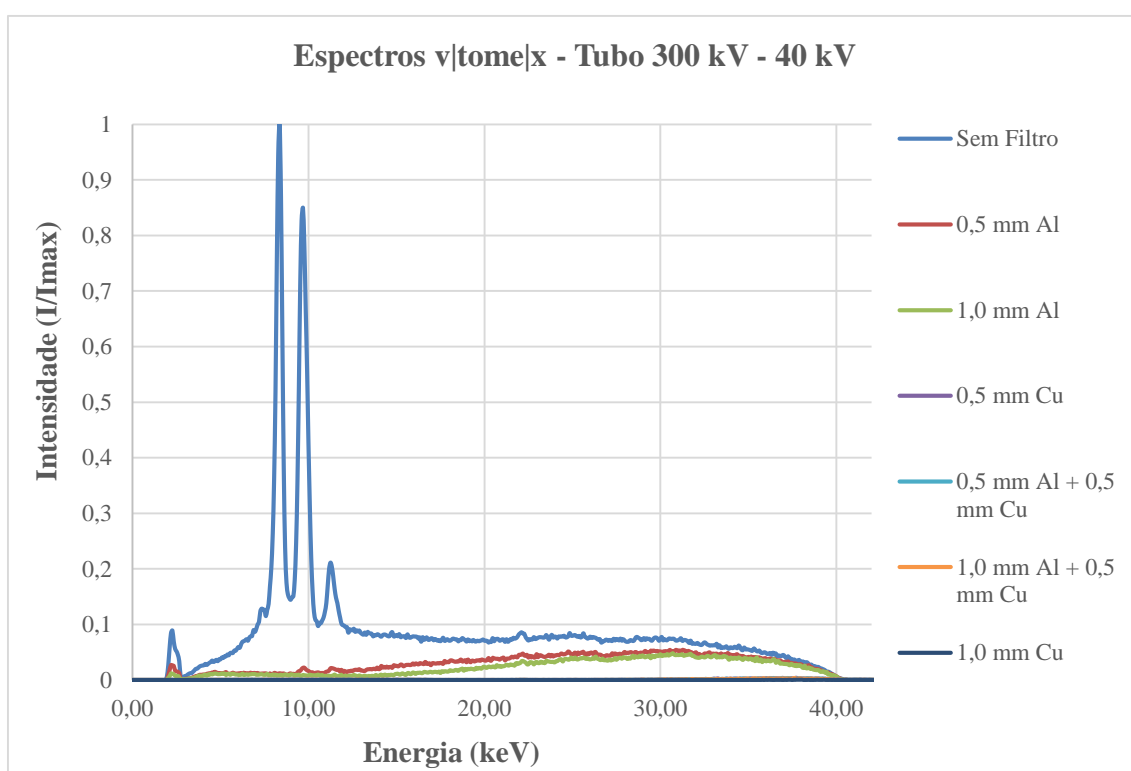


Figura 4.12: Espectros v|tome|x 300 – 40 kV (AUTOR, 2019).

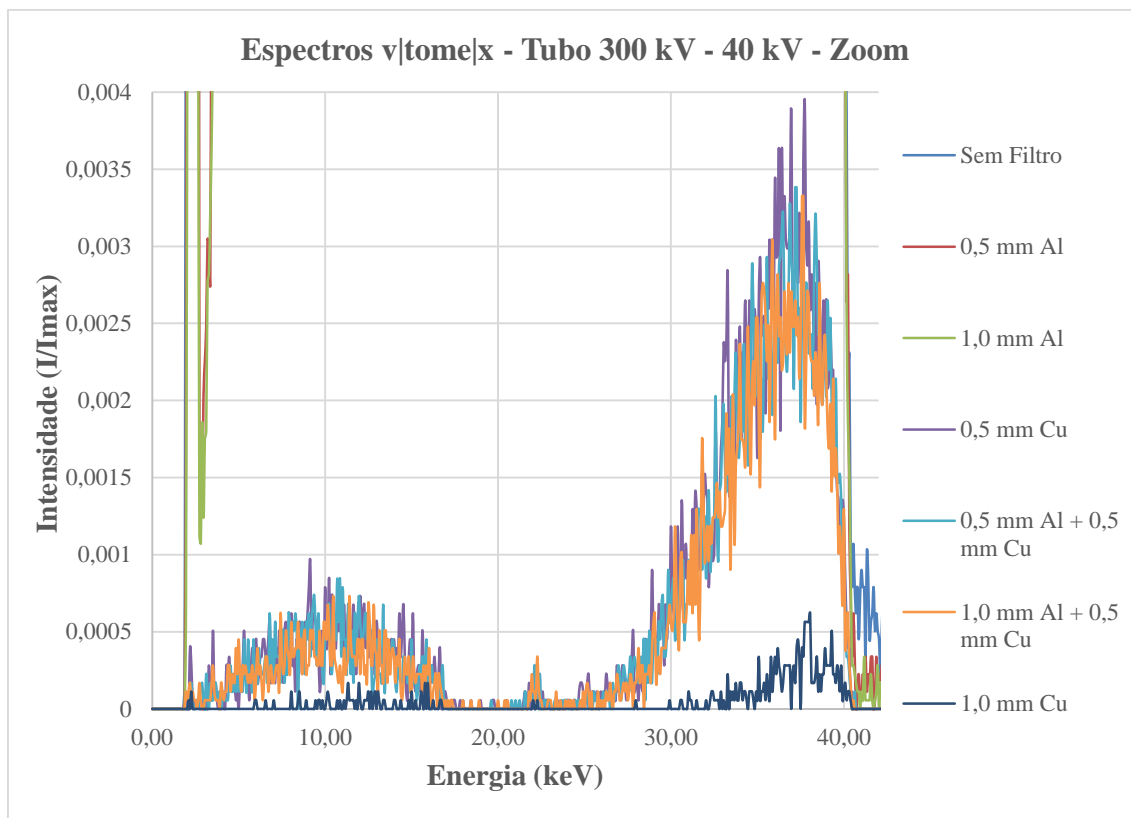


Figura 4.13: Zoom na Figura 4.12 (AUTOR, 2019).

4.2.2. ESPECTROS 50 KV

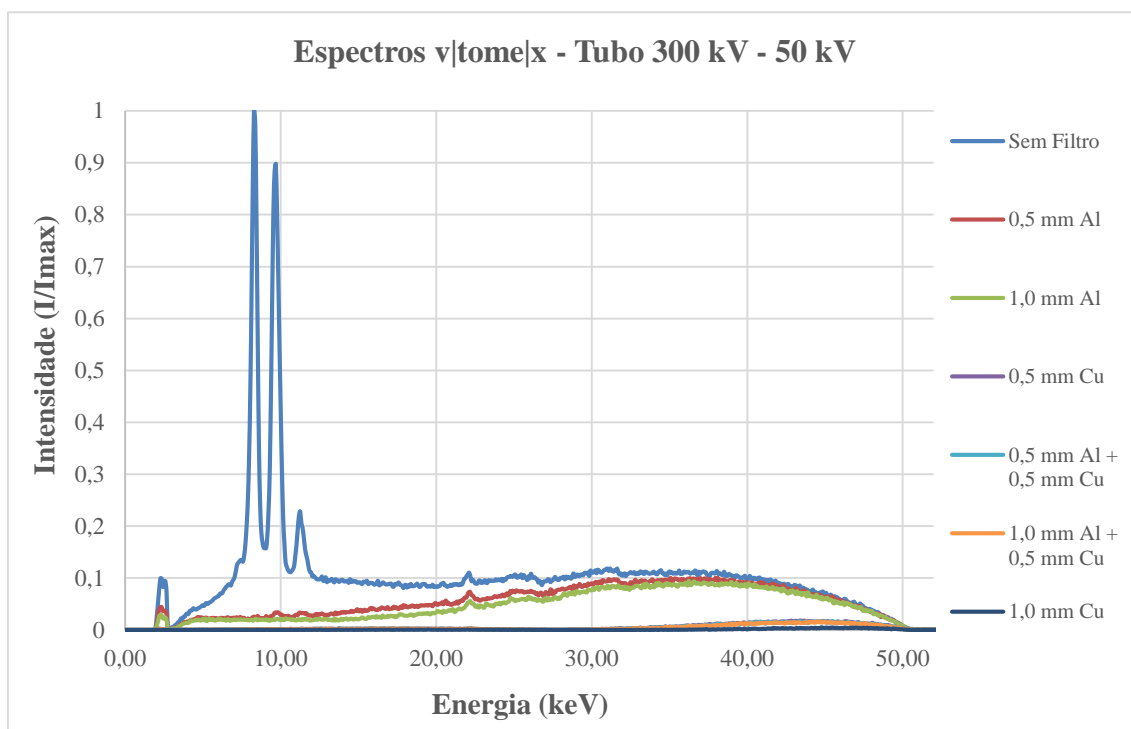


Figura 4.14: Espectros v|tome|x 300 – 50 kV (AUTOR, 2019).

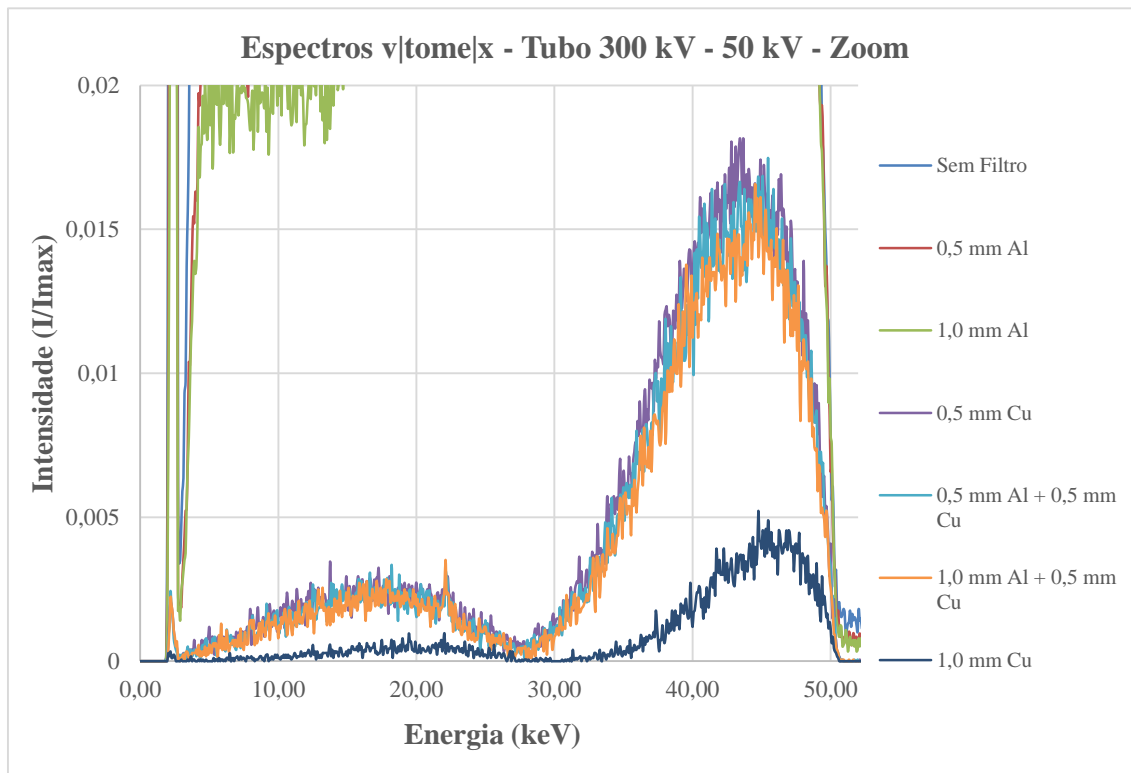


Figura 4.15: Zoom na Figura 4.14 (AUTOR, 2019).

4.2.3. ESPECTROS 60 KV

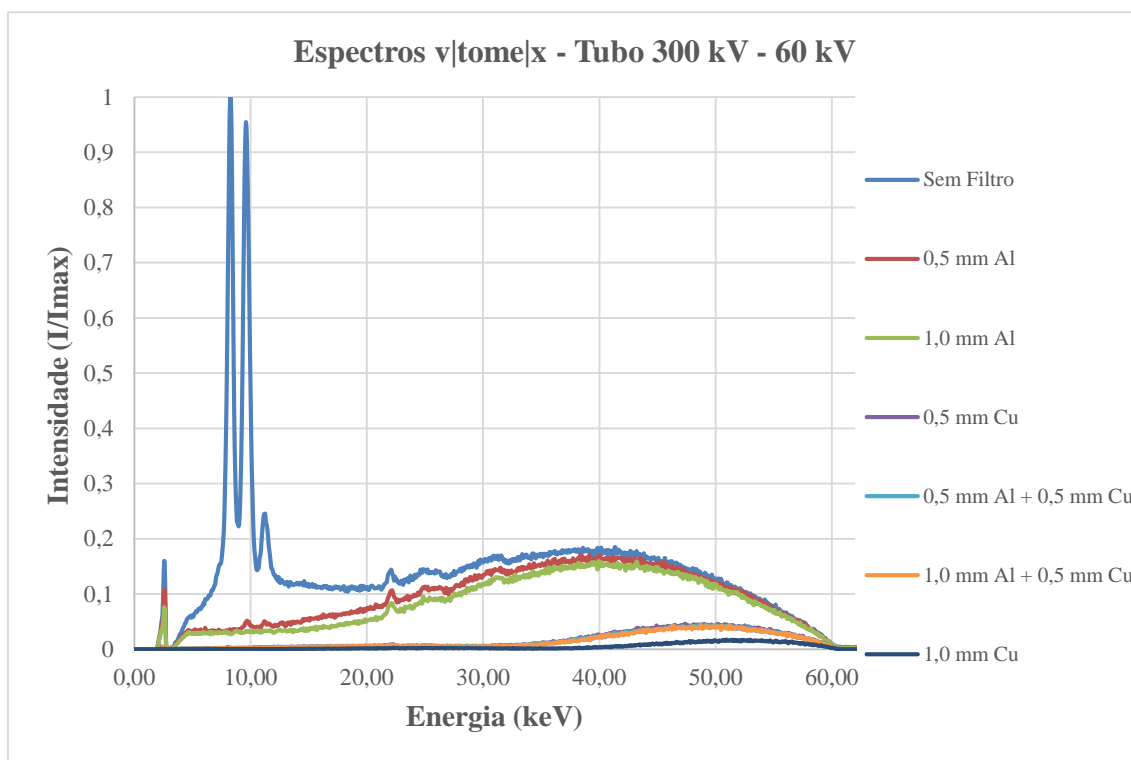


Figura 4.16: Espectros v|tome|x 300 – 60 kV (AUTOR, 2019).

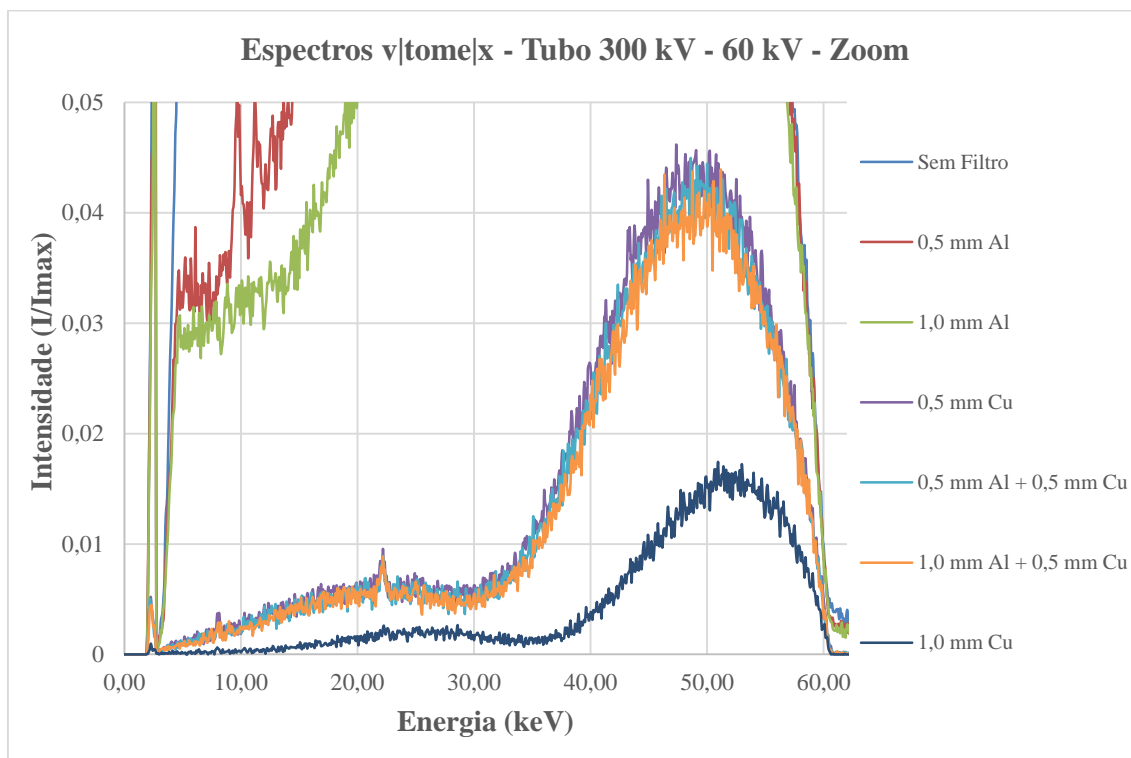


Figura 4.17: Zoom na Figura 4.16 (AUTOR, 2019).

4.2.4. ESPECTROS 70 KV

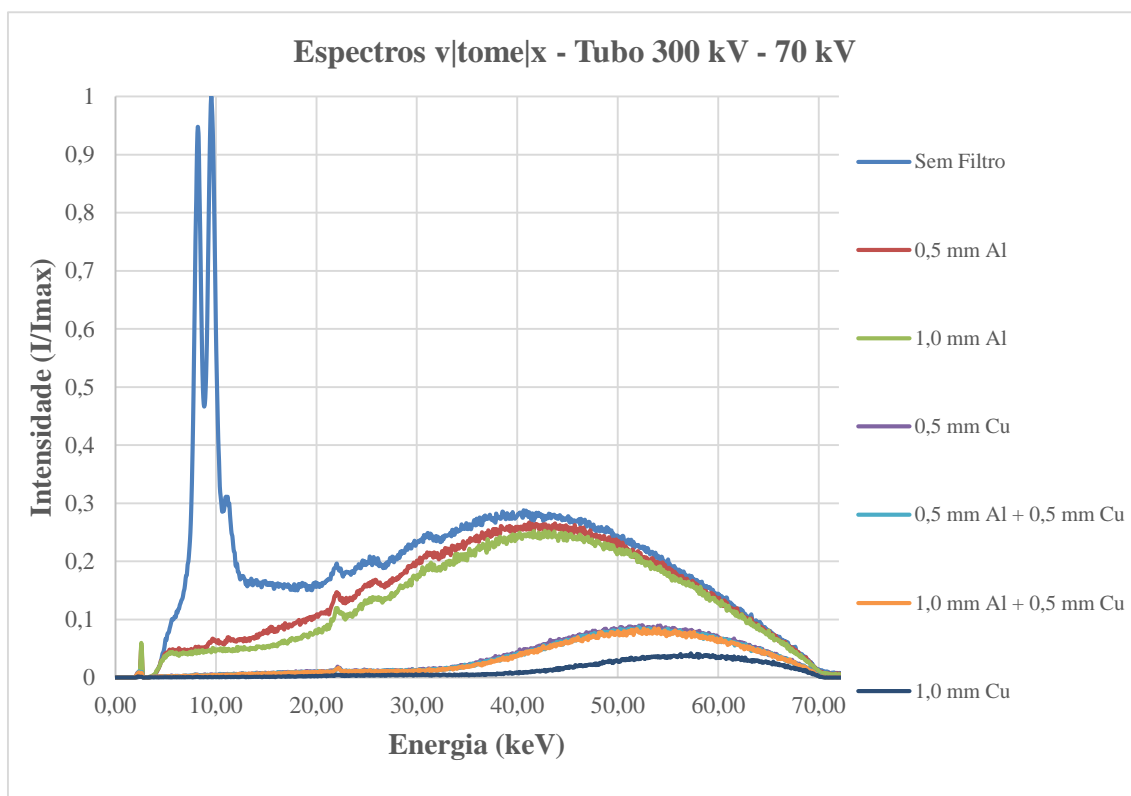


Figura 4.18: Espectros v|tome|x 300 – 70 kV (AUTOR, 2019).

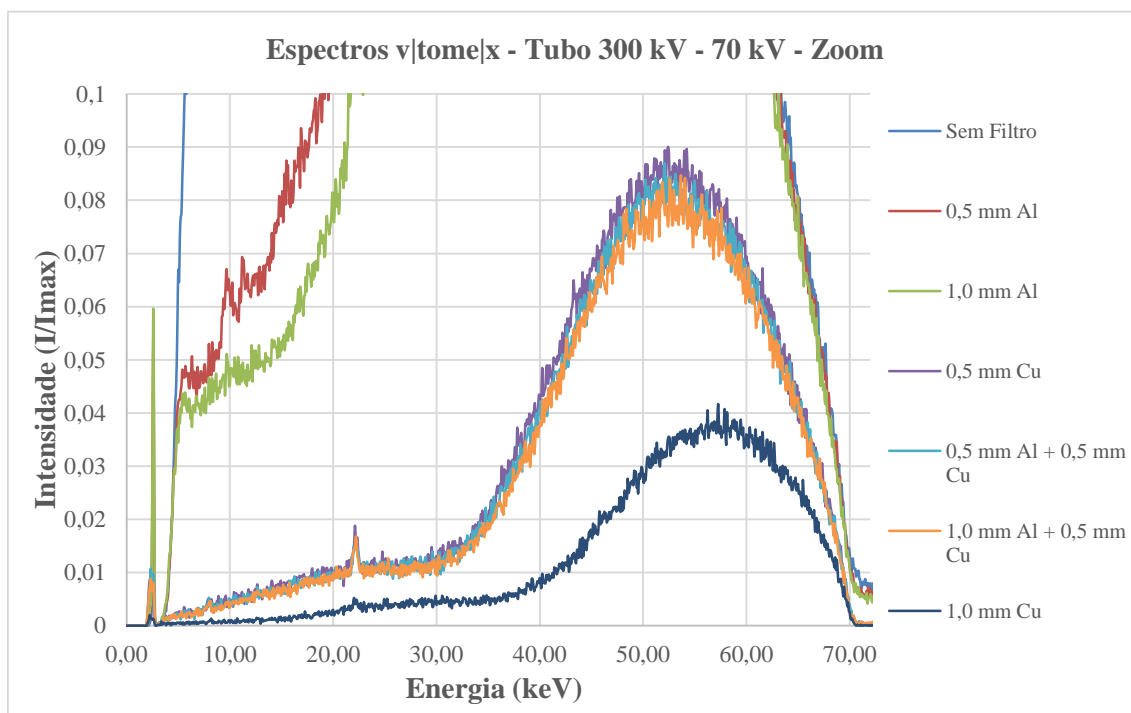


Figura 4.19: Zoom na Figura 4.18 (AUTOR, 2019).

4.3. ATENUAÇÃO

Aqui serão apresentados os gráficos mostrando a atenuação sofrida pelos espectros de 40 a 70 kV de acordo com o filtro aplicado.

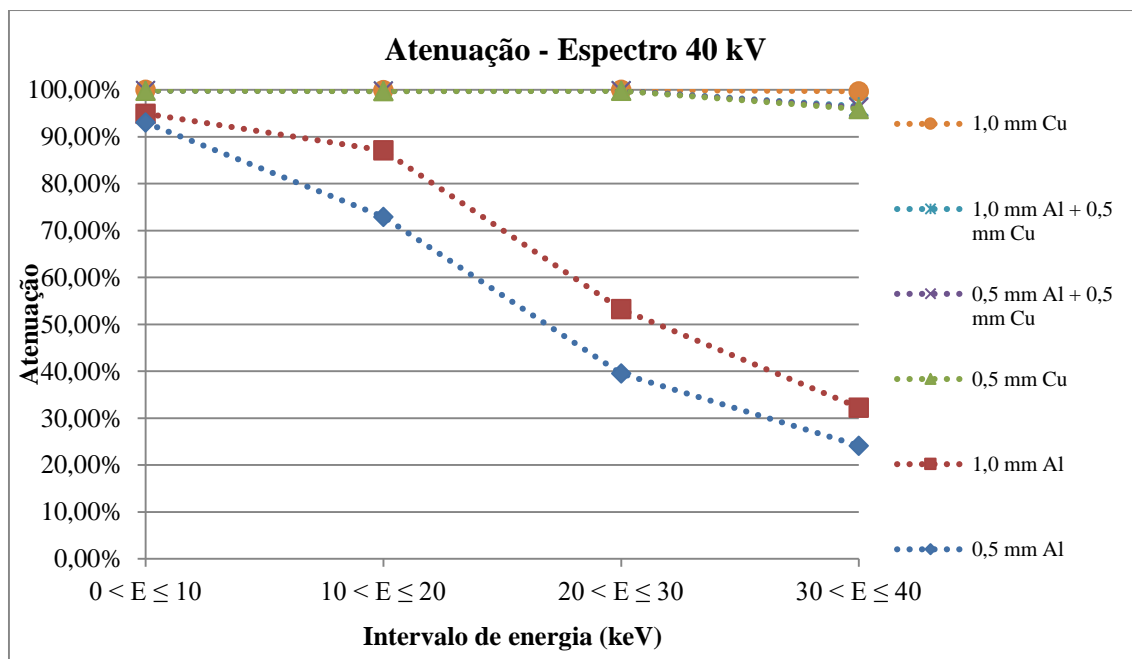


Figura 4.20: Atenuação do feixe com uma tensão de 40 kV aplicada (AUTOR, 2019).

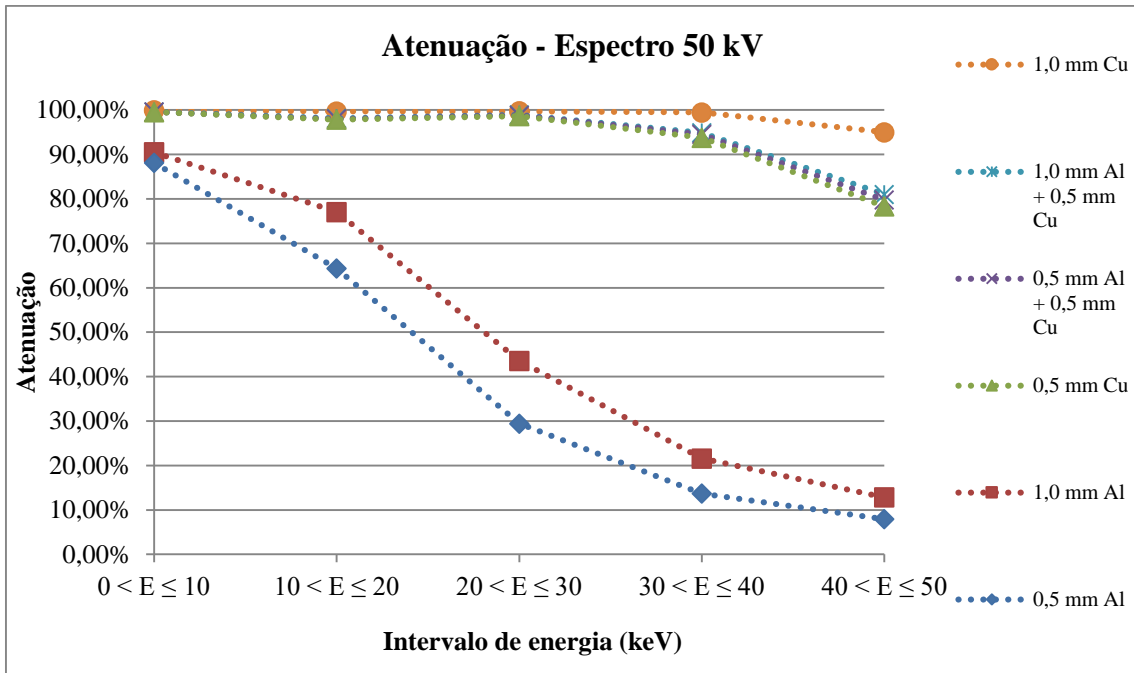


Figura 4.21: Atenuação do feixe com uma tensão de 50 kV aplicada (AUTOR, 2019).

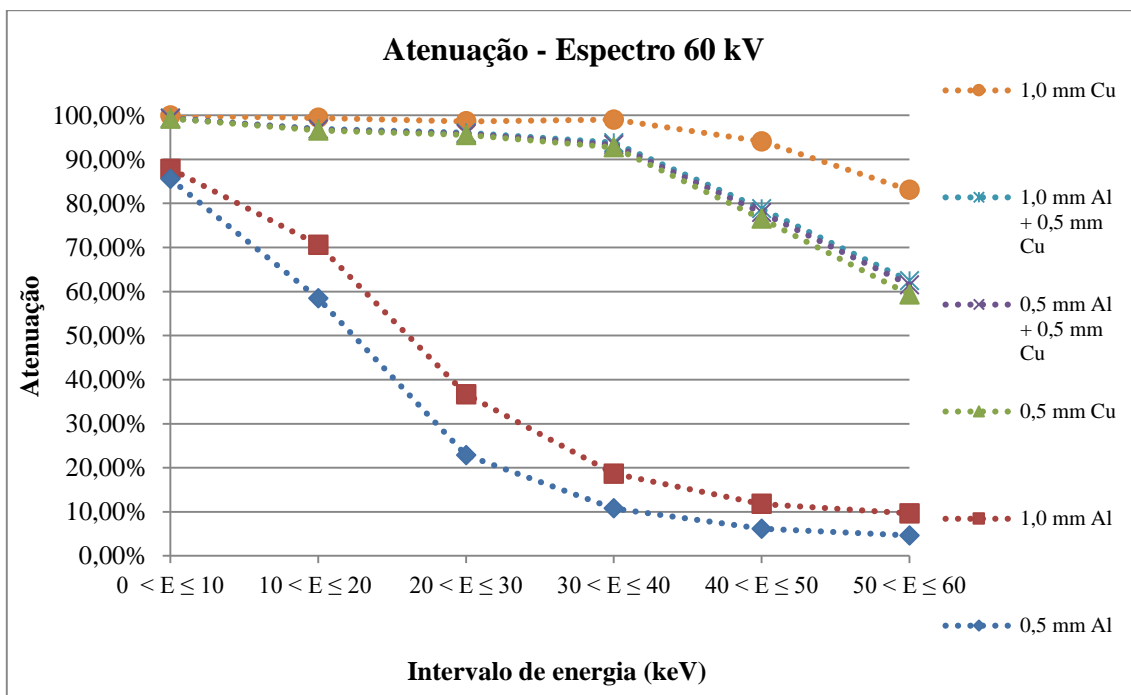


Figura 4.22: Atenuação do feixe com uma tensão de 60 kV aplicada (AUTOR, 2019).

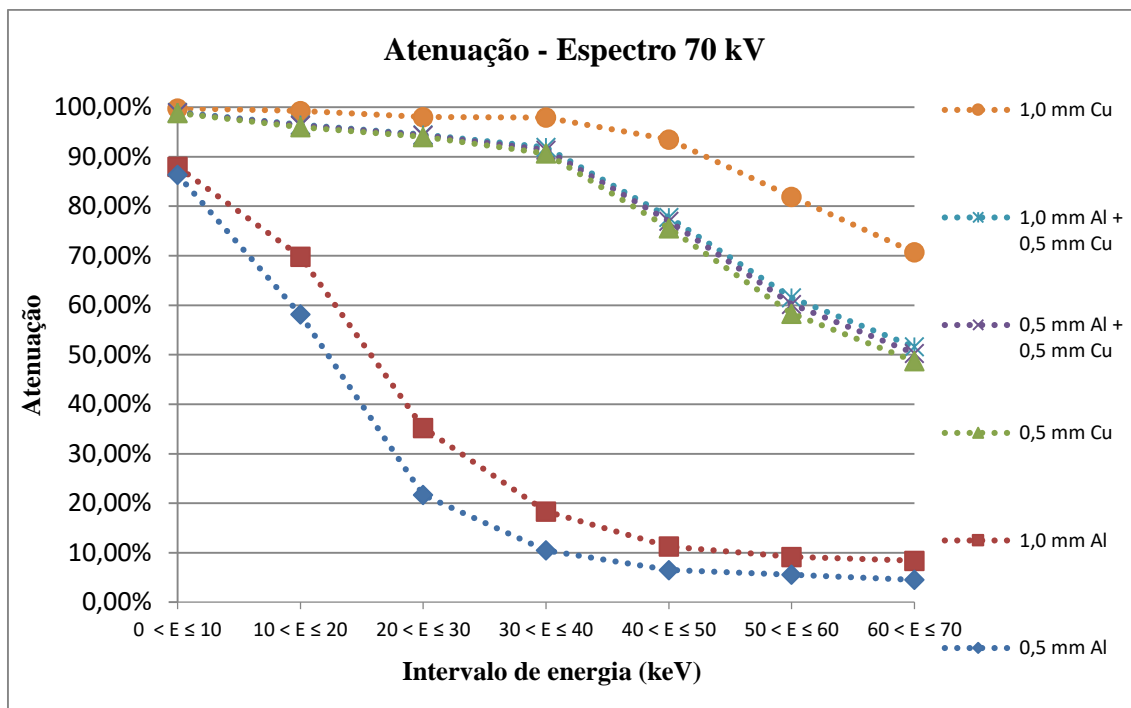


Figura 4.23: Atenuação do feixe com uma tensão de 70 kV aplicada (AUTOR, 2019).

Das figuras 4.20 a 4.23, que representam a atenuação efetuada pelos filtros aplicados, nota-se que o alumínio perde muito da capacidade de atenuação para energias acima de 40 keV, atenuando menos de 20% do feixe. Mas nas regiões de menor energia é bastante efetivo na atenuação, atenuação essa que cresce, como já esperado, com o aumento da espessura do filtro.

Os filtros contendo cobre se mostraram muito mais atenuantes do que os contendo apenas alumínio, o que se explica pela diferença de densidade dos dois materiais. Para o filtro contendo 1,0 mm de cobre a atenuação chega quase a 100% para energias menores do que 40 keV, e para as energias maiores analisadas ainda exerce uma grande atenuação, sempre acima de 70%.

Filtros contendo 0,5 mm de cobre, com ou sem adição do filtro de alumínio, apresentaram uma atenuação superior a 90% para energias até 40 keV e acima de 50% entre 40 e 70 keV. A adição do filtro de alumínio ao filtro de cobre só se mostrou mais relevante em energias acima de 40 keV, mas ainda assim, não trouxe grande acréscimo na atenuação.

4.4. AUMENTO DA ENERGIA MÉDIA

Nesta seção serão apresentados os gráficos contendo o aumento percentual e absoluto na energia média do feixe de raios X que cada filtro gerou ao ser aplicado.

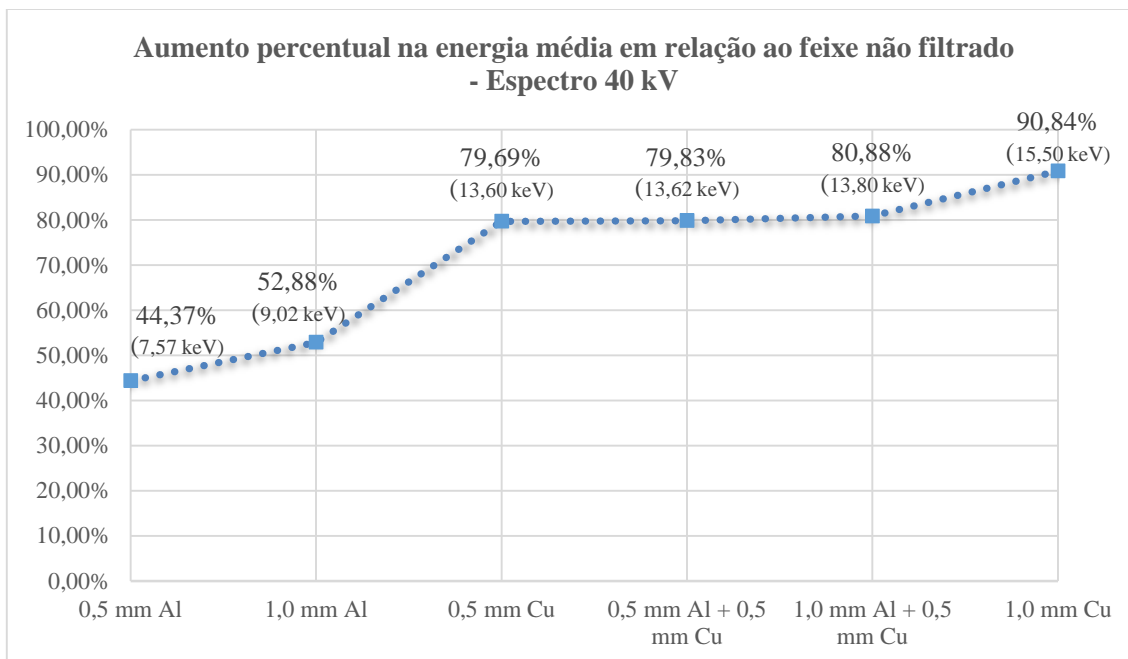


Figura 4.24: Aumento na energia média do feixe – Espectro 40 kV (AUTOR, 2019).

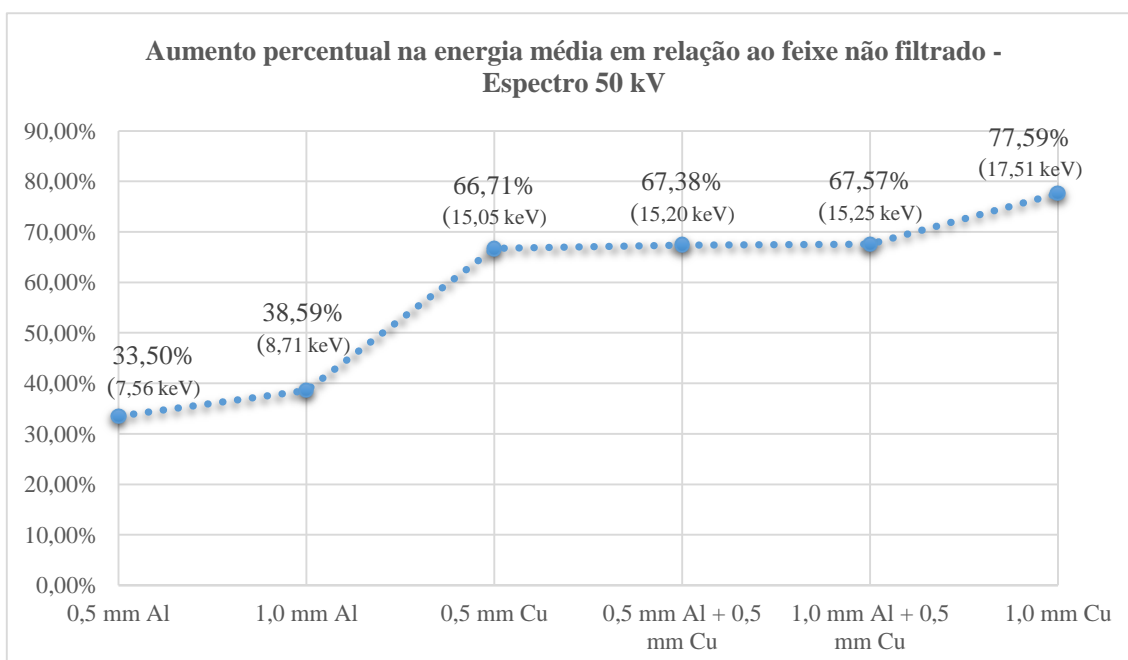


Figura 4.25: Aumento na energia média do feixe – Espectro 50 kV (AUTOR, 2019).

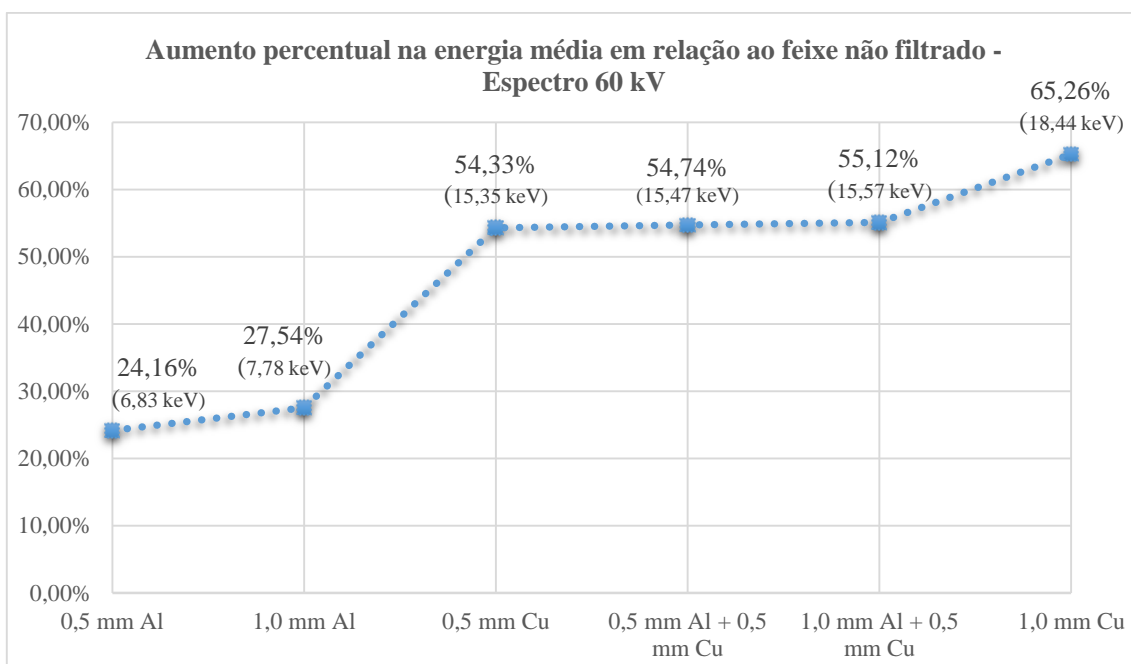


Figura 4.26: Aumento na energia média do feixe – Espectro 60 kV (AUTOR, 2019).

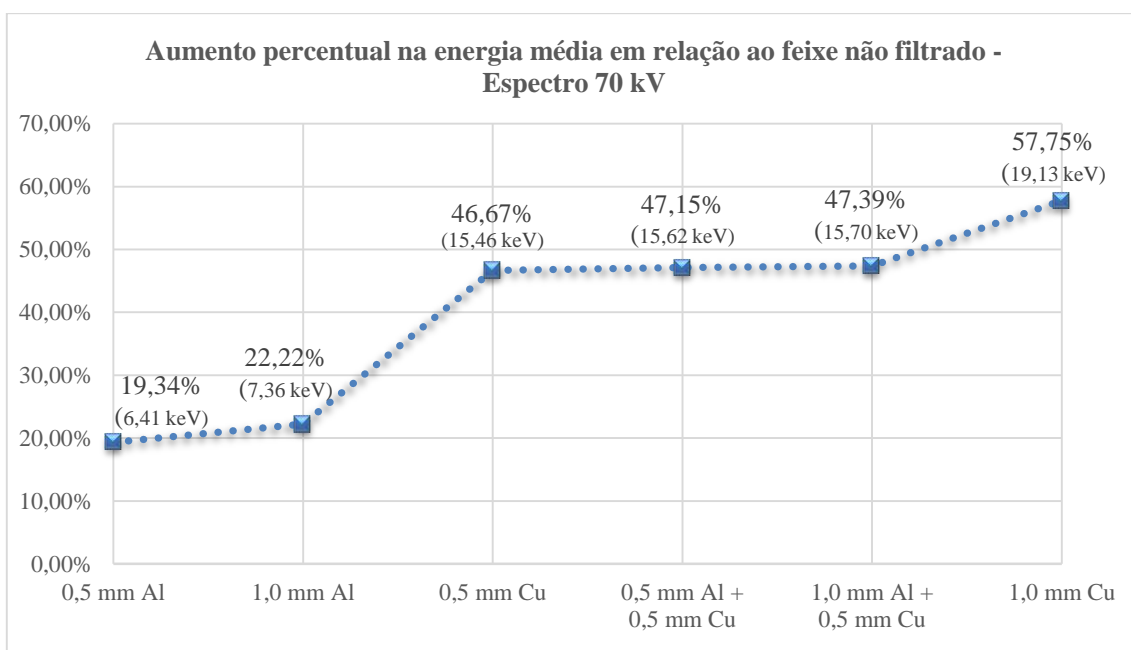


Figura 4.27: Aumento na energia média do feixe – Espectro 70 kV (AUTOR, 2019).

Conforme pode ser observado nas figuras 4.24 a 4.27, o aumento na energia média gerado pela aplicação de um filtro é bastante relevante, mesmo para o caso onde o aumento é menor, 19,34% (6,41 keV), para o espectro de 70 kV com 0,5 mm de Al aplicado. E esse aumento vai crescendo com a aplicação de um filtro cada vez mais atenuante. Como dito anteriormente, o acréscimo do filtro de alumínio a um filtro de cobre pouco impacta na atenuação, o que se reflete no aumento da energia média do feixe nesses casos. O aumento observado com a aplicação dos seguintes filtros, 0,5 mm Cu, 0,5 mm Cu + 0,5 mm Al e 0,5 mm Cu + 1,0 mm Al, é basicamente o mesmo.

4.5. ENERGIA MÉDIA DOS FEIXES DE RAIOS X ANALISADOS

O impacto que cada filtro teve foi semelhante em termos de energia média para todas as diferentes tensões aplicadas, como pode ser visto na figura 4.28. Por exemplo, independentemente da tensão aplicada, o acréscimo de filtro de alumínio ao filtro de cobre resultou em um aumento muito pequeno, quase irrelevante em termos de energia média, se comparado com a energia média obtida com a aplicação somente do filtro de cobre.

Não houve preocupação com a ordem dos filtros, pois através da lei de Beer-Lambert é possível provar que o feixe de raios X final dependerá do feixe não filtrado, do coeficiente de atenuação de cada um dos materiais utilizados como filtro e da espessura dos filtros, não importando a ordem na qual são utilizados.

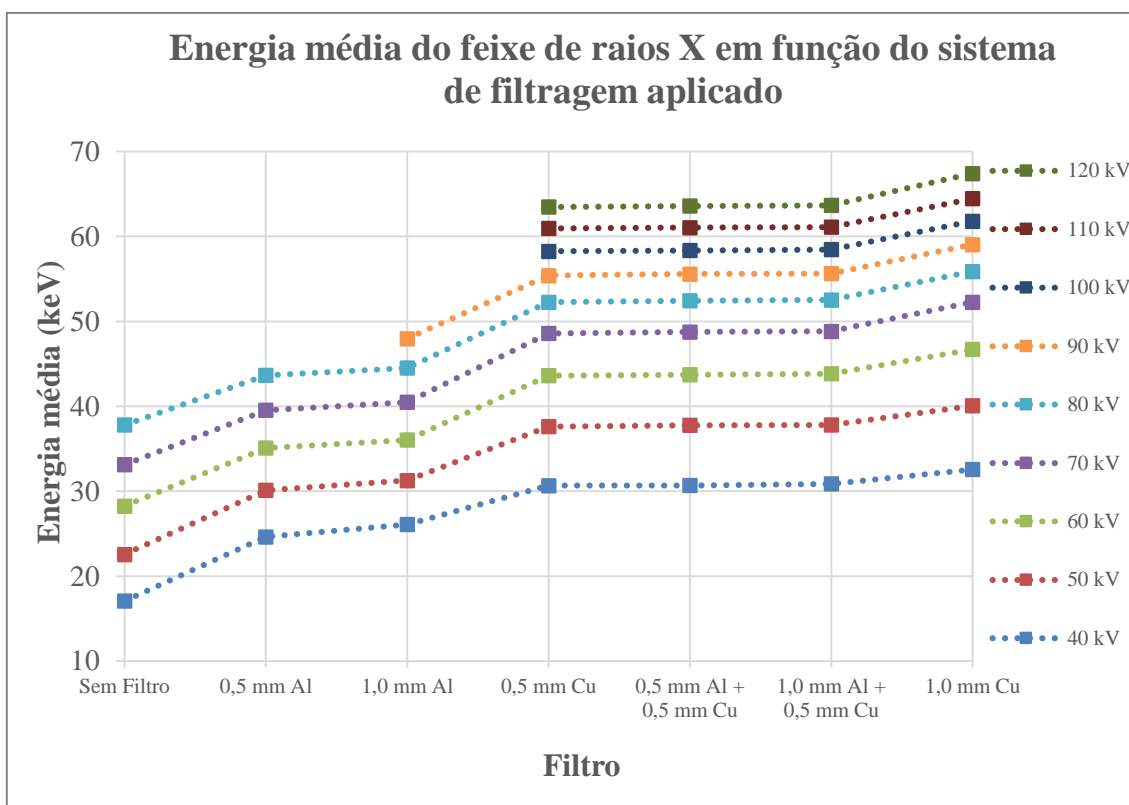


Figura 4.28: Energia média do feixe em função do filtro aplicado (AUTOR, 2019).

4.6. VARIACÃO DE CORRENTE PARA UMA MESMA TENSÃO APLICADA

Neste trabalho os espectros foram gerados com a corrente mínima possível do tomógrafo v|tome|x m ($5 \mu\text{A}$), visando a não saturação do detector e uma boa precisão nas medidas experimentais. Porém essa corrente é muito menor à aplicada no uso diário em tomografias. Então, para validar o experimento, mostrando que a corrente impacta apenas na intensidade do feixe e não altera a forma do espectro gerado, de forma que as análises dos espectros sejam válidas para qualquer corrente utilizada, foram levantados três espectros com uma tensão de 20 kV aplicada e com correntes de $5 \mu\text{A}$, $10 \mu\text{A}$ e $20 \mu\text{A}$, como mostra a figura 4.29.

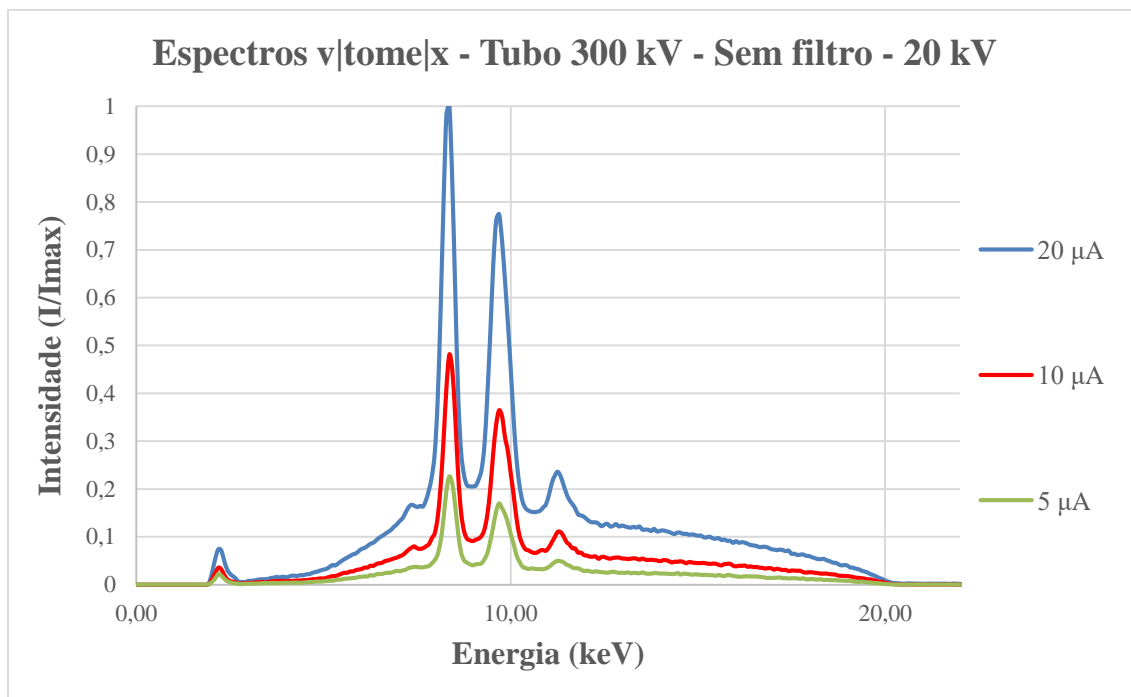


Figura 4.29: Espectros 20 kV – Variação de corrente (AUTOR, 2019).

4.7.PICOS CARACTERÍSTICOS – ESPECTRO 40 KV

Na figura 4.30 estão representados os valores referentes aos picos característicos do espectro de 40 kV obtido. Esses valores são compatíveis com os valores do tungstênio, com uma diferença de $\pm 0,03$ keV para os valores tabelados (CHESS, 2019), o que indica que a calibração do detector estava adequada durante as medições.

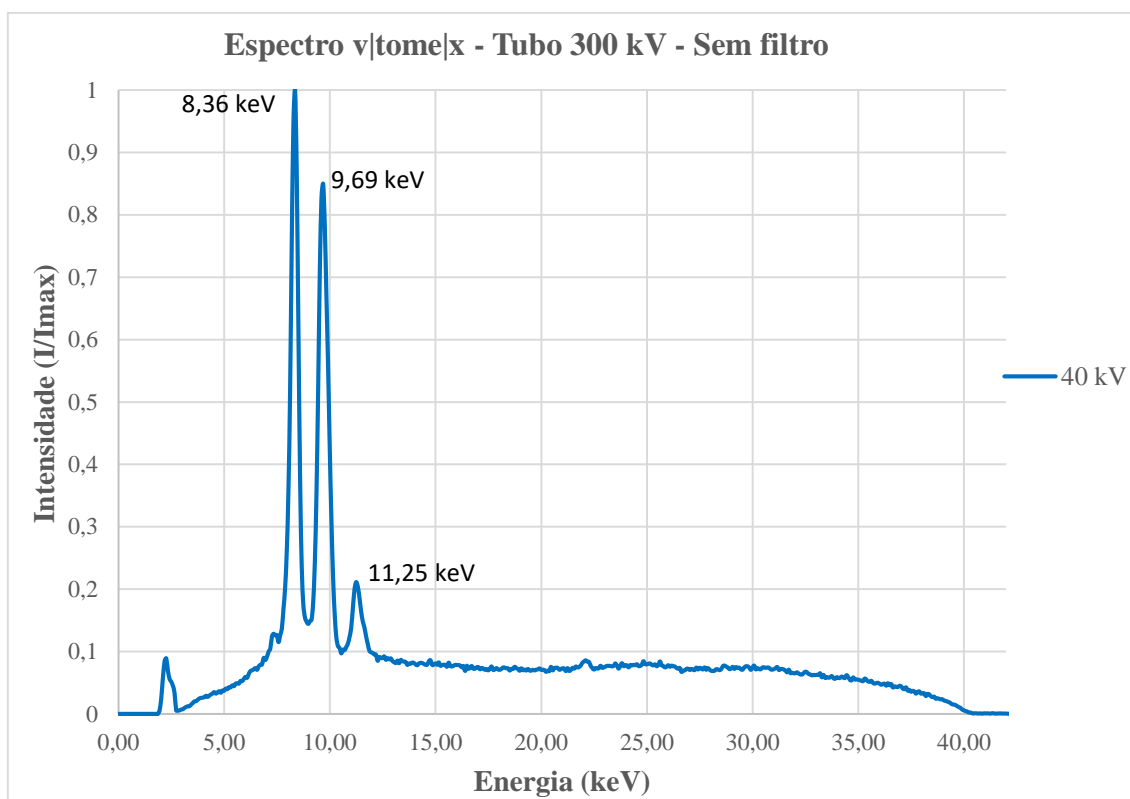


Figura 4.30: Espectro 40 kV – Picos característicos (AUTOR, 2019).

5. CONCLUSÃO

Este trabalho teve como objetivo conhecer melhor os espectros formados pelo tubo de raios X de 300 kV que compõe o sistema de microtomografia do tomógrafo v|tome|x m, e também observar como esses espectros são impactados pelo uso de filtros físicos metálicos

Para atingir esse objetivo foram levantados experimentalmente os espectros em diferentes configurações de filtragem e com diversas tensões aplicadas ao tubo de raios X. Uma limitação encontrada foi com relação à capacidade do detector em captar corretamente espectros mais energéticos, o que impossibilitou a obtenção de espectros com tensões maiores que as aqui observadas.

Dentro desta limitação, os espectros foram obtidos respeitando o tempo morto pré-estabelecido e o tempo de aquisição alto suficiente para tornar precisas as medidas obtidas.

Foi possível observar o grande impacto que a aplicação de filtros físicos possui sobre o espectro de raios X, tanto em termos de atenuação quanto de energia média do feixe. Os filtros de alumínio se mostraram eficientes em atenuar baixas energias, podendo ser usados em situações onde essa condição seja desejada. Já os filtros contendo cobre exerceram uma atenuação muito grande para as faixas de energia analisadas, então, possivelmente, seu uso seria mais indicado ao se trabalhar com energias superiores às analisadas neste trabalho.

Como uma continuação deste trabalho poderiam ser realizadas tomografias nas configurações de filtro e tensão aqui analisadas. Após isso, estabelecer uma relação entre os espectros obtidos e a qualidade da imagem das tomografias, analisando de que forma o espectro impacta no resultado da tomografia.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AMPTEK, 2019a. Disponível em: <<https://www.amptek.com/products/cdte-x-ray-and-gamma-ray-detectors/cdte-application-note-characterization-of-x-ray-tubes>>. Acesso: 05 maio 2019.

AMPTEK, 2019b. Disponível em: <<https://www.amptek.com/products/cdte-x-ray-and-gamma-ray-detectors/xr-100cdte-x-ray-and-gamma-ray-detector>>. Acesso: 14 maio 2019.

ANDREUCCI, R., **A Radiological Industrial**, ed. ABENDI, Março/2010.

BUSHBERG, J. T., SEIBERT, J. A., LEIDHOLDT, E. M. JR., BOONE, J. M., 2002, **The Essential Physics Medical Imaging**. 2ed. Philadelphia, Lippincott Williams and Wilkins.

BUZUG, T. M., 2008, **Computed Tomography from Photon Statistics to Modern Cone-Beam CT**. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

CHESS, 2019. Disponível em: <<https://www.chess.cornell.edu/users/calculators/characteristic-emission-lines-elements>>. Acesso: 10 abril 2019.

DE-DEUS, G., BELLADONNA, F. G., SILVA, E. J. N. L., MARINS, J. R., SOUZA, E. M., PEREZ, R., LOPES, R. T., VERSIANI, M. A., PACIORNIK, S. e NEVES, A. A., “Micro-CT Evaluation of Non-instrumented Canal Areas with Different Enlargements Performed by NiTi Systems”, *Brasilian Dental Journal*, vol 26 n 6, pp. 624-629 (2015).

DYSON, N. A., “The absorption and scattering of X-rays”. *X-rays in atomic and nuclear physics*. 2. Ed., Chapter 5, Londres, Inglaterra, Longman, 1990.

FERREIRA, C. G., 2015, Espectro seletivo angular de espalhamento em tubo *riser*flexível.M.Sc. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

FEYNMAN, 1963. Disponível em: http://www.feynmanlectures.caltech.edu/I_02.html>. Acesso em: 20 abril 2019.

FRIEDLAND, G. W., THURBER, B. D., 1996, "The birth of CT", *American Journal of Roentgenology*, v. 167 n 6: 1365-1370.

GE, 2017. Disponível em: https://www.industrial.ai/sites/g/files/cozyhq596/files/acquiadam_assets/geit-31356_en_high-flux_target.pdf>. Acesso: 12 maio 2019.

HSIEH, J., 2009, *Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts and Recent Advances*, 2ªed, Bellingham, SPIE.

IAEA, 2019. Disponível em: <https://www.iaea.org/topics/x-ray-spectrometry>>. Acesso: 28 abril 2019.

KIM, H., PARK, K., KIM, D., CHAE, H., SUNG, G., KIM, Y. "In vitro assessments of bone microcomputed tomography in an aged male rat model supplemented with *Panax ginseng*", *Saudi Journal of Biological Sciences*, vol 25 n 6, pp. 1135-1139 (2018).

KNOLL, G. F., 2000, **Radiation Detection and Measurement**. 3ed. John Wiley & Sons, Inc.

MACHADO, A. C., 2012, Estudo de parâmetros microestruturais de rochas-reservatório para diferentes resoluções utilizando microtomografia computadorizada 3D. M.Sc. Dissertação, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

MACHADO, A. C., 2016, *Estudo de acidificação em rochas carbonáticas utilizando microtomografia por transmissão de raios X*. D. Sc. Tese, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

MACHADO, A. S., 2015, *Caracterização geológica de rochas carbonáticas através da técnica de microtomografia computadorizada de raios X*. D. Sc. Tese, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

MARTINS, R. A., 1998, “A Descoberta dos Raios X: O Primeiro Comunicado de Roentgen”, **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 20, n. 4, pp. 373 – 391.

NASCIMENTO, J. R., 2012, *Estudo comparative de sistemas de radiografia digital na inspeção de solda*. M.Sc. Dissertação, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

OLIVEIRA, D. F., 2010, *Desenvolvimento de Sistema de inspeção por técnicas radiográficas na análise de perda de adesão em dutos*. D.Sc. Tese, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

SANTOS, T. M. P., 2015, *A transdisciplinalidade da microtomografia computadorizada*. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

SASAI *et al.*: “The use of micro-computed tomography in the diagnosis of dental and oral disease in rabbits”. *BMC Veterinary Research* **10**:209 (2014).

SILVA, J. M. S., ZANETTE, I., NOËL, P. B., CARDOSO, M. B., KIMM, M. A. e PFEIFFER, F., “Three-dimensional non-destructive soft-tissue visualization with X-ray staining micro-tomography”, *Scientific Reports*, **5**:14088 (2015).

SOUZA, K. C., 1996, *Espectros e qualidades de raios X para uso em radiodiagnóstico e calibração de equipamentos*. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

TAHUATA, L. et al., **Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos**. Instituto de Radioproteção e Dosimetria, CNEN – 5ª revisão, Rio de Janeiro, 2003.

TELES, A. P., 2016, *Aplicação de microtomografia computadorizada de raios X por dupla-energia na caracterização de materiais porosos*. D. Sc. Tese, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil.

VALE, A. C., PEREIRA, M. F. C., MAURÍCIO, A., VIDAL, B., RODRIGUES, A., CAETANO-LOPES, J., NAZARIAN, A., FONSECA, J. E., CANHÃO, H., VAZ, M. F. “Micro-computed tomography assessment of human femoral trabecular bone for two

disease groups (fragility fracture and coxarthrosis): Age and gender related effects on the microstructure”, *Journal of Biomedical Science and Engineering*, vol 6(02), pp.175-184 (2013).

WILDENSCHILD, D., SHEPPARD, A. P., 2013, “X-ray imaging and analysis techniques for quantifying pore-scale structure and processes in subsurface porous medium systems”, *Advances in Water Resources*, v. 51, pp. 217-246.

WU, Y., ADEEB, S., e DOSCHAK, M. R. “Using Micro-CT Derived Bone Microarchitecture to Analyze Bone Stiffness – A Case Study on Osteoporosis Rat Bone”, *Frontiers in Endocrinology*, 6:80 (2015).