

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FFCLRP – DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA APLICADA À MEDICINA E BIOLOGIA

DANIEL RODRIGUES BALBIN

Imagens de raios X por contraste de fase usando um feixe polienergético: Implementação e estudo de um sistema de aquisição

Dissertação apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, como Parte das exigências para a obtenção do Título de Mestre em Ciências, Área: Física aplicada à Medicina e Biologia.

VERSÃO CORRIGIDA

Ribeirão Preto – SP
2021

DANIEL RODRIGUES BALBIN

Imagens de raios X por contraste de fase usando um feixe polienergético: Implementação e estudo de um sistema de aquisição

Dissertação apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, como Parte das exigências para a obtenção do Título de Mestre em Ciências,

Área de concentração:

Física aplicada à Medicina e Biologia.

Orientador:

Martin Eduardo Poletti.

VERSÃO CORRIGIDA

Ribeirão Preto – SP

2021

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

FICHA CATALOGRÁFICA

Balbin, Daniel

Imagens de raios X por contraste de fase para um feixe policromático: Implementação e estudo de um sistema de aquisição / Balbin, Daniel; orientador Martin Eduardo Poletti. Ribeirão Preto - SP, 2021.

66 f.:il.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-graduação em Física aplicada à Medicina e Biologia) - Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade de São Paulo, 2021.

1. Raios X; 2. Propagação de raios X na matéria; 3. Contraste de fase; 4. Contraste de atenuação.

Nome: RODRIGUES BALBIN, Daniel

Título: Imagens de raios X por contraste de fase usando um feixe polienergético:

Implementação e estudo de um sistema de aquisição.

Dissertação apresentada à Faculdade de Filosofia,
Ciências e Letras de Ribeirão Preto da Universidade
de São Paulo, como parte das exigências para a
obtenção do Título de Mestre em Ciências.

Aprovado em: ____/____/____.

Banca Examinadora

Prof(a). Dr(a). : _____ Instituição: _____

Julgamento: _____ Assinatura: _____

Prof(a). Dr(a). : _____ Instituição: _____

Julgamento: _____ Assinatura: _____

Prof(a). Dr(a). : _____ Instituição: _____

Julgamento: _____ Assinatura: _____

Agradecimentos

À minha família, meus pais Edison e Isabel, e meus irmãos Alyne, Antônio, Bruno e Claudio, pelo apoio, incentivo e carinho familiar que me proporcionaram ao longo dos anos;

Ao meu orientador, Prof. Dr. Martin Eduardo Poletti, pela orientação, paciência, dedicação e compreensão durante o processo de realização deste trabalho;

Aos meus irmãos de moradia Michel, Rodrigo Mauro, Matheus Bigatão, Diogo, Fernando e Dara por viver a experiência de compartilhar a mesma moradia e a todos os apoios fornecidos durante este processo, especialmente o apoio do Michel e do Rodrigo sem os quais não estaria onde estou hoje;

Aos meus amigos, Renan, Rodrigo Pena, Jéssica Lizar, Júlio, Matheus Naves, Jonas, Élcio e Tiago pelo companheirismo e pelas pequenas lutas vividas em conjunto desde a graduação;

Aos companheiros e amigos do laboratório, Alex, Alessandra, Leonardo, Júlio, Michel Gobo, Jessica, Beatriz, Flavia, Carolina e Gabriel, pelas experiências compartilhadas e apoio tanto com teoria quanto moral, além dos ótimos cafés compartilhados;

Aos psicólogos Cinthia, Cérise e Cláudio pelo crucial apoio antes e durante o processo de produção deste trabalho por me permitirem concluir o projeto a partir de seu trabalho voluntário que me ajudou a sanar a dor dos tempos em que este projeto foi concluído;

Aos professores do curso de graduação em Física Médica, pelo departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, que contribuíram significativamente para minha formação. E, em particular, ao professor Antonio Carlos Roque da Silva Filho que me acompanhou durante a primeira iniciação científica;

Ao professor Marcelo Gonçalves Hönnicke, por disponibilizar a infraestrutura necessária para a realização deste trabalho e por sua gentileza e disponibilidade em todo o processo de aquisição dos dados.

À CAPES e a USP pelo apoio financeiro;

Resumo

BALBIN, DANIEL. **Imagens de raios X por contraste de fase usando um feixe polienergético: Implementação e estudo de um sistema de aquisição.** 2021. 66 f. Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-graduação em Física aplicada à Medicina e Biologia) - Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto - SP, 2021.

Nas imagens tradicionais de raios X, o receptor de imagem é colocado logo após o paciente. O contraste da imagem resulta de variações na atenuação de raios X decorrentes de diferenças em composição, densidade e espessura dos tecidos, bem como das energias dos raios X utilizados para formar a imagem. Quando o receptor é colocado a uma certa distância do paciente, a imagem responde também às mudanças de fase dos raios X ocorridas conforme a radiação o atravessa. São formadas assim, as imagens de contraste de fase de raios X. Neste trabalho foi estudado, implementado e aplicada a técnica de imagens de contraste de fase de raios X utilizando uma fonte de raios X com microfoco (alta coerência espacial), essencialmente polienergética, e detectores digitais odontológicos, ambos compatíveis com as fontes convencionais e detectores utilizados clinicamente. Inicialmente todos esses elementos foram caracterizados e, em seguida, o arranjo experimental foi montado e a influência dos parâmetros geométrico e de irradiação foram avaliadas nas imagens. Finalmente, diversos objetos simuladores (contendo fibras e materiais homogêneos nas suas propriedades de atenuação) e tecidos animais (ósseo, fibrosos, adiposos e mistos) foram analisados com o arranjo. O protótipo implementado mostrou um grande potencial para aplicações biológicas e clínicas, mostrando um aumento expressivo no contraste de materiais biológicos e inorgânicos com características similares de atenuação, em comparação com as imagens tradicionais de raios X usando o mesmo espectro de energia

Palavras Chave: Raios X, Propagação de raios X na matéria, Contraste de fase, Contraste de atenuação.

Abstract

BALBIN, DANIEL. X-ray phase contrast imaging using a polyenergetic beam: Implementation and study of an acquisition setup. 2021. 66p. Dissertation (M.Sc. Postgraduate program in Physics applied to Medicine and Biology) - Faculty of Philosophy, Sciences and Literature, University of São Paulo, Ribeirão Preto - SP, 2021.

In conventional X-ray imaging contrast the image receptor is placed immediately after the patient. The image contrast results from the variations on the attenuation of X-rays within the patient due to the differences in composition, density and thickness of the tissues, as well as of the X-rays energies emitted from the source. When the receptor is placed in a certain distance from the object, the image also responds to the changes in phase of the X-rays occurred as the radiation penetrates the patient. Thus, X-ray phase contrast images are formed. In this work, the X-ray phase contrast imaging technique was studied, implemented and applied using a microfocus X-ray source (high spatial coherence), essentially polyenergetic, and digital dental detectors, both compatible with conventional sources and detectors used clinically. Initially, all these elements were characterized and then the experimental setup was built and the influences on the images of geometric and irradiation parameters were evaluated. Finally, several phantoms (containing fibers and homogeneous materials) and animal tissues (bone, fibrous, adipose and mixed) were analyzed with this prototype system. The implemented prototype system showed great potential for biological and clinical applications, showing a significant increase in the contrast of biological and inorganic materials with similar attenuation characteristics, compared to the traditional X-ray images using the same energy spectrum.

Key Words: X-Rays, Microstructures, Propagation Arrangement, Phase Contrast.

Lista de Figuras

- 2.1 Diagrama esquemático da idealização clássica do efeito fotoelétrico. Como visto em <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> data: 18/01/2016. 6
- 2.2 Diagrama esquemático da idealização clássica do efeito Rayleigh. Editado de <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> data: 09/03/2020. 7
- 2.3 Diagrama esquemático da idealização clássica do efeito Compton. Como visto em <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> data: 09/03/2020. 9
- 2.4 Parte real e parte imaginária do índice de refração n para tecidos biológicos (tecido ósseo e tecido mamário) em função da energia do fóton. Figura obtida da referência (Gureyev et al. 2009). 12
- 2.5 Tubo de raios X. (adaptado de (Johns and Cunningham 1983)). 13
- 2.6 Ilustração dos processos de interação do elétron com o núcleo.(adaptado de (BUSHBERG et al. 2012)). 13
- 2.7 Desenho esquemático do funcionamento de um tubo de raios X de reflexão (a) e um de transmissão (b). 14
- 2.8 Espectro para um alvo de tungstênio (Poludniowski et al. 2009). 15
- 2.9 Esquema do experimento de Young da fenda dupla. A direita do esquema está a representação do padrão de interferência formado quando a fonte luminosa (F) é monocromática. 16
- 2.10 Esquema do experimento de Young da fenda dupla. A direita do esquema está a representação do padrão de interferência formado quando a fonte luminosa de tamanho w é monocromática (Veen and Pfeiffer 2004). 16
- 2.11 Duas ondas com diferença de comprimento de onda de $\Delta\lambda$ entrando em defasagem no comprimento de coerência C_L 18
- 2.12 Desenho esquemático da relação entre um plano representando uma fonte emissora de raios X ($\vec{\xi}$) e um plano representando a superfície do objeto (\vec{X}). . . 19
- 2.13 Partes real (linha descontinua) e imaginária (linha contínua) da TF da função de onda difratada por frequência espacial reduzida $u' = (\lambda z)^{1/2}u$ (Pogany, Gao, and Wilkins 1997). 21
- 2.14 Processos de luminescência, *quenching* e *trapping* num cintilador (Birks 1964). 24
- 3.1 Exemplos de objetos simuladores de materiais tecido-equivalentes. 25

3.2	Aparato experimental para medir a densidade. (Esquema retirado de Tomal 2007(Tomal 2007)).	26
3.3	Espectros da fonte de raios X para voltagens de 40 e 50 kV.	28
3.4	A figura mostra a resposta do detector EAGLE ao aumento do valor de kerma. .30	
3.5	A figura mostra a LSF obtida para o detector EAGLE.	31
3.6	Arranjo experimental para a aquisição de imagens de contraste de fase por propagação, desenho esquemático do arranjo (a esquerda) e foto tirada do arranjo já montado (a direita).	32
3.7	Imagem obtida com o detector EAGLE sem o estímulo de raios X (a), imagem bruta (b) e imagem corrigida (c) com a subtração do fundo.	33
3.8	Imagem da máscara utilizada para correção de uniformidade (a), Imagem corrigida pelo fundo e pela uniformidade (b).	35
4.1	Fibra de nylon de 500 μm para (a) imagem de contato ($M=1$) e (b) imagem de propagação ($M=8$). (c) Comparação dos sinais normalizados pela intensidade sem a presença dos objetos. Os retângulos tracejados representam a região utilizada para traçar o perfil.	36
4.2	Fibra de nylon de 150 μm , perfis do sinal para magnificações diferentes com a distância entre objeto e detector (R_2) mantida constante.	37
4.3	Fibra de nylon de 150 μm , perfis do sinal para diferentes distâncias entre o objeto e detector (R_2), porem, com mesmas magnificações.	38
4.4	Fibra de nylon de 150 μm , perfil do sinal ao longo da horizontal para voltagens de 40 kV e 50 kV.	39
4.5	Cilindros C21 (acima) e C23 (abaixo), imagens de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).	40
4.6	Cilindro C21, imagem de propagação com contraste modificado para facilitar a visualização do padrão de interferência (a esquerda) e perfil do sinal (a direita). O retângulo tracejado representa a região utilizada para traçar o perfil, foi desconsiderado o contraste de atenuação devido ao formato do material.	41
4.7	Cilindro C31, imagem de propagação (a esquerda) e perfil do sinal (a direita). O retângulo tracejado representa a região utilizada para traçar o perfil, foi desconsiderado o contraste de atenuação devido ao formato do material.	42
4.8	Cilindro de polietileno com fibras de nylon inclusas, imagem de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).	43

4.9	Recorte de região de contato entre uma fibra de nylon e o cilindro de polietileno (a esquerda). Perfil de valores de pixel retirado de região de contato da fibra de nylon com o cilindro demarcada pelo retângulo tracejado (a direita).	43
4.10	Placa de acrílico com SiC, imagens de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).	44
4.11	Eppendorf contendo sal e açúcar, imagens de contato ((a) e (c)) e imagens de propagação ((b) e (d)).	45
4.12	Ossos trabeculares, imagem de contato (a esquerda) e imagem de propagação (a direita).	46
4.13	Tecido muscular animal, imagens de contato (a esquerda) e i imagem de propagação (a direita).	47
4.14	Tecido misto animal (fibroso e gorduroso), imagens de contato (a esquerda) e imagem de propagação (a direita).	47

Lista de Tabelas

3.1	Materiais utilizados para construção dos objetos de teste.	25
-----	--	----

Sumário

Agradecimentos	iv
Resumo	v
Abstract	vi
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	x
Capítulo 1: Introdução	1
Capítulo 2: Fundamentos Teóricos.....	5
2.1 <i>Efeitos de interação para fótons na faixa de energia do radiodiagnóstico</i>	5
2.1.1 <i>Efeito fotoelétrico</i>	5
2.1.2 <i>Espalhamento Elástico</i>	6
2.1.3 <i>Espalhamento Inelástico</i>	8
2.1.4 <i>Coefficiente de atenuação</i>	10
2.1.5 <i>Índice de refração complexo</i>	10
2.2 <i>Características da fonte de raios X</i>	12
2.2.1 <i>Produção de um feixe de raios X</i>	12
2.2.2 <i>Comprimento de coerência</i>	15
2.3 <i>Formação das imagens</i>	18
2.4 <i>Detectores digitais de imagens de raios X</i>	23
Capítulo 3: Materiais e Métodos.....	25
3.1 <i>Amostras analisadas</i>	25
<i>Materiais Tecido-Equivalentes</i>	25
<i>Tecidos Biológicos</i>	27
3.2 <i>Fonte de raios X de microfoco</i>	28
3.3 <i>Detectores</i>	29
3.3.1 <i>Função resposta</i>	29
3.3.2 <i>Resolução espacial</i>	30
3.3 <i>Método de obtenção de imagens de contraste de fase</i>	31
3.4 <i>Correção da imagem</i>	32
3.4.1 <i>Correção de fundo</i>	33
3.4.2 <i>Correção de fundo detectores fechados</i>	33
3.4.3 <i>Correção de uniformidade</i>	34
Capítulo 4: Resultados e Discussão:	36
4.1 <i>Materiais homogêneos</i>	36
4.1.1 <i>Cilindros homogêneos</i>	36

<i>4.1.2 Cilindros compostos</i>	40
<i>4.1.3 Cilindros com fibras inclusas</i>	42
<i>4.1.4 Materiais granulares</i>	44
<i>4.1.5 Materiais amorfos</i>	46
<i>4.2 Materiais heterogêneos</i>	46
Capítulo 5: Conclusões e Perspectivas	48
<i>5.1 Conclusões</i>	48
<i>5.1 Perspectivas</i>	49
Referências Bibliográficas :	50

Capítulo 1: Introdução

Os métodos de obtenção de imagens radiográficas convencionais são baseados na atenuação dos feixes de raios X. Imagens obtidas dessa maneira tem seu contraste limitado pelas diferenças de atenuação entre os materiais do objeto. Para aplicações clínicas como a mamografia essas diferenças podem ser muito pequenas, o que resulta em um baixo contraste. Entretanto, as mudanças de fase dos raios X incidentes nas estruturas que compõe o objeto devido a refração também podem ser utilizados como mecanismo de contraste. A fim de visualizar estas mudanças de fase foram propostas diversas metodologias para a obtenção de imagens, surgindo uma nova área conhecida como imagens de raios X por contraste de fase (Wilkins et al. 2014).

As diferenças de fase estão relacionadas ao índice de refração para raios X (James 1962).

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (1)$$

onde n é o índice de refração complexo, β é o índice de absorção, responsável pela atenuação e δ é o decremento do índice de refração, que determina as mudanças de fase. No caso de tecidos, os valores de δ podem alcançar até três ordens de grandeza a mais que β para o intervalo de 10 a 100 keV (Honda and Ohara 2008), demonstrando o potencial destas novas técnicas para a obtenção de imagens biomédicas.

Algumas destas técnicas requerem fontes com alta coerência espacial e utilizam tubos de raios X de micro foco no arranjo de propagação (Wilkins et al. 1996) ou radiação de *síncrotron* (Cloetens et al. 1997), outros são possíveis mesmo com baixa coerência espacial como as técnicas de radiografia com cristal analisador (Davis et al. 1995), interferometria de raios X (Bonse and Hart 1965) e interferometria de raios X de Talbot-Lau (Momose et al. 2014). A aplicação de métodos que utilizam radiação de *síncrotron* tem limitações para implementação clínica, pois a acessibilidade às instalações que produzam este tipo de radiação é limitada. Os métodos com cristal analisador e de interferometria representam sistemas que não são de fácil adaptação aos equipamentos disponíveis nas clínicas, pois, necessitam da introdução de distâncias e ângulos de incidência não compatíveis com a maior parte dos equipamentos e a adição de

componentes que não fazem parte do aparato convencional. Dessa maneira, o arranjo de propagação é o que possui maior potencial para a aplicação clínica.

Inicialmente o arranjo de propagação, conhecido também como arranjo *in-line*, foi aplicado por Wilkins (Wilkins et al. 1996a) para uma fonte policromática. Posteriormente diversos trabalhos foram desenvolvidos com a intenção de aplicar este tipo de arranjo para o ambiente clínico.

Diversos grupos de pesquisa focalizaram seus esforços na produção de modelos para a formação das imagens capazes de facilitar a transição para o ambiente clínico. Partindo da integral de Fresnel-Kirchhoff, Pogany e seu grupo propõe uma teoria simples para objetos pouco atenuantes (Pogany, Gao, and Wilkins 1997). Utilizando a mesma base, Nesterets e colaboradores (Nesterets *et al.* 2005) fizeram um estudo dos principais resultados de uma modelagem baseada na integral de Fresnel-Kirchhoff e tentaram expandir seus resultados para fontes de baixa coerência lateral. Além disso, tentaram propor procedimentos para otimização e desenvolvimento de sistemas de aquisição por contraste de fase por propagação. Gureyev e colaboradores (Gureyev *et al.* 2008) utilizaram a modelagem da integral de Fresnel-Kirchhoff para obter expressões analíticas para a resolução espacial, contraste e razão sinal ruído para um arranjo de propagação e compararam com resultados de simulação. Alternativamente, Wu e Liu (Wu and Liu 2003, 2007) exploraram em seus artigos novas maneiras de modelar os arranjos de contraste de fase por propagação com a intenção de expandir os limites de aplicação do método para fontes com menor coerência lateral e para permitir a recuperação de imagens de fase (mapas de índice de refração). Ademais, Chevalier e colaboradores (Chevalier *et al.* 2010) utilizaram um modelo baseado na teoria de difração de Fresnel para estudar os efeitos da magnificação e das características do objeto irradiado.

Outros trabalhos tiveram seu foco na utilização de unidades de raios X para mamografia. Kotre e Birch (Kotre and Birch 1999) utilizaram um tubo de raios X convencional para mamografias a fim de se produzir imagens de contraste de fase no regime de propagação, porém, utilizaram distâncias de difícil replicação no ambiente clínico. Matsuo e seu grupo de pesquisa (Matsuo *et al.* 2005) adaptaram um tubo de raios X para mamografia com anodo de molibdênio e tamanho de ponto focal de 0,1 mm e produziram imagens de tubos de plástico e sementes de planta com melhorias em seu contraste devidas ao contraste de fase. Honda e Ohara (Honda and Ohara 2008) implementaram um sistema de aquisição de imagens de contraste de fase utilizando uma

unidade de raios X para mamografia digital e discutiram as características do sistema necessárias para detecção de câncer de mama em particular a necessidade de detectores de alta resolução espacial. Chevalier (Chevalier *et al.* 2010) compara sua modelagem com resultados obtidos com uma unidade de raios X para mamografia conseguindo grande concordância. Em seguida, tenta expandir seu modelo numérico para maiores distâncias (impraticáveis para uma unidade de mamografia).

Recentemente, alguns autores tem transferido a técnica de propagação para outras fontes de raios X. Horng e seu grupo (Horng *et al.* 2014) utilizam luz *sincrotron* para produzir imagens tomográficas. Gradl e seu grupo (Gradl *et al.* 2017) utilizam uma fonte que produz raios X utilizando espalhamento Compton em um regime de propagação para produzir imagens de um rato.

Como discutido, há diversas abordagens para a proposta de um sistema de aquisição de imagens de raios X por contraste de fase utilizando um arranjo de propagação. Fontes de raios X de unidades de mamografia possuem limitações como a sua baixa coerência e distâncias limitadas. As fontes de radiação *sincrotron* ou fontes de tecnologias novas, como a utilizada por Gradl e seu grupo (Gradl *et al.* 2017), são de difícil acesso. Neste sentido, o objetivo do projeto é a implementação de um arranjo de propagação para obtenção de imagens de contraste de fase utilizando um tubo de raios X de microfoco e um detector digital em um arranjo de propagação para o estudo de materiais tecido-equivalentes e tecidos biológicos.

O trabalho foi organizado da seguinte forma:

No capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos que servem de base para implementação do sistema e discussão dos resultados. Inicialmente, se apresentam os efeitos de interação dos raios X com a matéria que são predominantes na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico (efeito fotoelétrico, espalhamento Rayleigh e Compton). Em seguida são apresentados o conceito de coeficiente de atenuação (seções de choque total e coeficiente de atenuação linear) e as relações do índice de refração complexo com os efeitos discutidos anteriormente. Depois são apresentadas a produção do feixe de raios X e suas propriedades de coerência lateral e longitudinal. Na sequência, é apresentada uma modelagem para formação das imagens baseada na integral de Fresnel- Kichhoff. Ao final desta seção é explicado, de maneira breve, o funcionamento de detectores digitais.

No capítulo 3 serão descritas as amostras utilizadas, as metodologias para caracterização da fonte e dos detectores, o arranjo experimental utilizado e, por último, as metodologias empregadas para corrigir as imagens obtidas.

No capítulo 4 encontra-se a apresentação dos resultados e suas respectivas discussões. Os resultados foram apresentados para materiais de complexidade estrutural e de composição crescente. Inicialmente, os resultados para objetos simples são apresentados com a finalidade de verificar e discutir os efeitos de contraste de fase (através do comportamento dos picos de interferência) para diversas combinações de parâmetros geométricos e de irradiação estudadas. Nas seções finais são expostos resultados para objetos mais complexos e tecidos animais. Por fim, é identificado e discutido o potencial do protótipo implementado.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões e as perspectivas para o estudo realizado.

Capítulo 2: Fundamentos Teóricos

O mecanismo de contraste da geração de imagens por contraste de fase se vale da exploração de padrões de interferência que surgem nas regiões de interface entre os materiais que estejam transversais a direção de propagação do feixe incidente. A formação destes padrões de interferência depende de características da radiação utilizada (efeitos de interação), da fonte (coerência e faixa de energia dos feixes), do posicionamento do objeto irradiado (distâncias envolvidas no sistema de aquisição) e do detector (estrutura de aquisição pixelar e resolução espacial).

2.1 Efeitos de interação para fótons na faixa de energia do radiodiagnóstico

Os efeitos de interação entre um fóton e a matéria dependem da energia do fóton incidente e do tipo de átomo com o qual o fóton interage. Na faixa de energia de operação dos equipamentos de raios X (entre 50 e 150 keV) os principais efeitos para materiais biológicos são o efeito fotoelétrico, espalhamento elástico e espalhamento inelástico. A seguir serão descritos os fundamentos teóricos dos efeitos citados.

2.1.1 Efeito fotoelétrico

O efeito de interação entre o fóton e um elétron atômico é chamado de efeito fotoelétrico o qual só ocorre quando o fóton incidente possui uma energia maior que a energia de ligação do elétron. Nesta interação, o fóton é absorvido e um elétron é liberado com a energia cinética igual à diferença entre a energia do fóton incidente e a energia de ligação da camada ao qual o elétron pertence (equação 2.1).

$$T = h\nu - E_b \quad (2.1)$$

Na equação 2.1 T é a energia cinética do elétron, h a constante de Planck, ν a frequência do fóton incidente e E_b a energia de ligação do elétron atômico. A figura 2.1 apresenta uma ilustração do efeito fotoelétrico. Também, está descrita na figura, a produção de radiação característica que pode ocorrer como subproduto do efeito

fotoelétrico. A explicação detalhada deste efeito de dexcitação (bem como, outros efeitos possíveis) foge ao escopo deste trabalho, porém, podemos resumí-lo como um balanceamento energético do átomo ionizado e a produção de um fóton.

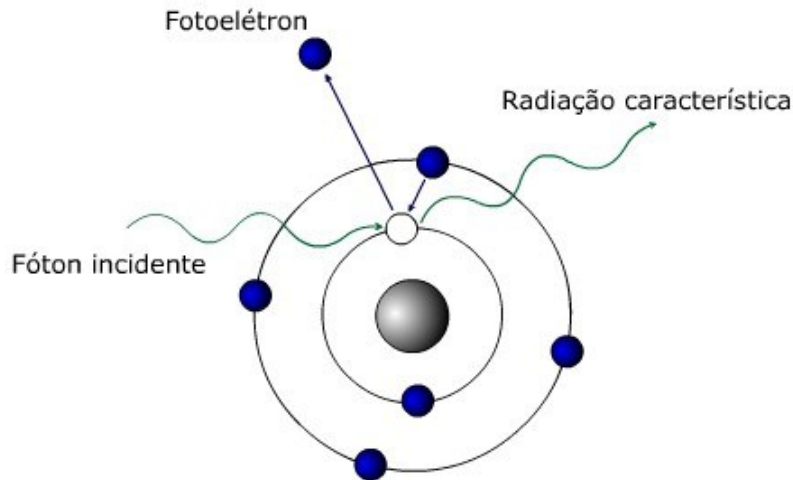


Figura 2.1: Diagrama esquemático, utilizando o modelo de Bohr, para a idealização clássica do efeito fotoelétrico. Fonte: <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> 18/01/2016.

A probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico por unidade de área pode ser descrita por sua secção de choque (τ), esta possui dependências com a energia dos fótons incidentes e com o tipo de elemento do material alvo. As maneiras que esta secção de choque depende destas grandezas é de grande complexidade e configura uma área de pesquisa por si só (Johns and Cunningham, 1983).

2.1.2 Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é uma interação entre fótons e elétrons atômicos que resulta num fóton espalhado. O fóton espalhado possui uma nova direção de propagação e sua energia inicial é mantida. Segundo o eletromagnetismo clássico o efeito ocorre, pois a onda associada ao fóton incidente produz uma oscilação nos elétrons atômicos, estes radiam uma onda (fóton) com a mesma frequência (energia) da onda incidente (Johns and Cunningham 1983). O processo está esquematizado no diagrama da figura 2.2.

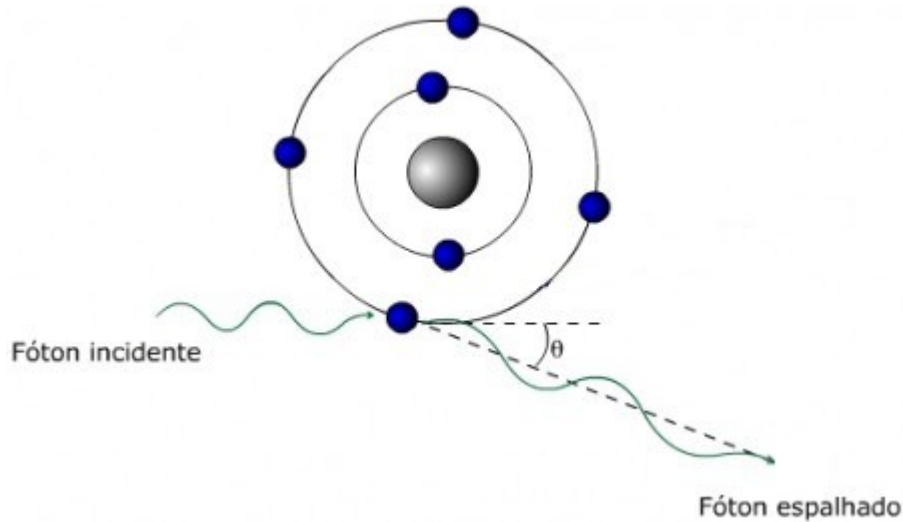


Figura 2.2: Diagrama esquemático, utilizando o modelo de Bohr, para a idealização clássica do efeito Rayleigh. Fonte: <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> .09/03/2020

Este efeito é também chamado de espalhamento Rayleigh. A secção de choque diferencial do espalhamento Rayleigh é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ray} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} [F(\chi, Z)]^2 \quad (2.2)$$

Na equação 2.2 $F(\chi, Z)$ é o fator de forma atômico em função do número atômico Z e do momento transferido χ . O termo $(d\sigma/d\Omega)_{Th}$ é a secção de choque diferencial de Thomson cuja equação é:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad (2.3)$$

onde r_0 é o raio clássico eletrônico e θ é o ângulo de espalhamento do fóton.

O fator de forma atômico está relacionado à densidade eletrônica do átomo e não existe formula exata para seu valor, pois, o cálculo analítico depende da função de onda relacionada ao átomo alvo. Para obter valores de fator de forma é necessária a utilização de modelos como o de Thomas-Fermi, Hartree ou Hartree-Fock (Podgorsak 2016).

Para condição de momento $\chi = 0$ o fator de forma atômico pode ser obtido através de uma argumentação clássica para uma onda amortecida (James 1962). Nesta argumentação, os elétrons são ligados ao núcleo por uma força elástica relacionada a sua energia de ligação. A radiação que interage com o elétron provoca sua movimentação e,

consequentemente, a produção de radiação, pois, a aceleração de partículas carregadas ocasiona a emissão de ondas eletromagnéticas.

$$F(\chi = 0) = (f_0 + f_1 + if_2) \quad (2.4)$$

Onde f_1 é o fator de espalhamento atômico dispersivo e f_2 de absorção.

Quando consideramos que a onda interage com muitos átomos no material, as ondas espalhadas por cada átomo estão sujeitas a interferência. A expressão para a secção de choque diferencial para o espalhamento elástico (Warren, 1969) passa a ser:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{elas} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ray} I(\chi) \quad (2.5)$$

Na equação $I(\chi)$ é a função de interferência que relaciona-se aos efeitos conjuntos dos átomos da vizinhança. Esta correção é de grande importância para regiões de baixo momento transferido. Porém, para regiões com alto valor de momento transferido a expressão adquire valores muito próximos aos obtidos com modelos mais simplistas. Para estas regiões é conveniente utilizar o Modelo do Átomo Independente (MAI) que considera que cada átomo espalha de forma independente (sem interferência). Os valores de fator de forma atômicos já foram modelados e tabelados em trabalhos prévios (Hubbell *et al.* 1975).

A probabilidade de ocorrência do efeito de espalhamento elástico por unidade de área pode ser descrita por sua secção de choque total que é apenas a integral da seção de choque diferencial para o efeito.

$$\sigma^{elástico}(E) = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{elas} d\Omega \quad (2.6)$$

2.1.3 Espalhamento Inelástico

O espalhamento inelástico, efeito Compton ou espalhamento incoerente pode ser visto como um processo de colisão entre um fóton e um elétron atômico. Esse processo leva a ejeção do elétron e a mudança da trajetória e da energia do fóton incidente. A figura 2.3 apresenta um diagrama do processo.

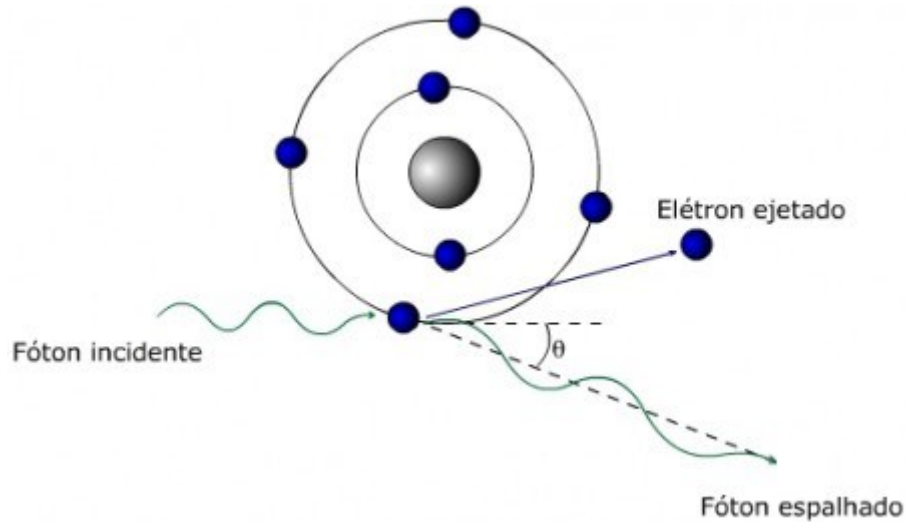


Figura 2.3: Diagrama esquemático, utilizando o modelo de Bohr, para a idealização clássica do efeito Compton. Fonte: <http://efeitofotoeletricoecompton.webnode.com.br/> 09/03/2020.

O processo altera a energia inicial do fóton E_0 , o novo valor de energia, $E(\theta)$ pode ser descrito pela equação 2.7.

$$E(\theta) = \frac{E_0}{\left[1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)\right]} \quad (2.7)$$

Na equação 2.7, m_0 é a massa do elétron, c a velocidade da luz e θ é o ângulo de espalhamento.

A secção de choque diferencial relacionada a essa interação é uma correção aplicada à secção de choque de Thomson e pode ser escrita como

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Comp} = F_{KN} S(\chi, Z) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} \quad (2.8)$$

onde $S(\chi, Z)$ é um fator análogo ao fator de forma, chamado função de espalhamento incoerente e $(d\sigma/d\Omega)_{KN}$ é a secção de choque diferencial de Klein-Nishina e F_{KN} é o fator de Klein-Nishina, dado por:

$$F_{KN} = \left[\frac{1}{1 - k(1 - \cos\theta)}\right]^2 \left[1 + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)(1 + \cos^2\theta)}\right] \quad (2.9)$$

Na equação 2.9, $k = E_0/m_0 c^2$ e de maneira análoga ao descrito para o efeito de espalhamento elástico a secção de choque total para o espalhamento inelástico é:

$$\sigma^{inelástico}(E) = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Comp} d\Omega \quad (2.10)$$

2.1.4 Coeficiente de atenuação

Quando um fóton interage com a matéria este está sujeito a sofrer uma das interações descritas nas seções anteriores, a probabilidade total de que ocorra qualquer uma das interações é o valor da seção de choque atômica total. O tipo de interação que predomina é determinado pela energia do fóton e o Z do material. A seção de choque total pode ser escrita como:

$$\sigma(E) = \tau(E) + \sigma^{elástico}(E) + \sigma^{inelástico}(E) \quad (2.11)$$

Na equação τ é a seção de choque do efeito fotoelétrico, $\sigma^{elástico}$ é a seção de choque do efeito Rayleigh e $\sigma^{inelástico}$ é a seção de choque do efeito Compton. A seção de choque atômica total é relacionada com o coeficiente de atenuação linear através do número de átomos por unidade de volume n_v do material.

$$\mu(E) = n_v \sigma(E) \text{ onde } n_v = N_A \frac{\rho}{A} \quad (2.12)$$

Onde N_A é o número de Avogadro, ρ é a densidade de massa e A é a massa atômica.

Pela equação (2.12) o coeficiente de atenuação linear depende do estado físico do material. O estado físico do material está relacionado à densidade. Para definir uma grandeza mais geral a dependência com a densidade pode ser retirada dividindo o coeficiente de atenuação linear pela densidade. A grandeza obtida desta divisão é o coeficiente de atenuação linear mássico (Evans and Beiser 1956).

2.1.5 Índice de refração complexo

Quando ondas eletromagnéticas (raios X) atravessam um material às interações destas com o material irão ocasionar uma diminuição da amplitude da onda original e uma mudança da fase. A alteração da amplitude está relacionada a efeitos de atenuação

enquanto a de fase à refração (espalhamento). Uma onda que atravessa um meio de espessura L pode ser representada pela expressão (2.13).

$$E(L) = E_0 e^{iknL} = E_0 e^{i\frac{2\pi}{\lambda}nL} \quad (2.13)$$

Onde E_0 é a amplitude associada à onda antes do meio e λ o comprimento de onda. O índice de refração n associado ao meio pode ser dividido em um termo relacionado com a atenuação (β) e outro a mudança de fase (δ). (James 1962).

$$n = 1 - \delta + i\beta = 1 - \frac{N_{at}\lambda^2}{2\pi} \frac{e^2}{m_0 c^2} F(\chi = 0) = 1 - \frac{N_{at}}{2\pi} \frac{e^2}{m_0 \omega^2} F(\chi = 0) \quad (2.14)$$

Na equação 2.14 N_{at} representa o número de átomos por unidade de volume, e a carga elementar de um elétron, m_0 a massa do elétron, c a velocidade da luz e ω a frequência da onda.

A partir da equação 2.14 podemos relacionar o termo associado a mudança de fase (δ) a densidade eletrônica:

$$\delta = \frac{2\pi N_{at} e^2}{m\omega^2} (f_0 + f_1) \stackrel{f_0 \gg f_1}{\cong} \frac{r_0 h^2 c^2}{2\pi E^2} \rho \quad (2.15)$$

Com h sendo a constante de Planck, E a energia do fóton, r_0 o raio clássico do elétron e ρ a densidade eletrônica do meio. Analogamente, podemos expressar o termo associado a atenuação (β) em valores de coeficiente de atenuação:

$$\beta = -\frac{2\pi N_{at} e^2}{m\omega^2} f_2 = \frac{\mu}{2k} = \frac{hc}{4\pi E} \mu \quad (2.16)$$

A figura 2.4 mostra a diferença de magnitude entre os valores das componentes para dois tipos de tecidos.

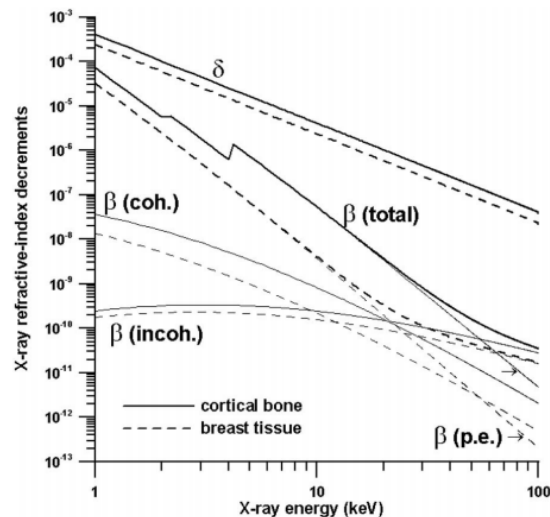


Figura. 2.4: Parte real e parte imaginária do índice de refração n para tecidos biológicos (tecido ósseo e tecido mamário) em função da energia do fóton. Figura obtida da referência (Gureyev et al. 2009).

Para formação de imagens o efeito da componente de fase do índice de refração pode servir para intensificar o contraste e para o caso de materiais com coeficiente de atenuação similares o efeito da componente de fase pode ser a única fonte de contraste para as regiões de interface.

2.2 Características da fonte de raios X

2.2.1 Produção de um feixe de raios X

A produção de raios X pode ocorrer pela desaceleração dos elétrons ou pela emissão de excedentes de energia em forma de radiação quando um elétron transita de um nível de energia para outro à nível atômico (radiação característica).

No caso do tubo de raios X (figura 2.5) os elétrons são produzidos em um filamento de W (catodo) por efeito termiônico e acelerados em direção a um alvo pelo efeito de um campo elétrico, produzido pela aplicação de uma diferença de potencial entre o cátodo e o ânodo (alvo). O alvo é composto, geralmente, por um material de número atômico alto, como o tungstênio, e os elétrons que o atingem são freados pelas interações dos campos elétricos dos átomos que formam o alvo.

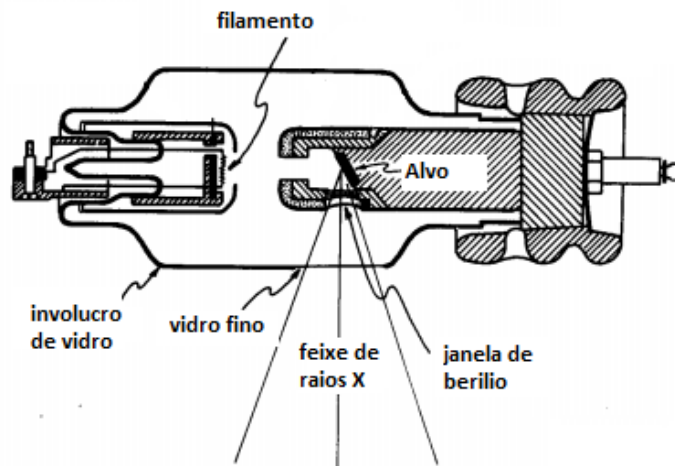


Figura 2.5: Tubo de raios X. (Fonte: Johns and Cunningham 1983).

O processo de freamento (*bremsstrahlung*) ocorre pela interação Coulombiana entre o elétron incidente e a nuvem eletrônica dos átomos do alvo. A interação depende do inverso do quadrado da distância entre as partículas, portanto, a energia da radiação produzida será maior quanto menor seja a distância entre as partículas interagentes. Como ilustrado na figura 2.6, quando os elétrons passam perto de um núcleo estes são desacelerados transformando parte, ou toda, a sua energia cinética em raios X. Fótons com maior energia são produzidos em colisões frontais (elétron 1), enquanto com menores energias são produzidos por elétrons com trajetórias mais marginais (elétron 3).

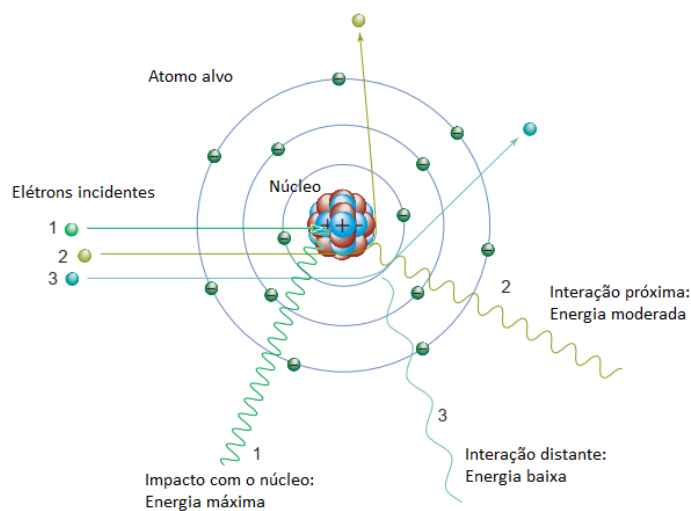


Figura 2.6: Ilustração dos processos de interação do elétron com o núcleo, utilizando o modelo de Bohr. (Fonte: BUSHBERG *et al.* 2012).

Além das interações descritas na figura 2.6, elétrons ou fótons, com energia suficiente, podem também colidir com outros elétrons do átomo alvo, neste processo o elétron do alvo é ejetado e deixa em seu lugar uma vacância que é prontamente preenchida com um elétron de um outro nível de energia. O excesso de energia do elétron, que preenche o nível energético, é transformado em um fóton que é característico de cada transição. Os fótons emitidos são nomeados de acordo com o nível de energia (K, L, M e N) e com o nível de origem por ordem de proximidade (α , β e δ). A radiação produzida da transição do nível L para o K é chamada K_{α} . A da transição do M para o K será chamada K_{β} e assim sucessivamente.

No caso de tubos de raios X de microfoco, em sua maioria, o feixe útil é obtido de forma diferente dos equipamentos convencionais. Utilizando geometria de transmissão, isto é, o freamento dos elétrons é frontal, o feixe de elétrons é concentrado com a utilização de colimadores magnéticos. A figura 2.7 mostra um esquema do funcionamento de uma fonte de raios X de microfoco.

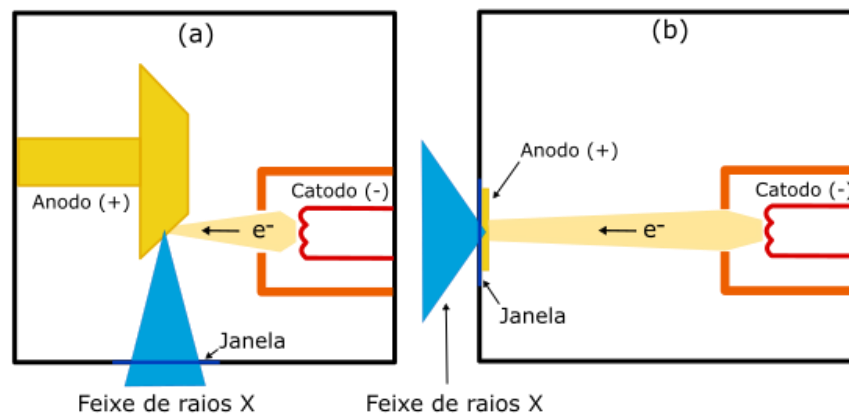


Figura 2.7: Desenho esquemático do funcionamento de um tubo de raios X de reflexão (a) e um de transmissão (b).

Independentemente do tipo de fonte de raios X a característica utilizada para descrever o padrão de emissão da fonte é a grandeza relacionada com a distribuição em energia da fluência de fótons (espectro de emissão). O espectro será composto por dois padrões de emissão, um oriundo do freamento dos elétrons (*bremmstrahlung*) e outro dos raios X característicos relacionados ao material do alvo. A figura 2.8 mostra um espectro simulado para um tubo de raios X com alvo de tungstênio e voltagem de 120 kV.

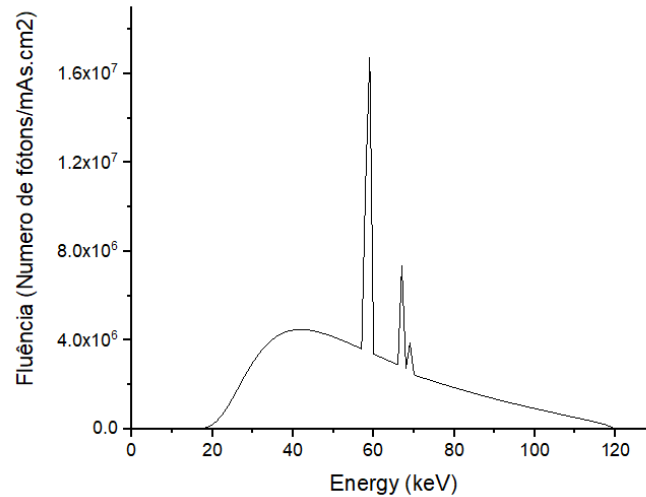


Figura 2.8: Espectro para um alvo de tungstênio (Poludniowski et al. 2009).

2.2.2 Comprimento de coerência

De maneira geral a coerência de uma fonte de ondas eletromagnéticas diz sobre a sua capacidade de fornecer uma frente de onda com fase única em toda sua extensão no plano de um objeto de prova. As fontes disponíveis para a faixa dos raios X são parcialmente coerentes, ou seja, possuem uma região finita de coerência no plano do objeto. Esta coerência parcial depende de características da fonte e, sua região de existência, pode ser caracterizada por dois parâmetros espaciais: o comprimento de coerência lateral (ligada as dimensões da fonte e a distância fonte-objeto) e o comprimento de coerência longitudinal (ligada a faixa de comprimentos de onda da fonte).

Coerência Lateral

Uma fonte monocromática de ondas eletromagnéticas possui grande coerência quando a distância entre a fonte e o plano do objeto é grande (Born *et al.* 1999). Um arranjo que mostra com clareza este efeito é o utilizado no experimento da dupla fenda de Young (figura 2.9) onde é fácil distinguir as franjas de interferência quando utilizamos

uma fonte luminosa pontual. O alto contraste de interferência (capacidade de distinção entre as franjas) indica que as frentes de onda em ambas as fendas possuem a mesma fase.

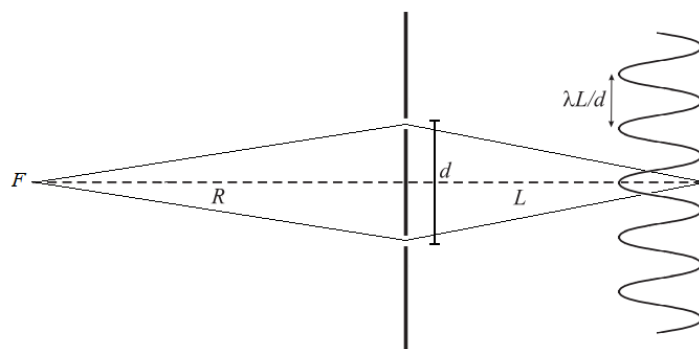


Figura 2.9: Esquema do experimento de Young da fenda dupla. À direita do esquema está a representação do padrão de interferência formado quando a fonte luminosa (F) é monocromática.

Porém, quando a fonte é finita em tamanho (ou seja, deixa de ser pontual), produz um padrão de interferência com menor contraste. Isso ocorre, pois, se considerarmos cada ponto da fonte como uma fonte pontual, estes produziram, cada um, o padrão peculiar de uma fonte pontual, porém, deslocado da posição original produzida pela fonte pontual no centro do eixo óptico. O padrão observado no anteparo será a soma dos padrões produzidos por cada elemento da fonte o que leva a uma perda de contraste da imagem formada.

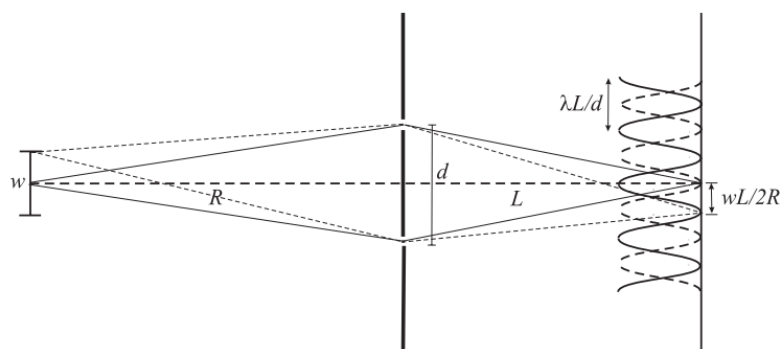


Figura 2.10: Esquema do experimento de Young da fenda dupla. A direita do esquema está a representação do padrão de interferência formado quando a fonte luminosa, de tamanho w , é monocromática (Veen and Pfeiffer 2004).

A figura 2.10 mostra os padrões formados por uma fonte posicionada no centro do eixo óptico e outra na extremidade superior da fonte, o padrão é o mesmo, porém, está deslocado em $wL/2R$ para a fonte posicionada na extremidade (para casos em que é válida

a aproximação para baixos ângulos). Para esta configuração existe uma distância d em que o padrão relacionado a extremidade estará desfasado em meio ciclo ($\lambda L/2d$) com o padrão do centro da fonte. A distância mencionada é chamada de comprimento de coerência lateral (transversal) e seu valor pode ser obtido utilizando trigonometria e as condições de baixo ângulo.

$$C_T = \frac{\lambda R}{w} \quad (2.20)$$

Na equação (2.20) R é a distância fonte-objeto e w é o comprimento (tamanho) da fonte emissora com comprimento de onda λ .

A expressão (2.20) nos mostra que quanto menor a dimensão de nossa fonte de raios X (w) maior será a região no objeto capaz de gerar os efeitos de interferência, pois, a fonte estará se aproximando ao caso da fonte pontual. Além disso, o aumento da distância fonte-objeto (R) também aumentará esta região, pois, quanto maior a distância R , mais a frente de onda se aproximaria de uma onda plana.

Raciocínio similar pode ser utilizado para mostrar que o comprimento se comporta de mesma maneira para a outra dimensão transversal ao eixo óptico (horizontal perpendicular ao eixo óptico). Dessa maneira, podemos definir uma região de coerência no plano do objeto, associada aos dois comprimentos. O tamanho desta região (área) é importante, pois, determina, a máxima área no plano do objeto onde o feixe chega coerente.

Coerência Longitudinal

A coerência da onda relacionada ao eixo de propagação é chamada de coerência longitudinal (ou temporal). Para entender o conceito podemos imaginar duas frentes de ondas com uma pequena diferença em seus comprimentos de onda ($\Delta\lambda$) partindo do mesmo ponto do espaço, com a mesma direção de propagação e em fase, desta maneira, se uma das ondas possui λ de comprimento de onda e a segunda possui $\lambda \pm \Delta\lambda$ em determinado ponto do espaço as duas ondas podem estar defasadas em meio ciclo ($1/2\lambda$) pelo efeito combinado de um número N de $\Delta\lambda$. A primeira distância para que ocorra este efeito é chamada de comprimento de coerência longitudinal (C_L).

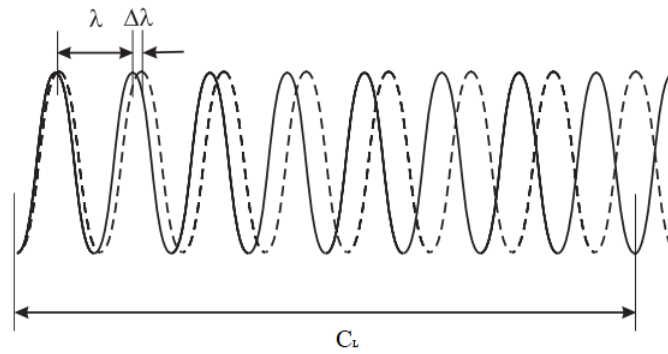


Figura 2.11: Duas ondas com diferença de comprimento de onda de $\Delta\lambda$ entrando em defasagem no comprimento de coerência C_L .

Nesta distância se a primeira onda tiver oscilado N vezes, a segunda oscilará $N - 1/2$. Dessa maneira temos que:

$$N\lambda = \left(N - \frac{1}{2}\right)(\lambda + \Delta\lambda) \quad (2.16)$$

Resolvendo a equação (2.16) para N podemos obter uma expressão para C_L dependente apenas dos comprimentos de onda:

$$C_L = N\lambda \cong \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.17)$$

2.3 Formação das imagens

Partindo de uma fonte de raios X extensa representada por um plano $\vec{\xi}$ com cada um de seus pontos emitindo uma onda esférica na direção de outro plano \vec{X} que representa o objeto (figura 2.12).

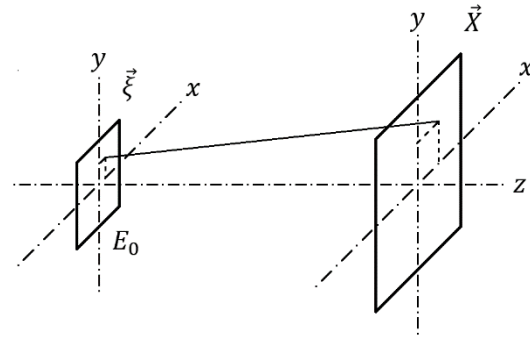


Figura 2.12: Desenho esquemático da relação entre um plano representando uma fonte emissora de raios X ($\vec{\xi}$) e um plano representando a superfície do objeto (\vec{X}).

O valor do campo eletromagnético medido em \vec{X} pelo efeito de um emissor pontual pode ser representado pela equação da propagação de uma onda esférica (Born *et al.* 1999).

$$E(\vec{X}, \lambda) = E_0 \frac{e^{ik(\lambda)|\vec{\xi}-\vec{X}|}}{|\vec{\xi}-\vec{X}|} \quad (2.19)$$

onde k é o número de onda definido como $k = 2\pi/\lambda$ e E_0 a amplitude da onda no ponto de origem em $\vec{\xi}$. A equação 2.19 representa a emissão de um elemento de área do plano $\vec{\xi}$, se considerarmos que a amplitude da onda no plano do objeto depende do ponto de origem no plano da fonte, pois, independentemente de a intensidade inicial (E_0) ser a mesmas em todos os pontos da fonte ou não, sempre haverá uma diferença no caminho ótico que cada raio irá percorrer até o plano do objeto, neste caso para considerar os efeitos desta distribuição sobre o valor do campo podemos utilizar a expressão para o campo total num ponto qualquer de \vec{X} :

$$E(\vec{X}, \lambda) = \int s(\vec{\xi}) \frac{e^{ik(\lambda)|\vec{\xi}-\vec{X}|}}{|\vec{\xi}-\vec{X}|} d\vec{\xi} \quad (2.20)$$

Na expressão, s é a função que representa a amplitude da onda em todo o espaço $\vec{\xi}$ em função da posição. Se considerarmos agora que a fonte é policromática e que o espectro emitido é o mesmo ao longo dos elementos de área de $\vec{\xi}$, temos:

$$E(\vec{X}, \lambda) = \int h(\lambda) \phi_s(\vec{\xi}) \frac{e^{ik(\lambda)|\vec{\xi}-\vec{X}|}}{|\vec{\xi}-\vec{X}|} d\vec{\xi} d\lambda \quad (2.21)$$

onde $h(\lambda)$ é o espectro de emissão da fonte e o número de onda passa a levar em conta a dependência com o comprimento de onda (energia).

A fase da onda é dada pelo argumento da função exponencial e existe um valor de fase associado a cada ponto do plano do objeto. As ondas que incidem no objeto irão interagir com os átomos presentes neste, sendo atenuadas e espalhadas. Para descrever como estas ondas chegam ao detector e como ocorre a formação da imagem podemos utilizar a modelagem da integral de Fresnel-Kirchoff. Para regiões muito próximas ou muito distantes são adotadas a modelagem de campo próximo ou campo longínquo (Fraunhofer), porém, neste trabalho trataremos apenas com a modelagem intermediária.

Por simplicidade na argumentação suponha um objeto de espessura desprezível sobre um plano \vec{X} com posição $z = 0$ sendo iluminado por uma onda plana e monocromática como a representada pela equação (2.13). Além disso, será considerado que o objeto tem apenas uma dimensão. A função de onda relacionada ao campo imediatamente depois do objeto é dada por uma função de transmissão $q(x)$ que é o resultado da interação de um campo $E(x)$ com o objeto em toda a sua espessura. O campo para posições mais distantes ($f_p(x; z > 0)$) pode ser obtido a partir da teoria de difração de Fresnel. Supondo objetos com dimensões grandes comparadas ao comprimento de onda é possível aplicar uma aproximação para baixos ângulos e obter a integral de Fresnel-Kirchoff.

$$f_p(x; z) = \left(\frac{i}{\lambda z}\right)^{1/2} e^{(-ikz)} \int q(X) e^{\left(\frac{-ik(x-X)^2}{2z}\right)} dX \quad (2.22)$$

Utilizando a integral como base e uma série de operações envolvendo transformadas de Fourier (TF) podemos obter uma versão simplificada da transformada de Fourier de f_p em relação a x (Pogany, Gao, and Wilkins 1997).

$$F(u) \approx \delta(u) - m(u)\cos\chi - \Phi(u)\sin\chi \quad (2.23)$$

Onde $\delta(u)$ é a função delta de Dirac, $m(u)$ é a TF de μ , $\Phi(u)$ é a TF de ϕ (fase da onda) e χ é a variável reduzida $\chi = \pi\lambda zu^2$. Na equação o termo com o cosseno está relacionado a atenuação e o termo com seno a mudança de fase.

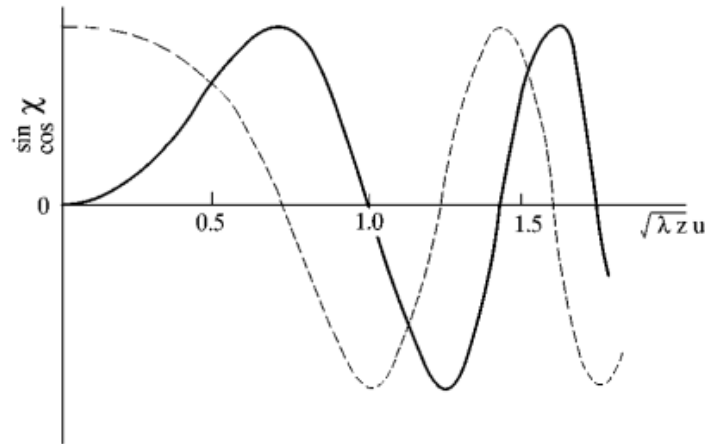


Figura 2.13: Partes real (linha descontinua) e imaginária (linha contínua) da TF da função de onda difratada por frequência espacial reduzida $u' = (\lambda z)^{1/2}u$ (Pogany, Gao, and Wilkins 1997).

A figura 2.13 mostra que existem pontos onde os efeitos de atenuação e de contraste de fase são máximos e que a formação de imagens de contraste de fase será dependente da distância do objeto ao detector (z) e do comprimento de onda (λ). Desta maneira a largura de pico de interferência para uma onda plana pode ser estimada através da equação (2.24).

$$w_p = \sqrt{z\lambda} \quad (2.24)$$

Podemos ainda considerar um objeto com atenuação negligenciável (tecidos moles por exemplo) e para u' suficientemente pequeno a equação (2.23) pode ser reescrita como.

$$F(u) \approx \delta(u) - \pi\lambda zu^2\Phi(u) \quad (2.25)$$

Convertendo a equação (2.25) para x através das propriedades da TF inversa e da TF da função $u^2\Phi(u)$ podemos obter uma expressão para intensidade dependente da posição x :

$$I(x) \approx 1 + \frac{\lambda z}{2\pi} \phi''(x) \quad (2.26)$$

A expressão mostra que nestas condições o contraste será proporcional a segunda derivada de ϕ (ou o Laplaciano no caso bidimensional (Pogany, Gao, and Wilkins 1997)). Além disso, podemos representar a fase em função da densidade eletrônica da amostra pela expressão $\phi(x) = r_e \lambda \rho_e(x)$, que ao substituir em (2.25) obtemos:

$$I(x) \approx 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} r_e z \rho_e''(x) \quad (2.27)$$

Aqui ρ_e é a densidade eletrônica projetada, pois, estamos apenas considerando uma dimensão no plano da imagem. As regiões da imagem entre materiais que possuem uma rápida variação deste valor apresentarão um alto contraste.

Os resultados podem ser expandidos para ondas esféricas a partir de desenvolvimentos similares e no final pode-se mostrar que a onda esférica pode ser expressa de maneira similar mas com diferenças em termos de constantes e módulos, em termos da onda plana (Cowley 1995) mantendo a dependência com a densidade eletrônica.

$$f_E(x; R_1, R_2) = f_P\left(\frac{x}{M}; \frac{R_2}{M}\right) \quad (2.28)$$

Na equação f_E é a função de onda relacionada a uma onda esférica e f_P é de onda plana, R_2 é a distância entre o objeto e o detector e M é a magnificação ($M = (R_1 + R_2) / R_1$) onde R_1 é a distância entre a fonte o objeto. Aplicando à equação 2.27 obtemos:

$$I\left(\frac{x}{M}\right) \approx 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} r_e \frac{R_2}{M} \rho_e''\left(\frac{x}{M}\right) \quad (2.29)$$

A equação 2.29 retorna o valor de intensidade sem contraste de fase na condição em que $R_2 = 0$ e neste caso é produzida uma imagem de contato. Da mesma maneira

discutida na equação 2.27 o tamanho do efeito de contraste de fase dependerá do valor da segunda derivada da densidade eletrônica do objeto e as maiores condições de contraste apareceram nas bordas de transição transversal entre materiais no objeto.

De maneira análoga a substituição feita com a equação 2.26 podemos obter uma expressão para a estimativa da largura de pico para o caso da onda esférica:

$$w_E = M \sqrt{\frac{R_2}{M}} \lambda \quad (2.30)$$

2.4 Detectores digitais de imagens de raios X

A detecção da radiação depende da ocorrência de alguma interação desta com os materiais que compõem os detectores.

Na maior parte dos detectores o resultado final desta interação é a aparição de uma carga elétrica em seu volume sensível. A carga gerada deve ser coletada e isso geralmente é alcançado utilizando campos elétricos dentro deste volume.

Os materiais utilizados para a detecção e as particularidades do processo de coleta de carga determinam a informação coletada e o tipo de detector. A maioria dos detectores digitais utilizam um material que converta os fótons de raios X em luz (cintiladores) e uma matriz de detectores de luz (fotodiodo, CCD ou CMOS).

Cintiladores são baseados na propriedade da luminescência dos materiais que fazem parte de seus sensores. A luminescência é o processo de emissão de radiação eletromagnética que ocorre quando um elétron transita entre bandas eletrônicas de um cristal. Esta propriedade é de grande interesse, pois, possibilita que um fóton de energia na faixa dos raios X seja convertido em um ou vários fótons na faixa do visível, permitindo sua detecção por detectores convencionais de luz como o fotodiodo.

Os cintiladores podem ser compostos por cristais orgânicos ou inorgânicos, nos orgânicos a luminescência ocorre por causa de transições de estados energéticos das moléculas e nos cristais inorgânicos por transições nas zonas intersticiais dos cristais ou devido a impurezas na rede cristalina.

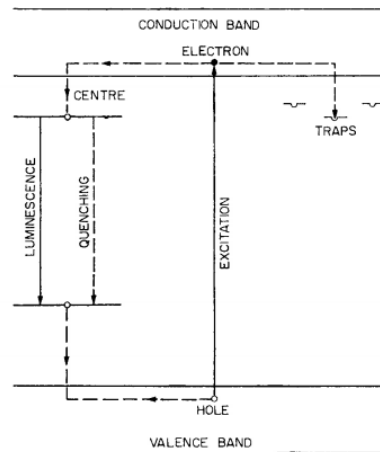


Figura 2.14: Processos de luminescência, *quenching* e *trapping* num cintilador (Birks 1964).

A figura 2.14 mostra os processos que podem ocorrer com um elétron excitado num material cintilador. Um elétron dos materiais atinge um estado metaestável de excitação quando ocorre a interação com os raios X, nesta condição, dizemos que o elétron é transferido para a banda de condução. Para reestabelecer o equilíbrio energético do material o elétron pode ser capturado num centro de captura (*trapping*) ou ser direcionado ao centro ativo, onde pode perder sua energia por luminescência ou dissipação térmica (*quenching*) (Birks 1964).

Quando ocorre a luminescência o fóton emitido pode então ser detectado por algum tipo de detector convencional da região do visível (CCD ou CMOS). Estes detectores funcionam pela utilização de fotodiodos que ao receber um fóton produzem uma carga que pode ser convertida em voltagem no local de incidência (CMOS) ou ser processada em outra região do circuito (CCD). A quantidade de carga produzida é uma função do comprimento de onda e do fluxo de fótons. A voltagem produzida é então transmitida para um conversor de pulsos analógicos para digitais.

Capítulo 3: Materiais e Métodos

3.1 Amostras analisadas

Materiais Tecido-Equivalentes

No estudo proposto foram construídos objetos simuladores para estudar os efeitos de contraste de fase para diferentes condições de exposição.

Tabela 3.1: Materiais utilizados para construção dos objetos de teste.

MATERIAIS EQUIVALENTES		
Numeração	Composição	Densidade (g/cm ³)
1	Polipropileno (C ₃ H ₆)	2,074
2	Poliacetal (CH ₂ O)	3,200
3	Polietileno (C ₂ H ₄)	2,068
4	Nylon (C ₆ H ₁₁ NO)	1,150
5	Carbeto de silício (SiC)	3.22

Foram produzidos objetos com variações estruturais e objetos com variações em sua composição. As estruturas utilizadas foram cilindros homogêneos, cilindros compostos de dois materiais divididos num cilindro central e um externo, cilindros homogêneos com fibras de nylon inclusas em paralelo com as paredes do cilindro, materiais homogêneos em formato granular posicionados dentro de eppendorfs ou em placas de acrílico (figura 3.1).

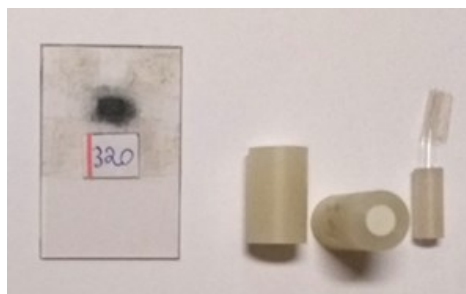


Figura 3.1: Exemplos de objetos simuladores de materiais tecido-equivalentes.

Para os cilindros compostos foi utilizada uma nomenclatura para se referir aos materiais presentes em sua composição, um cilindro composto contendo polipropileno envolvido por poliacetal será referido como “C21”, a numeração refere aos números da tabela 3.1.

As medidas de densidade dos materiais 1,2 e 3 foram feitas utilizando o princípio de Arquimedes que considera que um mesmo corpo possui massa aparente diferente em diferentes meios, pois o empuxo sofrido em cada meio depende da densidade do material em que o corpo está imerso. Para utilizar o princípio foram medidas a massa aparente no ar (m_{ar}) e a massa aparente na água ($m_{água}$) utilizando a montagem experimental exibida na figura 3.2.

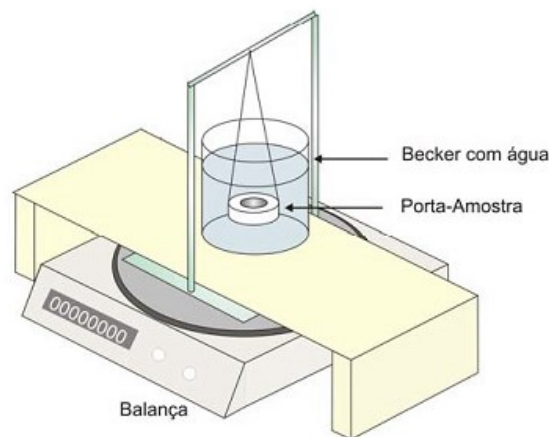


Figura 3.2: Aparato experimental para medir a densidade. (Esquema retirado de Tomal 2007(Tomal 2007)).

Obtém-se a massa no ar posicionando a amostra diretamente na balança, para a massa na água é utilizado um porta amostras de acrílico submerso em um béquer contendo água, a amostra é posicionada no porta amostras antes da medição. O aparato utilizado para medição da massa na água é retirado do valor medido utilizando a tara da balança. No caso de materiais com densidade menor que a densidade da água ($\rho < 1$) foi utilizado um peso para manter a amostra submersa. Posteriormente a massa do peso era subtraída do total medido. A densidade pode então ser estimada utilizando a equação (3.1)

$$\rho = \left(\frac{m_{água}}{m_{água} - m_{ar}} \right) \rho_{água} \quad (3.1)$$

Tecidos Biológicos

Osso trabecular

Uma fração de osso trabecular animal foi estudada. O osso trabecular é um tecido hierárquico, esponjoso e de material poroso composto de tecido duro e mole que pode ser encontrado nas regiões de epífises e metáfises de ossos longos e nos em seus corpos vertebrais. Na escala macroscópica, a malha de tecido trabeculado duro, composta de hastes e placas, forma uma rígida estrutura de ductos que servem de sustentação para o tecido mole, altamente celular de medula óssea que preenche o espaço intra trabecular (Oftadeh et al. 2015).

Similarmente ao osso cortical compacto o osso trabecular é composto majoritariamente por hidroxiapatita ($\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$), colágeno e água. Entretanto, o osso trabecular tem uma menor porcentagem de cálcio (Dyson and Whitehouse 1968) e menor densidade ($1,874 \text{ g/mm}^3$) em comparação ao osso cortical. Conseqüentemente o conteúdo aquoso do osso trabecular é maior.

Em nosso projeto, o osso utilizado possui apenas sua estrutura rígida que é constituída em maior parte de hidroxiapatita. A estrutura do trabeculado tem tamanhos da ordem de $10 \mu\text{m}$ e as lacunas tem espaçamento médio de $400 \mu\text{m}$ (Silva 2008).

Tecido mole animal

Diversos tipos de tecidos moles (músculo, adiposo e misto) bovino e porcino foram estudados.

As células do tecido muscular são alongadas e contêm grande quantidade de filamentos de proteínas (Junqueira and Carneiro 1985). A composição deste tecido é, em maior parte, de carboidratos e proteínas (átomos de C,H,O e N) e sua densidade é de $1,04 \text{ g/cm}^3$ (Woodard and White 1986).

O tecido adiposo é uma forma de tecido conjuntivo onde há predominância de células adiposas (adipócitos), possui densidade $0,92 \text{ g/cm}^3$ (Berger et al. 2005). Os adipócitos são células com a capacidade de armazenar energia na forma de triglicerídeos (), estes ocupam a maior parte do volume celular que pode ter diâmetro de 50 a $150 \mu\text{m}$ (Junqueira and Carneiro 1985).

3.2 Fonte de raios X de microfoco

A fonte de raios X utilizada foi um equipamento de raios X de microfoco da marca *Thermo Scientific PXS5-927*. A fonte utilizada permite voltagens de 40 a 90 kV e sua potência máxima é de 8 watts. Foram utilizadas voltagens de 40 e 50 kV nas aquisições e as potências foram ajustadas de acordo com cada aquisição para produzir imagens dentro da faixa útil do detector. O tamanho do foco depende da potência utilizada e nas medidas experimentais o tamanho do foco variou entre 8 e 9 micrometros.

Os espectros gerados por essa fonte foram obtidos experimentalmente utilizando dois detectores dispersivos em energia (XR-123 SDD e XR-100 T-CdTe, Amptek Inc) posicionados a 1 m da fonte de raios X. A figura 3.3 mostra as medições para 40 kV e 50 kV.

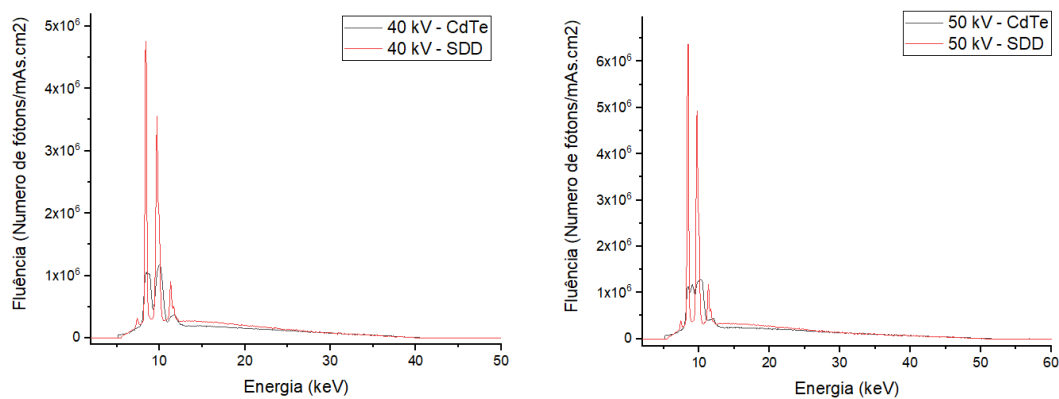


Figura 3.3: Espectro da fonte de raios X para voltagens de 40 e 50 kV.

A calibração em energia dos canais foi obtida com a utilização de fontes de ^{55}Fe e de ^{241}Am para ambos os detectores. As diferenças no formato dos espectros ocorrem, pois, cada detector apresenta uma resolução em energia diferente. O detector de CdTe apresenta uma resolução em energia entre duas a três vezes pior que o detector SDD, não permitindo resolver os detalhes finos das radiações características emitidas pelo tubo de tungstênio ($W=74$).

3.3 Detectores

Foram utilizados dois detectores digitais diferentes, um detector *SNAPSHOTTM Instrumentarium* (SNAPSHOT) e um detector *Eagle Digital SensorTM* (EAGLE), de 1896x1368 pixels e 1300x1800, respectivamente, suas resoluções espaciais nominais são de 26,3 lp/mm e 25 lp/mm. Os procedimentos para obtenção da função resposta e da resolução espacial foram aplicados apenas para o detector EAGLE.

3.3.1 Função resposta

Para avaliar a resposta dos detectores foram feitas medidas para verificar suas transferências de sinal (STP, *Signal Transfer Property*). Este procedimento é feito avaliando o efeito da variação do kerma no ar sobre a resposta em valores de pixel do detector.

As medidas de kerma no ar foram adquiridas utilizando uma câmara de ionização TN34069 e um eletrômetro UNIDOS E T-10010, ambos da PTW-Freiburg (Alemanha).

Para a obtenção da curva foi selecionado um uma voltagem e o tempo de exposição foi alterado aumentando o tempo de exposição que era controlado por um *shutter*. Foi utilizada uma fonte de raios X industrial ISOLVOLT Titan E (patrimônio do Centro de Instrumentação, Dosimetria e Radioproteção (CIDRA) do Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, da Universidade de São Paulo) com ânodo de tungstênio (W) angulado à 20° e tamanho focal de 1 mm, apresentando uma filtração intrínseca de 2 mm de Al e 0,8 mm de Be configurada com uma voltagem de 50 kV e utilizou-se uma placa de alumínio de 2 mm para simular um objeto de teste.

Com os mesmos parâmetros de exposição foram feitas aquisições de imagens com o detector EAGLE para cada tempo de exposição utilizado. Para obtenção dos valores de pixel foram avaliadas regiões de interesse (ROI's) de mesmo tamanho e centralizadas na mesma posição das imagens para cada exposição utilizando o plugin *Fiji* do software ImageJ (Schindelin et al. 2012). A figura 3.4 apresenta a resposta obtida para essa execução.

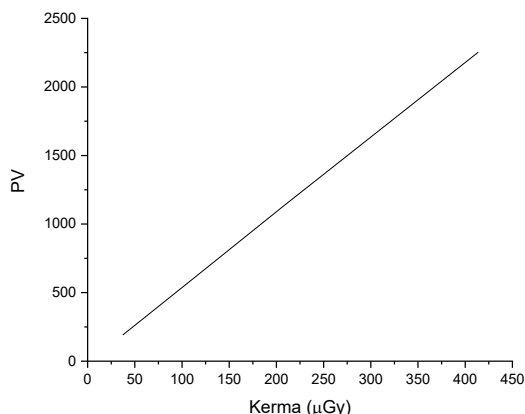


Figura 3.4: A figura mostra a resposta do detector EAGLE ao aumento do valor de kerma utilizando uma voltagem de 50 kV e variando o tempo de exposição.

Os detectores apresentaram respostas lineares, de maneira que as imagens não necessitaram ser corrigidas pela função resposta do detector. As respostas vão de acordo com o esperado para este tipo de detector (BUSHBERG et al. 2012).

3.3.2 Resolução espacial

O procedimento adotado para obter uma estimativa da resolução espacial do detector foi a obtenção da *Edge spread function* (ESF) e a partir desta a *line spread function* (PSF) de onde o valor de largura a meia altura pode ser obtido e convertido no valor de resolução espacial (BUSHBERG et al. 2012). Para tanto, foram feitas aquisições utilizando uma placa de aço inox com espessura de 2 mm posicionada o mais próximo possível ao detector, formando um ângulo de $1,7^\circ$ com a maior dimensão do detector. Foram feitas três aquisições para reduzir as incertezas, foi feita a média das aquisições e em seguida foi traçado o perfil de intensidade na região de transição entre placa e ar (ESF). A LSF é então obtida a partir da derivada da ESF e o resultado é a figura 3.5.

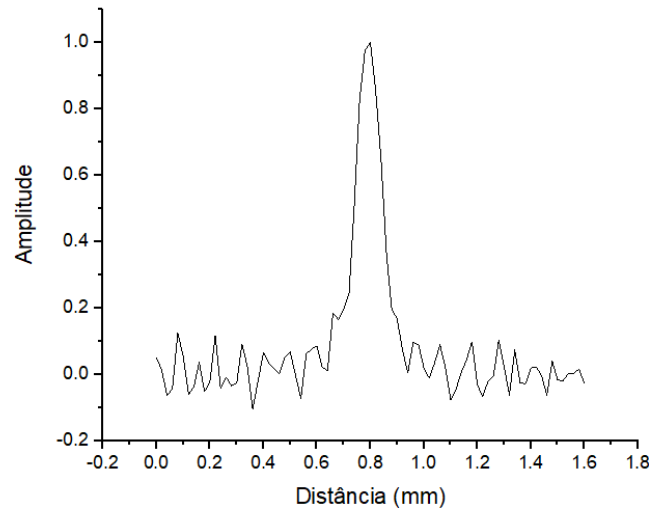


Figura 3.5: A figura mostra a LSF obtida para o detector EAGLE.

Para obtenção da largura a meia altura inicialmente foi feito um *fit* polinomial de segundo grau com os três pontos centrais do pico da figura 3.5 para obter seu ponto central. A partir do valor obtido, a meia altura foi calculada e a largura obtida pela subtração dos valores das bordas a meia altura. Obtivemos uma largura a meia altura de 0,11 mm o que equivale a aproximadamente 9 pl/mm.

3.3 Método de obtenção de imagens de contraste de fase

A montagem do arranjo de imagens por contraste de fase por propagação foi realizada no Laboratório de Pesquisas em Ciências Físicas do Instituto Latino-Americano de Ciências da Vida e da Natureza da Universidade Federal da Integração Latino-Americana (ILACVN, UNILA). A distribuição dos componentes do sistema é similar à presente em sistemas de raios X convencionais. Foi utilizada uma fonte de raios X de microfoco da marca *Thermo Scientific PXS5-927*, os raios gerados atravessam a amostra e são captados por um detector *Eagle Digital SensorTM* (EAGLE). O arranjo experimental é apresentado esquematicamente na figura 3.6.

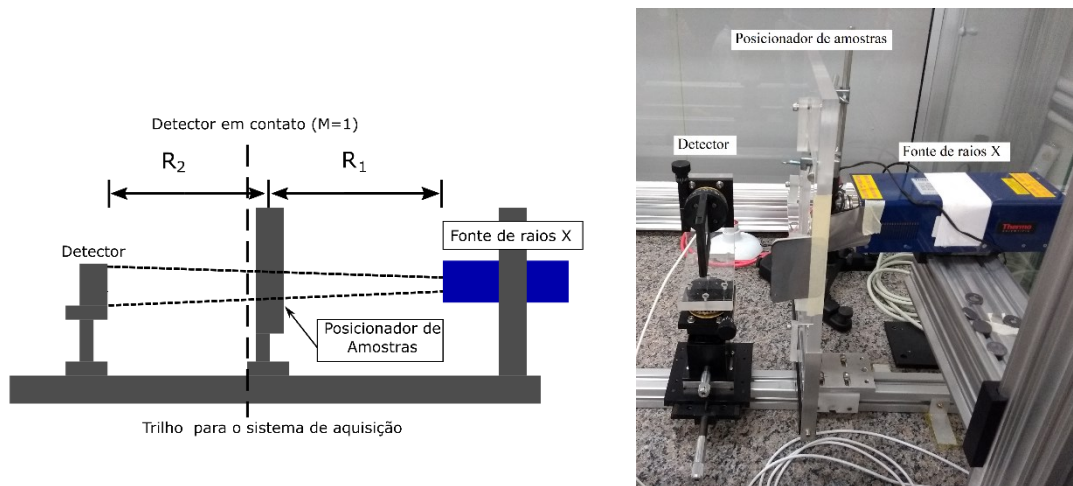


Figura 3.6: Arranjo experimental para a aquisição de imagens de contraste de fase por propagação, desenho esquemático do arranjo (a esquerda) e foto tirada do arranjo já montado (a direita).

No arranjo representado esquematicamente na figura 3.6 o suporte do detector, o posicionar da amostra e o suporte para o tubo de raios X foram desenvolvidos para mover-se por um trilho fixado a bancada, isto possibilitava a utilização de diferentes composições dos parâmetros R_1 e R_2 o que possibilitava a obtenção de diversos valores de magnificação.

3.4 Correção da imagem

A boa qualidade das imagens obtidas em detectores digitais depende de características da própria construção do instrumento (sistema) de detecção de raios X. Em geral, a imagem apresentada para o usuário já possui correções feitas no próprio processamento do fabricante, porém, estas correções podem conter erros sistêmicos, pois, podem ser baseadas em comportamentos médios do detector que não levariam em consideração as particularidades de cada aquisição. Para evitar estes erros, as aquisições foram obtidas em seu formato “cru ou bruto” (raw), ou seja, sem correções do fabricante. Desta maneira as correções necessárias foram feitas levando em consideração as condições de cada aquisição. Além disso, foram feitas mais de uma aquisição para cada imagem produzida para diminuir o ruído de cada imagem.

Para o estudo proposto neste trabalho foram utilizados dois detectores com saídas diferentes. No caso do detector EAGLE é possível selecionar parâmetros da aquisição (tempo de aquisição, limiar de exposição, etc.), já para o detector SNAPSHOT os

parâmetros são preestabelecidos e não há a possibilidade de alteração, em razão disso é necessário um mínimo de exposição para que a aquisição inicie neste detector, o que impede a aquisição de imagens de controle (imagens de fundo) para as correções. Para execução das correções necessárias na imagem do detector SNAPSHOT foi feita uma estimativa de imagem de fundo. Os procedimentos de correção são apresentados a seguir.

3.4.1 Correção de fundo

Um detector digital pode apresentar variações em seus componentes que afetam as aquisições. Esse sinal geralmente aparece mesmo sem o estímulo dos raios X. A figura 3.7 (a) mostra o sinal obtido sem estímulo para o detector EAGLE.

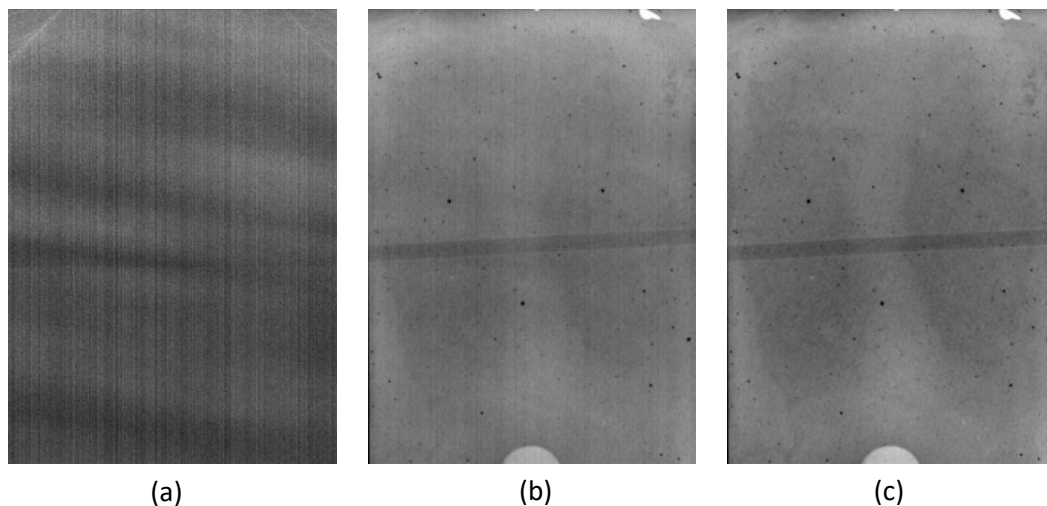


Figura 3.7: Imagem obtida com o detector EAGLE sem o estímulo de raios X (a), imagem bruta de uma fibra de nylon (com estímulo de raios X) (b) e imagem corrigida (c) com a subtração do fundo.

Para retirar este sinal das imagens adquiridas basta subtrair a aquisição obtida sem a presença de raios X das imagens brutas. Na figura 3.7(c) podemos ver o efeito desta correção sobre a imagem “bruta”, a imagem com a correção não tem mais o padrão de listras verticais vistos nas demais imagens.

3.4.2 Correção de fundo detectores fechados

Um detector pode ser chamado de fechado quando produz arquivos de imagens com algum tipo de correção já aplicada ou quando não é possível a aquisição de imagens

para correção devido ao princípio de funcionamento do detector. No caso do detector SNAPSHOT, as imagens produzidas não possuíam correção, porém, este detector possui um limiar de detecção com um valor mínimo de exposição para que ocorra a sensibilização dos sensores. Este fato impossibilita a obtenção de imagens sem a exposição a uma fonte de raios X, o que, na prática impede a correção de fundo.

Para obtenção de uma estimativa de imagem de fundo foram feitas aquisições com exposição crescente. Foi suposta uma resposta linear do detector para a faixa de energias utilizadas e desta maneira a partir da curva de resposta estimamos o coeficiente linear associado a cada pixel do detector. As imagens obtidas são uma estimativa do fundo real, porém, foram capazes de corrigir padrões recorrentes de maior ou menor sensibilidade do detector ao longo da imagem.

3.4.3 Correção de uniformidade

É importante que um sistema radiográfico proporcione uniformidade, isto é, que sua sensibilidade seja constante ao longo de toda a área da imagem. De outra forma a interpretação da imagem pode ser comprometida por padrões ligados a falta de uniformidade (Yaffe and Rowlands 1997).

Uma maneira de corrigir estes padrões é obter uma imagem do detector sendo exposto a raios X sem que ocorra a saturação, deve ser retirado o fundo da imagem e esta é dividida em toda a sua extensão pelo valor de pixel médio.

A imagem produzida neste processo é uma máscara que possui uma estimativa de quanto é a sensibilidade de cada pixel e a divisão da imagem corrigida pelo fundo por essa máscara produz a imagem corrigida pela sensibilidade de seus sensores.

Quando se utiliza as correções de fábrica é comum que esta correção seja feita com base em uma máscara média obtida geralmente na faixa de maior sensibilidade do detector, entretanto, quando um detector é irradiado com diferentes tensões de tubo (kVp), a correção de fábrica poderia não ser adequada para essas tensões.

Foi aplicada a correção de fundo para os dois detectores. A figura 3.8 mostra uma imagem que passou pela correção de fundo e pela correção de uniformidade para o detector EAGLE.

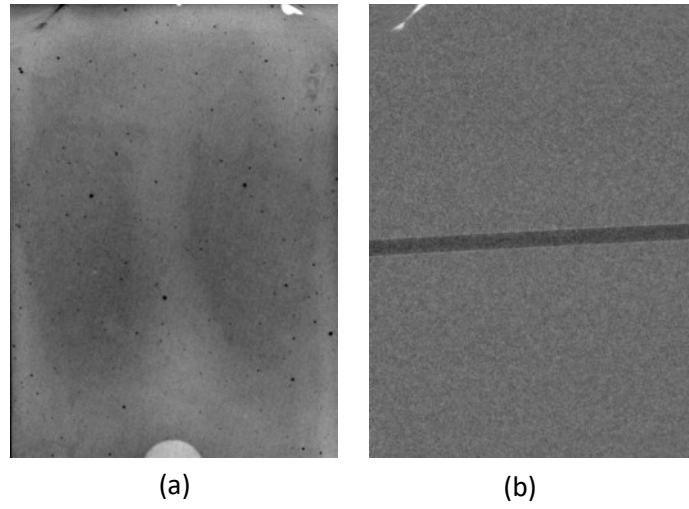


Figura 3.8: Imagem da máscara utilizada para correção de uniformidade (a), Imagem corrigida pelo fundo e pela uniformidade (b).

Capítulo 4: Resultados e Discussão:

Para este trabalho foram utilizados objetos simuladores com complexidade estrutural progressiva, a apresentação dos resultados ocorre dos objetos mais simples (fibras de nylon) aos mais complexos (tecido animal).

A maioria das aquisições foi obtida utilizando o detector EAGLE, pois, este era capaz de fazer aquisições do fundo para correção da imagem, portanto, só será indicado o detector no caso de aquisições feitas com o SNAPSHOT, nas demais fica subentendido que foi utilizado o detector EAGLE.

4.1 Materiais homogêneos

4.1.1 Cilindros homogêneos

A figura 4.1 mostra aquisições obtidas para um feixe polienergético de 50 kV, para uma fibra de nylon de 500 μm , R_1 de 2,6 cm e magnificações $M = 1$ (imagem de contato ou tradicional) e $M=8$ (imagem de propagação).

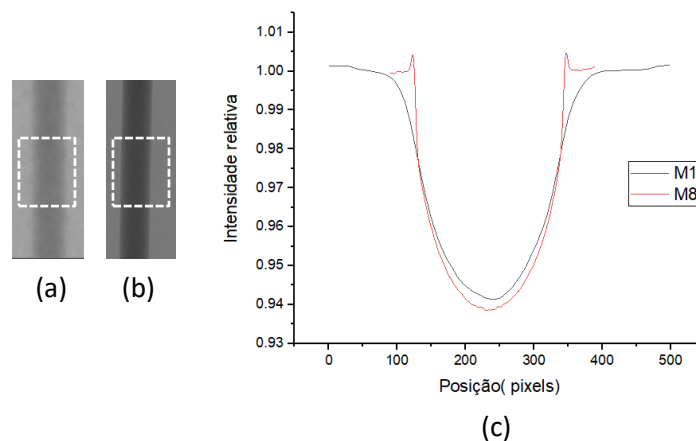


Figura 4.1: Fibra de nylon de 500 μm para (a) imagem de contato ($M = 1$) e (b) imagem de propagação ($M=8$). (c) Comparação dos sinais normalizados pela intensidade sem a presença dos objetos. Os retângulos tracejados representam a região utilizada para traçar o perfil.

A região de interface entre a fibra e o ar está bem delimitada na imagem de propagação, figura 4.1 (b), a distância adicional entre amostra e detector, o tamanho da fonte de raios X e a resolução espacial do detector utilizadas permitem a visualização de picos (ou faixas) de interferência.

Quando a aquisição ocorre com a amostra em contato com o detector ($M=1$), os efeitos de contraste de fase não são visíveis, pois, os feixes são refratados a baixos ângulos (na ordem de $1 \cdot 10^{-5}$ radianos para baixos ângulos de entrada do feixe) e o tamanho do pixel do detector não permite a resolução dos padrões de interferência. A distância adicional ($M=8$) possibilita observar os padrões de interferência entre os feixes refratados e não-refratados.

As imagens foram normalizadas pela intensidade medida no detector sem a presença das amostras e o perfil médio transversal a fibra foi obtido. A figura 4.1 (c) mostra que a imagem de propagação apresenta picos de interferência bem definidos com valores de pixel máximos em torno de 0,5 % maiores que os valores da imagem sem efeitos de contraste de fase.

As fibras de nylon utilizadas neste trabalho (com espessuras até $500 \mu\text{m}$) atenuam pouco (mínimo fator de transmissão de 96%), dessa maneira podemos utilizar a equação 2.29 para definir parâmetros para o estudo. A partir disto, na figura 4.2 são comparadas duas aquisições para uma mesma distância objeto-detector (R_2) e diferentes valores de magnificação (M), neste caso a imagem foi obtida para um feixe polienergético de 40 kV, para uma fibra de nylon de $150 \mu\text{m}$ (com fator de transmissão de $>98\%$), foram utilizadas uma distância fixa de $R_2 = 27,8 \text{ cm}$ e magnificações de $M = 8$ e $M = 13$, respectivamente.

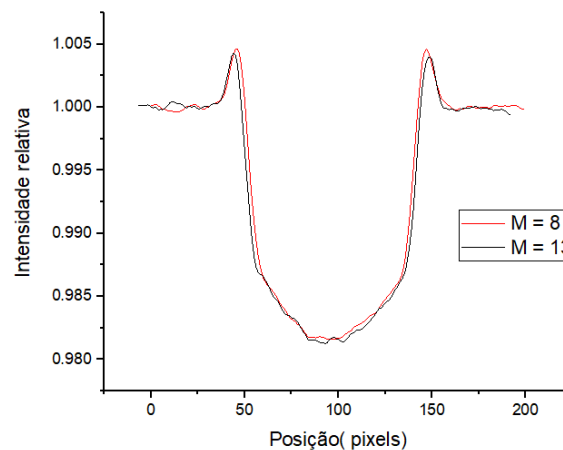


Figura 4.2: Fibra de nylon de $150 \mu\text{m}$, perfis do sinal para magnificações diferentes com a distância entre objeto e detector (R_2) mantida constante.

A utilização de uma magnificação menor ocasionou um aumento na altura de pico, o que condiz com resultados presentes na literatura, tanto em estudos experimentais (Kotre and Birch 1999), quanto analíticos (Chevalier et al. 2010). Para as condições

experimentais utilizadas o aumento foi de aproximadamente 7% para a aquisição com magnificação $M = 8$. O menor valor de M ocasiona segundo a equação 2.29 em um aumento da expressão do termo relacionado ao contraste de fase sobre o valor de intensidade, permitindo que grandes alterações dos valores de densidade do material, presentes principalmente na interface entre materiais, ocasionem também em grandes alterações do valor de intensidade.

A equação (2.29) também mostra que para a formação da imagem a distância R_2 pode influenciar no valor de intensidade que chega sobre o detector. Para estudar seus efeitos isoladamente, foram feitas duas aquisições de mesma magnificação, porém com valores de R_2 diferentes.

A figura 4.3 foi obtida com um feixe polienergético de 40 kV, para uma fibra de nylon de 150 μm , foram utilizadas distâncias R_2 de 13,33 cm e 24,54 cm com magnificação $M = 8$.

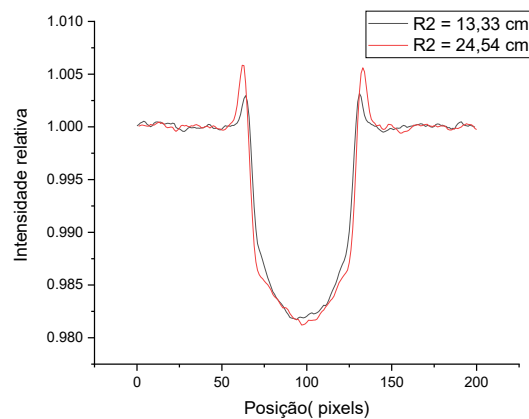


Figura 4.3: Fibra de nylon de 150 μm , perfis do sinal para diferentes distâncias entre o objeto e detector (R_2), porém, com mesmas magnificações.

Na figura 4.3 houve um aumento da altura e da largura do pico de contraste. O aumento da altura do pico foi de aproximadamente 50% para a aquisição feita com R_2 de 24,54 cm em relação a aquisição feita com R_2 de 13,33 cm. A largura de pico aumentou em torno de 16% para a aquisição com distância $R_2 = 24,54$ cm em relação a aquisição com $R_2 = 13,33$ cm. Ambos efeitos, relacionam-se ao aumento da distância percorrida pelos feixes refratados que saem da amostra, pois, com a maior distância os padrões de interferência estarão mais espalhados na área de detecção. Em contra partida o aumento

desta distância também aumenta a atenuação sofrida pelos feixes refratados o que implica em uma necessidade de fontes mais potentes e detectores mais sensíveis. Ambos resultados obtidos condizem com equação 2.29 e com resultados presentes na literatura, tanto para estudos experimentais (Gao et al. 1998; Kotre and Birch 1999; Pogany, Gao, and Wilkins 1997; Wilkins et al. 1996a) quanto para estudos analíticos (Chevalier et al. 2010).

Em nossas aquisições foi utilizado um tubo de raios X polienergético, portanto, foi feito um estudo do efeito da variação da tensão de aceleração do tubo de raios X sobre a altura e a largura de pico de contraste de fase.

Na figura 4.4 foram feitas aquisições para uma fibra de 150 μm com os parâmetros $M = 7$ e $R_2 = 24$ cm, iguais para as duas aquisições, porém, com voltagens de 40 e 50 kV.

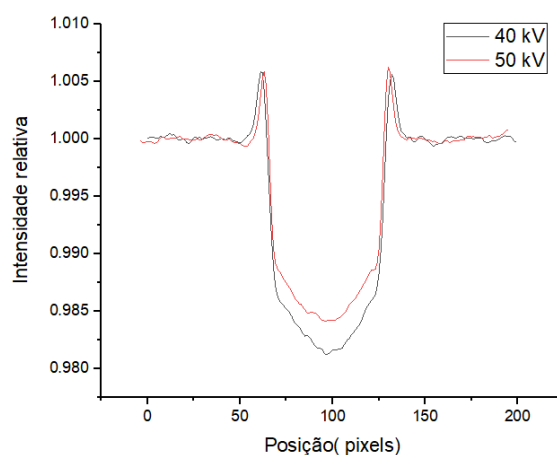


Figura 4.4: Fibra de nylon de 150 μm , perfil do sinal ao longo da horizontal para voltagens de 40 kV e 50 kV.

A figura 4.4 permite visualizar o efeito do aumento da kV sobre o contraste por atenuação, o feixe de 50 kV possui maior capacidade de penetração, pois, o coeficiente de atenuação é menor para maiores energias do feixe. Os fatores de transmissão foram de 98,41% e de 98,12% para o de 50 kV e 40 kV respectivamente. Desta forma, o contraste por absorção obtido em 50 kV é reduzido em 18% daquele obtido em 40 kV.

Na figura também é possível notar a formação dos picos de contraste de fase. A diferença em valores de pixel entre os dois picos foi de apenas 0,4%, o que mostra que para um objeto homogêneo e com pouca capacidade de absorção (como a fibra de nylon) a exposição a espectros diferentes de energias próximas não ocasiona em grandes diferenças na altura do pico de contraste de fase. Isso é condizente com resultados previstos por Wilkins e seu grupo (Pogany, Gao, and Wilkins 1997; Wilkins et al. 1996),

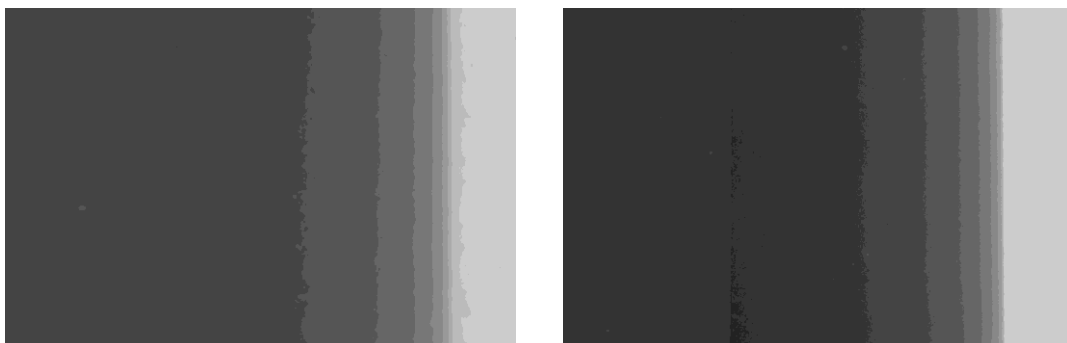
o aumento do kV diminui o contraste por absorção da imagem, porém, o tamanho do pico de contraste de fase se mantém. Este resultado é importante, pois, poderíamos em teoria otimizar as condições de aquisição para produzir menores doses e contrastes de fase equivalentes.

As larguras de pico tiveram uma diferença de aproximadamente 20% segundo a imagem, o aumento da energia do feixe levou a uma diminuição na largura. Como os fatores de transmissão são baixos para ambas as energias podemos utilizar a equação (2.30) para descrever a diferença nas larguras. Utilizando os dados experimentais e a energia média dos feixes na equação, comprovamos a tendência de diminuição da largura de pico para maiores energias, porém, a diferença segundo esta modelagem seria de apenas 8%. A discrepância entre as diferenças de valores de largura da imagem e o da modelagem ocorre em teoria pelas limitações experimentais, pois, para as magnificações alcançadas em nossas imagens toda a região da imagem que contém o pico de contraste de fase está limitada a apenas alguns pixels.

O fato de o aumento da energia dos fótons influenciar na largura dos picos é crucial para a otimização de um sistema de aquisição de imagens por contraste de fase, pois, quanto maior a largura do pico, menor é a resolução espacial necessária para obter o contraste de fase, o que possibilita a utilização de detectores com pior resolução espacial, tornando mais simples a translação desta técnica para o ambiente clínico.

4.1.2 Cilindros compostos

Foram feitas aquisições para os cilindros compostos C21 e C23 utilizando um feixe polienergético de 50 kV, cilindros de diâmetro 1,2 cm, R_1 de aproximadamente 3 cm e R_2 ajustado de maneira a alcançar $M = 1$ (imagem de contato) e $M = 4,5$ (imagem de propagação).



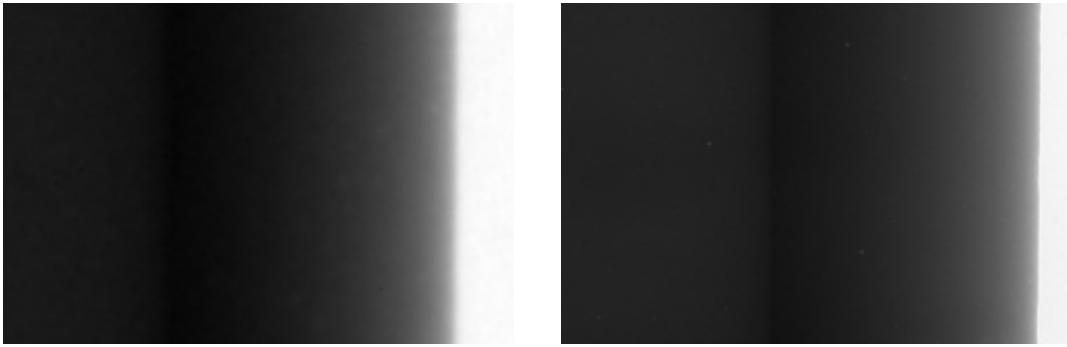


Figura 4.5: Cilindros C21 (acima) e C23 (abaixo), imagens de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).

As bordas mais intensificadas ocorrem na região de interface cilindro–ar, as regiões de transição entre cilindros também apresentam os efeitos, porém, com menor visibilidade devido à atenuação.

As imagens exibidas na figura 4.5 aparentam apresentar apenas uma banda de interferência na região entre materiais, porém, o processamento das imagens e o delimitar dos perfis horizontais nos mostra que mesmo para estes objetos simuladores há duas bandas definidas.

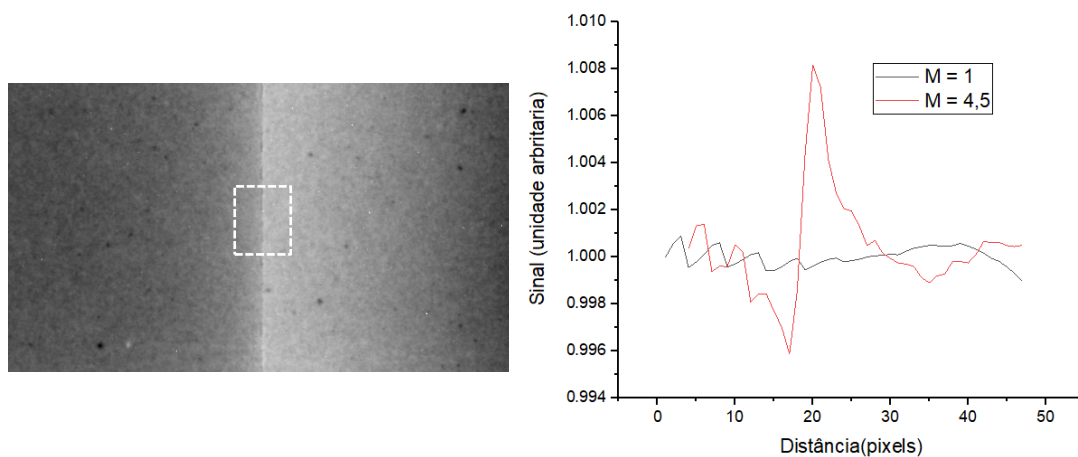


Figura 4.6: Cilindro C21, imagem de propagação com contraste modificado para facilitar a visualização do padrão de interferência (a esquerda) e perfil do sinal (a direita). O retângulo tracejado representa a região utilizada para traçar o perfil, foi desconsiderado o contraste de atenuação devido ao formato do material.

Os materiais que compõem o cilindro exibido na figura 4.6 possuem uma diferença de coeficiente de atenuação capaz de permitir sua distinção mesmo numa imagem de

contato ($\sim 34,1\%$ de diferença para a energia média do feixe de raios X). Porém, o contraste de fase permite a melhor delimitação da borda entre os materiais. Para materiais cujo coeficiente de atenuação é muito próximo, os efeitos de contraste de fase podem auxiliar ainda mais na determinação da interface entre os materiais. No intuito de testar esta possibilidade foi criado um cilindro (C31) composto de dois materiais diferentes porem de coeficiente de atenuação muito próximo ($\sim 1,6\%$ de diferença para a energia média do feixe de raios X). Foi feita uma aquisição utilizando um feixe polienergético de 50 kV, o cilindro C31, R_1 de aproximadamente 3 cm e $M=5$.

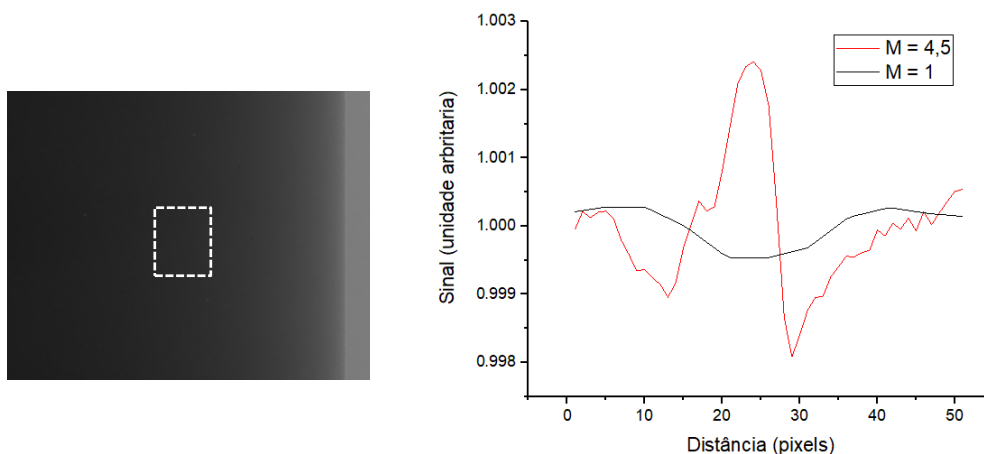


Figura 4.7: Cilindro C31, imagem de propagação (a esquerda) e perfil do sinal (a direita). O retângulo tracejado representa a região utilizada para traçar o perfil, foi desconsiderado o contraste de atenuação devido ao formato do material.

A figura 4.7 mostra o perfil obtido na região de interface de materiais para o cilindro 31, para uma imagem de contato para a mesma região do cilindro não há como distinguir os dois materiais, a região de transição entre os materiais não apresenta diferença no sinal.

4.1.3 Cilindros com fibras inclusas

Uma das possibilidades do sistema de aquisição por propagação é facilitar a visualização de fibras de tamanho da ordem de micrometros (Wilkins *et al.* 1996). Para visualizar este efeito foram utilizados cilindros com fibras de nylon inclusas. A figura 4.8 foi obtida com um feixe polienergético de 40 kV, com R_1 de 2,8 cm e $M=5,4$. Foi utilizado um cilindro de 600 μm com fibras de 58 μm , 40 μm e 35 μm .

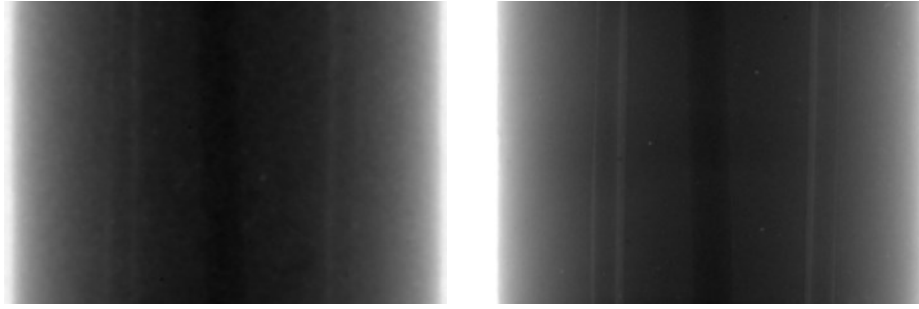


Figura 4.8: Cilindro de polietileno com fibras de nylon inclusas, imagem de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).

Na figura regiões de contato do nylon com as paredes do cilindro ficam ressaltadas pelo efeito de contraste de fase. Na figura 4.8 a imagem de propagação tem os contornos das fibras bem definidos devido aos picos de contraste de fase.

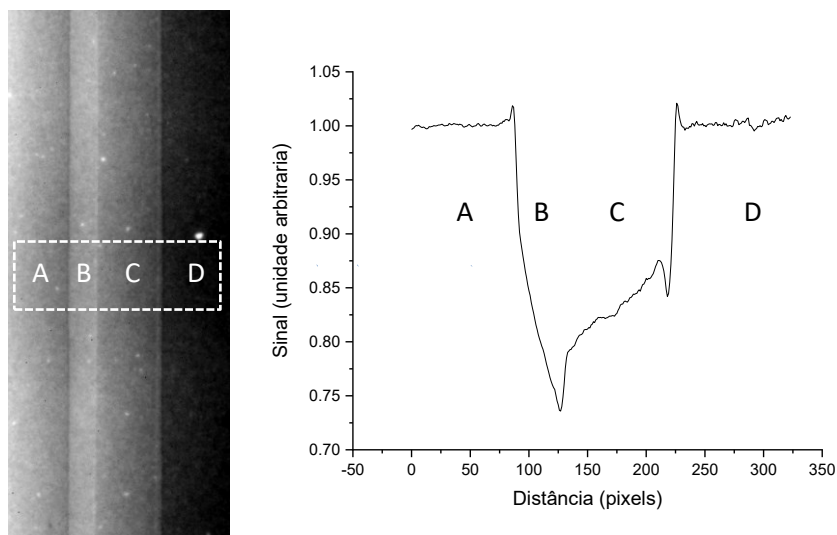


Figura 4.9: Recorte de região de contato entre uma fibra de nylon e o cilindro de polietileno (a esquerda). Perfil de valores de pixel retirado de região de contato da fibra de nylon com o cilindro demarcada pelo retângulo tracejado (a direita).

A figura 4.9 mostra como diferentes relações entre o índice de refração ocasionam em queda ou aumento dos valores de pixel da borda. Entre a região A e B há um aumento dos valores de pixel, entre B e C há uma diminuição e entre C e D há uma diminuição e um aumento. O aumento ou diminuição do valor de intensidade é determinado pela segunda derivada da densidade eletrônica (equação 2.29) em relação a posição. Se na zona de transição entre materiais há uma variação de um valor maior de densidade para

um menor a primeira derivada da densidade será um pico centralizado na interface do material e a derivada deste pico será um padrão com um vale seguido de um pico. Para a condição oposta ocorre o mesmo padrão, porém, refletido em relação a seu centro. Tal relação pode ser observada também nos perfis dos cilindros C21 e C31 (figuras 4.6 e 4.7), para o cilindro 21 temos na interface uma diminuição dos valores de densidade (segundo a orientação do eixo de posição) o que leva a formação de um vale e depois do pico e para o cilindro 31 temos o inverso o que leva a formação de um pico seguido de vale.

4.1.4 Materiais granulares

Foram feitas aquisições para comparação de imagens de contato de materiais granulares com imagens de propagação. O material utilizado na figura 4.10 é de carbetto de silício (SiC) em forma de grão com granulação (Mesh) 80 o que equivale a um tamanho médio de grão de 170 μm , a espessura da amostra foi de 1 mm. Utilizamos um feixe polienergético de 40 kV, R_1 de 2,5 cm e $M=6,4$.

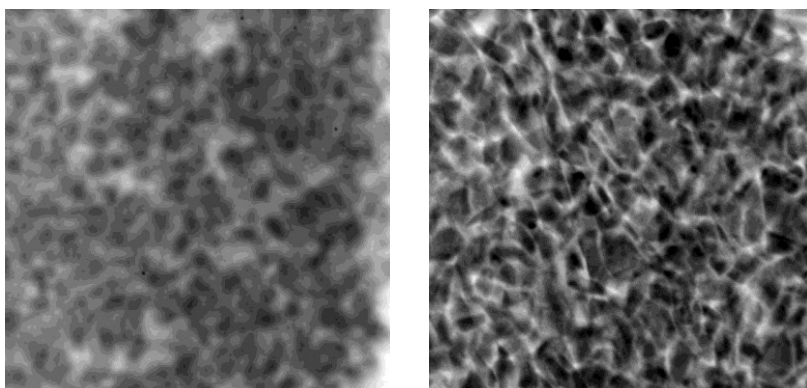


Figura 4.10: Placa de acrílico com SiC, imagens de contato (a esquerda) e de propagação (a direita).

A disposição dos grãos nas duas imagens não é a mesma, pois, os grãos de sílica ativa possuíam certa mobilidade na bandeja de acrílico, porém, o tamanho dos grãos é padronizado o que permite a comparação das duas imagens. As regiões de contato das partículas com o ar apresentam o efeito de contraste de fase, isso possibilita a visualização do contorno dos materiais granulares com maior facilidade.

A figura 4.11 compara uma imagem de contato com a imagem no regime de propagação para sal (NaCl) e para açúcar (sacarose: $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$), com tamanhos médios de grão 260 μm e de 660 μm , respectivamente, e ambos com espessura de 9 mm, foi utilizado um feixe polienergético de 40 kV, R_1 de 5 cm e $M = 3$.

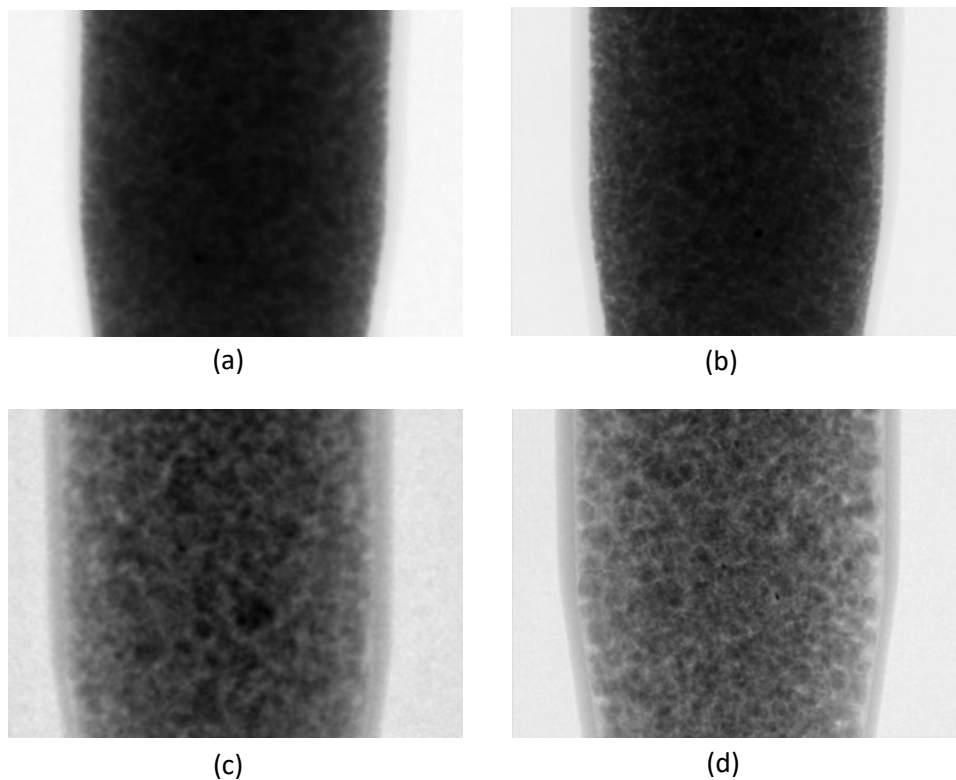


Figura 4.11: Eppendorf contendo sal e açúcar, imagens de contato ((a) e (c)) e imagens de propagação ((b) e (d)).

As imagens da figura 4.11 mostram a capacidade do sistema de intensificar os detalhes da estrutura granular dos materiais. Nas imagens de contraste de fase a visualização dos limites de cada grão fica facilitada o que demonstra o potencial da técnica de propagação para definir melhor os limites das estruturas microscópicas.

Comparando as imagens de propagação para os três materiais notamos que os grãos que são melhores visualizados são os de SiC. Isso se deve a dois fatores, a espessura de material atravessada (SiC:~1 mm, $C_{12}H_{22}O_{11}$ e NaCl:~9 mm) e suas diferentes atenuações. O efeito destas características dos materiais produz para o SiC um maior fator de transmissão (SiC:83%, $C_{12}H_{22}O_{11}$:76%, NaCl:16%) o que permite uma menor interferência do contraste de atenuação no de fase. É possível notar este efeito na região de bordas dos tubos onde os efeitos de contraste de fase são aparentes para o açúcar e para sal, pois, nessa região a espessura de material atravessado é menor.

Foi possível visualizar a capacidade do sistema em acentuar as bordas de grãos microscópicos (SiC: 170 μm , $C_{12}H_{22}O_{11}$: 660 μm , NaCl: 260 μm), pois, o efeito se manifesta em qualquer região de transição entre materiais transversal ao eixo.

4.1.5 Materiais amorfos

A figura 4.12 apresenta uma aquisição feita com o arranjo para um osso trabecular utilizando as mesmas condições de exposição utilizadas para aquisição das imagens da figura 4.11. O osso utilizado tinha espessura de 1 cm.

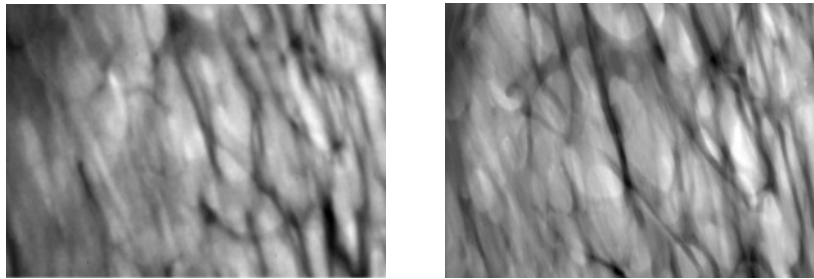


Figura 4.12: Osso trabecular, imagem de contato (a esquerda) e imagem de propagação (a direita).

Na imagem de contato os limites das estruturas não ficam bem definidos, já na imagem de propagação até mesmo estruturas de profundidades diferentes podem ser visualizadas mais facilmente, pois, suas interfaces com o ar aparecem ressaltadas pelo efeito de contraste de fase. No caso de um osso in vivo as regiões que contem ar estariam preenchidas com tecido conjuntivo, mas isso em teoria não impediria o efeito de ser visualizado, pois, o tecido possui pouca capacidade de atenuação.

4.2 Materiais heterogêneos

Um tecido apresenta diversas estruturas capazes de gerar contraste de fase, a presença de materiais com composições diversas ou de cavidades permite a ocorrência de interfaces ao longo de todo o material. Na figura 4.13 as setas amarelas indicam estruturas que ficam mais bem delimitadas na imagem de contraste de fase, pois, representam regiões de interface.

A figura 4.13 foi obtida utilizando o detector SNAPSHOT, um feixe polienergético de 40 kV, distância R_1 de 3,5 cm e $M=5$ e a figura 4.14 foi obtida utilizando o detector EAGLE, um feixe polienergético de 40 kV, uma distância R_1 de 2,5 cm e uma $M=6$.

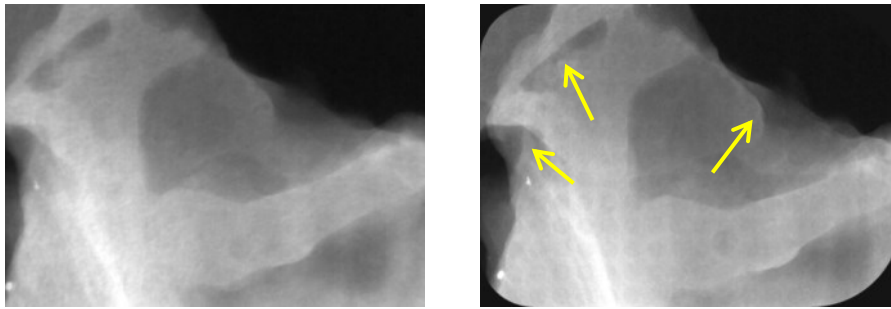


Figura 4.13: Tecido muscular animal, imagens de contato (a esquerda) e i imagem de propagação (a direita).

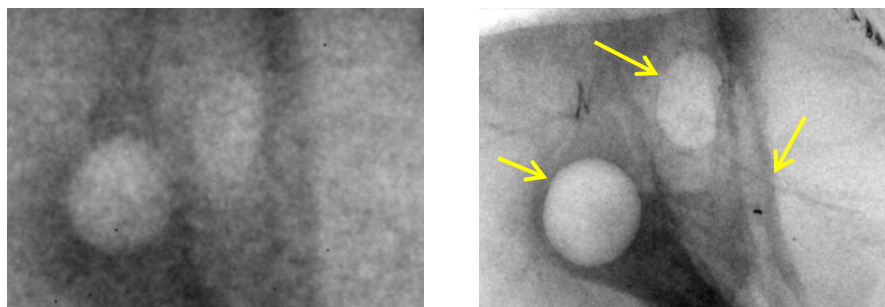


Figura 4.14: Tecido misto animal (fibroso e gorduroso), imagens de contato (a esquerda) e imagem de propagação (a direita).

Na figura 4.14 é apresentado um tecido que contém glóbulos de gordura inseridos em seu interstício, os efeitos de contraste de fase permitem que estes materiais apareçam em destaque. Enquanto o glóbulo da esquerda é visível mesmo na imagem de contato o que está ao centro da imagem aparece apenas como um “borramento”, já na imagem de contraste de fase este aparece com seu contorno completamente delimitado o que possibilita discerni-lo do resto do material. Além, disso ficam aparentes fibras e vincos presentes no tecido que não eram visíveis na imagem de contato.

A partir das imagens mostradas nas últimas cinco subseções, onde estudamos objetos de complexidade estrutural e de composição crescente, fica evidente o potencial do arranjo de propagação para visualizar materiais com propriedades de atenuação muito próximas e densidades diferentes, estruturas da ordem de micrometros (orgânicas e inorgânicas), diversos tipos de tecidos (osso, músculo, adiposo), bem como inclusões teciduais (fibras) presentes nestes tecidos, confirmando a viabilidade da aplicação desta técnica para o imageamento de materiais biológicos.

Capítulo 5: Conclusões e Perspectivas

5.1 Conclusões

Neste trabalho o arranjo utilizado necessitou de equipamentos de relativo baixo custo (quando comparado as demais técnicas) e permitiu a obtenção de imagens de contraste de fase. As quais apresentaram picos de interferência com intensidade relativa de até 0,8% a mais do que seria obtido da mesma região em uma imagem de contato. A presença do pico demonstrou-se capaz de definir na imagem a região de transição entre materiais.

As relações entre os parâmetros geométricos e de irradiação do arranjo com as características dos picos produzidos foram exploradas. O efeito da modificação da magnificação foi estudado e demonstrou sua capacidade em influenciar a altura do pico de interferência, para um aumento de M (variando de 8 a 13) observamos uma diminuição de 7% na altura do pico. Foram realizadas aquisições para valores de R_2 distintos com os quais foi possível observar que o aumento deste parâmetro ocasionou em 50% de aumento na altura do pico e 16% na largura. Foi também explorado o efeito da tensão do tubo sobre os picos de interferência, cujo aumento de 40 kV para 50 kV produziu pequena diferença na altura do pico (0,4%), porém, para a largura do pico houve uma diminuição de 20%. Estes resultados demonstram-se em concordância com os disponíveis na literatura.

O arranjo foi utilizado para aquisições com objetos de materiais tecido equivalente e tecidos animais e sua potencialidade foi explorada. Utilizando uma imagem de propagação foi possível a diferenciação de matérias quase indistinguíveis perante suas características de atenuação (~1,6% de diferença para a energia média do feixe de raios X). Foi demonstrada a capacidade do arranjo de delimitar as bordas de estruturas granulares de até 170 μm de diâmetro, e o efeito foi demonstrado tanto para materiais orgânicos quanto inorgânicos. Aquisições foram feitas para tecido ósseo e as imagens de propagação permitiram a melhor distinção de estruturas sobrepostas, como as hastes trabeculares que possuem até 10 μm de diâmetro. Foram obtidas imagens de propagação para tecidos musculares as quais demonstraram a capacidade do arranjo de enfatizar a transição entre materiais e entre regiões de espessuras distintas. Finalmente imagens de propagação do tecido misto evidenciaram fibras e inclusões de substâncias (gordura).

5.1 Perspectivas

As imagens obtidas com o arranjo de propagação proposto mostraram grande potencial, porém, o arranjo ainda pode receber melhorias. A utilização de detectores com uma área sensível maior ou a implementação de um sistema de varredura da amostra permitiria a exploração de novas condições geométricas, possibilitando a otimização dos valores de magnificação e de R_2 . Estas novas condições poderiam demandar uma fonte de raios X mais potente, um detector mais sensível ou um trilho de posicionamento mais extenso. Outra melhoria possível é a utilização de detectores de maior resolução espacial, o que permitiria a visualização de picos de menor largura e o aparecimento dos padrões para condições possíveis ao sistema de aquisição atual.

Por fim, a utilização de modelagens como a de Pogany e seu grupo para otimização das condições experimentais do arranjo é uma possibilidade de melhoria pois este demonstrou-se eficaz para nossas condições de aquisição. Ademais o aumento dos valores de voltagem utilizados leva a maior penetração do feixe, o que permite uma melhor adequação do arranjo à modelagem proposta, além de diminuir a dose entregue ao tecido.

Referências Bibliográficas ¹:

- Berger, Martin J, J S Coursey, M A Zucker, and J Chang. 2005. “Estar.” *PSTAR, and ASTAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions (version 1.2. 3)*.
- Birks, J. 1964. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. PERGAMON PRESS.
- Bonse, U., and M. Hart. 1965. “An X-Ray Interferometer.” *Applied Physics Letters* 6(8): 155–56.
- Born, Max et al. 1999. *Principles of Optics*. Cambridge University Press.
<https://www.cambridge.org/core/product/identifier/9781139644181/type/book>.
- BUSHBERG, JERROLD, ANTHONY SEIBERT, EDWIN LEIDHOLDT JR, and JOHN BOONE. 2012. 3 *The Essential Physics of Medical Imaging, Third Edition*. LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS.
- Chevalier, Margarita et al. 2010. “Influence of Geometrical Factors on Phase Contrast Fiber Images.” *Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics)* 6136 LNCS: 334–41.
- Cloetens, P. et al. 1997. “Observation of Microstructure and Damage in Materials by Phase Sensitive Radiography and Tomography.” *Journal of Applied Physics* 81(9): 5878–86.
- Cowley, J. 1995. *Diffraction Physics 3rd Edition*. North Holland.
- Davis, T. J. et al. 1995. “Phase-Contrast Imaging of Weakly Absorbing Materials Using Hard X-Rays.” *Nature* 373(6515): 595–98.
- Dyson, E. D., and W. J. Whitehouse. 1968. “Composition of Trabecular Bone in Children and Its Relation to Radiation Dosimetry.” *Nature* 217(5128): 576–78.

- Evans, Robley D., and Arthur Beiser. 1956. "The Atomic Nucleus." *Physics Today* 9(12): 33–34. <http://physicstoday.scitation.org/doi/10.1063/1.3059850>.
- Gao, D., A Pogany, A W Stevenson, and S W Wilkins. 1998. "Phase-Contrast Radiography." *RadioGraphics* 18(5): 1257–67. <https://doi.org/10.1148/radiographics.18.5.9747618>.
- Gradl, Regine et al. 2017. "Propagation-Based Phase-Contrast X-Ray Imaging at a Compact Light Source." *Scientific Reports* 7(1): 1–9.
- Gureyev, T. E. et al. 2008. "Some Simple Rules for Contrast, Signal-to-Noise and Resolution in in-Line x-Ray Phase-Contrast Imaging." *Optics Express* 16(5): 3223.
- . 2009. "Refracting Röntgen's Rays: Propagation-Based x-Ray Phase Contrast for Biomedical Imaging." *Journal of Applied Physics* 105(10).
- Honda, Chika, and Hiromu Ohara. 2008. "Advantages of Magnification in Digital Phase-Contrast Mammography Using a Practical X-Ray Tube." *European Journal of Radiology* 68(3 SUPPL.): 69–72.
- Horng, Annie et al. 2014. "Cartilage and Soft Tissue Imaging Using X-Rays." *Investigative Radiology* 49(9): 627–34. <http://journals.lww.com/00004424-201409000-00008>.
- Hubbell, J. H. et al. 1975. "Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections." *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 4(3): 471–538. <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.555523>.
- James, Reginald William. 1962. 2 London : G. Bell & Sons *Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*. ed. Sir William Lawrence Bragg.
- Johns, Harold Elford, and John Robert Cunningham. 1983. *PHYSICS OF RADIOLOGY, FOURTH EDITION*. Charles C Thomas Pub Ltd.
- Junqueira, Luiz C, and José Carneiro. 1985. "Histologia Básica." In *Histologia Básica*, , 512.
- Kotre, C J, and I P Birch. 1999. "Phase Contrast Enhancement of X-Ray

- Mammography: A Design Study.” *Physics in Medicine and Biology* 44(11): 2853–66. <http://stacks.iop.org/0031-9155/44/i=11/a=312?key=crossref.46e5503d9743d2c241554512b1ea7ed6>.
- Matsuo, Satoru et al. 2005. “Evaluation of Edge Effect Due to Phase Contrast Imaging for Mammography.” *Medical Physics* 32(8): 2690–97.
- Momose, Atsushi et al. 2014. “X-Ray Phase Imaging: From Synchrotron to Hospital.” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 372(2010).
- Nesterets, Ya I. et al. 2005. “On the Optimization of Experimental Parameters for X-Ray in-Line Phase-Contrast Imaging.” *Review of Scientific Instruments* 76(9).
- Oftadeh, Ramin et al. 2015. “Biomechanics and Mechanobiology of Trabecular Bone: A Review.” *Journal of Biomechanical Engineering* 137(1): 1–15.
- Origin(Pro). 2020. *Version 2020*. Northampton, MA, USA.
- Podgorsak, Ervin B. 2016. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Cham: Springer International Publishing. <http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-25382-4>.
- Pogany, A, D Gao, and S W Wilkins. 1997. “Contrast and Resolution in Imaging with a Microfocus X-Ray Source.” *Review of Scientific Instruments* 68(7): 2774–82. <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1148194>.
- Poludniowski, G. et al. 2009. “SpekCalc: A Program to Calculate Photon Spectra from Tungsten Anode x-Ray Tubes.” *Physics in Medicine and Biology* 54(19).
- Schindelin, Johannes et al. 2012. “Fiji: An Open-Source Platform for Biological-Image Analysis.” *Nature Methods* 9(7): 676–82.
- Silva, Gabriela Ferreira. 2008. “Qualidade Óssea Trabecular: Caracterização Por Microtomografia 3D Por Raio-X.” : 20–21.
- Tomal, Alessandra. 2007. “Medidas Experimentais Dos Coeficientes de Atenuação de Tecidos Mamários e Sua Influência No Contraste e Dose Mamográfica.” Universidade de São Paulo.

<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/59/59135/tde-12092007-082142/>.

Veen, Friso van der, and Franz Pfeiffer. 2004. “Coherent X-Ray Scattering.” *Journal of Physics: Condensed Matter* 16(28): 5003–30. <http://stacks.iop.org/0953-8984/16/i=28/a=020?key=crossref.d73ed4d535d5f9ccbf890981d143589b>.

Warren, Bertram Eugene. 1969. *X-Ray Diffraction*. Reading, Mass., Addison-Wesley Pub. Co.

Wilkins, S. W. et al. 1996. “Phase-Contrast Imaging Using Polychromatic Hard X-Rays.” *Nature* 384(6607): 335–38. <https://doi.org/10.1038/384335a0>.

———. 2014. “On the Evolution and Relative Merits of Hard X-Ray Phase-Contrast Imaging Methods.” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 372(2010).

Woodard, H. Q., and D. R. White. 1986. “The Composition of Body Tissues.” *The British Journal of Radiology* 59(708): 1209–18. <http://www.birpublications.org/doi/10.1259/0007-1285-59-708-1209>.

Wu, Xizeng, and Hong Liu. 2003. “Clinical Implementation of X-Ray Phase-Contrast Imaging: Theoretical Foundations and Design Considerations.” *Medical Physics* 30(8): 2169–79.

———. 2007. “Clarification of Aspects in In-Line Phase-Sensitive x-Ray Imaging.” *Medical Physics* 34(2): 737–43.

Yaffe, M. J., and J. A. Rowlands. 1997. “X-Ray Detectors for Digital Radiography.” *Physics in Medicine and Biology* 42(1): 1–39.

¹De acordo com a Associação Brasileira de Normas Técnica. NBR 6023.