

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial

DISSERTAÇÃO

apresentada à UTFPR
como requisito parcial para obtenção do grau de

MESTRE EM CIÊNCIAS

por

FERNANDO ANTONIO MOURA SACCON

**TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓTICA: IMPLEMENTAÇÃO E
APLICAÇÕES EM FIBRAS ÓTICAS**

Orientador:
PROF. DR. JOSÉ LUÍS FABRIS UTFPR

Coorientadora:
PROF^a. DR. MARCIA MULLER UTFPR

Banca examinadora:
PROF. DR. EDILSON SILVEIRA UFPR
PROF^a. DR. TANIA MEZZADRI CENTENO UTFPR
PROF. DR. JOSÉ LUÍS FABRIS UTFPR

Curitiba, 19 de março de 2010

FERNANDO ANTONIO MOURA SACCON

**TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓTICA: IMPLEMENTAÇÃO E
APLICAÇÕES EM FIBRAS ÓTICAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para a obtenção do grau de "Mestre em Ciências" - Área de Concentração: Engenharia Biomédica.

Orientador: Prof. Dr. José Luís Fabris

Coorientadora: Prof^a. Dr. Marcia Muller

Curitiba
2010

Folha de aprovação

DEDICATÓRIA

À minha mãe, que sempre me apoiou nas decisões e sofre pela distância que nos separa.

AGRADECIMENTOS

Certamente que nestas palavras não atenderei a todas as pessoas a quem devo agradecimentos e, desde já, peço desculpas aquelas que não estão presentes nessas palavras.

Primeiramente, agradeço aquele que é a razão do todo, por quem tudo vem a ser: nosso Deus. Durante esse tempo reconheço as inúmeras vezes em que recebi suas bênçãos e sua força.

Em segundo lugar, à família, a quem recorro em todos os momentos de minha vida. Aos amigos e colegas de trabalho, pelo apoio, conselhos e conhecimentos transmitidos nesse período.

Agradeço a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estudos concedida durante o período em que me mantive realizando as pesquisas inerentes ao trabalho.

À Fundação Araucária e ao CNPq, que possibilitou a realização do projeto através da ajuda financeira para custeio dos componentes utilizados.

Ao prof. Edilson e professora Tânia, pela presença na banca.

Ao prof. Rodrigo Ricetti, pela ajuda durante o desenvolvimento das partes mecânicas do tomógrafo.

Em último, porém não menos especial, meu agradecimento ao meu orientador, professor José Luis Fabris, com quem tive neste período tanto apoio acadêmico como apoio pessoal e em quem me espelho.

*Só se vê bem com o coração.
O essencial é invisível para os olhos.
(Antoine de Saint-Exupéry)*

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Resolução e profundidade de penetração do ultrassom, OCT e microscopia confocal. A resolução da imagem em OCT é determinada pelo comprimento de coerência da fonte ótica e a absorção limita a penetração a poucos milímetros. No ultrassom, resolução e profundidade são determinadas pela frequência da fonte sonora (BOUMA e TEARNEY, 2002).	21
Figura 2: Interferômetro de Michelson padrão. l_r e l_s denotam os comprimentos dos braços de referência e de amostra, respectivamente.....	34
Figura 3: Intensidade de luz na saída do interferômetro para uma fonte monocromática.....	38
Figura 4. Intensidade de luz na saída do interferômetro para uma fonte de baixa coerência.....	39
Figura 5: Diagrama padrão de um sistema de tomografia por coerência ótica no domínio do tempo. Em prova, uma amostra multicamadas; no detector exibe-se o padrão de interferência resultante a partir da varredura do espelho de referência. .	44
Figura 6: Protocolos de imageamento bidimensionais, com prioridade em diferentes direções.....	45
Figura 7: Profundidade de foco em função da abertura numérica da lente objetiva. Para maiores valores de abertura numérica o diâmetro da cintura do feixe (Δw_0) tem valor menor, que está ligado à profundidade de foco (SALEH e TEICH, 1991).	47
Figura 8: a) Interferograma obtido a partir de uma varredura axial (<i>A-scan</i>) em uma amostra de múltiplas camadas; b) Tomograma obtido através da transformada de Hilbert; c) Conversão do sinal em escala de tons de cinza a partir da envoltória produzida em (b). As sucessivas varreduras laterais são combinadas para a geração da imagem bidimensional.....	54
Figura 9: Diagrama funcional do interferômetro INT-MSI-1300.....	57
Figura 10: Esquema simplificado da montagem do sistema de OCT.....	58
Figura 11: Imagem do sistema tomográfico construído: a) LED superluminescente; b) interferômetro de Michelson à fibra; c) braço de referência; d) braço de amostra; e) estágio translador manual sob o qual estão montados os motores X-Y, responsáveis pela varredura da amostra.....	60

Figura 12: Detalhe do braço de amostra exibindo a amostra em prova, colada sobre uma lâmina de vidro. O feixe laser vermelho é utilizado para identificar o ponto amostrado.....	61
Figura 13: A mudança da montagem do braço de amostra possibilita alterar a direção do feixe: vertical ou horizontal. O ajuste é feito através dos parafusos próximos à seta desenhada.....	62
Figura 14: Acoplamento de luz laser em fibra ótica.....	63
Figura 15: Alinhamento do braço de referência do interferômetro.....	64
Figura 16: Blocos do sistema de aquisição.	65
Figura 17: Tela de abertura do programa de controle e aquisição na versão 0.6.....	66
Figura 18: Tela principal do programa de controle e aquisição na versão 0.6.	67
Figura 19: Interface para ler as posições selecionadas no controlador, exibida ao ser pressionado o botão 'Ler posições'.	68
Figura 20: Aba 'Sinal' da interface principal, onde é mostrado o sinal adquirido e a envoltória na parte inferior.	69
Figura 21: Aba 'Imagem', mostrando em duas dimensões a imagem obtida através da união dos tomogramas vizinhos.	70
Figura 22: Espectro de emissão do LED superluminescente, centrado em torno de 1300 nm. Integrando a potência espectral obtém-se aproximadamente 10 mW. Para os valores obtidos via ajuste gaussiano do espectro, $\lambda_c = (1295,92 \pm 0,05)$ nm e $\Delta\lambda = (42,37 \pm 0,12)$ nm, obtemos uma resolução axial teórica de $(17,49 \pm 0,05)$ μ m.	71
Figura 23: Esquema da montagem da amostra de Safira no braço de amostra. Devido à distância focal e espessura da amostra, o feixe foi focalizado a 10 mm da interface frontal.....	73
Figura 24: Varredura em profundidade em um cristal de Safira	74
Figura 25: Ajuste gaussiano do sinal encontrado para as duas interfaces da amostra de Safira. Este interferograma é obtido removendo o nível DC do sinal e, em seguida, tomando os valores absolutos do sinal.	75
Figura 26: Superposição dos tomogramas gerados para duas varreduras realizadas pelo sistema: na primeira, somente o porta-amostra é colocado, correspondendo à gaussiana (3). Em seguida, a mesma varredura é realizada, contendo a amostra sobre o porta-amostra. Através do deslocamento da gaussiana referente à interface do porta-amostra é possível obter a espessura da amostra.....	76

Figura 27: Ajuste gaussiano da envoltória do sinal obtida com transformada de Hilbert para determinação da resolução experimental.	78
Figura 28: Representação de corte transversal em uma fibra ótica fixada sobre uma lâmina de vidro. Por haver uma interface com transição gradual de índice de refração entre o núcleo e a casca, o contorno do núcleo foi representado sem borda, enquanto o preenchimento gradiente representa o índice de refração gradual.....	79
Figura 29: Tomograma de uma fibra ótica multimodo com duas camadas de capa. As letras (a) à (f) representam as várias interfaces através do centro da fibra: (a) ar-segunda capa, (b) segunda capa-primeira capa, (c) primeira capa-casca. As interfaces (d), (e) e (f) são equivalentes às primeiras. As flechas indicam as posições onde as interfaces casca-núcleo seriam esperadas.....	80
Figura 30: Diagrama de uma fibra ótica contendo os pontos gravados via arco elétrico.....	81
Figura 31: Imagem bidimensional da rede de período longo gravada com arco elétrico. Nos pontos indicados foi aplicado o arco elétrico, originando a modulação do índice.....	81
Figura 32: Amplitude do sinal refletido na primeira interface da fibra ótica em função da posição espacial.	82
Figura 33: Período da LPG obtido através de transformada de Fourier.....	82
Figura 34: Diagrama de uma fibra ótica contendo os pontos gravados via gravação ótica no interior do núcleo.....	83
Figura 35: Seção transversal da rede de período longo fixada sobre lâmina de vidro.	84
Figura 36: Tomograma gerado a partir da quinta varredura axial na fibra ótica. Os picos numerados de 1 a 4 correspondem às interfaces exibidas na Figura 35.	85

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>ASE</i>	<i>Amplified spontaneous emission</i>
<i>FBG</i>	<i>Fiber Bragg Grating</i> (Rede de Bragg em fibra)
<i>FD-OCT</i>	<i>Fourier Domain Optical Coherence Tomography</i>
<i>FWHM</i>	<i>Full Width at Half Maximum</i> (Largura total a meia altura)
<i>GRIN</i>	<i>Gradient Index</i> (Índice gradiente)
<i>IR</i>	<i>Infrared</i> (Infravermelho)
<i>KLM</i>	<i>Kerr-lens modelocked</i>
<i>LCI</i>	<i>Low Coherence Interferometry</i>
<i>LED</i>	<i>Light Emitting Diode</i> (Diodo emissor de luz)
<i>LPG</i>	<i>Long period grating</i>
<i>NA</i>	<i>Numerical Aperture</i>
<i>OCT</i>	<i>Optical Coherence Tomography</i> (Tomografia por Coerência Ótica)
<i>OLV</i>	Oftalmoscopia com laser de varredura
<i>OSA</i>	<i>Optical Spectrum Analyser</i> (Analisador de espectro ótico)
<i>RRI</i>	Ruídos relativos à intensidade
<i>SD-OCT</i>	<i>Spectral Domain Optical Coherence Tomography</i>
<i>SLED</i>	<i>Superluminescent Light Emitting Diode</i> (Diodo emissor de luz superluminescente)
<i>SNR</i>	<i>Signal-to-Noise Ratio</i> (Relação sinal-ruído)
<i>SS-OCT</i>	<i>Swept Source Optical Coherence Tomography</i>
<i>TD-OCT</i>	<i>Time Domain Optical Coherence Tomography</i>
<i>TGC</i>	<i>Time gain control</i> (Controle de ganho no tempo)
<i>WDM</i>	<i>Wavelength-Division Multiplexing</i>

SUMÁRIO

RESUMO.....	XVII
ABSTRACT	XIX
1 INTRODUÇÃO.....	21
1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS	21
1.2 ESTADO DA ARTE.....	22
1.2.1 Aplicações não-biomédicas	26
1.2.2 Avanços na tomografia por coerência ótica	29
1.3 JUSTIFICATIVAS E OBJETIVOS.....	30
1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	31
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	33
2.1 O INTERFERÔMETRO DE MICHELSON	34
2.2 INTERFEROMETRIA COM FONTE MONOCROMÁTICA.....	34
2.3 INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA.....	38
2.4 DISPERSÃO E ÍNDICE DE REFRAÇÃO DE GRUPO.....	41
2.5 TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO.....	42
2.6 RESOLUÇÃO AXIAL	45
2.7 RESOLUÇÃO TRANSVERSAL	46
2.8 FONTES ÓTICAS PARA OCT.....	47
2.9 DETECÇÃO DO SINAL DE OCT	49
2.10 RUÍDOS.....	50
2.10.1 Ruído térmico	50
2.10.2 Ruído balístico	50
2.10.3 Ruído do receptor	51
2.10.4 Ruído relativo à intensidade	51
2.11 SENSIBILIDADE.....	52
2.12 CONSTRUÇÃO DAS IMAGENS.....	53
3 METODOLOGIA	57
3.1 COMPONENTES DO SISTEMA.....	57
3.2 MONTAGEM DO SISTEMA.....	59
3.3 ALINHAMENTO	62
3.4 AQUISIÇÃO DE DADOS	64
3.5 DESENVOLVIMENTO DO PROGRAMA DE CONTROLE E AQUISIÇÃO..	65

4	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	71
4.1	CÁLCULO DA RESOLUÇÃO AXIAL E TRANSVERSAL TEÓRICA.....	71
4.2	PRIMEIRAS MEDIDAS.....	72
4.2.1	Determinação do índice de refração de cristais.....	72
4.2.2	Resolução axial experimental.....	77
4.3	PERFIL DE ÍNDICE DE UMA FIBRA ÓTICA MULTIMODO.....	78
4.4	IMAGENS CONSTRUÍDAS.....	80
4.4.1	Rede de período longo gravada com arco elétrico.....	80
4.4.2	Rede de período longo gravada oticamente.....	83
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	87
5.1	CONCLUSÕES.....	87
5.2	TRABALHOS FUTUROS.....	88
	REFERÊNCIAS.....	91
	APÊNDICE A.....	97
	ANEXO.....	103

RESUMO

A tomografia por coerência ótica é uma técnica de alta resolução e não-invasiva que possibilita a geração de imagens tridimensionais em tempo real e *in-vivo*, tendo aplicações principalmente nos campos da medicina. Todavia, a aplicação industrial de OCT é altamente promissora, porém pouco explorada. Esta dissertação apresenta um sistema de tomografia por coerência ótica no domínio temporal para caracterização de dispositivos fotorrefrativos em fibras óticas. Estes dispositivos são fabricados no grupo de Dispositivos Fotônicos e Aplicações da UTFPR visando aplicações na área de sensoriamento. A caracterização é de suma importância no momento em que se deseja aperfeiçoar o processo de fabricação. A grande vantagem de OCT é a possibilidade de geração de imagens de alta resolução e a análise qualitativa e quantitativa de parâmetros como o índice de refração e o período da modulação dos dispositivos. Foram desenvolvidas as peças mecânicas para a montagem do sistema e um programa de controle e aquisição em linguagem LabVIEW. O *software* comanda o movimento dos motores, além de coletar os dados provenientes do sistema de aquisição. Os resultados demonstram a viabilidade do sistema construído, possibilitando a visualização do período da gravação de uma rede de período longo com arco elétrico. Foram realizadas medidas do índice de refração de cristais, em que o valor obtido está de bom acordo com o encontrado na literatura. Devido à alta sensibilidade do sistema é possível identificar as interfaces de uma fibra ótica multimodo (diâmetro do núcleo maior que a resolução do sistema), em que as várias camadas – núcleo, casca, capa – são mostradas no interferograma, permitindo quantificar o valor destes índices de refração se o diâmetro é previamente conhecido.

Palavras-chave: Tomografia por coerência ótica, fibras óticas.

ABSTRACT

Optical coherence tomography is a high-resolution and non invasive technique that allows constructing three-dimensional images in real time and *in vivo*, with applications mainly in medicine. However, industrial applications of the OCT are promising although underexploited. This work presents a time domain optical coherence tomography system to characterize photorefractive devices in optical fibers. These devices are produced by the Grupo de Dispositivos Fotônicos e Aplicações at UTFPR for applications in the sensing area. The characterization of such devices is an important issue to improve the production process. The main advantage of OCT is the possibility to obtain high-resolution images and analyze qualitative and quantitatively parameters like refractive index and the modulation period of devices. We developed the mechanical parts of the system and the software for control and acquisition data in LabVIEW language. The software commands motors movements and collect data of the acquisition system. The results demonstrate the viability of the built system, enabling the visualization of the long period grating recorded with electric arc. Refractive index measurements of crystals were done, which obtained values are in good agreement with literature. Due the high sensitivity of the system it is possible to identify interfaces of a multimode optical fiber (in this case the core diameter is bigger than the system resolution) and the various interfaces – core, cladding, coating – are shown in the interferograma, allowing quantify the refractive indexes when the diameter is previously known.

Keywords: Optical coherence tomography, optical fibers.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS

A tomografia por coerência ótica (OCT – *Optical Coherence Tomography*) é uma técnica interferométrica que produz imagens tomográficas seccionais de alta resolução de sistemas biológicos e materiais. Nela, os princípios da interferometria com luz de baixa coerência temporal e detecção ótica heteródina são combinadas para obter alta resolução axial e alta sensibilidade à luz que é refletida pela amostra em prova (FUJIMOTO, 2001). Ela é análoga ao ultrassom modo B, entretanto, utiliza luz no lugar de ondas mecânicas. Imagens com resolução entre 0,5-20 μm podem ser obtidas, pelo menos uma ordem de magnitude maior que a obtida com o ultrassom convencional (FUJIMOTO, 2001; POVAZAY, BIZHEVA, UNTERHUYER *et al*, 2002).

A Figura 1 exibe uma comparação entre algumas técnicas de geração de imagens disponíveis.

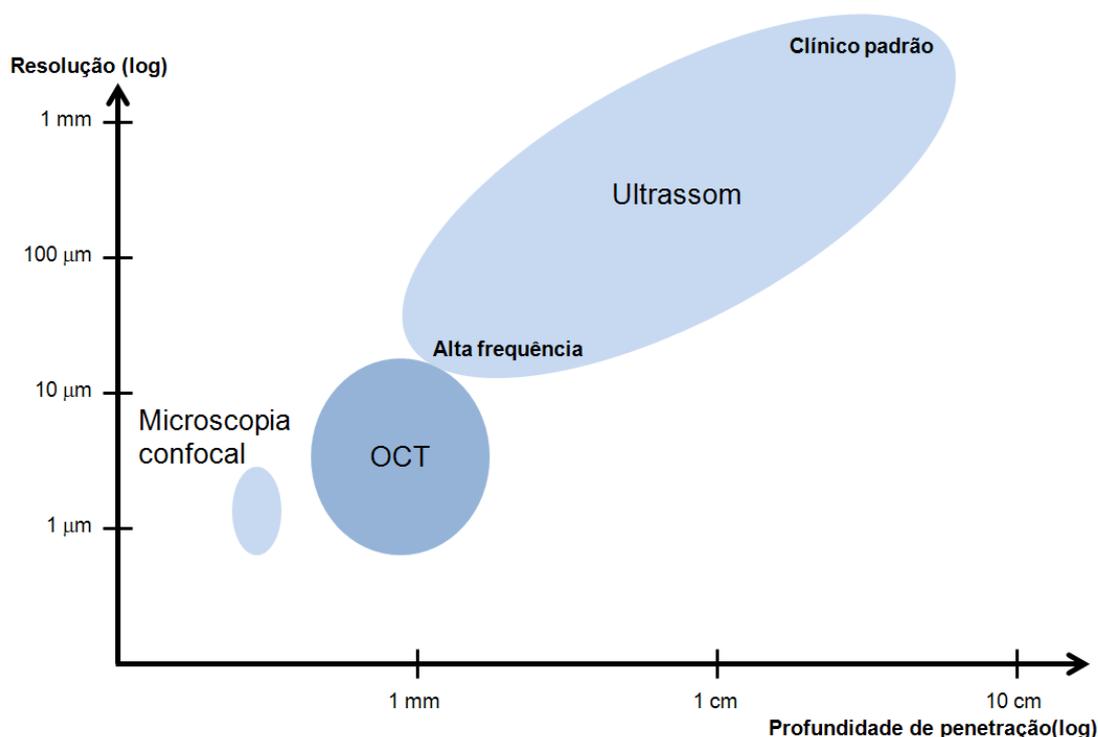


Figura 1: Resolução e profundidade de penetração do ultrassom, OCT e microscopia confocal. A resolução da imagem em OCT é determinada pelo comprimento de coerência da fonte ótica e a absorção limita a penetração a poucos milímetros. No ultrassom, resolução e profundidade são determinadas pela frequência da fonte sonora (BOUMA e TEARNEY, 2002).

Impulsionado pelas inovações no campo da fotônica, o sistema de OCT introduzido em 1991 por Huang (HUANG, SWANSON, LIN *et al*, 1991) teve um rápido desenvolvimento nas áreas da medicina como a dermatologia, cardiologia, e, principalmente, a oftalmologia devido às estruturas oculares transparentes. O primeiro equipamento comercial utilizando a técnica foi introduzido para diagnósticos oftalmológicos (Carl Zeiss Meditec AG). A técnica é de particular importância por proporcionar diagnósticos *in vivo*, não-invasivos e em tempo real (FERCHER, DREXLER, HITZENBERGER *et al*, 2003). O uso dos sistemas de OCT em aplicações industriais é altamente promissor, porém não completamente explorado (DUFOUR, LAMOUCHE, DETALLE *et al*, 2005).

1.2 ESTADO DA ARTE

Desde o início da década de 90 os sistemas de OCT têm se mostrado promissores para a investigação de sistemas orgânicos, sobretudo onde a aplicação das técnicas tradicionais não é possível ou onde elas produzem resultados ambíguos. Por este motivo, a pesquisa em OCT tornou-se uma área bem-sucedida, resultando em um grande número de novos trabalhos.

Os maiores desenvolvimentos da técnica podem ser reunidos em quatro categorias: (i) novas configurações interferométricas, (ii) fontes luminosas mais potentes e com maior largura de banda, (iii) técnicas de varredura mais rápidas, conseguidas pela inclusão de novos componentes nos sistemas, e (iv) modos de imagem de alto contraste. Este último foi conseguido também devido aos avanços nos algoritmos de processamento de sinais.

Nas últimas duas décadas foram demonstrados diferentes sistemas de tomografia por coerência ótica, alguns baseados naquele introduzido por Huang e outros a partir da utilização de novos conceitos. O sistema de OCT padrão consiste em um interferômetro do tipo Michelson iluminado com fonte de luz de baixa coerência, em que a largura espectral da fonte está na ordem de dezenas a uma centena de nanômetros (FERCHER, DREXLER, HITZENBERGER *et al*, 2003). Em um dos braços do interferômetro, o chamado de braço de referência, está posicionado um espelho plano. No outro braço é colocada a amostra em prova. Na técnica conhecida como tomografia ótica no domínio temporal (TD-OCT – *Time Domain Optical Coherence Tomography*) o espelho do braço de referência é

montado sobre um estágio de translação, compondo uma linha de atraso ótico. Nesta configuração, a geração de imagens é realizada a partir da diferença de caminho ótico gerada entre os dois braços do interferômetro. Este tipo de montagem, precursora das técnicas de OCT, possibilita resoluções axiais em torno de 10-20 μm , pelo menos duas vezes melhor que a obtida com ultrassom.

Em 1995, Fercher, Hitzengerger, Kamp *et al* descreveram uma nova forma de determinar a estrutura do objeto a partir do espectro da luz retroespalhada. Essa foi a primeira demonstração do conceito de tomografia por coerência ótica no domínio espectral (SD-OCT – *Spectral Domain Optical Coherence Tomography*). Neste tipo de sistema, o espelho do braço de referência é tipicamente mantido fixo e a imagem é formada a partir da avaliação do espectro do interferograma adquirido. A maior vantagem dos sistemas no domínio espectral é a realização apenas da varredura transversal, comparada à necessidade de varredura axial (realizada pelo espelho móvel) e transversal dos sistemas TD-OCT. Entre as técnicas espectrais destacam-se a no domínio de Fourier (FD-OCT – *Fourier Domain Optical Coherence Tomography*) e de fonte ótica com comprimento de onda variável (SS-OCT – *Swept Source Optical Coherence Tomography*) (BREZINSKI, 2006).

Rapidamente observou-se a superioridade do sistema de OCT no domínio espectral: a resolução axial nesse tipo de construção é cerca de uma ordem de grandeza superior àquela obtida no domínio temporal e a relação sinal-ruído é superior no domínio da frequência (MERINO, DAINTY, BRANTU *et al*, 2006). Além disso, imagens em tempo real são obtidas com maior facilidade, devido ao menor número de varreduras no domínio espectral.

Todavia, qualquer propriedade física que altere a amplitude, fase ou polarização do feixe de amostra pode ser utilizada para extrair informação. Neste contexto, quatro novos tipos de OCT foram demonstrados nos últimos anos: (1) sensível à polarização, (2) OCT Doppler, (3) espectroscópico e (4) OCT elastográfico (BREZINSKI, 2006).

O sistema de OCT sensível à polarização (PS-OCT) é frequentemente descrito como uma técnica para aumento de contraste, contudo pode ser visto como uma técnica espectroscópica (BREZINSKI, 2006). Inseridos posteriormente no sistema de OCT básico, os componentes de polarização permitiram imagens em profundidade de tecidos birrefringentes, como músculos, tendões e outros tecidos que contém colágeno e fibras que exibem birrefringência, criando a tomografia por

coerência ótica sensível à polarização (HEE, HUANG, SWANSON *et al*, 1992). Outros grupos compararam imagens de tecidos normais e termicamente danificados, demonstrando relações entre seu estado e sua birrefringência (DE BOER, SRINIVAS, MALEKAFZALI *et al*, 1998).

Experimenta-se o resultado do efeito Doppler quando há movimento relativo entre a fonte e o receptor, em que a frequência do sinal emitido é alterada devido ao movimento existente. Os sistemas de OCT Doppler utilizam esse princípio para a medição da velocidade de fluxos, analisando o desvio entre a frequência Doppler medida e frequência esperada em função da velocidade de varredura do motor de referência. Zhao, Chen, Saxer *et al* (2000) desenvolveram a técnica com sua primeira aplicação em medidas de fluxo sanguíneo humano, com resolução espacial de 10 μm e sensibilidade a um fluxo sanguíneo de 10 $\mu\text{m/s}$.

Na técnica espectroscópica, uma fonte de banda larga é utilizada para medidas de absorção. O perfil espectral da luz refletida pela amostra é correlacionado com o sinal original em termos da distribuição de comprimentos de onda. Mudanças no interferograma são utilizadas como uma medida da absorção. A fonte ótica geralmente utilizada neste tipo de montagem é o laser de Ti:safira (MORGNER, DREXLER, KARTNER *et al*, 2000).

A sensibilidade do sistema de OCT a deslocamentos de amostras vivas durante a geração de imagens é um problema que causa o borramento da imagem. O sistema de OCT elastográfico toma vantagem dessa sensibilidade para quantificar deformações microscópicas dentro do tecido, introduzidas por deformações aplicadas externamente. Seu grande mérito é a medida de variações locais de rigidez do tecido não-invasivamente. Introduzida por Schmitt (1998), se apresenta potencialmente atrativa, devido principalmente às aplicações na medicina, em especial a cardiologia.

Variações da tomografia por coerência ótica são encontradas na literatura, porém o princípio é semelhante aos citados anteriormente. Estas variações não raramente utilizam mais que uma técnica para a formação de imagens. Algumas estão citadas a seguir.

Szkulmowski, Szkulmowska, Bajraszewski *et al* (2008) propuseram um método para a aquisição de informação sobre velocidades de fluxo que foi chamado de tomografia por coerência ótica no domínio da frequência e do tempo. A idéia

básica do método é adquirir um conjunto de interferogramas dependentes do tempo seguido por uma análise numérica utilizando duas transformadas de Fourier independentes, uma no domínio do tempo e outra no domínio da frequência. O método foi aplicado em imageamento biomédico, em particular na medida *in vivo* da circulação do sangue na retina. Os resultados obtidos com a técnica apresentaram melhor sensibilidade que os obtidos com o sistema de OCT resolvido em fase. Em adição, o método demonstrou ser mais robusto a medidas com baixa relação sinal-ruído e para velocidades de fluxos maiores, onde o sistema de OCT resolvido em fase falha.

Iftimia, Hammer, Ferguson *et al* (2008) mostraram um tomógrafo no domínio de Fourier com dois feixes de prova. Utilizando um peixe-zebra como amostra, foram realizadas medidas absolutas de seu fluxo sanguíneo, possível através da separação angular existente entre os feixes. O desvio médio obtido no conjunto de velocidades entre 1,4 a 34,6 mm/s foi de 4,1%. Dois espectrômetros adquirem simultaneamente espectros de dois interferômetros a uma taxa típica de 18 kHz. Vídeos estruturais tridimensionais de alta resolução foram obtidos de todo o peixe, revelando que estruturas como a retina e ambas as câmaras do coração conseguem ser resolvidas pela técnica.

Merino, Daint, Brantu *et al* (2006) desenvolveram uma combinação entre o sistema de OCT e a oftalmoscopia com laser de varredura (OLV). Através de ótica adaptativa, utilizada para corrigir as aberrações do olho em ambos os canais, eles conseguiram produzir pela primeira vez imagens simultâneas *en-face* de alta resolução da retina humana *in-vivo*. Este método apresenta a vantagem de gerar imagens tomográficas de alta resolução devido ao sistema OCT e imagens com baixa dispersão modal pela OLV. As imagens possuem correspondência pixel a pixel com uma resolução transversal de 5 μm .

McLaughlin, Williamson, Phillips *et al* (2008) aplicaram a tomografia por coerência ótica para construir imagens anatômicas 3D da via aérea inferior. O sistema de OCT traz a vantagem em relação aos métodos endoscópicos tradicionais pela possibilidade de quantificação do diâmetro da via e a visualização das mudanças que ocorrem nela durante a respiração, pela geração de imagens em tempo real. Para possibilitar a geração de imagens 3D, o braço da amostra possui uma ponta de prova endoscópica girante, encapsulada em um cateter plástico transparente com diâmetro externo de 2,2 mm. A cabeça de prova possui um prisma

com 0,7mm de largura para direcionar o feixe perpendicularmente à fibra. A frequência de rotação é de aproximadamente 2,5 Hz. Neste tipo de construção a resolução transversal torna-se dependente da velocidade em que a varredura do braço de referência (*A-scan*) é realizada. Em uma aplicação semelhante, Walsh, Leigh, Paduch *et al* (2008) compararam a forma, o tamanho e o comprimento da via aérea laringeal entre indivíduos normais e indivíduos com apnéia do sono utilizando imagens produzidas a partir da tomografia por coerência ótica anatômica. O estudo sugere que anormalidades no tamanho e na forma do canal são os mais importantes preditores da doença.

Kuo, Hsiung, Shyu *et al* (2008) obtiveram características arteriais de aterosclerose humana pela determinação de propriedades como o espalhamento e a birrefringência dos vasos sanguíneos a partir da tomografia por coerência ótica sensível à polarização. Eles demonstraram que as características óticas como o coeficiente de espalhamento (μ_s), o fator de anisotropia efetiva (g_{eff}), o coeficiente de birrefringência (Δn) e ângulo do eixo rápido (β) de vasos humanos normais e de diferentes tipos de aterosclerose podem ser quantitativamente descritos pelo sistema de OCT. Este estudo permitiu prever a condição dos vasos pela construção de modelos a partir das informações do espalhamento e da birrefringência da amostra. Pela primeira vez foi analisada a acurácia do sistema de OCT para o diagnóstico quantitativo dos diferentes tipos de placas causadoras da lesão.

1.2.1 Aplicações não-biomédicas

Em uma revisão dos trabalhos já publicados, Stifter (2007) resumiu as aplicações não biomédicas de OCT encontradas na literatura. Além disso, com base nas pesquisas que visam a evolução da técnica, o trabalho procura apontar a direção para a qual a tomografia por coerência ótica caminha, inclusive apresentando aplicações em potencial.

Alguns trabalhos com aplicação não biomédica situam-se na metrologia. Alarousu (2006) utilizou a tomografia por coerência ótica para medidas de espessura e imagens da superfície do papel, a fim de analisá-las e caracterizá-las ainda na linha de produção. O sistema desenvolvido permitiu medir a gramatura dos papéis produzidos e avaliar a qualidade da superfície.

Haruna, Ohmi, Inoue *et al* (1999) utilizaram a interferometria de baixa coerência (LCI), princípio que governa o sistema de OCT, para medir simultaneamente o índice de refração de fase, de grupo e a espessura de amostras. O método é realizado em dois estágios: no primeiro, o feixe do LED superluminescente é focalizado na superfície frontal da amostra e o braço de referência é deslocado até que a diferença de caminho ótico seja nula. Em seguida, a amostra é deslocada em uma distância Δz , de forma que o feixe seja focalizado sobre o plano traseiro. O espelho de referência é então deslocado a uma distancia ΔL , de forma que a diferença de caminho ótico entre os braços seja novamente zerada. No segundo estágio, a amostra é posicionada entre duas lâminas de vidro, sem que as interfaces se toquem. Neste sistema, existirão três lacunas de ar, a primeira entre lâminas, entre a primeira lâmina e a amostra, entre a amostra e a segunda lâmina, nomeadas de g_0 , g_1 e g_2 , respectivamente. A varredura do espelho de referência é realizada, localizando as interfaces. Uma vez determinadas as posições de g_0 , g_1 e g_2 , a espessura t é determinada através de $t = g_0 - (g_1 + g_2)$. Ambos os índices de refração, de fase n_p e de grupo, n_g , são determinados através do sistema. A acurácia obtida com o método é menor que 0,2% quando a espessura da amostra é acima de 0,1 mm. Porém, o método é limitado a amostras com espessura maior que o comprimento de coerência da fonte ótica.

O desenvolvimento sistemas micromecânicos tornou possíveis componentes e dispositivos em escala micrométrica para integração com sensores óticos e atuadores. Jonathan (2005) utilizou a tomografia por coerência ótica para caracterizar ranhuras em forma de “V” em substratos de silício. A medida precisa da ranhura durante o processo de fabricação é um importante parâmetro para garantir o sucesso da aplicação. Os métodos de medida utilizam instrumentos de contato e microscopia eletrônica de varredura. Porém, o refinamento nas dimensões torna as técnicas de contato obsoletas. A microscopia de varredura é proibitiva, devido ao alto custo e a substancial preparação da amostra e manuseio. O resultado das medidas via OCT mostrou-se em acordo com as demais técnicas: a profundidade e a largura foram determinadas com uma diferença de 7% e 12%, respectivamente. Para as técnicas de contato e microscopia padrão esses valores foram de 7% e 12%, 6% e 14%.

Ergan, Whelan, Lakestani *et al* (2007) utilizaram a interferometria com luz branca para gerar imagens tomográficas do perfil de deformação de amostras sob

pressão, confinadas em uma câmara especialmente desenvolvida. Em geral, os métodos analisam somente o deslocamento máximo gerado quando a amostra é deformada, ignorando informações sobre o perfil e forma. Neste método, uma maior quantidade de informações é extraída a partir de OCT.

Dyer, Rochford e Rose (1999) também utilizaram a interferometria de baixa coerência para medir dispersão e refletância de redes de Bragg em fibras óticas (FBG). Neste caso, a rede é acoplada ao braço de amostra do interferômetro, dispensando o uso de lentes e demais componentes óticos neste braço. A grande vantagem do método em relação aos tradicionalmente utilizados na caracterização das FBGs é o tempo de medida, neste caso, menor que um minuto. Os dados são imunes a variações de temperatura e desvios nos instrumentos, como a mudança do comprimento de onda de emissão da fonte de baixa coerência, por exemplo. Para examinar a acurácia do método, os resultados foram comparados com medidas convencionais e concordaram em 1 picosegundo para medidas de dispersão da FBG e 25 picômetros para medidas do comprimento de onda central da refletância.

Chang, Cheng, Larin *et al* (2008) utilizaram tomografia por coerência ótica em segurança e reconhecimento de impressões digitais. As tecnologias bem estabelecidas para reconhecimento biométrico, exceto a de íris e de retina, utilizam características externas do corpo humano. Estas características podem ser facilmente enganadas pela distorção, manipulação ou falsificação. Extrair informações internas do corpo humano que são únicas é uma nova e importante tendência da biometria. O relativo alto custo da técnica seria compensado pela resolução, que gera uma imagem de 200 megapixels em uma amostragem de 20 mm x 20 mm x 2 mm. A habilidade de construir imagens seccionais de diferentes camadas do objeto também possibilita a caracterização de microperfis 3D, utilizados na segurança de documentos. A não-visibilidade da informação dificulta a falsificação. O microperfil seria composto por camadas sobrepostas, contendo texto, imagens etc.

A necessidade de recolher a luz retroespalhada pela amostra para a reconstrução de imagens torna o sistema de OCT proibitivo em meios altamente dispersivos. Em seu trabalho, Dunkersa, Parnasa, Zimbaa *et al* (1999) colocaram em teste os limites da sensibilidade de OCT ao estudar pela primeira vez materiais altamente dispersivos, compostos poliméricos formados por resina e fibras de vidro.

Os resultados demonstraram o sucesso da tomografia por coerência ótica na análise de tais materiais, tendo cuidado na interpretação dos resultados devido à diminuição do contraste através da espessura da amostra.

Na botânica, um dos trabalhos realizados com tomografia por coerência ótica mediu a espessura da casca das sementes de Tremoço (CLEMENTS, ZVYAGIN, SILVA *et al*, 2004). A caracterização desta espessura tem um papel importante, pois está ligada à qualidade da semente.

Outras aplicações não biomédicas situam-se na arqueologia e diagnósticos de obras de arte (LIANG, CID, CUCU *et al*, 2005; TARGOWSKI, ROUBA, GÓRA *et al*, 2008), caracterização de microfluídos (MARKS, OLDENBURG, REYNOLDS *et al*, 2002) e armazenamento de dados (KEREN, BRAND, LEVI *et al*, 2002).

1.2.2 Avanços na tomografia por coerência ótica

Na tomografia por coerência ótica a resolução axial é limitada pelo comprimento de coerência da fonte ótica; fontes de maior largura de banda conseguem aumentar a resolução do sistema. Vários grupos de pesquisa têm colocado esforços no desenvolvimento de fontes óticas para o sistema de OCT (BOPPART, BOUMA, PITRIS *et al*, 1998; MAO, FLUERARU, SHERIF *et al*, 2009). Drexler (1999) desenvolveu um laser de banda larga a partir de safira dopada com Titânio ($Ti:Al_2O_3$), centrado em 800 nm, que produz uma resolução axial de aproximadamente 1 μm em OCT.

Stumpf, Zeller, Schalatter *et al* (2008) apresentaram uma fonte ótica de baixa coerência, centrada em 1,5 μm com largura ótica entre 1150 nm a 2400nm, o que produziu uma resolução axial de 3,5 μm para o sistema utilizado. A fonte é baseada em um laser de femtosegundo de vidro dopado com Érbio e Itérbio passivamente chaveado. Entre as principais vantagens deste componente estão sua construção compacta frente aos baseados em Ti:safira e sua confiabilidade, além da possibilidade de utilizar componentes óticos amplamente difundidos operando em 1,5 μm . Chen, Aaron, Hsiung *et al* (2008) realizaram um estudo comparando a tomografia por coerência ótica utilizando como fonte um LED superluminescente convencional e um laser de femtosegundo de Ti:safira. O estudo obteve imagens gastrointestinais com resolução de 13 μm e 5,5 μm , respectivamente.

Porém, ao aumentar muito a largura de banda, os interferogramas passam a ser limitados pela dispersão cromática. Puvanathan, Resch, Lundeen *et al* (2008)

demonstraram teoricamente e experimentalmente um método para cancelar a dispersão de ordem par no sistema de OCT no domínio temporal. A combinação de um laser de largura de banda de 154nm, centrado em 792nm e um espectrômetro de alta resolução foi utilizada para medir a intensidade da correlação entre frequências óticas não-correlacionadas.

1.3 JUSTIFICATIVAS E OBJETIVOS

O grupo de Dispositivos Fotônicos e Aplicações da UTFPR atua na área de produção e estudo de dispositivos fotorrefrativos em fibra ótica. O desempenho destes dispositivos é altamente dependente dos parâmetros de escrita, como, por exemplo, a modulação do índice de refração e o período espacial desta modulação.

Devido à sensibilidade e resolução da tomografia por coerência ótica, este trabalho teve como objetivo geral a montagem de um sistema para caracterizar os dispositivos produzidos visando seu aperfeiçoamento, através da medida do período e da modulação do índice de refração resultante do processo de gravação na fibra ótica.

Os objetivos específicos a serem atingidos para a concretização do objetivo geral são:

- Modelar e construir as partes mecânicas necessárias para a montagem do tomógrafo;
- Desenvolver um *software* para a automatização do sistema de OCT, através do controle dos equipamentos, aquisição e processamento de sinais.
- Gerar imagens a partir dos sinais adquiridos. Através da imagem deve ser possível quantificar características, como o índice de refração e o período da modulação de índice de refração.

Aplicações industriais continuam pouco exploradas mesmo depois de quase 20 anos da criação da técnica. A técnica continua em pleno desenvolvimento, principalmente no processamento dos sinais adquiridos, a fim de obter melhor contraste das imagens e eliminação de ruídos.

O potencial existente nas aplicações da técnica para a construção de imagens com alta resolução, a relativa simplicidade na construção, o baixo custo envolvido e a versatilidade do seu emprego - como em medidas de índice de

refração e espessura - fazem com que o sistema de OCT seja desejável em laboratório. Embora as características dos sistemas no domínio espectral sejam conhecidamente superiores as do OCT no domínio temporal (sensibilidade, resolução), a última técnica continua até hoje a dominar a área nas questões de emprego e viabilidade técnica. Por este motivo, o sistema de OCT no domínio do tempo foi utilizado no momento em que a técnica é implantada no laboratório.

1.4 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Este trabalho está organizado em cinco capítulos. No capítulo 2 faz-se uma breve fundamentação teórica sobre a tomografia por coerência ótica no domínio temporal, bem como a explicação de alguns conceitos envolvidos. No capítulo 3 descreve-se com detalhes a metodologia utilizada, desde os componentes utilizados, montagem, alinhamento, detalhamento do programa de controle e aquisição desenvolvido, até chegar aos procedimentos adotados para a geração de imagens tomográficas. No capítulo 4 são mostrados os resultados obtidos e discussões. Finalmente, no capítulo 5, são apresentadas as conclusões e os trabalhos futuros. No apêndice A são listados os fluxogramas do programa de controle e aquisição desenvolvido. Como anexo, segue a referência à publicação obtida com este trabalho.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Na tomografia por coerência ótica no domínio do tempo a imagem é formada a partir da determinação do tempo de atraso e da intensidade da luz refletida pelas diversas interfaces que compõem a amostra. Este processo é análogo ao ultrassom convencional. Porém, neste último, os tempos de percurso são medidos diretamente, pois a velocidade do som e as distâncias envolvidas estão dentro da faixa de detecção dos aparelhos comerciais disponíveis. Por ter a luz uma velocidade muito maior que a do som, o tempo de atraso não pode ser medido da mesma forma. Em vez disso, é necessário utilizar correlação ou técnicas interferométricas.

O princípio da tomografia por coerência ótica é a chamada interferometria de baixa coerência (LCI – *Low Coherence Interferometry*) ou interferometria de luz branca. A configuração interferométrica mais comum hoje empregada em OCT utiliza um interferômetro à fibra do tipo Michelson. O uso da fibra ótica é conveniente, mas não essencial (SCHMITT, 1999). Neste trabalho de Schmitt (1999) são relatados os exemplos mais comuns de configurações interferométricas aplicadas no sistema de OCT.

O interferômetro à fibra se destaca frente ao interferômetro no espaço livre pela conveniência na sua montagem e pela minimização de problemas com alinhamento e vibrações. Como desvantagens, temos que pelo fato das fibras óticas serem feitas de sílica, um material birrefringente, mudanças na polarização do feixe podem ser induzidas por curvaturas nas fibras. Em adição, a absorção ótica do radical OH presente como impureza na sílica, limita a largura espectral das fontes utilizadas nos sistemas. Estas complicações podem ser evitadas utilizando um interferômetro no espaço livre.

Os interferômetros construídos no espaço livre possuem vantagens distintas, como a disponibilidade de uma ampla variedade de prismas e espelhos, que possibilitam maior flexibilidade na construção do interferômetro, especialmente em como a luz é acoplada nos braços de referência e de amostra.

2.1 O INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

Desenvolvido em 1881, o interferômetro de Michelson tem como aplicação mais conhecida o experimento de Michelson-Morley, a qual foi utilizada para tentar detectar a existência do éter luminífero (1887). Contudo, o experimento mostrou resultados contrários aos esperados, tornando-se uma primeira evidência da não-existência da matéria por onde a luz se propagaria, considerado também o referencial absoluto. Einstein, em seu trabalho sobre a teoria especial da relatividade demonstrou a não-necessidade do éter.

Uma representação da sua construção mais básica é mostrada na Figura 2. Neste caso, uma fonte de luz coerente é utilizada para produzir o padrão de interferência no detector, gerado pela recombinação dos feixes que viajam em caminhos distintos, os braços do interferômetro, e se encontram no fotodetector após serem refletidos pelos espelhos.

Diferentemente da construção padrão, no sistema de tomografia por coerência ótica é de interesse a interferometria de baixa coerência.

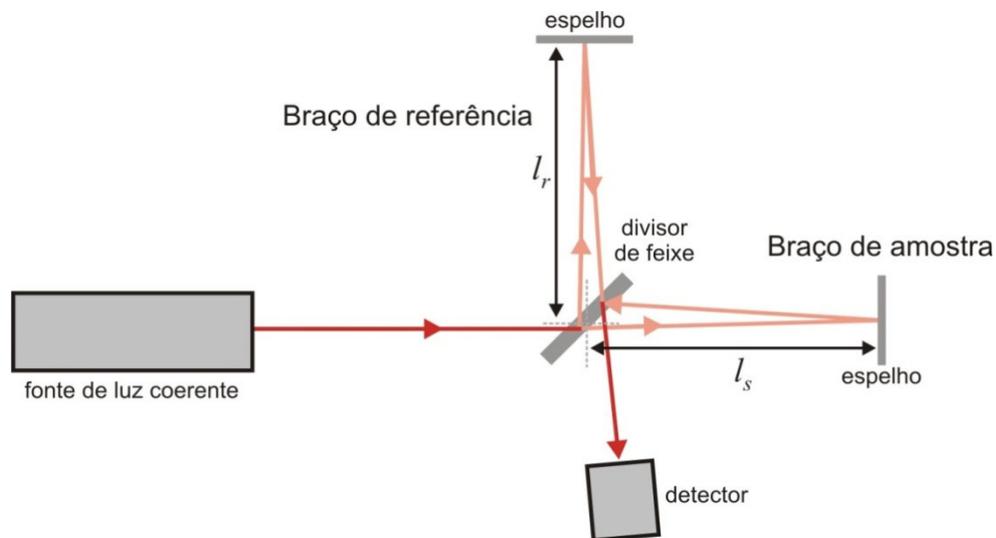


Figura 2: Interferômetro de Michelson padrão. l_r e l_s denotam os comprimentos dos braços de referência e de amostra, respectivamente.

2.2 INTERFEROMETRIA COM FONTE MONOCROMÁTICA

É conveniente dividir os efeitos da coerência em duas classificações, temporal e espacial (GOWAR, 2003). A primeira relata diretamente a largura de banda finita da fonte, enquanto a última sua finita extensão no espaço. A largura de banda de uma fonte ótica está relacionada com o recíproco da extensão temporal de um pulso, através da relação:

$$\Delta\nu \sim \frac{1}{\Delta t} \quad (1)$$

Mesmo que o trem de onda seja muito longo, este não é infinito, de forma que ele pode ser visto como um pulso e deve ser sintetizado a partir de um leque contínuo de frequências. Então isso pode ser pensado como uma composição de um ensemble infinito de ondas harmônicas. Neste contexto podemos chamar estes pulsos de pacotes de onda ou grupos de onda.

O tempo que satisfaz a equação (1) é chamado de tempo de coerência (Δt_c no lugar de Δt), e o comprimento Δx_c dado por $\Delta x_c = c\Delta t_c$ é o comprimento de coerência. Para que uma fonte seja monocromática, $\Delta\nu$ deve ser zero, de forma que Δt_c terá que ser infinito, o que, com certeza, é inatingível. Todavia, sobre um intervalo muito menor que Δt_c a onda comporta-se essencialmente como se fosse monocromática. Em efeito, o tempo de coerência é o intervalo temporal sobre o qual podemos prever razoavelmente a fase da onda em um dado ponto do espaço. Este é o significado para coerência temporal; se Δt_c é grande, a onda tem um alto grau de coerência temporal e vice-versa (GOWAR, 1993).

A ideia de coerência espacial é mais frequentemente utilizada para descrever os efeitos originados pela extensão espacial finita das fontes de luz ordinárias.

O comprimento de coerência é a extensão no espaço na qual a onda mantém-se satisfatoriamente senoidal de maneira que sua fase pode ser predita confiavelmente (GOWAR, 1993).

Considere o interferômetro ilustrado na Figura 2. Uma fonte de luz emite uma radiação cujo campo elétrico E_{so} que incide no divisor de feixes é descrito por:

$$E_{so} = E_0 e^{-i\kappa(\omega)z} \quad (2)$$

para uma onda propagando-se no eixo z com amplitude E_0 e $\kappa = 2\pi/\lambda$, chamado de vetor de onda.

Assumimos que o divisor de feixes separa em porções iguais (50/50) o feixe de referência, E_r , e de amostra, E_s . Assumindo que o espelho no braço de amostra é perfeitamente refletor e os efeitos de polarização da luz ignorados, as funções escalares complexas $E_s(t - L_s/c)$ e $E_r(t - L_r/c)$ representam, respectivamente, o feixe de amostra refletido pelo espelho em prova e o feixe de referência refletido pelo espelho de do braço de referência. Os termos L_s e L_r são os caminhos óticos percorridos pela luz nos braços do interferômetro, de amostra e de referência,

respectivamente, e c a velocidade da luz. A polarização do feixe, embora seja desprezada nas equações, influencia a amplitude do sinal gerado sobre o fotodetector: os planos de polarização dos feixes refletidos nos braços de amostra e no de referência necessitam estar paralelos no momento da superposição para a que a interferência seja maximizada. Desta forma, a interferência construtiva produz o maior valor possível de intensidade de sinal, enquanto a interferência destrutiva entre os feixes terá valor mínimo possível. Para garantir a condição de polarização ideal, pode-se fazer uso de um componente para o controle da polarização dos feixes.

Se assumirmos que o fotodetector coleta toda a luz refletida a partir dos braços, que é recombinada no divisor de feixe, a intensidade resultante I_d pode ser escrita como:

$$I_d(\tau) = \langle [E_s(t) + E_r(t + \tau)][E_s(t) + E_r(t + \tau)]^* \rangle \quad (3)$$

em que os parênteses externos (*brackets*) denotam a média temporal sobre o período de integração no detector e $\tau = \Delta L/c$ é o atraso temporal correspondente à diferença de caminho ótico entre os dois braços, isto é, $\Delta L = L_s - L_r = 2n(l_s - l_r)$, e o símbolo asterisco significa o complexo conjugado da grandeza complexa entre colchetes. No ar, consideramos o índice de refração $n \cong 1$ e l_s e l_r são os caminhos geométricos dos braços (BOUMA e TEARNEY, 2002). Pelo fato das intensidades serem iguais a $I_s = \langle E_s(t)E_s^*(t) \rangle$ e $I_r = \langle E_r(t + \tau)E_r^*(t + \tau) \rangle$, a intensidade resultante torna-se:

$$I_d(\tau) = I_s + I_r + 2\sqrt{I_s I_r} \text{Re}[\Gamma(\tau)] \quad (4)$$

em que os primeiros dois componentes, I_s e I_r , são as intensidades médias (DC) refletidas pelo braço de amostra e de referência, respectivamente, e o último termo produz a amplitude das franjas de interferência, a qual carrega informação sobre a estrutura da amostra. Então, o interferômetro funciona como um autocorrelacionador, e a amplitude do sinal de interferência gerado depois da integração na superfície do fotodetector provê uma medida da autocorrelação (SCHMITT, 1999). Define-se a função $\Gamma(\tau)$ como a autocorrelação do campo elétrico, isto é, o grau no qual as características temporal e espacial de E_s e E_r coincidem (SCHMITT, 1999; FERCHER, DREXLER, HITZENBERGER *et al*, 2003):

$$\Gamma(\tau) = \frac{\langle E_s(t)E_r^*(t + \tau) \rangle}{\sqrt{I_s I_r}} \quad (5)$$

Se a parte complexa do componente espectral for ignorada, a diferença de fase com respeito ao atraso ótico gerado pelo movimento do braço de referência pode ser escrita como $\varphi = 2\pi f_0 \tau$, em que f_0 é a frequência central da fonte ótica (ALAROUSU, 2006). Além disso, os campos E_s e E_r originam-se principalmente a partir de uma única frente de onda e a coerência espacial pode ser negligenciada. Desta forma, a função coerência mútua complexa se reduz à auto-coerência e a equação (4) pode ser escrita na forma (PAN, BIRNGRUBER, ROSPERICH *et al*, 1995; SCHMITT, 1999; WANG e TUCHIN, 2004):

$$I_d(\tau) = I_s + I_r + 2\sqrt{I_s I_r} |\Gamma(\tau)| \cos 2\pi f_0 \tau \quad (6)$$

com f_0 igual a frequência central da fonte ótica, $\tau = \Delta L/c$, I_s e I_r são as intensidades médias (DC) refletidas pelo braço de amostra e de referência, respectivamente.

De acordo com o teorema de Wiener-Khinchin (GOODMAN, 1985; SCHMITT, 1999), a função de coerência temporal $\Gamma(\tau)$ está relacionada à transformada de Fourier da densidade de potência espectral $S(\omega)$ da fonte de luz, a qual é completamente caracterizada pela sua forma, sua largura espectral e comprimento de onda central (SCHMITT, 1999), como:

$$\Gamma(\tau) = \int_0^{\infty} S(\omega) e^{-i2\pi\omega\tau} d\omega \quad (7)$$

em que $\tau = \Delta L/c$.

Esta relação revela que o formato e a largura do espectro de emissão da fonte de luz são variáveis importantes, pelo fato delas influenciarem a sensibilidade do interferômetro de baixa coerência. A equação (6) pode ser reescrita em uma forma que dê a intensidade como função de ΔL

$$I_d(\Delta L) = I_s + I_r + 2\sqrt{I_s I_r} |\Gamma(\Delta L)| \cos k_0 \Delta L \quad (8)$$

em que $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ é o vetor de onda médio.

Portanto, a irradiância tem componentes DC (I_s , I_r) e sua amplitude é modulada como uma função da diferença de caminho ótico. Dependendo dessa diferença de caminho, interferência construtiva ou destrutiva ocorrerá no braço do detector. Desde que a intensidade total da fonte é constante, quando I_d incrementa a partir da interferência construtiva a irradiância direcionada para o braço da fonte diminui devido à conservação de energia. Quando ocorre interferência destrutiva no braço do detector, a irradiância no braço da fonte aumenta.

Com TD-OCT o espelho no braço de referência se move com uma velocidade v_M e assim um desvio Doppler ocorre no sinal. O desvio Doppler é dado por $f_D = 2v_M/\lambda$. Portanto, o argumento pode ser reescrito como $2\pi f_D t$ e a equação (8) torna-se:

$$I_d(\Delta L) = I_s + I_r + 2\sqrt{I_s I_r} |\Gamma(\Delta L)| \cos 2\pi f_D t \quad (9)$$

em que I_s e I_r são as intensidades médias (DC) refletidas pelo braço de amostra e de referência, respectivamente, e ΔL a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro.

2.3 INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA

Para uma fonte óptica perfeitamente coerente, ao modificar o comprimento do braço de referência, altera-se o valor da autocorrelação dos campos elétricos. Em outras palavras, observa-se a sucessão de máximos e mínimos resultantes da interferência construtiva e destrutiva, respectivamente, sobre a saída onde está posicionado o fotodetector. As franjas de interferência para uma fonte coerente possuem comportamento representado na Figura 3. Na prática, nenhuma fonte é monocromática, o que significa que sobreposta a esta rápida oscilação de intensidade, veremos uma diminuição gradual da amplitude de oscilação das franjas. O intervalo que separa os pontos da envoltória onde a intensidade tem a metade do valor do máximo é chamado de comprimento de coerência Δl_c , conforme pode ser visto na Figura 4.

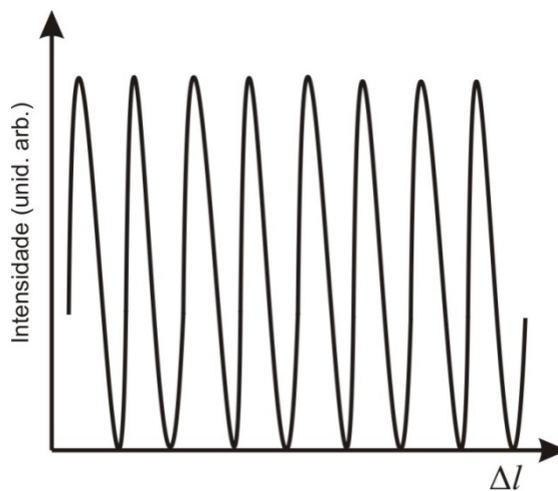


Figura 3: Intensidade de luz na saída do interferômetro para uma fonte monocromática.

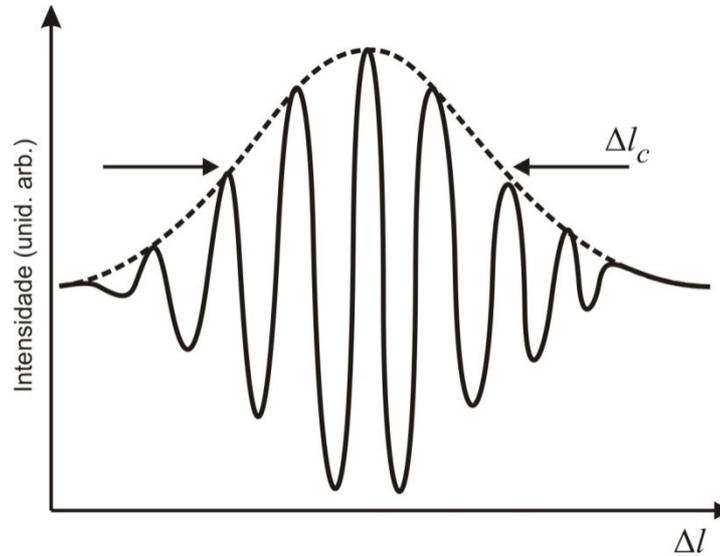


Figura 4. Intensidade de luz na saída do interferômetro para uma fonte de baixa coerência.

A equação (9) é a fórmula geral para o interferômetro de Michelson, utilizando uma fonte de luz monocromática com um divisor de feixe 50/50. Para introduzir a interferometria de baixa coerência, utilizando uma fonte de luz de banda larga, esta fórmula deverá ser ligeiramente modificada. Para simplificar a descrição matemática, alterações de amplitude e fase decorrentes de componentes como o divisor de feixe e espelho não serão incluídas.

A luz no detector consiste nos componentes da amostra $E_s(\omega)$ e de referência $E_r(\omega)$, os quais são dados por (BREZINSKI, 2006):

$$\begin{aligned} E_r &\propto E_0(\omega)e^{-i\kappa_r(\omega)2l_r-\omega t} \\ E_s &\propto E_0(\omega)e^{-i\kappa_s(\omega)2l_s-\omega t} \end{aligned} \quad (10)$$

onde κ é a constante de propagação, l_r e l_s os comprimentos do braço do interferômetro e ω a frequência angular.

A irradiância no braço do detector é, portanto, proporcional a E_r e E_s , os campos provenientes dos braços de referência e amostra, respectivamente:

$$I_d \propto \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \langle E_s(\omega)E_r(\omega)^* \rangle d\omega \right\} \quad (11)$$

Baseado na discussão da seção anterior e no teorema de Wiener-Khinchin, a equação (11) é também proporcional ao espectro de potência da fonte $\{G(\omega)\}$:

$$I_d \propto \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega)e^{-i\Delta\phi(\omega)} d\omega \right\} \quad (12)$$

em que $\phi(\omega)$ é igual a $2\kappa_s(\omega)l_s - 2\kappa_r(\omega)l_r$.

A fonte de luz possui uma largura de banda com uma frequência central ω_0 . Assumindo um meio uniforme, linear e não dispersivo, κ é a constante de propagação em cada braço e pode ser considerada igual. Reescrevendo a constante em uma aproximação de Taylor de primeira ordem (BREZINSKI, 2006), a diferença de fase é dependente somente da diferença de caminho ótico:

$$\kappa_s(\omega) = \kappa_r(\omega) = \kappa(\omega_0) + \kappa'(\omega_0)(\omega - \omega_0) \quad (13)$$

O número de onda é agora descrito com respeito a ω_0 . Assim, $\Delta\phi(\omega) = \kappa(\omega_0)2\Delta l + \kappa'(\omega_0)(\omega - \omega_0)2\Delta l$, $\Delta l = l_s - l_r$ e a equação pode ser reescrita como:

$$I \propto Re \left\{ \frac{1}{2\pi} e^{-2i \Delta l \kappa(\omega_0)} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega - \omega_0) e^{-2i \Delta l (\omega - \omega_0) \kappa'(\omega_0)} d(\omega - \omega_0) \right\} \quad (14)$$

Para introduzir o conceito de atraso de grupo e fase, esta equação pode ser reescrita na forma:

$$I \propto Re \left\{ \frac{1}{2\pi} e^{-2i \Delta l \omega_0 \kappa(\omega_0) / \omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega - \omega_0) e^{-2i \Delta l (\omega - \omega_0) \kappa'(\omega_0)} d(\omega - \omega_0) \right\} \quad (15)$$

Se os atrasos de fase ($\Delta\tau_p$) e de grupo ($\Delta\tau_g$) são definidos como:

$$\Delta\tau_p = \left(\frac{\kappa(\omega_0)}{\omega_0} \right) (2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_p} ; v_p = \frac{\omega_0}{\kappa(\omega_0)} \quad (16)$$

$$\Delta\tau_g = \kappa'(\omega_0)(2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_g} ; v_g = \frac{1}{\kappa'(\omega_0)} = \frac{1}{\partial\kappa/\partial\omega(\omega_0)}$$

em que v_p e v_g são as velocidades de fase e de grupo, respectivamente. Então, a equação (14) torna-se:

$$I \propto Re \left\{ \frac{1}{2\pi} e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)\Delta\tau_g} d(\omega - \omega_0) \right\} \quad (17)$$

Em sistemas de OCT é desejável a utilização de uma fonte ótica com espectro gaussiano para melhorar a resolução, já que a função de autocorrelação de uma fonte gaussiana é também uma gaussiana (BREZINSKI, 2006). Um espectro gaussiano pode ser escrito na forma:

$$G(\omega - \omega_0) = \left(\frac{2\pi}{\sigma_\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} \quad (18)$$

onde σ_ω é o desvio padrão do espectro de frequência angular. Reescrevendo a equação (17) para um espectro gaussiano, temos:

$$I \propto Re \left\{ \frac{1}{2\pi} e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{2\pi}{\sigma_\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} e^{-i(\omega - \omega_0)\Delta\tau_g} d(\omega - \omega_0) \right\} \quad (19)$$

Resolvendo a integração através de mudança de variáveis e manipulações algébricas obtém-se a seguinte relação:

$$I \propto \text{Re} \left\{ e^{-i\omega_0 \Delta\tau_p} e^{-\sigma\omega^2 \Delta\tau_g^2} \right\} \quad (20)$$

Esta equação representa a autocorrelação de uma fonte gaussiana. A equação contém dois termos oscilatórios: o primeiro é um termo com rápida oscilação ou modulação de fase. O segundo termo tem oscilação mais lenta, possui o formato de uma gaussiana e é o envelope da função de autocorrelação, como na linha pontilhada presente na Figura 4. Este segundo termo é o responsável por carregar as informações do sinal que serão utilizadas na geração da imagem (BREZINSKI, 2006). Pelo teorema de Wiener-Khinchin a função de autocorrelação é o inverso da transformada de Fourier do espectro de potência da fonte ótica. Idealmente, uma fonte com espectro de frequência gaussiana produz uma função de autocorrelação gaussiana, algo extremamente desejável quando se trabalha com imagens de alta resolução. Quando a função de autocorrelação não é uma gaussiana há a ocorrência de um efeito chamado “cegueira” (*blindness*): o acontecimento do efeito faz com que a intensidade da autocorrelação designada para um *pixel* se espalhe para os *pixels* adjacentes (BREZINSKI, 2006). Este resultado ocorre quando há presença de lóbulos laterais ou a cauda da função é relativamente larga e a intensidade da função de autocorrelação em um *pixel* é muito maior que no *pixel* adjacente. Por este motivo, as funções gaussianas são ótimas.

2.4 DISPERSÃO E ÍNDICE DE REFRAÇÃO DE GRUPO

Um meio material pode ser visualizado como uma coleção de átomos polarizáveis, os quais são muito pequenos (em comparação com o comprimento de onda da luz) e estão próximos aos seus vizinhos. Quando a luz incide neste meio, cada átomo pode ser visualizado como um oscilador clássico forçado sob ação de um campo elétrico variável no tempo. O campo externo tende a separar as cargas positivas e negativas no meio, resultando em um momento de dipolo \mathbf{P} que adiciona uma componente de campo. Sob a luz do sol, por exemplo, um dipolo constituído por um próton e um elétron sofrerá a ação desta força externa, gerando uma oscilação cuja amplitude é da ordem de 10^{-17} m. Para altas frequências, o momento de inércia das moléculas tende a não conseguir acompanhar as oscilações do campo, resultando em uma diminuição para \mathbf{P} . A dependência entre a polarização

da molécula e o comprimento de onda da luz incidente faz com que o índice de refração do meio seja dependente do comprimento de onda. Um meio material que exhibe esta dependência é conhecido como dispersivo. Meios cujos índices de refração independem do comprimento de onda são chamados de não-dispersivos.

Conforme a equação (2), descrita na seção 2.2, considerou-se uma fonte cujo campo elétrico incidente no divisor de feixes pode ser descrito por:

$$E_{so} = E_0 e^{-i\kappa(\omega)z} \quad (2)$$

para uma onda se propagando na direção z , modulada com uma velocidade angular ω e amplitude máxima constante E_0 . Cada pico da onda viaja para a direita com a velocidade de fase v e esta velocidade independe se a onda está modulada ou não. No caso de haver uma modulação do sinal, os picos simplesmente tem a amplitude alterada durante sua propagação. Entretanto, há outro movimento a ser considerado, o da propagação do envelope da modulação.

Suponha que duas ondas superpostas se propagando no espaço, porém com diferentes comprimentos de onda. A superposição destas duas ondas dá origem a uma frequência de batimento, que modula a onda. A taxa na qual o envelope da modulação viaja é conhecida como velocidade de grupo, ou v_g . No caso da onda viajar em um meio não dispersivo, a velocidade de fase é igual à velocidade de grupo, isto é, $v_g = v$.

O índice de refração de grupo, n_g é definido como:

$$n_g \equiv \frac{c}{v_g} \quad (21)$$

em que c é a velocidade da luz. O índice de grupo necessita ser cuidadosamente distinguido de n (índice de fase).

Devido à dispersão dos materiais, os comprimentos de onda da fonte ótica interagem de diferentes formas dentro do material. Desta forma, o índice de refração medido através da tomografia por coerência ótica é o índice de grupo. Entretanto, é possível determinar o índice de refração de fase através de OCT (HARUNA, OHMI, INOUE *et al*, 1999).

2.5 TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓTICA NO DOMÍNIO DO TEMPO

No domínio temporal a tomografia por coerência ótica é composta por um interferômetro do tipo Michelson iluminado com fonte de baixa coerência, de largura

espectral da ordem de dezenas de nanômetros. Estas fontes produzem um comprimento de coerência de micrometros, o que define a resolução axial do sistema.

Na interferometria, serão geradas franjas de interferência na recombinação dos feixes somente se a diferença de caminho ótico percorrida pela luz nos braços do interferômetro for menor que o comprimento de coerência da fonte. A tomografia por coerência ótica explora este princípio para a geração de imagens em profundidade. Em uma amostra de múltiplas camadas – cada uma com seu respectivo índice de refração - as interfaces refletirão parte do feixe de luz incidente, enquanto transmitirão o restante, de acordo com a lei de Fresnel. A amplitude da reflexão é proporcional à diferença de índice da interface. A razão entre a potência refletida pela potência incidente é chamada refletância e é definida segundo a equação abaixo:

$$R = \left(\frac{n_t - n_i}{n_t + n_i} \right)^2 \quad (22)$$

em que n_i é o índice de refração do meio incidente e n_t do meio transmitido (GOWAR, 1993)

A absorção da amostra atenuará o feixe durante propagação no seu interior. As reflexões proporcionadas pelas interfaces da amostra retornam para o interferômetro como um único feixe contrapropagante, que se recombina com o feixe do braço de referência.

O espelho do braço de referência do interferômetro é montado sobre um estágio de translação, que gera variação no caminho ótico percorrido pelo feixe de luz neste braço durante sua movimentação. Ao realizar a varredura do espelho, as inúmeras reflexões produzidas na amostra podem ser individualmente identificadas, pois no momento em que a diferença de caminho ótico do feixe de referência e o caminho ótico percorrido pela reflexão na n ésima interface da amostra é menor que o comprimento de coerência da fonte, gera-se um padrão de interferência, o qual é coletado pelo fotodetector, conforme ilustrado na Figura 5. Esta varredura é conhecida como *A-scan* e contém informações ao longo da profundidade da amostra.

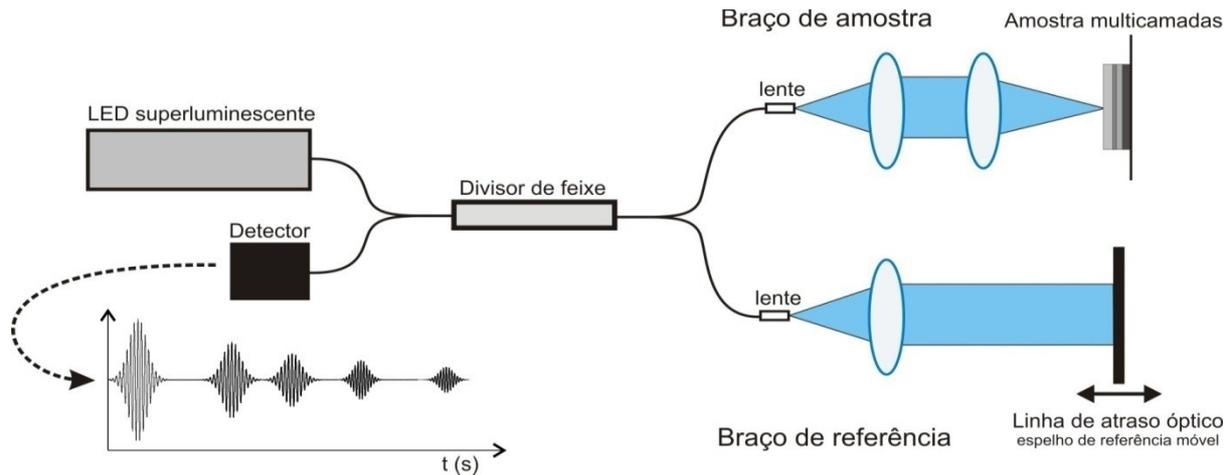


Figura 5: Diagrama padrão de um sistema de tomografia por coerência óptica no domínio do tempo. Em prova, uma amostra multicamadas; no detector exibe-se o padrão de interferência resultante a partir da varredura do espelho de referência.

A imagem bidimensional de cada fatia da amostra é composta por diversas varreduras axiais adjacentes (conhecido como *B-scan*), enquanto que a imagem tridimensional é composta pela associação das diversas imagens bidimensionais resultantes.

Na forma mais comum de aquisição dos interferogramas em sistema de OCT, chamada de prioridade em profundidade, é realizada uma varredura axial para cada ponto cartesiano (x, y) da superfície da amostra, limitados pela resolução lateral do sistema. Assim, posiciona-se inicialmente o feixe no ponto (x_0, y_0) e realiza-se uma varredura axial (*A-scan*). Em seguida, a amostra é movimentada na direção x pelo tamanho do passo, aqui tomado como a resolução transversal $(x_0 + \Delta x, y_0)$, o chamado *B-scan*. Novamente, faz-se um *A-scan* neste ponto. Este procedimento repete-se no eixo x até seu fim de curso. De volta à origem do x , o eixo y é incrementado pelo valor do passo $(x_0, y_0 + \Delta y)$ e novamente é realizada a varredura x por todo seu curso. Ao final, tem-se uma varredura tridimensional a partir da combinação das fatias produzidas pela varredura em x , contendo cada uma delas a informação em profundidade devido à varredura axial.

A obtenção dos interferogramas de uma amostra pode ser feita ainda com outros protocolos, dando prioridade a varredura em diferentes direções (BOUMA e TEARNEY, 2002). A utilização destes protocolos dependerá da amostra utilizada e da aplicação, pois cada protocolo visa a extração de informações com prioridade em um determinado plano da amostra. A Figura 6 exibe os exemplos mais comuns.

Na varredura com prioridade em profundidade, as aquisições são realizadas em posições transversais sucessivas, em que cada varredura contém informações em profundidade em um ponto da amostra. Na prioridade transversal, o feixe varre rapidamente a direção transversal e o sinal obtido contém informação à profundidade constante. Neste caso, as varreduras vizinhas contêm informações em profundidades diferentes. O protocolo *en face* prioriza imagens superficiais da amostra, útil em análises de rugosidade ou acabamento de superfície, por exemplo. A escolha do protocolo mais adequado pode diminuir o tempo de aquisição dos dados.

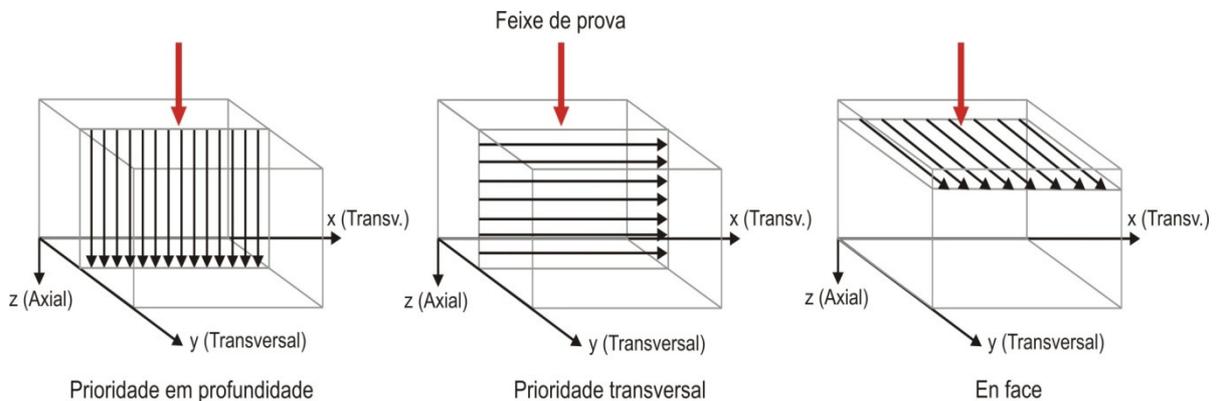


Figura 6: Protocolos de imageamento bidimensionais, com prioridade em diferentes direções.

2.6 RESOLUÇÃO AXIAL

A descrição matemática da propagação da luz em tecidos biológicos continua sendo um complicador para tornar OCT uma técnica bem estabelecida entre as modalidades de diagnóstico por imagem (SCHMITT, 1999). Kempe e Rudolph (1996) realizaram um estudo a fim de derivar expressões para a função de espalhamento de luz coerente pontual dos microscópios de interferência, que são aplicáveis aos sistemas de OCT. Eles apontaram a equivalência entre as características de imagens dos sistemas confocais e interferométricos na dimensão transversal e mostraram que a coerência temporal da luz não influencia a função de espalhamento transversal do tomógrafo significativamente para tempos de coerência maiores que 20 fs. Isto é, exceto quando a largura de banda da fonte ótica é muito grande, as resoluções axial e transversal de OCT podem ser tratadas separadamente. A resolução axial é determinada pelo comprimento de coerência da fonte ótica. Esta resolução independe das condições de focalização do feixe. Para

uma fonte com uma distribuição de espectro gaussiano, a resolução axial Δz é dada pela equação (FUJIMOTO, 2001):

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2 \lambda^2}{\pi \Delta \lambda} \quad (23)$$

em que λ é o comprimento de onda central da fonte e $\Delta \lambda$ é a largura espectral da fonte, medida como a largura total a meia altura (FWHM).

2.7 RESOLUÇÃO TRANSVERSAL

A resolução transversal na imagem em OCT é determinada pelo tamanho do feixe focalizado (*spot-size*), como na microscopia convencional. Ela é dada por (FUJIMOTO, 2001):

$$\Delta x = \frac{4\lambda f}{\pi d} \quad (24)$$

em que d é o tamanho do feixe sobre a lente objetiva e f é a distância focal da lente.

Uma alta resolução transversal pode ser obtida utilizando uma objetiva com abertura numérica alta e focalizando o feixe em um ponto de pequeno tamanho.

A abertura numérica (NA - *Numerical Aperture*) é a medida do cone de aceitação de luz por parte da lente objetiva (HECHT, 1990). Ela é definida como:

$$NA = n_0 \sin \theta_{max} \quad (25)$$

em que n_0 é o índice de refração do meio exterior adjacente à lente objetiva e θ_{max} é a metade do ângulo do cone. No ar, a abertura numérica está limitada à unidade, o que significa um raio de luz incidindo na lente a 90°.

Porém, a resolução transversal é relacionada com a profundidade de foco ou parâmetro confocal b , definido como a distância entre os pontos nos quais a cintura do feixe aumenta por um fator de $\sqrt{2}$ (SALEH e TEICH, 1991), dado por:

$$b = \frac{\pi \Delta x^2}{2\lambda} \quad (26)$$

em que Δx é a resolução transversal e λ é o comprimento de onda central da fonte.

Aumentar a resolução transversal implica em diminuir a profundidade de foco, como representado na Figura 7. Portanto, há um compromisso entre a resolução transversal desejada e a profundidade de foco possível. Uma maneira de eliminar esse dilema é através do uso de um sistema dinâmico de foco (SCHMITT, LEE e YUNG, 1997).

Os parâmetros Δx (resolução transversal) e Δw_0 (diâmetro da cintura do feixe) tem o mesmo valor numérico, correspondendo a uma mesma grandeza. A notação foi mantida em cada caso devido ao padrão em nomear Δx como resolução transversal em trabalhos referentes à tomografia por coerência ótica e Δw_0 ser uma notação bem estabelecida em ótica para referir-se ao diâmetro da cintura de um feixe.

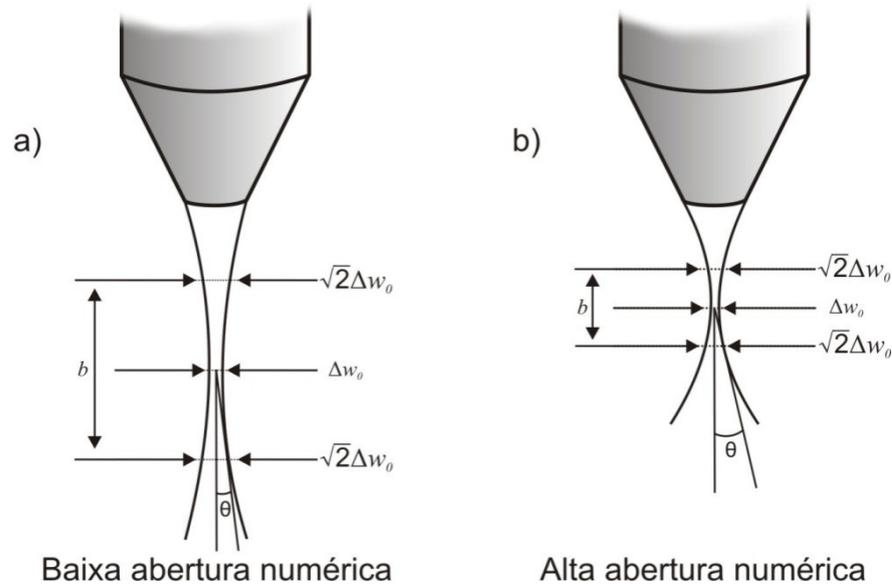


Figura 7: Profundidade de foco em função da abertura numérica da lente objetiva. Para maiores valores de abertura numérica o diâmetro da cintura do feixe (Δw_0) tem valor menor, que está ligado à profundidade de foco (SALEH e TEICH, 1991).

2.8 FONTES ÓTICAS PARA OCT

A fonte constitui o principal componente para a definição da resolução de um sistema de OCT. As principais características desejáveis para a escolha de uma fonte são: emissão no infravermelho próximo, comprimento de coerência curto, potência e estabilidade (FREITAS, 2007). A primeira característica determina a faixa espectral adequada à penetração da luz nos materiais e tecidos. O segundo requerimento é devido à relação entre o comprimento de coerência e a resolução do sistema. A terceira característica vai de encontro à necessidade de uma ampla faixa dinâmica e a possibilidade de detecção para materiais cujas camadas internas refletem fracamente a luz (SCHMITT, 2006). A última característica, a estabilidade, é desejável na maioria dos sistemas óticos: ela minimiza as mudanças que ocorrem nas características do sistema em função do tempo.

Os LEDs superluminescentes (SLED – *Superluminescent Light Emitting Diode*) formam uma classe de fontes óticas bem estabelecidas em aplicações para

OCT. Estes dispositivos possuem propriedades intermediárias entre os diodos emissores de luz convencionais (LED) e os lasers de diodo.

Os LEDs são semicondutores bem conhecidos, onde uma corrente elétrica passa através da junção do diodo e produz emissão de luz na camada ativa do material semicondutor da junção. Os diodos emissores de luz funcionam pela injeção de elétrons e lacunas na região ativa. A recombinação radiativa é feita predominante sobre outras recombinações, através do desenvolvimento de uma barreira de potencial que limita a energia da maioria dos elétrons na junção a níveis nos quais a emissão radiativa irá ocorrer. Em contraste, lasers semicondutores têm maior eficiência, devido ao ganho atribuível aos fótons emitidos a partir da recombinação de um par elétron-lacuna que estimulam a recombinação radiativa de outros pares elétron-lacuna e, assim, estimulam a emissão de radiação em uma frente de onda comum com fase uniforme, criando um feixe de luz coerente. Um laser semicondutor é uma estrutura multicamadas composta de diferentes tipos de materiais semicondutores, quimicamente dopado com impurezas, que lhes dão um excesso de elétrons (tipo n) ou excesso de lacunas (tipo p). Em um diodo laser ocorre emissão estimulada de luz que fica confinada na cavidade laser geralmente pelas extremidades espelhadas do guia. Haverá repetidas reflexões de luz dentro da cavidade antes do feixe laser emergir. O resultado deste processo é um feixe coerente e de largura espectral estreita.

Diodos superluminescentes são diodos que, quando diretamente polarizados, tornam-se ópticamente ativos e geram emissão espontânea amplificada sobre uma ampla faixa de comprimentos de onda. Em contraste com os lasers de diodo, não há realimentação suficiente para produzir a ação laser. Isto é obtido através da ação conjunta de um guia de onda com faces inclinadas e superfícies recobertas com camadas antireflexivas (WILHELM, COURTEVILLE e GARCIA, 2006). Pela sua alta irradiância e relativo baixo custo, as fontes superluminescentes estão muito próximas às ideais para sistemas de OCT. Todavia, o comprimento de coerência dos SLEDs (tipicamente 15-30 μm) não é suficientemente pequeno para obter a resolução desejada em aplicações médicas. Uma maneira de contornar este problema é construir uma fonte de banda larga através da combinação da saída de diversas fontes com comprimento de onda central diferente (SCHMITT, 1999).

Recentemente, dois lasers de estado sólido *Kerr-lens modelocked* (KLM) tornaram-se as mais importantes fontes óticas em OCT, particularmente quando uma alta resolução é exigida: os lasers de Ti:safira ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) e as fontes de Forsterite crômio (*Chromium forsterite* $\text{Cr}^{4+}\text{Mg}_2\text{SiO}_4$). Estas são fontes pulsadas com duração da ordem de femtosegundo, obtidas com KLM. Estas fontes paramagnéticas contêm íons de lantanídeos e actinídeos que são utilizados para dopar o material de construção, tal como cristal ou vidro. No laser de Ti:safira o cristal é geralmente bombeado com um laser de Argônio, gerando aproximadamente 400 mW de potência em 800 nm com uma largura de banda de 200 nm. O cristal de Forsterite crômio é geralmente bombeado por um laser de Nd:YAG gerando 300 mW de potência em 1280 nm com 200 nm de largura espectral, permitindo resolução abaixo de 4 μm para o sistema de OCT (BREZINSKI, 2006).

Fibras óticas dopadas com terra rara constituem outra classe de fontes utilizadas em OCT: a fibra é utilizada como uma fonte amplificada, sendo bombeada com um laser de alta potência de saída contínua em uma frequência ligeiramente superior à desejada na saída da fibra. Os dopantes mais comuns são o Érbio, Neodímio e Itérbio. Por último, em sistemas SS-OCT fontes com comprimento de onda variável desempenham um importante papel. Estas fontes caracterizam-se por possuir uma largura espectral menor que a de SLEDs, porém com rápida taxa de variação do comprimento de onda central e taxa de variação linear. A detecção do sinal em sistemas SD-OCT é simplificada com a utilização de uma fonte de comprimento de onda variável.

2.9 DETECÇÃO DO SINAL DE OCT

Em TD-OCT a detecção do sinal proveniente do interferômetro de Michelson é realizada por um fotodetector, por detecção simples, ou por dois fotodetectores no caso de detecção balanceada. Os fotodetectores são baseados na junção semicondutora p-n reversamente polarizada (GOWAR, 1993). A corrente média fotogerada $\langle i \rangle$ aumenta linearmente com a potência ótica incidente Φ por muitas ordens de magnitude e é dada por:

$$\langle i \rangle = \frac{\Phi e \lambda \eta}{hc} \quad (27)$$

onde Φ é a potência ótica incidente sobre a área do detector, e é a carga do elétron, λ o comprimento de onda incidente, η é definida como a eficiência quântica do

fotodetector (o número de elétrons gerados por cada fóton incidente), h a constante de Planck e c a velocidade da luz.

2.10 RUÍDOS

A sensibilidade do sistema é dependente dos ruídos presentes. Os principais ruídos em sistemas de OCT estão ligados ao fotodetector: ruído térmico σ_{th}^2 , ruído balístico σ_{sh}^2 , ruído do receptor σ_{re}^2 e ruído relativo à intensidade σ_{ex}^2 (FERCHER, DREXLER, HITZENBERGER *et al*, 2003).

Os ruídos apresentados aqui podem ser tratados na banda de detecção como ruído branco com média nula e não correlacionados. A principal consequência dessa hipótese é que a variância da composição dos ruídos é igual à soma das variâncias de cada ruído:

$$\sigma_i^2 = \sum_n \sigma_n^2 \quad (28)$$

2.10.1 Ruído térmico

O ruído térmico surge do movimento randômico da partícula devido à energia térmica do sistema. Em circuitos elétricos, os resistores são os únicos elementos passivos que trocam energia com o ambiente. Então, o ruído térmico é associado com a transferência de energia e o equilíbrio de temperatura estabelecido entre o resistor e sua vizinhança. Este ruído pode ser modelado como a combinação em paralelo de um resistor ideal com resistência R e uma fonte de ruído com corrente i_n que representa o ruído térmico ou a energia proveniente do ambiente. A corrente i_n gerada pelo ruído tem média nula (ruído branco) e variância (BOUMA e TEARNEY, 2002):

$$\sigma_{th}^2 = \frac{2kT}{R} \quad (29)$$

onde T é a temperatura e k é a constante de Boltzmann. Por ser uma fonte de ruído com valor muito pequeno, tipicamente 3×10^{-15} A à temperatura ambiente, ela será desconsiderada na análise do ruído total σ_i^2 .

2.10.2 Ruído balístico

Também conhecido como *shot noise*, é o ruído causado pela quantização da luz e da corrente elétrica. A quantidade de fótons que chegam ao detector em um

intervalo de amostragem Δt não é constante, mesmo que a potência da fonte de luz seja. A distribuição do número de fótons que atingem o detector tem um perfil poissoniano, com largura igual ao número médio de fótons. Aliado a isso, está o fato de que a geração de um fotoelétron ocorre com probabilidade η , definida como eficiência quântica. Então, pode-se mostrar que a corrente de fotoelétrons tem variância:

$$\sigma_{sh}^2 = e\langle i \rangle B \quad (30)$$

em que e é a carga do elétron, $\langle i \rangle$ a corrente média gerada em um fotodiodo e B é a largura de banda do circuito de detecção (ROLLINS e IZATT, 1999).

2.10.3 Ruído do receptor

O ruído do receptor σ_{re}^2 pode ser modelado como o ruído térmico gerado, limitado pela resistência interna do detector. O ruído térmico surge devido à interação dos elétrons com os fônons da resistência R do circuito. Considerado um ruído branco, sua média é nula e variância é dada por:

$$\sigma_{\theta_1}^2 = \frac{2k\theta B}{R} \quad (31)$$

em que θ é a temperatura e k é a constante de Boltzmann

Outra componente do ruído térmico surge quando, tanto a radiação de corpo negro quanto os fônons térmicos do detector causam a excitação de elétrons, que geram uma corrente $\langle i \rangle = e\beta k\theta B$ com variância igual à corrente:

$$\sigma_{\theta_2}^2 = e\beta k\theta B \quad (32)$$

onde β é um fator que depende da geometria e da natureza do material do fotodetector. À temperatura ambiente, este termo tem valor típico de 3×10^{-15} ampères, que pode ser desprezado em nossa análise.

2.10.4 Ruído relativo à intensidade

Ruídos relativos à intensidade (RRI), ou ruído de excesso, incluem qualquer fonte de ruído que aumenta linearmente com a potência da fotocorrente média $\langle i \rangle^2$. Exemplos incluem as flutuações da potência ótica da fonte e do movimento mecânico da montagem ótica (BOUMA e TEARNEY, 2002). Utilizando um LED superluminescente com detecção balanceada, a emissão espontânea amplificada (ASE – *Amplified spontaneous emission*) também resulta em um ruído que cresce linearmente com a potência da fonte.

A densidade espectral do ruído pode ser modelada como ruído branco sobre toda a banda de interesse. Logo, a variância desse ruído tem a forma:

$$\sigma_{ex}^2 = e\gamma(i)^2B \quad (33)$$

em que o parâmetro γ é determinado experimentalmente.

Assim, para o caso de um único detector, a variância total da fotocorrente é igual à soma da variância do ruído balístico (σ_{sh}^2), do receptor (σ_{re}^2) e do ruído relativo à intensidade (σ_{ex}^2) e a equação (28) torna-se:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{sh}^2 + \sigma_{re}^2 + \sigma_{ex}^2 \quad (34)$$

Se for utilizada detecção balanceada, os ruídos relativos à intensidade (σ_{ex}^2) são bastante atenuados, sendo possível desprezar este termo na equação do ruído. (ROLLINS e IZATT, 1999). Todavia, se for considerada a potência extra refletida proveniente do braço de amostra, a componente do ruído de excesso permanece, sendo chamada de ruído de batimento, σ_{be}^2 . O ruído não atenuado é independente para cada um dos dois detectores, de forma que o ruído total é a soma deles:

$$\sigma_i^2 = 2(\sigma_{sh}^2 + \sigma_{re}^2 + \sigma_{be}^2) \quad (35)$$

2.11 SENSIBILIDADE

A sensibilidade é a medida da menor refletividade detectável (R_{min}). Matematicamente, a sensibilidade S de um sistema é o inverso da refletividade em que a razão sinal-ruído (SNR – *signal-to-noise ratio*) é igual a uma unidade:

$$S = \frac{1}{R_{min}} \Big|_{SNR=1} \quad (36)$$

Como a informação em OCT está nas franjas de interferência, cujas amplitudes resultam da soma da amplitude da luz proveniente do braço da amostra e do braço de referência, pode-se obter uma amplificação heteródina, aumentando a intensidade vinda do braço de referência. Apesar de isso diminuir a faixa dinâmica do detector, a idéia é útil se a potência da luz que pode ser incidida sobre a amostra for muito baixa.

A sensibilidade é um dos parâmetros que define qual a maior profundidade observável. Quanto mais profunda, maior é a probabilidade da luz ser espalhada ou absorvida antes de voltar para o sistema.

A SNR de uma grandeza física medida i é definida como:

$$SNR = \frac{\langle i \rangle^2}{\sigma_i^2} \quad (37)$$

onde $\langle i \rangle$ e σ_i^2 são, respectivamente, a média e a variância de i . Fisicamente, a definição exprime quantas vezes a informação $\langle i \rangle$ é maior que a amplitude das flutuações provenientes do ruído, σ_i .

Tipicamente os sistemas de OCT no domínio espectral são de 20 a 30 dB mais sensíveis que o sistema no domínio espacial (CHOMA, SARUNIC, YANG *et al*, 2003).

2.12 CONSTRUÇÃO DAS IMAGENS

A aquisição dos interferogramas nas direções x , y e axial fornece as informações necessárias para a construção da imagem tomográfica. Na Figura 8a é exibido exemplo de um interferograma para uma amostra multicamadas. O eixo Y é representado pela amplitude do sinal, que pode ser exibida em escala linear, mais intuitiva, ou em escala logarítmica. Esta última evidencia pequenas mudanças do sinal, particularmente útil para a visualização de interfaces com pequena diferença de índice de refração e que, conseqüentemente, geram pouca reflexão da luz.

O sinal adquirido passa por uma transformada de Hilbert (ADLER, 2004), que extrai a envoltória, conforme visto na Figura 8b.

A transformada de Hilbert é uma técnica de demodulação digital no domínio da frequência que separa o sinal que contém a mensagem do sinal portador independentemente da frequência e fase do sinal portador, e é baseado na decomposição de um sinal modulado em duas componentes. Se o sinal modulado $x[n]$ é puramente real, ele pode ser representado como uma soma de dois sinais complexos:

$$x[n] = x_a[n] - jx_h[n] \quad (38)$$

onde $x_a[n]$ é o “sinal analítico” complexo e $x_h[n]$ é o “sinal de Hilbert” complexo. O interesse está na parcela $x_a[n]$, que está relacionada com a envoltória do sinal de entrada.

A transformada de Hilbert é reconhecidamente a melhor técnica para a retirada da envoltória do sinal, pois independe da frequência e da fase do sinal de entrada, não necessitando que este seja constante ao longo do tempo (ADLER, 2004).

O sinal de saída que contém a envoltória do sinal de entrada é conhecido como tomograma (KYOTOKU, 2006). Na próxima etapa, o tomograma é convertido em escala de cores, a partir da intensidade do sinal. Pode-se exibí-los como imagens em tons de cinza, atribuindo claro para intensidades altas ou em cores falsas, usando cores “quentes” (vermelho e amarelo) para valores maiores e cores “frias” (azul e verde) para baixas intensidades. Na Figura 8c o sinal é representado em escala de tons de cinza.

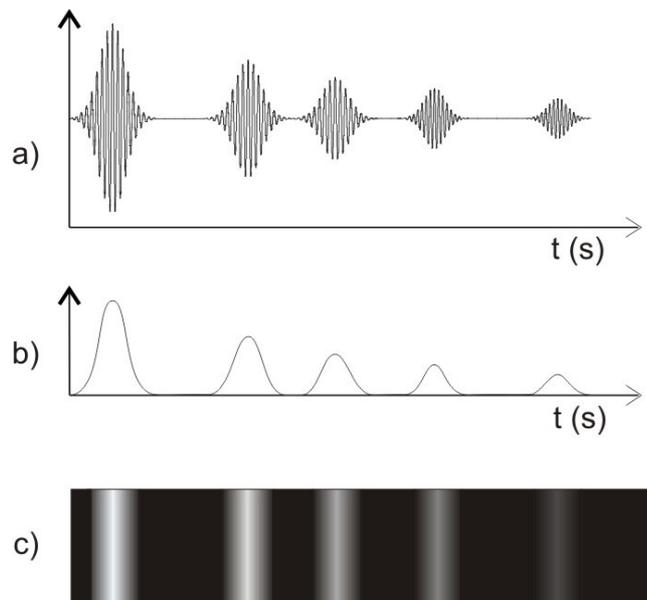


Figura 8: a) Interferograma obtido a partir de uma varredura axial (*A-scan*) em uma amostra de múltiplas camadas; b) Tomograma obtido através da transformada de Hilbert; c) Conversão do sinal em escala de tons de cinza a partir da envoltória produzida em (b). As sucessivas varreduras laterais são combinadas para a geração da imagem bidimensional.

À medida que a luz penetra na amostra, parte dela é absorvida ou espalhada em diferentes direções, não sendo refletidas ao braço de amostra. Desta forma, a imagem perde seu contraste em função da profundidade.

Em materiais onde o coeficiente de absorção é conhecido pode-se aplicar no sinal um controle de ganho no tempo (TGC – *Time Gain Control*). Este ajuda na compensação em função do decréscimo de sinal em amostras com alta atenuação sobre longas profundidades (CHRISTENSEN, 1988). O perfil exato de ganho dependerá da amostra e poderá aumentar monotonicamente ou ainda ser variável, por exemplo, para amostras multicamadas.

Este processo é realizado para cada varredura. Por fim, os interferogramas vizinhos são combinados e a imagem é construída. Ela é então normalizada, de

forma que a maior amplitude do sinal corresponderá ao branco, enquanto a ausência de sinal, ao preto.

CAPÍTULO 3 METODOLOGIA

3.1 COMPONENTES DO SISTEMA

O sistema de tomografia por coerência ótica montado na UTFPR consiste em um interferômetro à fibra do tipo Michelson - Thorlabs INT-MSI-1300 - operando em 1300 nanômetros, porém com faixa de aceitação entre 1250 – 1350 nm. Este realiza a divisão do feixe de entrada em partes iguais (50/50) para os braços de referência e amostra, contendo detecção balanceada e entrada para um laser de alinhamento de 660 nm. Outros comprimentos de onda dentro da faixa do visível podem ser utilizados no alinhamento, porém a maior eficiência de acoplamento está em 660 nm (ThorLabs – Manual INT-MSI-1300). Em nosso caso, o laser de alinhamento utilizado foi um He-Ne, com comprimento de onda centrado em 632,8 nm.

A Figura 9 exibe o diagrama de blocos funcional do interferômetro de Michelson, o qual é desenvolvido para sistemas de OCT. O laser de alinhamento não influencia o sinal de saída: ele é bloqueado pelo componente WDM e pelo circulador. Todavia, o comprimento de onda no visível está abaixo da faixa de operação do fotodetector.

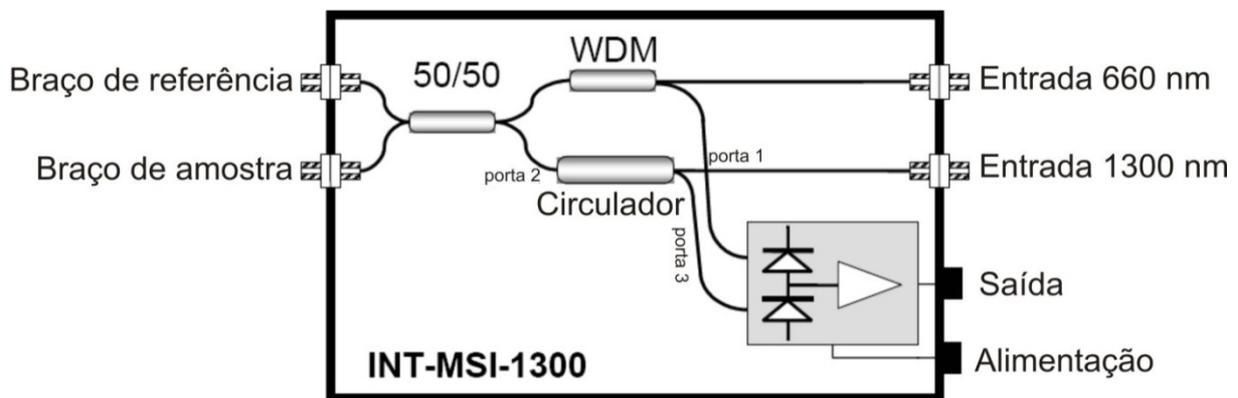


Figura 9: Diagrama funcional do interferômetro INT-MSI-1300

O sistema é iluminado por um LED superluminescente - Newport SLED1300 - com emissão centrada em torno de 1300 nanômetros, largura de banda (FWHM) de 40 nm e 10 mW de potência.

A movimentação da amostra e do espelho de referência é realizada através de três estágios de translação – motores Newport MFA-CC – movimentados através do controlador Newport ESP300. Este controlador possibilita a conexão de até três

motores e a programação é feita através do painel frontal ou porta serial RS232. Os motores possuem resolução de $0,0175 \mu\text{m}$, curso de 25 mm e velocidade máxima de 2,5 mm/s. Dos motores, dois são utilizados na movimentação da amostra nos eixos X e Y, responsáveis pelo *A-scan*. O último é utilizado no braço de referência para movimentação do espelho – *B-scan* – funcionando como uma linha de atraso ótico. Acoplado aos motores X e Y está um posicionador manual em no eixo Z – Optron TZ2-50.15 – com curso útil de 15 mm, necessário para garantir a focalização do feixe sobre a amostra.

Nas saídas para os braços de amostra e de referência do interferômetro estão conectadas fibras óticas, cada uma contendo uma lente GRIN em sua terminação. A lente GRIN – Newport F-COL-9-13 – tem como função colimar o feixe de saída e facilitar o acoplamento do feixe contrapropagante. O braço de amostra possui uma lente objetiva – Newport N-20X-APO-IR – abertura numérica de 0,35, ampliação igual a 20 vezes e distância focal de 10 mm. A lente ainda possui a propriedade de ser apocromática, isto é, construída de forma a corrigir aberrações esféricas e cromáticas, característica bastante desejável quando se utiliza uma fonte com grande largura espectral. O sistema é representado simplificada pela Figura 10.

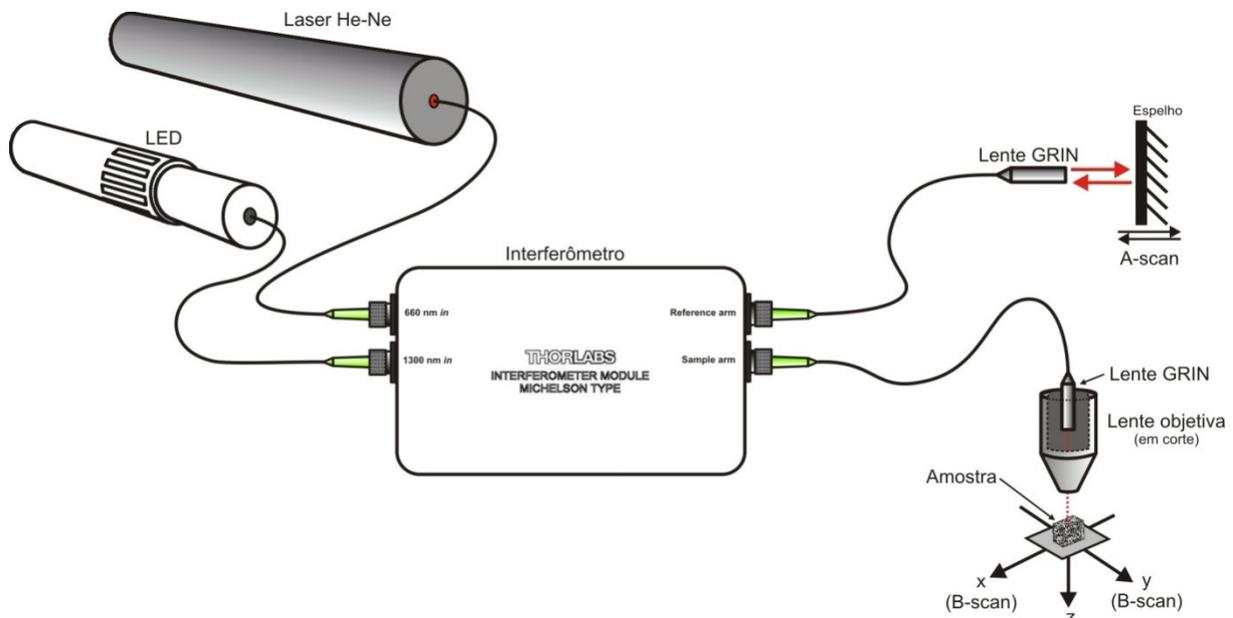


Figura 10: Esquema simplificado da montagem do sistema de OCT.

3.2 MONTAGEM DO SISTEMA

A montagem do sistema tomográfico com fibra ótica traz a vantagem da utilização de componentes encapsulados, simplificando o alinhamento. Para tornar o sistema mais robusto e confiável, foram desenvolvidos componentes mecânicos dedicados, desenhadas em *software* CAD e confeccionadas por terceiros.

Os principais componentes construídos foram:

- Base para o LED superluminescente: devido ao formato cilíndrico do LED, foi desenvolvido um suporte para permitir a fixação na bancada;
- Suporte do espelho e da lente GRIN do braço de referência com microajustes para o alinhamento;
- Suporte para a lente GRIN e lente objetiva do braço de amostra com micro ajustes angulares para o alinhamento angular e centralização;
- Porta-amostras;
- Peças para casamento de componentes distintos (adaptadores).

Na Figura 11 é mostrada uma imagem do sistema construído. Este é composto por 17 modelos de peças. Os ajustes são realizados por parafusos micrométricos fabricados com passo de 0,25 mm por volta. A Figura 12 exhibe o detalhe do porta-amostra, em que um parafuso é utilizado como amostra. Todas as amostras são coladas sobre uma lâmina de vidro e fixadas ao sistema através de uma presilha de pressão, semelhante à existente em alguns tipos de microscópio. O feixe laser de He-Ne é utilizado para identificação do ponto amostrado.

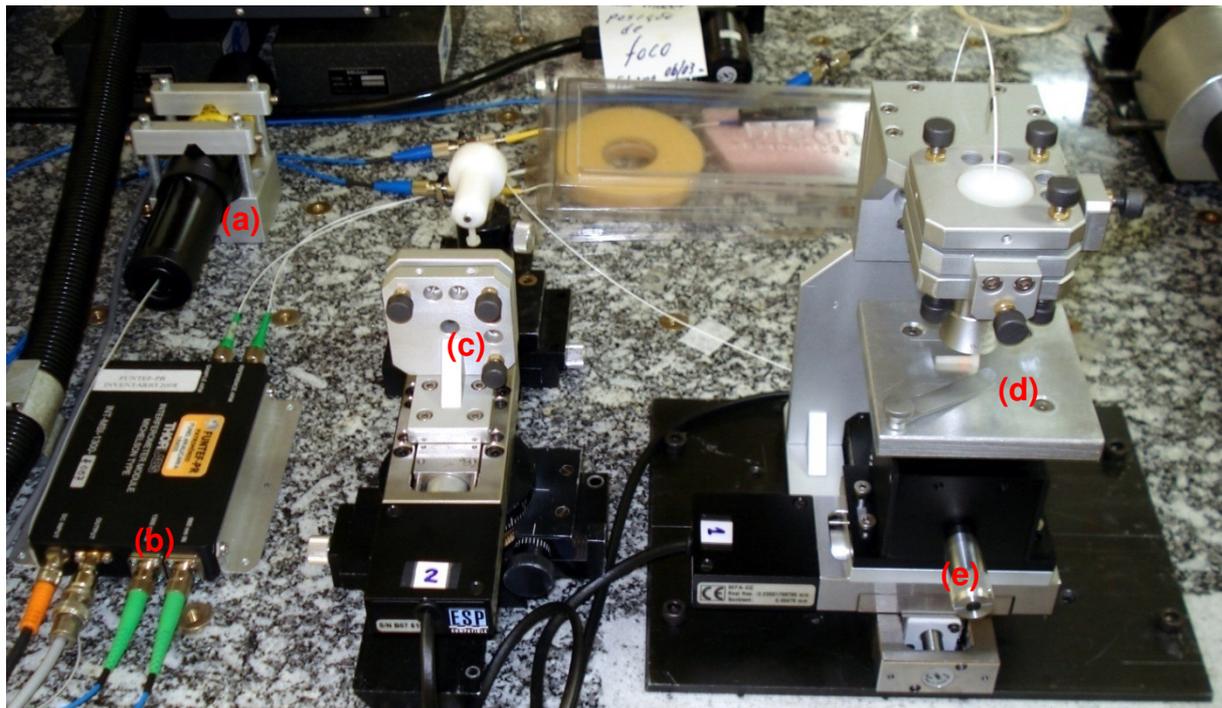


Figura 11: Imagem do sistema tomográfico construído: a) LED superluminescente; b) interferômetro de Michelson à fibra; c) braço de referência; d) braço de amostra; e) estágio translador manual sob o qual estão montados os motores X-Y, responsáveis pela varredura da amostra.



Figura 12: Detalhe do braço de amostra exibindo a amostra em prova, colada sobre uma lâmina de vidro. O feixe laser vermelho é utilizado para identificar o ponto amostrado.

A montagem do braço de amostra pode ser realizada de forma que o feixe fique na direção vertical ou na horizontal, através da mudança de quatro parafusos do braço de amostra, conforme mostrado na Figura 13. A posição horizontal possibilita a medida de amostras líquidas inseridas em uma cubeta, por exemplo. Dependendo da espessura, o feixe pode ser focalizado na parte central ou em qualquer posição intermediária, para obter melhor sinal devido à profundidade de foco do feixe, que limita o sistema de OCT.



Figura 13: A mudança da montagem do braço de amostra possibilita alterar a direção do feixe: vertical ou horizontal. O ajuste é feito através dos parafusos próximos à seta desenhada.

3.3 ALINHAMENTO

Em cada braço do interferômetro é conectada uma fibra ótica contendo uma lente GRIN na outra extremidade. O alinhamento do sistema consiste em fazer com que os feixes dos braços do interferômetro reacoplem na lente após refletir no espelho, no caso do braço de referência, e na amostra, no caso do outro braço. O alinhamento é realizado independentemente para cada um deles e pode ser feito de duas maneiras: ou com o auxílio do laser de alinhamento operando no visível ou de um cartão para visualização do infravermelho emitido pelo SLED. Em ambos os procedimentos foi utilizado um circulador - Thorlabs CIR-1310-50-APC – com faixa de operação entre 1280-1400 nm para primeiro alinhamento e, num segundo momento, um analisador de espectro ótico (OSA – *Optical Spectrum Analyser*) para maximizar a luz reacoplada.

No primeiro método foi utilizado um laser de He-Ne (632,8 nm). Como o mesmo não possuía fibra ótica acoplada à saída realizou-se uma montagem para

acoplar a luz e uma fibra, conforme esquematizado na Figura 14, que contém uma lente objetiva e uma lente GRIN. O braço de referência foi primeiramente montado e alinhado: este braço contém outra lente GRIN e um espelho montado sobre um estágio de translação. O espelho possui micro ajustes para seu alinhamento.

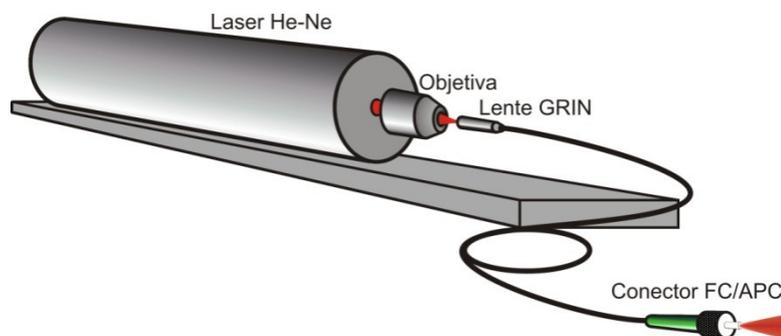


Figura 14: Acoplamento de luz laser em fibra ótica.

Através de um conector, a saída da fibra ótica acoplada ao laser de He-Ne foi acoplada à entrada da fibra ótica do braço de referência, fazendo o laser vermelho luz incidir sobre o espelho. Se o sistema estiver totalmente alinhado, o feixe laser deverá retornar à lente GRIN devido à reflexão. Através dos parafusos de micro ajuste no espelho é possível fazer que o feixe retorne ao ponto de saída da lente. Embora ele esteja aparentemente acoplado de volta, faz-se necessário mais um procedimento para o alinhamento do braço. Esse novo passo inclui um circulador. Pelas características do circulador, a luz que entra pela porta 1 é enviada à porta 2. Se a luz for corretamente acoplada de volta, o feixe de retorno deverá sair pela porta 3 e ser visualizado.

A condição de retorno não garante ainda o alinhamento. Deve-se mover o motor em que está acoplado o espelho em todo o seu curso e verificar se a luz continua retornando. Fazem-se novos ajustes nos parafusos do espelho até obter o alinhamento. Quando a luz é vista durante todo o curso do motor, utiliza-se o analisador de espectro conectado à saída para maximizar este retorno (agora para a luz do LED), pois pequenas variações de intensidade são imperceptíveis ao olho humano. O analisador – Anritsu MS9710B - foi utilizado em uma resolução de $2 \mu\text{W}$ para verificar variações na intensidade do espectro e maximizar a quantidade de luz que retorna ao interferômetro. Um esquema simplificado do sistema utilizado para alinhamento é exibido na Figura 15.

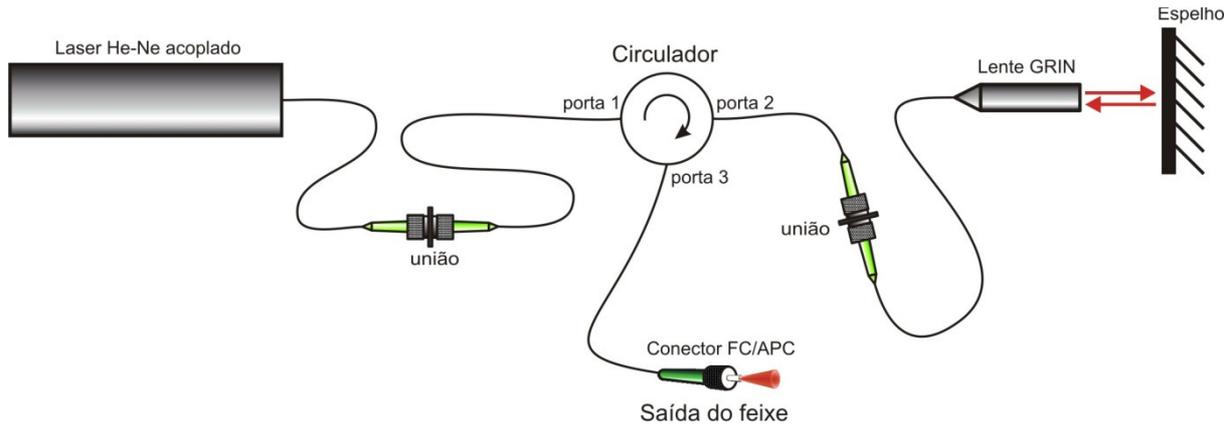


Figura 15: Alinhamento do braço de referência do interferômetro

O alinhamento do braço de amostra é análogo ao de referência, exceto pela lente objetiva. Inicialmente esta é retirada e o alinhamento realiza-se de forma semelhante ao primeiro, inclusive maximizando a potência ótica reacoplada através do OSA. Em seguida, a lente objetiva é inserida no braço e o alinhamento resume-se a alinhar a objetiva. O espelho deve ser posicionado na distância focal da lente, 10 mm.

Todo o procedimento acima pode ser realizado utilizando o LED superluminescente e o cartão de visualização de infravermelho, evitando o uso do laser. Os passos envolvidos são semelhantes, embora por vezes complicados pela invisibilidade da luz.

3.4 AQUISIÇÃO DE DADOS

O interferômetro à fibra utilizado possui detecção balanceada e em sua saída é gerado um sinal entre $\pm 3,8V$. A aquisição de dados é composta por um sistema PXI da National Instruments - PXI-1033 - contendo uma placa de aquisição de sinais - NI PXI-6220 - com amostragem máxima de 200 mil amostras por segundo, com resolução de 16 bits. Esta placa é interligada a um bloco de conectores - BNC-2110 - disponibilizando conectores BNC. O sinal é enviado através da saída do interferômetro para o bloco de conectores através de um cabo coaxial. Este bloco é ligado até a placa de aquisição do sistema PXI por um cabo plano (*flat*).

A transferência de dados do sistema PXI para o microcomputador é realizada através de uma placa com barramento PCI-e que é montada no computador de controle. Ambos são interligados por meio de um cabo especial

fornecido. No microcomputador, um programa desenvolvido em ambiente LabVIEW[®] é responsável pelo controle do sistema, coleta e processamento dos dados. A Figura 16 exibe os blocos do sistema de aquisição.



Figura 16: Blocos do sistema de aquisição.

3.5 DESENVOLVIMENTO DO PROGRAMA DE CONTROLE E AQUISIÇÃO

O *software* de controle e aquisição de dados tem como funções a comunicação com o controlador dos motores via interface RS232 para envio de comandos de configuração, posição, velocidade e aceleração dos motores X, Y e Z (braço de referência); comunicação com o equipamento de aquisição de dados para configuração e recebimento dos sinais adquiridos; pré-processar os sinais, armazená-los em disco e construir imagens a partir do sinal recebido. Pela relativa facilidade de programação e comunicação com o equipamento da National Instruments e de terceiros, todo o programa foi todo desenvolvido em linguagem LabView[®], uma linguagem proprietária desenvolvida pela National Instruments. O apêndice A exibe um diagrama dos processos executados pelo programa de aquisição.

O programa de controle e aquisição é chamado OCTsys e encontra-se na versão 0.6. A Figura 17 apresenta a tela de abertura, que tem como função a primeira comunicação com os equipamentos, para verificar sua conectividade. Após executado, o programa envia comandos para os instrumentos, aguardando suas respostas. Caso sejam recebidas corretamente, prossegue-se com programação do controlador de motores, para que ele indique através de um pino de saída o estado do motor de referência (parado ou em movimento). Esta programação deve ser

realizada cada vez em que o sistema é ligado, já que o controlador não tem a característica de guardar em memória não-volátil suas configurações. Este pino é ligado ao sistema de aquisição para funcionar como um gatilho (*trigger*) para a aquisição de dados síncrona. Em seguida é realizada a inicialização dos motores, primeiro processo descrito no apêndice A. Caso ocorram erros, estes são informados ao usuário, finalizando o programa nesta etapa.

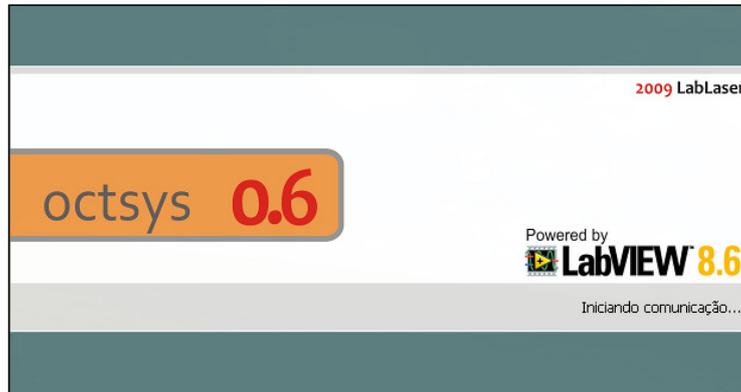


Figura 17: Tela de abertura do programa de controle e aquisição na versão 0.6

Sem ocorrência de erros e após o fim da iniciação dos motores, encerra-se a tela de abertura e exibe-se a interface principal, mostrada na Figura 18. Ela contém as opções necessárias para o usuário efetuar aquisições de sinal do sistema de OCT. No grupo 'Modo' há a possibilidade de escolher um dos três protocolos de imageamento, citados na seção 2.5. O protocolo padrão é 'Profundidade em prioridade'. O grupo 'Varredura' é responsável pelo controle dos motores: posicionamento, velocidade, aceleração e passo. O motor movimentado por cada subgrupo (A, B ou C) é definido com base no protocolo selecionado. Assim, o subgrupo 'Varredura axial', por exemplo, controla o eixo Z quando selecionado o protocolo 'Profundidade em prioridade' e o eixo X para as outras duas opções de modo. A seleção do protocolo de aquisição deve ser feita segundo a aplicação desejada, pois a escolha do protocolo correto pode minimizar o tempo de aquisição.

O campo 'Habilitar varredura A(B)' é utilizado para definir a varredura no eixo selecionado. Se marcado, os campos 'Posição final' e 'Passo' tornam-se ativos. A informação desses valores é utilizada para calcular a quantidade de varreduras, exibida abaixo, no subgrupo 'Total'. O número de varreduras é utilizado para estimar o tempo total de aquisição, mostrado com letras vermelhas na parte inferior direita

da interface do programa. O campo à esquerda deste é utilizado para mostrar o tempo decorrido da aquisição atual.

Após pressionar o botão 'Ler posições' é exibida a interface 'Ler posições iniciais e finais', apresentada na Figura 19, onde dois botões – 'Ler posição' e 'Ok' estão presentes. Inicialmente o usuário ajusta de forma manual, pelo painel frontal do controlador de motores a posição desejada X e Y do início das medidas na amostra. Depois deste procedimento, ele pressiona o botão 'Ler posição' e a posição estabelecida manualmente no controlador é carregada para o programa, como as posições iniciais A e B. Em seguida, ele muda a posição dos motores até a posição final X e Y da amostragem exigida, formando um retângulo a partir de dois pontos. Novamente, após pressionar o botão 'Ler posição' estas posições são carregadas para as posições finais A e B. O botão 'Ok' encerra o procedimento.

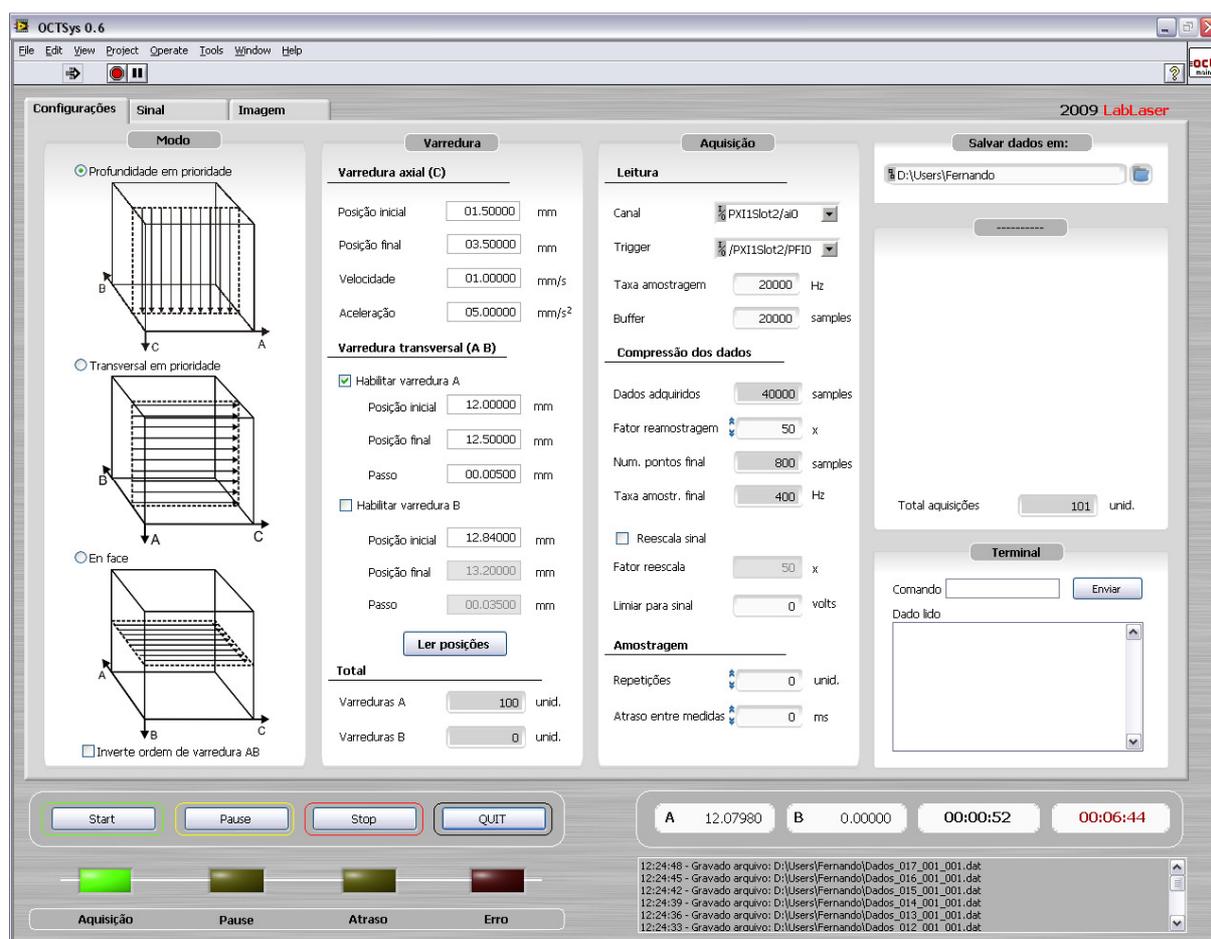


Figura 18: Tela principal do programa de controle e aquisição na versão 0.6.

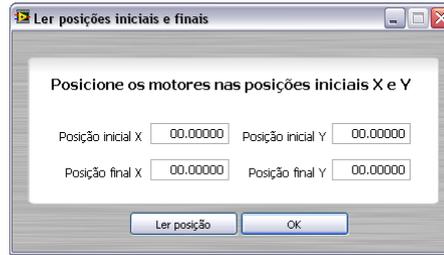


Figura 19: Interface para ler as posições selecionadas no controlador, exibida ao ser pressionado o botão 'Ler posições'.

O grupo 'Aquisição', subgrupo 'Leitura', possibilita a configuração de opções relacionadas ao *hardware*, como a taxa de amostragem, canal de leitura dos dados, porta utilizada para o gatilho e tamanho da memória de dados (*buffer*). O subgrupo 'Compressão de dados' é utilizado para diminuir o número de dados antes do arquivamento em disco, visando economia de espaço. A idéia é que após retirar a envoltória do sinal a frequência é reduzida de kHz e para poucos Hz. Logo, a amostragem da envoltória pode ser reduzida. O sinal então é reamostrado pelo valor definido no campo 'Fator reamostragem', significando que a taxa de amostragem final será $(1/\text{Fator reamostragem}) \times \text{Taxa amostragem}$. O resultado deste cálculo é exibido no campo 'Taxa amostragem final'. A habilitação do campo 'Re-escala sinal' permite aumentar a faixa dos dados adquiridos, já que o valor máximo da saída do interferômetro é de 3,8 volts. Aplicando um 'Fator re-escala' de 50 vezes, por exemplo, este máximo seria elevado a 190, que será utilizado para a construção das imagens em tons de cinza. O 'Limiar para sinal' é utilizado para criar uma linha de base no valor dos sinais: abaixo deste, o sinal terá seu valor anulado. O objetivo é eliminar pequenos ruídos presentes na imagem.

O subgrupo 'Amostragem' contém a opção 'Atraso entre medidas', cuja finalidade é interessante quando se deseja utilizar o sistema de OCT como interferômetro de baixa coerência (LCI), analisando, por exemplo, a evolução temporal de somente um ponto da amostra. Desta forma, cada varredura é tomada em intervalos de tempo determinados por este parâmetro. O campo 'Repetições' determina quantas vezes esta varredura deve ser realizada.

A definição da pasta onde serão salvos os dados é feita pelo campo 'Salvar dados em:'. Todos os dados são salvos dentro desta pasta com o formato Dados_XXX_YYY_ZZZ.dat, em que XXX determina o número da varredura X (Ex.: 001, 002, ...), o mesmo valendo para o valor YYY. O valor ZZZ enumera as repetições de

uma mesma medida - 001 para a primeira varredura, valores 002, 003,..., para medidas realizadas no mesmo ponto após o atraso de tempo estabelecido.

Na Figura 20 é apresentada a aba 'Sinal' da interface principal. Na parte superior é exibido o interferograma adquirido e na parte inferior a envoltória do sinal obtida através de transformada de Hilbert. Embora na figura o eixo Y dos gráficos esteja em escala linear, ao pressionar o botão direito do *mouse* sobre qualquer um dos gráficos é possível alterar entre uma escala linear ou logarítmica para esse eixo. A escala logarítmica traz a vantagem de realçar pequenas variações do sinal, vantajosa em situações onde o sinal refletido tem pequena intensidade, decorrente de interfaces com pequena variação do índice de refração. Opta-se pela escala linear devido ao seu caráter intuitivo.

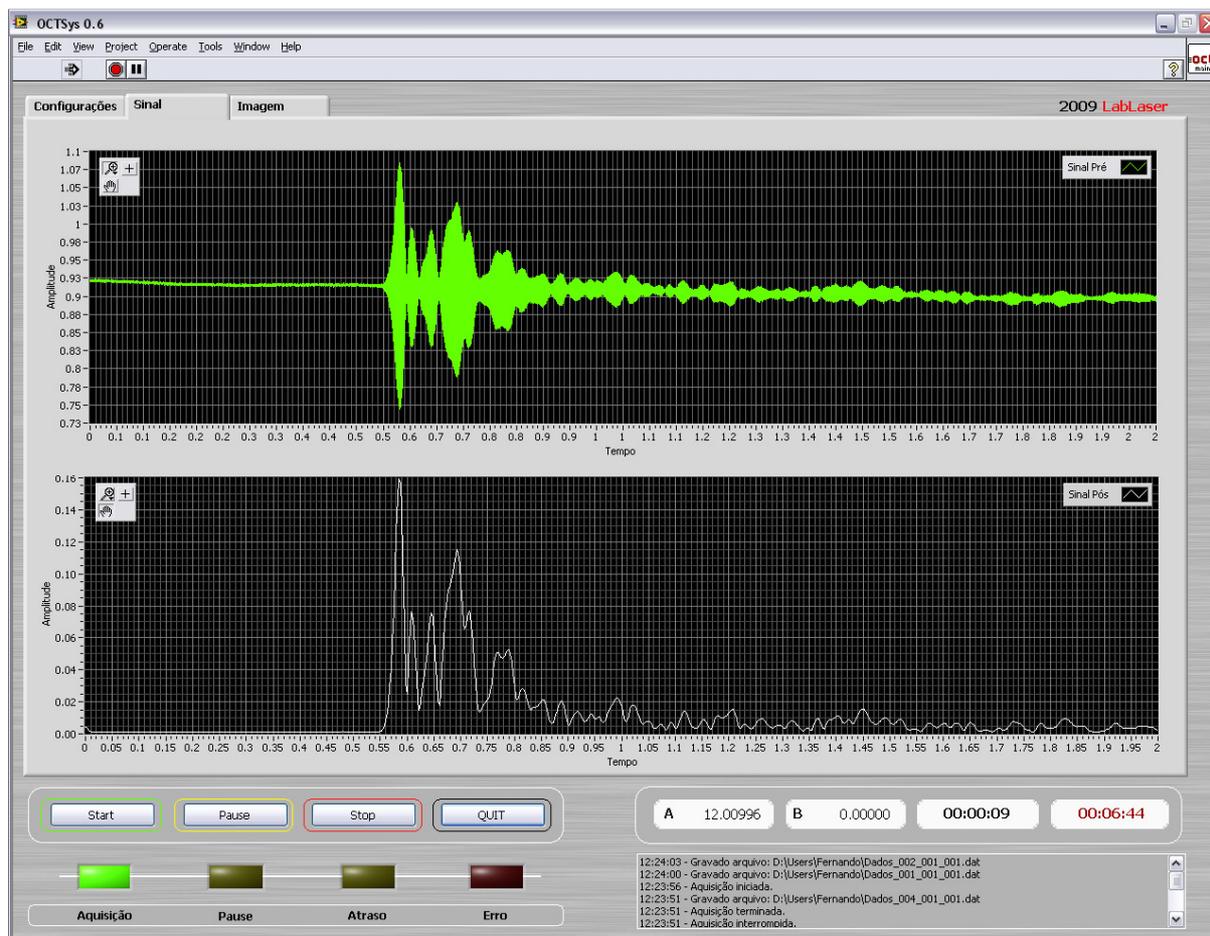


Figura 20: Aba 'Sinal' da interface principal, onde é mostrado o sinal adquirido e a envoltória na parte inferior.

A Figura 21 exibe a última aba, onde é mostrada a imagem bidimensional em escala logarítmica construída em tons de cinza a partir da união dos tomogramas vizinhos. A aplicação da escala logarítmica busca aprimorar a visualização de pequenas mudanças no sinal, decorrentes de alterações do índice de refração da amostra.

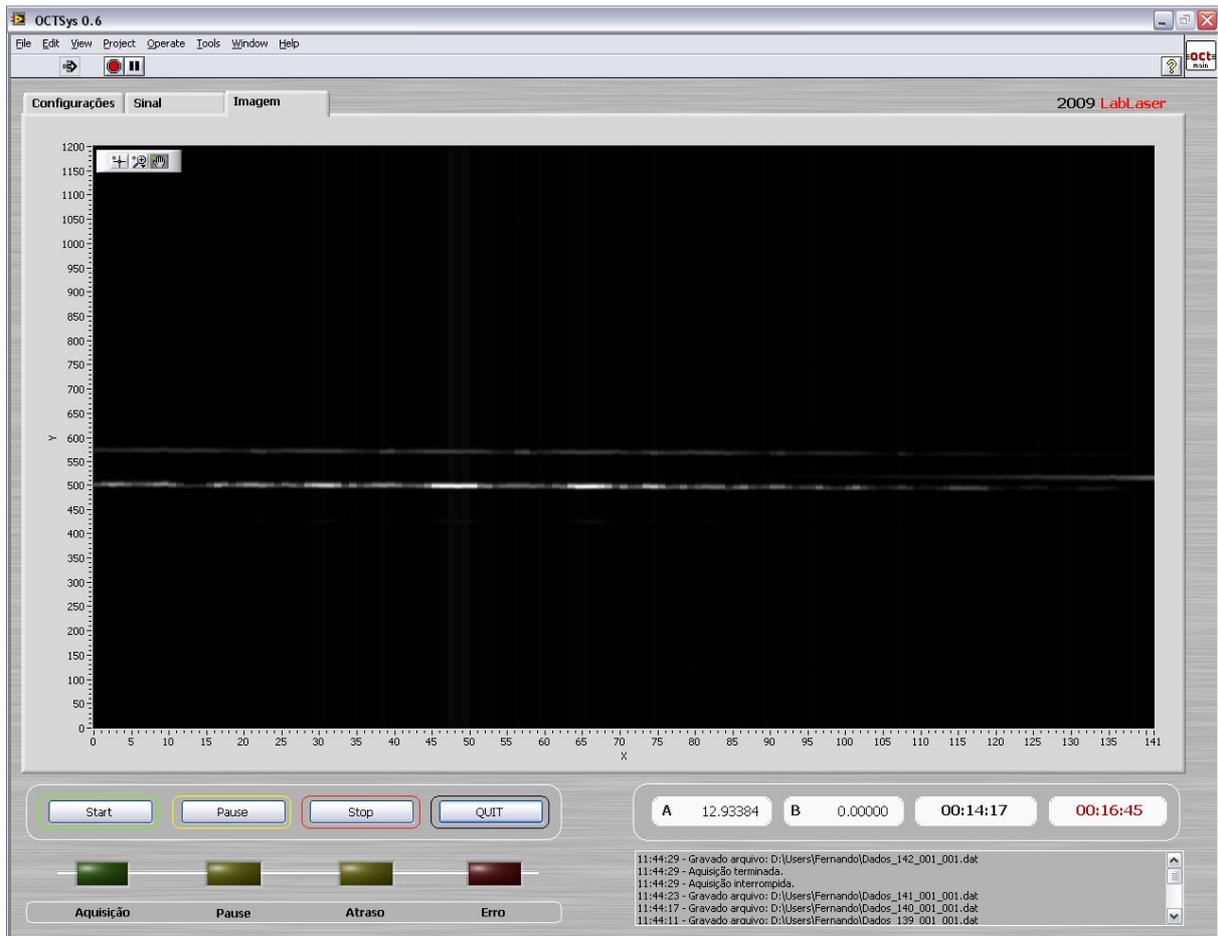


Figura 21: Aba 'Imagem', mostrando em duas dimensões a imagem obtida através da união dos tomogramas vizinhos.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 CÁLCULO DA RESOLUÇÃO AXIAL E TRANSVERSAL TEÓRICA

Como primeiro resultado, foi obtido o espectro da fonte ótica utilizada, apresentado na Figura 22, através do analisador de espectros óticos (OSA). A partir do espectro e da largura de banda, obteve-se a resolução axial teórica, utilizando a equação (23). A incerteza foi calculada por meio da fórmula de propagação de incertezas derivada da expressão que determina Δz (VUOLO, 1996).

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{(1295,92 \times 10^{-9})^2}{42,37 \times 10^{-9}} \cong (17,49 \pm 0,05) \mu m \quad (23)$$

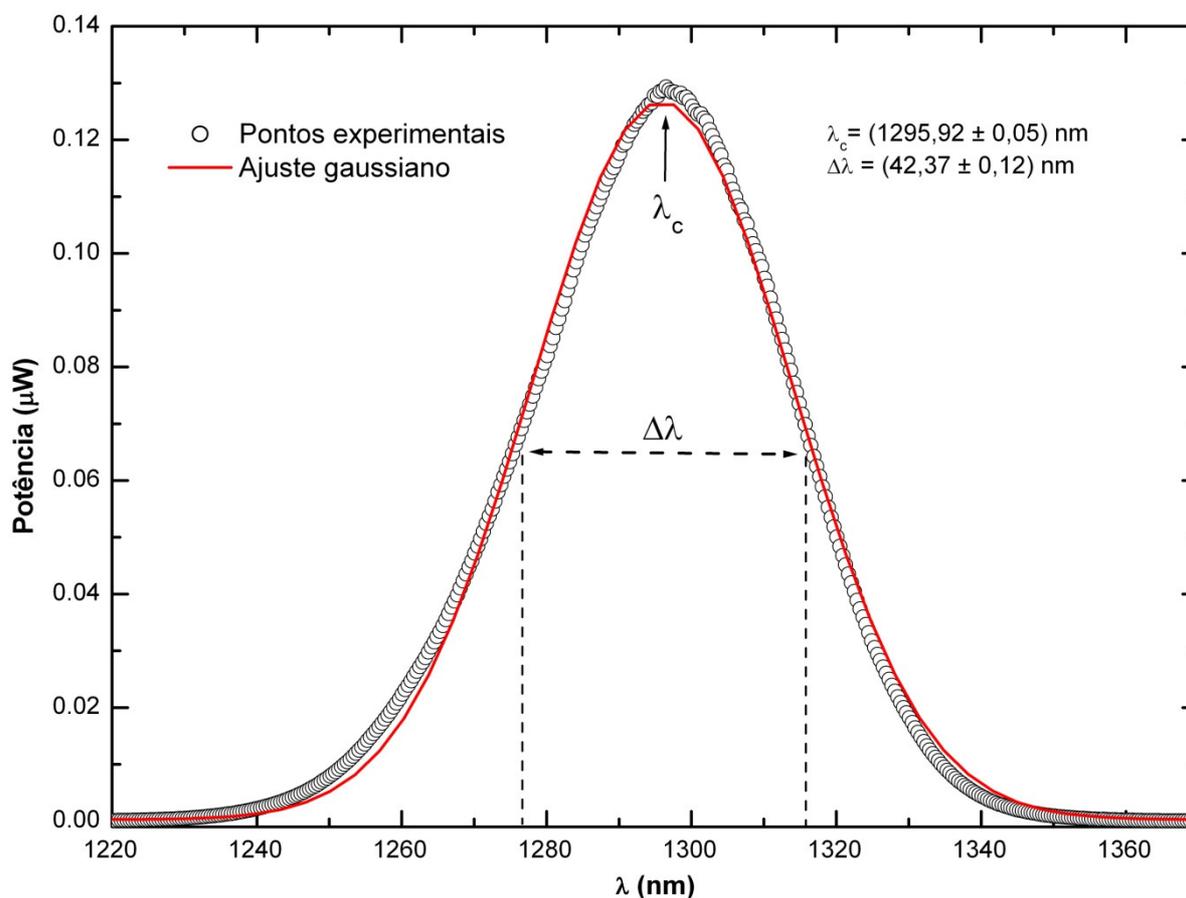


Figura 22: Espectro de emissão do LED superluminescente, centrado em torno de 1300 nm. Integrando a potência espectral obtém-se aproximadamente 10 mW. Para os valores obtidos via ajuste gaussiano do espectro, $\lambda_c = (1295,92 \pm 0,05) \text{ nm}$ e $\Delta \lambda = (42,37 \pm 0,12) \text{ nm}$, obtemos uma resolução axial teórica de $(17,49 \pm 0,05) \mu m$.

A resolução transversal é governada pela equação (24). Conforme manual do fabricante da lente GRIN, o diâmetro máximo do feixe de saída é de

(0,5 ± 0,05) mm. Tomando esse valor como o pior caso, e com um comprimento focal da objetiva de (10,0 ± 0,05) mm, a resolução transversal obtida é de:

$$\Delta x = \frac{4\lambda f}{\pi d} = \frac{4 \times 1295,92 \times 10^{-9} \times 10^{-2}}{\pi \times 5 \times 10^{-4}} \cong (33,00 \pm 3,30) \mu m \quad (24)$$

Como no caso da resolução axial, as incertezas relacionadas com a resolução transversal foram calculadas segundo a fórmula de propagação de incertezas obtida a partir da equação (24). A maior parcela da incerteza relacionada à resolução transversal deve-se à determinação do diâmetro do feixe sobre a lente objetiva, (0,5 ± 0,05) mm.

A profundidade de foco está relacionada à resolução transversal através da equação (26). Utilizando o resultado encontrado acima para Δx juntamente com sua incerteza, temos:

$$b = \frac{\pi \Delta x^2}{2\lambda} = \frac{\pi \times (33 \times 10^{-6})^2}{2 \times 1296 \times 10^{-9}} \cong (1,32 \pm 0,26) mm \quad (26)$$

Neste caso, o grande valor da incerteza na profundidade de foco está relacionado à incerteza em Δx . Portanto, a capacidade de visualização em profundidade do sistema tomográfico está limitada em torno de 1,3 milímetros. Amostras com espessura superior a este parâmetro não serão completamente resolvidas.

4.2 PRIMEIRAS MEDIDAS

4.2.1 Determinação do índice de refração de cristais

Com o objetivo de caracterizar o sistema construído, algumas medidas foram realizadas utilizando alguns cristais disponíveis no laboratório com características já conhecidas, para obter o interferograma das reflexões provenientes das interfaces frontal (ar – cristal) e traseira (cristal – ar).

A primeira amostra utilizada foi de Safira, com espessura de (0,520 ± 0,005) mm e índice de refração igual a 1,7504 em 1300 nm¹. As incertezas na espessura da amostra consideram os erros aleatórios (leitura) e sistemáticos (precisão do micrômetro). A Figura 23 mostra um esquema da amostra posicionada com a face frontal na cintura do feixe focalizado pela objetiva.

1

A obtenção do interferograma é realizada pela varredura do motor do braço de referência. No momento em que os caminhos óticos do feixe do braço de referência e do feixe retroespalhado pela interface da amostra são iguais, registram-se as franjas de interferência no fotodetector. As franjas possuem uma frequência que é dependente da velocidade de varredura do espelho de referência. Para uma velocidade de 1 mm/s temos uma frequência Doppler de:

$$f_D = \frac{2v_r}{\lambda_0} = \frac{2 \cdot 1,0 \times 10^{-6}}{1295,95 \times 10^{-9}} \cong 1543 \text{ Hz} \quad (39)$$

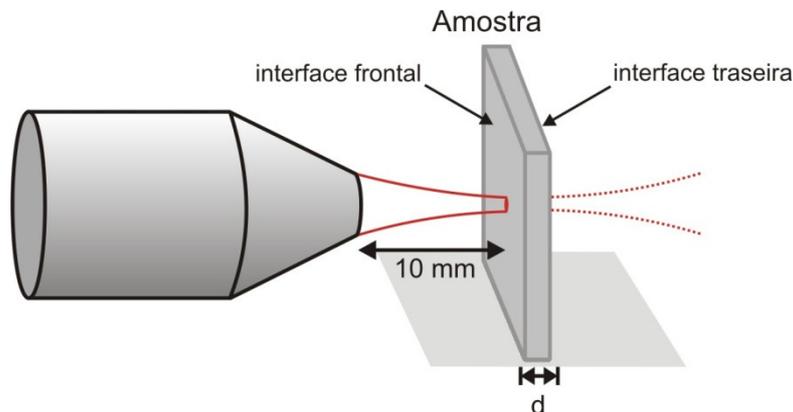


Figura 23: Esquema da montagem da amostra de Safira no braço de amostra. Devido à distância focal e espessura da amostra, o feixe foi focalizado a 10 mm da interface frontal.

A frequência de amostragem do sinal necessita ser realizada numa taxa mínima que seja suficiente para digitalizar a maior frequência do sinal contido na interferência. Teoricamente, pelo teorema de Nyquist, é exigida uma taxa de amostragem mínima duas vezes maior que a frequência mais alta do sinal (BREZINSKI, 2006). Desta forma, para a velocidade de 1 mm/s a mínima amostragem está próximo a 3 kHz. Para este primeiro teste, uma taxa de amostragem de 5 kHz foi utilizada, acima da taxa de amostragem mínima. A Figura 24 apresenta o sinal obtido, em que o eixo x representa a escala temporal.

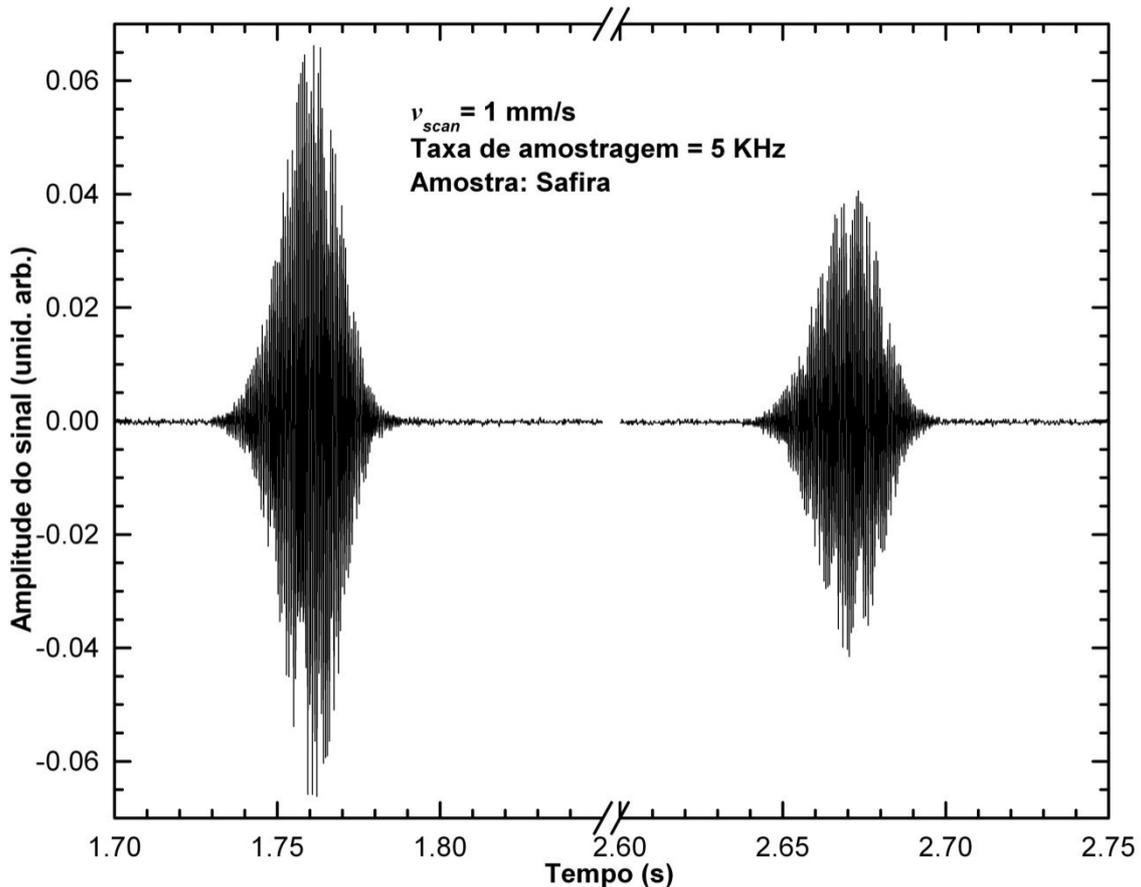


Figura 24: Varredura em profundidade em um cristal de Safira

O sinal obtido demonstrou claramente a existência de duas interfaces. A primeira representa a face frontal, enquanto a outra, de menor amplitude, a traseira. Neste momento, é desejável determinar o índice de refração da amostra a partir do interferograma.

Após pré-processamento do sinal, que consiste em remover o nível DC e tomar o valor absoluto do sinal, o interferograma toma a forma da Figura 25. Nos pontos onde estão localizadas as interfaces são ajustadas gaussianas. Seu valor central é então tomado como a posição temporal real da interface. Conforme ajuste, o Δt entre as interfaces é de $(910,10 \pm 0,12)$ ms, em que a incerteza é proveniente do erro na determinação da posição central da gaussiana. O parâmetro Δt , multiplicado pela velocidade de varredura do motor de referência gera o caminho ótico percorrido pelo feixe dentro da amostra.

O índice de refração é então obtido pela razão entre caminho ótico e a espessura da amostra:

$$n = \frac{v\Delta t}{d} \pm \sigma_n \quad (40)$$

em que v é a velocidade do braço de referência, Δt é o intervalo de tempo entre as duas interfaces, d é a espessura da amostra e a incerteza σ_n igual a:

$$\sigma_n^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial v}\right)^2 \sigma_v^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \Delta t}\right)^2 \sigma_{\Delta t}^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial d}\right)^2 \sigma_d^2 \quad (41)$$

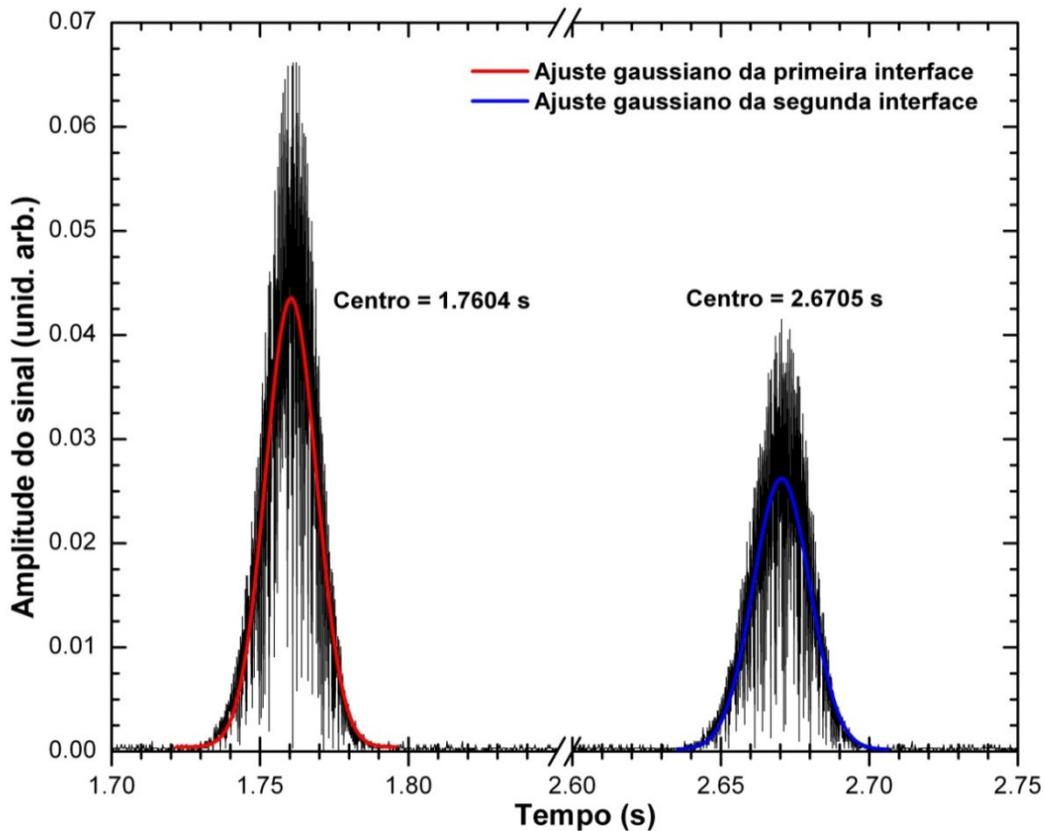


Figura 25: Ajuste gaussiano do sinal encontrado para as duas interfaces da amostra de Safira. Este interferograma é obtido removendo o nível DC do sinal e, em seguida, tomando os valores absolutos do sinal.

Para o cristal de Safira utilizado a espessura é de $(0,520 \pm 0,005)$ mm, a velocidade requisitada no controlador como 1 mm/s permaneceu em $(1,0011 \pm 0,0009)$ mm/s e o Δt entre as interfaces é $(910,10 \pm 0,12)$ ms. A incerteza na velocidade foi determinada a partir de um programa fornecido pelo fabricante, destinado à calibração dos motores.

O valor obtido para o índice de refração foi $(1,7502 \pm 0,0170)$, que é o esperado¹ para o eixo ordinário da Safira em 1300 nm, $n = 1,7504$. A maior parcela

1

da incerteza do índice de refração é devida à resolução do micrometro. O resultado demonstra a aplicabilidade de OCT para medir índice de refração a partir do momento em que a espessura é conhecida ou, da mesma maneira, inquirir espessura a partir do índice de refração.

Utilizando a metodologia descrita em Sorin e Gray (1992), que fornece a medida simultânea do índice de refração e da espessura da amostra através do sistema de OCT, foi realizada novamente a medida do índice de refração do cristal de Safira. Neste método, uma primeira varredura é realizada sem o posicionamento da amostra, somente para localizar a interface do porta-amostra. Em seguida, a amostra é colocada sobre o porta-amostra e a varredura é realizada novamente.

Utilizando as equações mostradas naquele trabalho é possível obter a espessura da amostra através da medida da diferença de posição detectada para a interface do porta-amostra antes e depois de posicionada a amostra. Na Figura 26 é mostrada a superposição dos tomogramas gerados pelas duas varreduras.

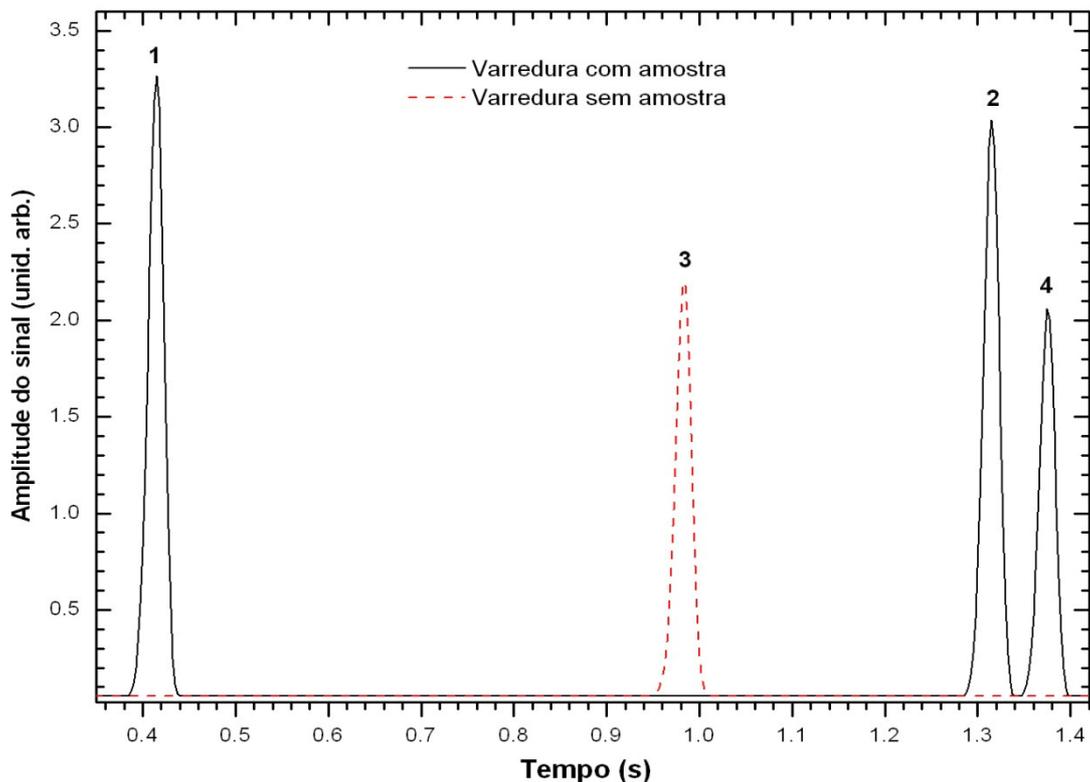


Figura 26: Superposição dos tomogramas gerados para duas varreduras realizadas pelo sistema: na primeira, somente o porta-amostra é colocado, correspondendo à gaussiana (3). Em seguida, a mesma varredura é realizada, contendo a amostra sobre o porta-amostra. Através do deslocamento da gaussiana referente à interface do porta-amostra é possível obter a espessura da amostra.

Na figura, a gaussiana (3) corresponde à interface do porta-amostra, uma lâmina de vidro vazia. As gaussianas (1) e (2) correspondem às interfaces frontal e traseira do cristal, enquanto a gaussiana (4) corresponde novamente à interface do porta-amostra, deslocada devido ao caminho ótico adicionado pela luz ao atravessar o cristal.

A espessura d é dada por:

$$d = v[\Delta t_{21} - \Delta t_{43}] \quad (42)$$

em que v é a velocidade do motor de referência, Δt_{21} é a diferença de tempos para as interfaces 2 e 1 e Δt_{43} é a diferença de tempo entre as interfaces 4 e 3. O índice de refração é então dado por:

$$n_g = \frac{v\Delta t_{21}}{d} \pm \sigma_n \quad (43)$$

Foram realizadas cinco medidas para cada situação: sem e com amostra. Sem a amostra, a interface (3) foi detectada em $(0,98908 \pm 0,0005)$ s, em que a incerteza é devida ao desvio padrão das medidas, cerca de uma ordem de grandeza superior à incerteza no ajuste das gaussianas, que foi desprezado. Na segunda varredura as interfaces (1), (2) e (4) foram detectadas em $(0,41438 \pm 0,0015)$ s, $(1,31478 \pm 0,0015)$ s e $(1,37507 \pm 0,0015)$ s, respectivamente. Utilizando a velocidade do motor de referência como $(1,0011 \pm 0,0009)$ mm/s, a espessura calculada é de $(0,51498 \pm 0,0021)$ mm.

O índice de refração calculado com base na equação (43) é de $(1,7503 \pm 0,0064)$, que novamente está em acordo com o obtido para o eixo ordinário da Safira em 1300 nm, com precisão melhor que o valor obtido utilizando a espessura da amostra medida com um micrômetro.

4.2.2 Resolução axial experimental

A obtenção da resolução axial experimental foi realizada analisando o interferograma obtido. Em um procedimento semelhante ao descrito por Jonathan (2006), a amostra foi trocada por um material com alta reflexão e foi realizada uma aquisição de dados. Nesta medida, foi utilizada uma lâmina de vidro. A aquisição deu-se com velocidade de varredura de $(1,00 \pm 0,04)$ mm/s e taxa de amostragem de 20 KHz. O ajuste gaussiano da envoltória do interferograma produzido por uma das interfaces, conforme exibido na Figura 27, possibilitou a determinação experimental da resolução axial.

Utilizando o ajuste gerado para o tomograma e seu erro, encontramos uma largura temporal FWHM de $(20,89 \pm 0,22) \mu\text{s}$. Desde que a varredura foi realizada à velocidade de $(1,0011 \pm 0,0009) \text{ mm/s}$, a conversão em espaço nos gera a largura espacial de $(20,91 \pm 0,93) \mu\text{m}$, que é a resolução axial experimental do sistema. Esta largura de banda corresponde à resolução axial real, que difere do valor teórico de $(17,49 \pm 0,05) \mu\text{m}$.

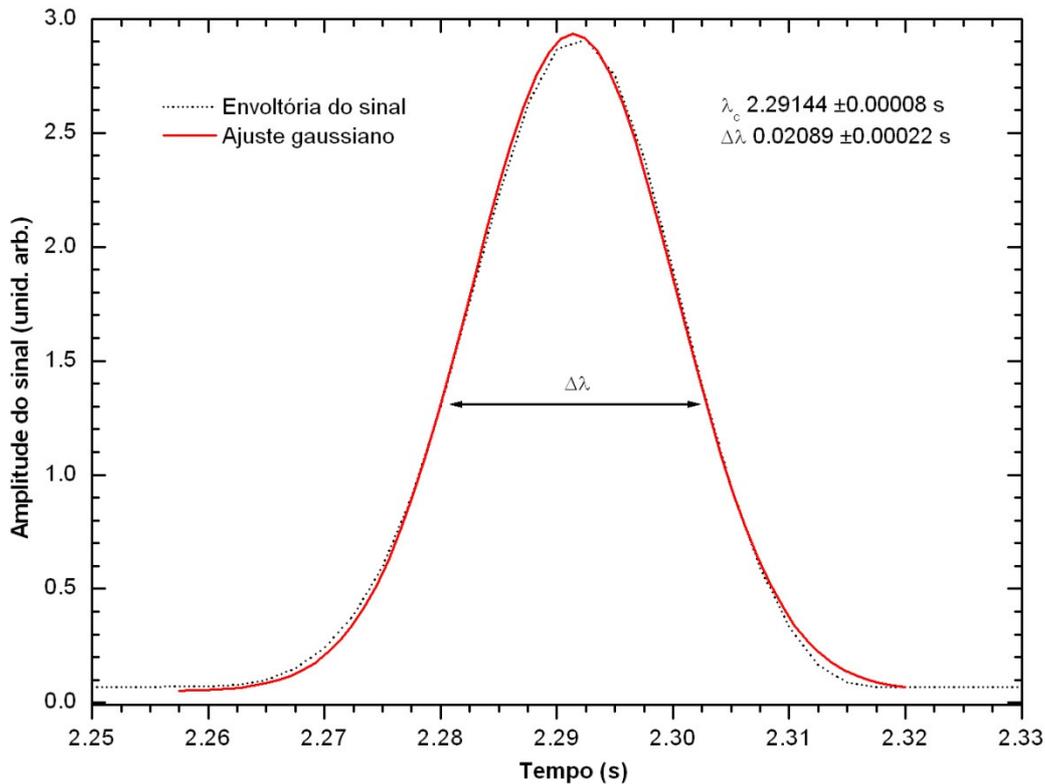


Figura 27: Ajuste gaussiano da envoltória do sinal obtida com transformada de Hilbert para determinação da resolução experimental.

4.3 PERFIL DE ÍNDICE DE UMA FIBRA ÓTICA MULTIMODO

A amostra utilizada foi uma fibra ótica multimodo com índice gradual (50/125 da ofo-Furukawa), com as extremidades coladas sobre uma lâmina de microscópio. As medidas foram compostas a partir de sucessivas varreduras laterais ao longo do eixo x da fibra, conforme representado na Figura 28. Cada varredura lateral foi realizada com $10 \mu\text{m}$ de separação. Este valor está abaixo da resolução transversal, porém neste caso o objetivo estava em encontrar a posição da varredura que cortava o centro da fibra ótica. A Figura 28 evidencia as diversas interfaces presentes na amostra.

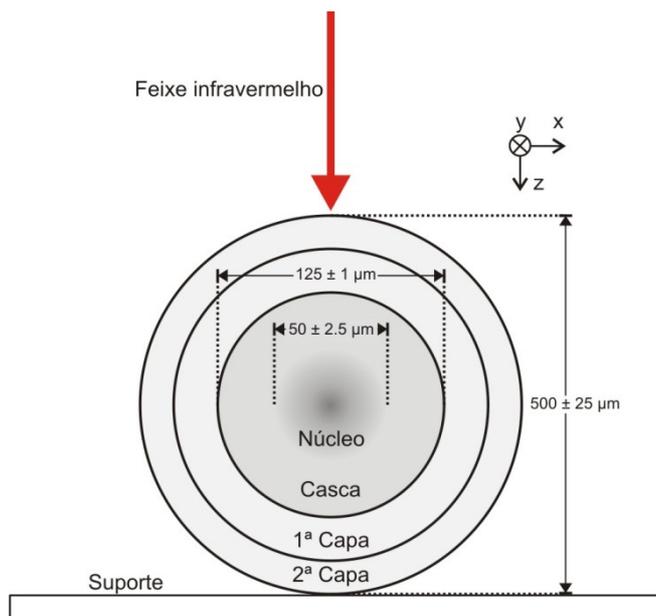


Figura 28: Representação de corte transversal em uma fibra óptica fixada sobre uma lâmina de vidro. Por haver uma interface com transição gradual de índice de refração entre o núcleo e a casca, o contorno do núcleo foi representado sem borda, enquanto o preenchimento gradiente representa o índice de refração gradual.

As varreduras laterais possibilitaram encontrar o centro da fibra, onde o tomograma construído demonstra as interfaces presentes, conforme Figura 29. Porém, devido à inexistência de uma transição degrau dos índices de refração núcleo-casca esta região não originou sinal detectável pelo sistema.

O índice da casca foi calculado a partir da diferença de tempo medida entre o centro das gaussianas ajustadas das interfaces c e d , mostrados na tabela I: $\Delta t_{cd} = (0,18409 \pm 0,00013)$ s. Com a velocidade de varredura do braço de referência de $(1,0011 \pm 0,0009)$ mm/s, espessura da região da casca de (125 ± 1) μm , este intervalo de tempo produz um índice de refração de grupo igual a $n = (1,4743 \pm 0,0038)$. Todavia, devido ao esquema de detecção, este valor é composto por ambos os índices, do núcleo e da casca. Para efeito de comparação, o índice fornecido pelo fabricante para o núcleo é 1,479 em 1300 nm. A detecção das interfaces do núcleo é necessária para obter valores mais apurados.

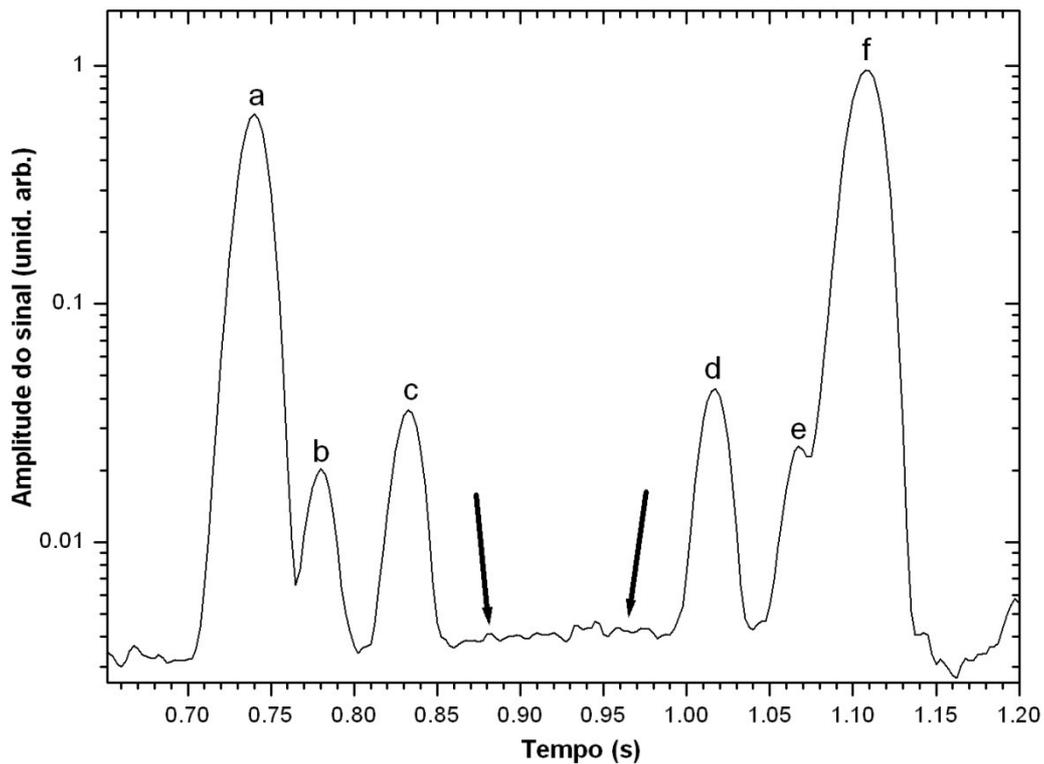


Figura 29: Tomograma de uma fibra ótica multimodo com duas camadas de capa. As letras (a) à (f) representam as várias interfaces através do centro da fibra: (a) ar-segunda capa, (b) segunda capa-primeira capa, (c) primeira capa-casca. As interfaces (d), (e) e (f) são equivalentes às primeiras. As flechas indicam as posições onde as interfaces casca-núcleo seriam esperadas.

Tabela I: Medidas temporais das interfaces da fibra ótica multimodo.

Interface	Tempo (s)
a	$0,73954 \pm 0,00008$
b	$0,77967 \pm 0,00011$
c	$0,83237 \pm 0,00010$
d	$1,01646 \pm 0,00008$
e	$1,06814 \pm 0,00011$
f	$1,10757 \pm 0,00014$

4.4 IMAGENS CONSTRUÍDAS

4.4.1 Rede de período longo gravada com arco elétrico

A rede de período longo com gravação via arco elétrico (REGO, G., FALATE, R., SANTOS, J. L. *et al*, 2005) foi amostrada através de OCT para a visualização dos pontos gravados. Neste tipo de gravação aplica-se uma descarga elétrica através da fibra causando sua fusão neste ponto, gerando um defeito visível a olho nu. Na rede utilizada os pontos foram gravados com espaçamento nominal de 605 μm .

Na Figura 30 é exibido um diagrama da LPG gravada via arco elétrico, em que os pontos gravados através da descarga atravessam a fibra, causando uma modulação de índice em toda sua extensão transversal. Na Figura 31 é exibida a imagem construída a partir de varreduras laterais realizadas em passos de $35 \mu\text{m}$, valor próximo à resolução transversal do sistema. Nela, é possível visualizar os pontos gravados na fibra ótica.

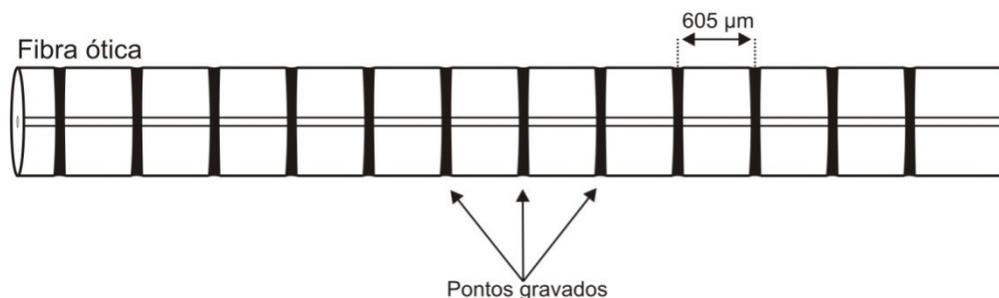


Figura 30: Diagrama de uma fibra ótica contendo os pontos gravados via arco elétrico.

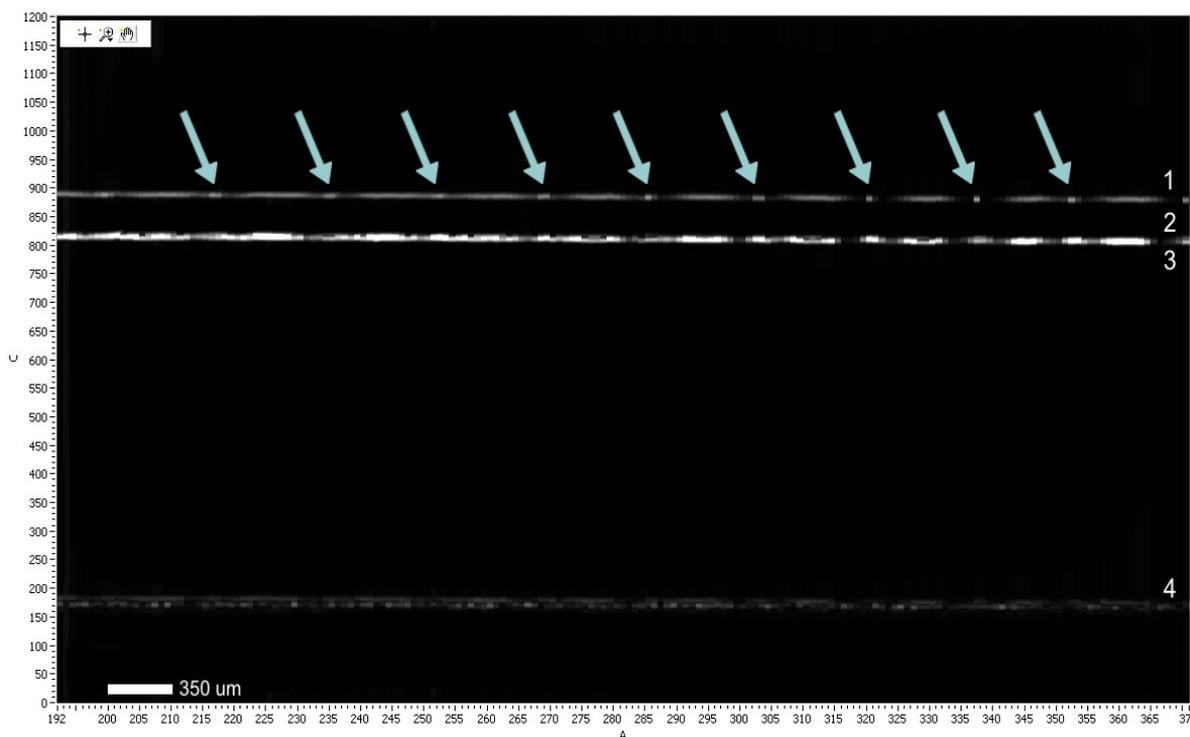


Figura 31: Imagem bidimensional da rede de período longo gravada com arco elétrico. Nos pontos indicados foi aplicado o arco elétrico, originando a modulação do índice.

Para quantificar o valor do período de modulação, os pontos referentes à primeira interface da fibra ótica foram analisados segundo a amplitude do sinal, conforme exibido na Figura 32. Os pontos são caracterizados pelas regiões pontiagudas, enquanto a região entre eles tem uma transição suave. Realizando a transformada de Fourier do espaço, obtemos a frequência espacial da modulação. A

inversão do espectro de frequências produz os valores referentes aos períodos, cujo valor predominante está evidenciado na Figura 33.

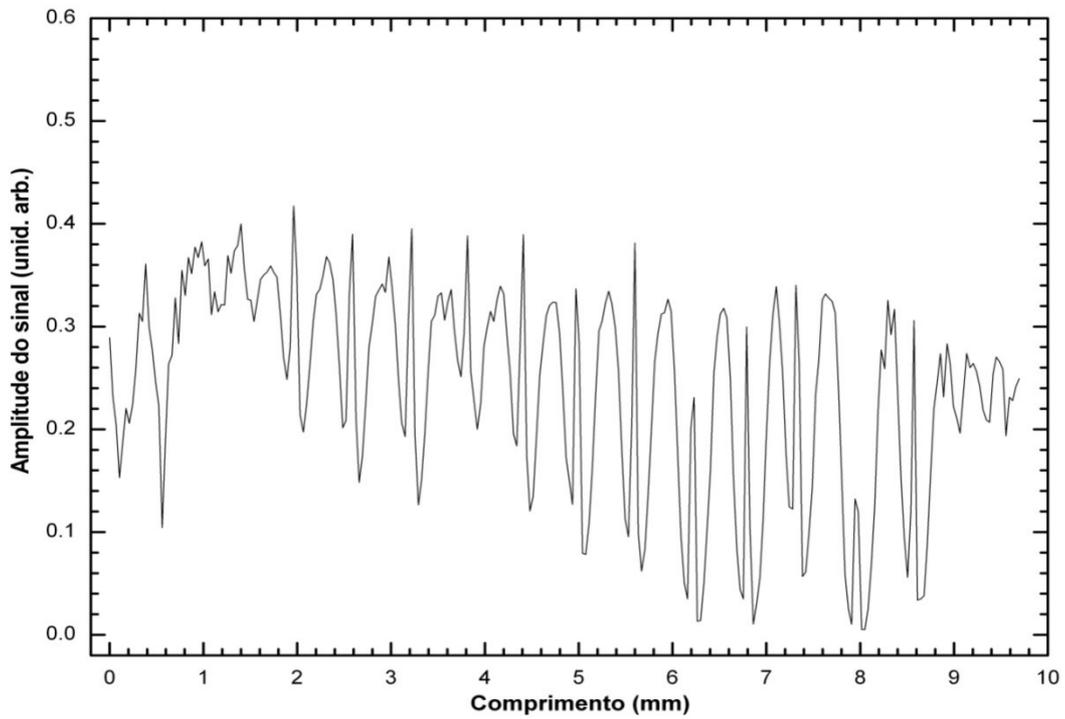


Figura 32: Amplitude do sinal refletido na primeira interface da fibra ótica em função da posição espacial.

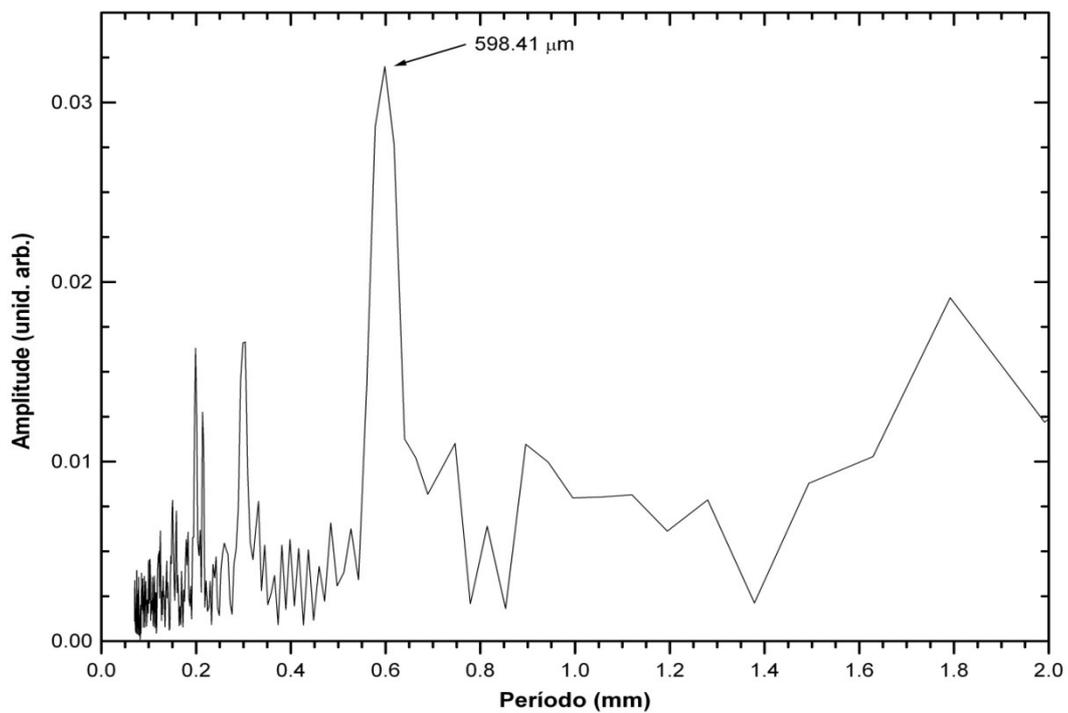


Figura 33: Período da LPG obtido através de transformada de Fourier.

A disparidade entre o valor nominal da gravação e o valor encontrado tem os seguintes agentes: incerteza na gravação do ponto da LPG, o que causa uma diferença entre o valor nominal e o valor medido. A incerteza do motor que realiza o passo lateral, já que o envio do comando para um passo de 35 μm teve como resultado um movimento de $(35,00 \pm 0,06) \mu\text{m}$; Por último, a resolução da transformada rápida de Fourier.

4.4.2 Rede de período longo gravada opticamente

Obteve-se através do sistema de OCT a imagem bidimensional para uma rede de período longo (LPG) gravada opticamente através de escrita ponto a ponto com período nominal de 415 μm (COSTA, KAMIKAWACHI, MULLER *et al*, 2009). A Figura 34 exhibe um diagrama da LPG contendo os pontos gravados, cuja visualização é esperada através de OCT. A Figura 35 exhibe o resultado da construção da imagem, a partir da união de varreduras laterais adjacentes realizadas pelo sistema de OCT no dispositivo, e corresponde a secção transversal da fibra ótica posicionada sobre lâmina de vidro. As varreduras foram realizadas ao longo de 7 mm da fibra ótica a passos laterais de 35 μm , totalizando 371 varreduras. O tamanho do passo lateral é devido à resolução do sistema utilizado. Para cada varredura transversal (*B-scan*) foi realizada uma varredura axial (*A-scan*) com curso de 2 mm e velocidade de 1 mm/s. A amostragem do sinal deu-se à taxa de 20 KHz.

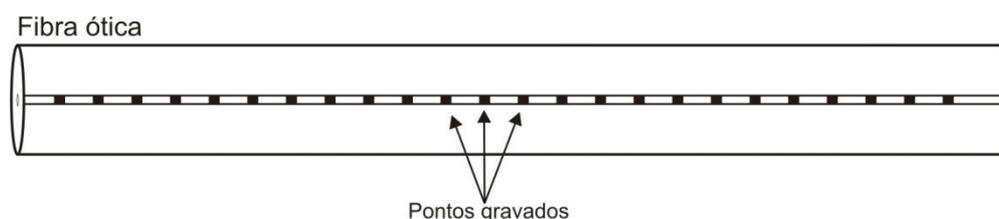


Figura 34: Diagrama de uma fibra ótica contendo os pontos gravados via gravação ótica no interior do núcleo.

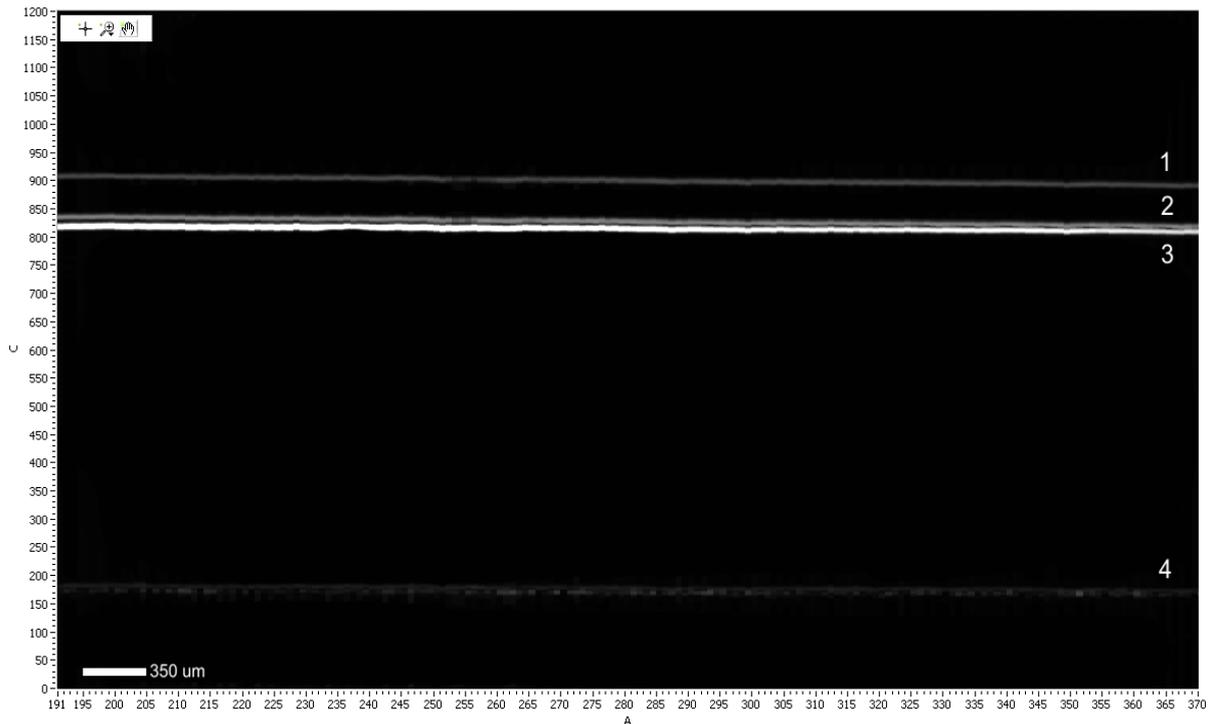


Figura 35: Seção transversal da rede de período longo fixada sobre lâmina de vidro.

Na imagem construída não é possível visualizar os pontos da rede, como no caso da gravação via arco elétrico. Uma das razões é a possibilidade da gravação ótica gerar uma pequena mudança do índice de refração do núcleo da fibra, cuja variação não é detectável pelo sistema de OCT. Outra possibilidade fundamenta-se na teoria de que na gravação ótica o defeito está confinado no núcleo da fibra, onde há a fotossensibilização. Na fibra monomodo utilizada o diâmetro do núcleo é de 9 μm , menor que a resolução do sistema.

Na Figura 36 verifica-se um tomograma gerado a partir da varredura axial da fibra ótica. Nela, verifica-se a presença das interfaces da fibra e da lâmina de vidro.

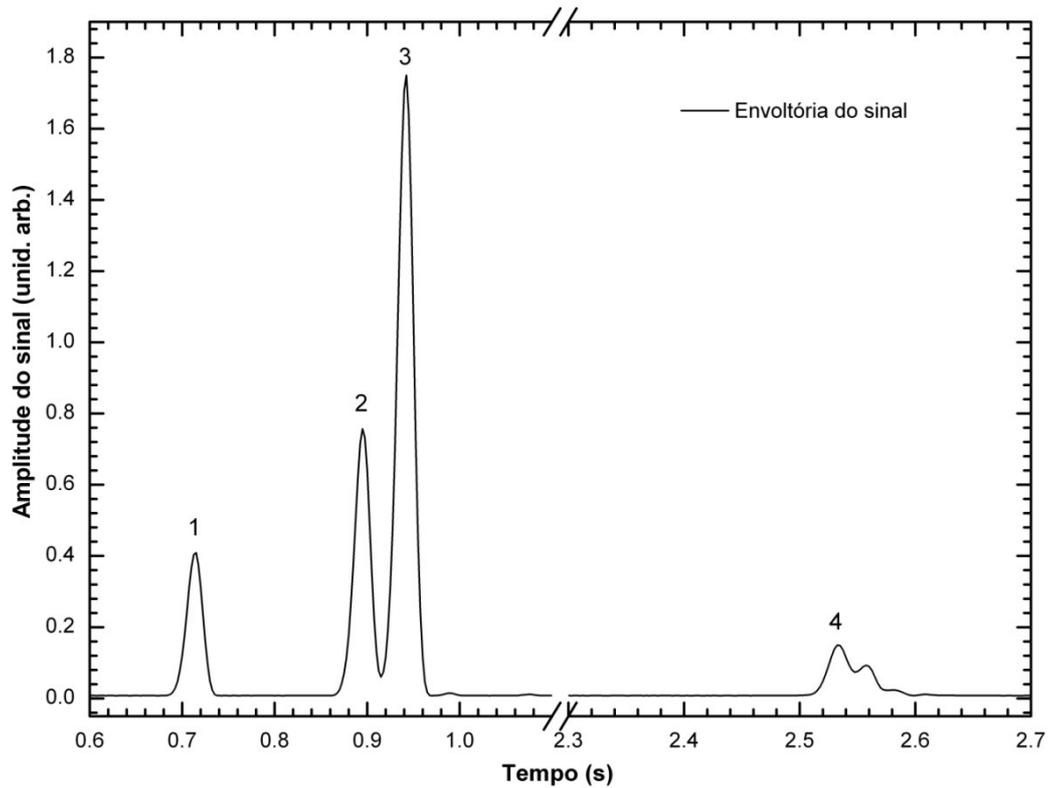


Figura 36: Tomograma gerado a partir da quinta varredura axial na fibra ótica. Os picos numerados de 1 a 4 correspondem às interfaces exibidas na Figura 35.

Enumeradas na figura as interfaces representam: 1) a primeira interface da fibra ótica com o ar, 2) segunda interface da fibra, seguida imediatamente pela primeira interface da lâmina de vidro (3); 4) a segunda interface do vidro, juntamente com interface do suporte de amostras.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 CONCLUSÕES

As partes mecânicas desenvolvidas resultaram em um sistema estável, que necessita de pouca intervenção do usuário para ajustes. Após o alinhamento dos braços de referência e de amostra, o único ajuste realizado rotineiramente é o de focalização da amostra, feito através do estágio manual em Z a cada novo posicionamento de amostra. Os alinhamentos dos braços foram realizados uma única vez desde a montagem do sistema.

O programa de controle e aquisição desenvolvido possibilita uma ampla configuração do sistema, permitindo inclusive que o OCT funcione em modo LCI (interferômetro de baixa coerência). É possível a obtenção de interferogramas com três protocolos de aquisição, que minimiza o tempo de aquisição quando o resultado desejado não é uma imagem com profundidade em prioridade, mas imagens seccionais alternativas. A construção de imagens bidimensionais que está incorporada ao programa monta em tempo real uma imagem bidimensional em tons de cinza a partir dos tomogramas obtidos. Os sinais adquiridos passam por um processamento, onde é retirada a envoltória através de uma transformada de Hilbert. Para melhorar o contraste, a imagem é construída em escala logarítmica e é normalizada, onde o maior sinal recebido corresponderá à cor branca. Todas as varreduras são armazenadas em disco, o que permite recuperá-las em momento posterior.

A principal contribuição deste trabalho diz respeito à aplicação de tomografia por coerência ótica na análise de dispositivos fotorrefrativos em fibras óticas. Esta análise é desejável a partir do momento em que se deseja aperfeiçoar estes dispositivos. Os resultados demonstram a viabilidade do sistema de OCT para a análise de fibras óticas e dispositivos sensores fabricados pelo grupo. O melhor resultado foi obtido examinando uma rede de período longo gravada com arco elétrico, onde os pontos são facilmente percebidos na imagem construída. Para a rede gravada óticamente, a pequena dimensão do ponto gravado limita a utilização do atual sistema: neste caso, ela é menor que da resolução do sistema. Para a rede via arco elétrico esta dimensão é de ordem superior, o que possibilita a visualização do ponto inclusive a olho nu. Desta forma, para obter resultados positivos com redes

gravadas óticamente faz-se necessário aprimorar o sistema construído, tanto em nível de *hardware*, melhorando a resolução do sistema, quanto em nível de *software*, aperfeiçoando as técnicas de construção de imagens. Os trabalhos futuros apontam algumas melhorias que podem ser realizadas no sistema nesses dois âmbitos.

5.2 TRABALHOS FUTUROS

Os principais aprimoramentos a serem realizados no atual sistema concentram-se em melhorias no processamento e exibição dos sinais coletados. A mais importante melhoria vislumbrada neste momento para a parte física está em melhorar a resolução do sistema, através da utilização de novos componentes; neste caso pode ser realizada a mudança da atual fonte ótica por outra com maior largura de banda, a substituição das lentes GRIN por outras lentes colimadoras com maior largura do feixe de saída ou ainda a alteração da lente objetiva, por exemplo. Lentes objetivas com maior abertura numérica aumentam a resolução transversal, sempre tendo em mente seu compromisso com a profundidade de foco: o aumento daquela implica na diminuição desta. Estas melhorias visam melhorar tanto a resolução axial quanto a transversal do atual sistema.

Nos braços de referência e de amostra pode ser incluso ainda um componente para o controle de polarização. O objetivo é melhorar a amplitude e qualidade do sinal, já que a interferência gerada pela superposição dos feixes sobre o fotodetector é influenciada pelo plano de polarização de cada feixe: somente quando ambos tiverem a mesma polarização ocorrerá a máxima interferência, correspondendo a uma amplitude mínima na interferência destrutiva e à máxima na construtiva.

O processamento e exibição dos sinais é objeto passível de diversas melhorias: atualmente o sinal recebido é processado da seguinte maneira: após sua leitura, este passa pela remoção do nível DC proveniente do interferômetro, é tomado seu valor absoluto e, em seguida a envoltória é retirada do sinal através da transformada de Hilbert. Esta envoltória passa por uma reamostragem, onde o número de pontos iniciais é reduzido para economia de espaço em disco. Este processamento, anterior à geração de imagens pode ser melhorado da seguinte maneira: incorporação de filtros digitais para a eliminação de ruídos bem conhecidos, como, por exemplo, o sinal de 60 Hz proveniente da rede elétrica,

visualizado principalmente quando a amostra é pouco reflexiva e o sinal obtido é de pequena amplitude. A obtenção da envoltória do sinal pela transformada de Hilbert é um procedimento que utiliza grande carga computacional. A utilização de filtros morfológicos para esta função, por exemplo, diminuiria este processamento, que resulta em um programa mais “leve”.

Outra etapa a ser desenvolvida em trabalhos futuros é a melhoria da geração de imagens: atualmente, incorporada ao programa, está a geração de imagens bidimensionais em escala logarítmica. Faz-se necessária a utilização de algoritmos para melhorar o contraste da imagem e permitir a visualização de detalhes que produzem sinal de menor amplitude. Uma das técnicas para este fim é a geração da imagem em cores falsas no lugar de tons de cinza. A futura incorporação no programa da interpolação de varreduras vizinhas visa também melhorar a nitidez da imagem. Por fim, é desejada a geração de imagens tridimensionais da amostra em prova, a partir da união das varreduras laterais.

REFERÊNCIAS

- ADLER, D. C. Digital Signal Processing Techniques for Optical Coherence Tomography: Spectroscopic OCT and OCT Image Enhancement. MIT, 2004.
- ALAROUSU, E. Low coherence interferometry and optical coherence tomography in paper measurements. Acta Univ. Oul. C 256, 2006.
- BOPPART, S. A., BOUMA, B. E., PITRIS, C., SOUTHERN, J. F., BREZINSKI, M. E., FUJIMOTO, J. G., *In vivo* cellular optical coherence tomography imaging. Nature Med 4, p. 861-865, 1998.
- BOUMA, B. E., TEARNEY, G. J., Handbook of Optical Coherence Tomography, p. 1-41. Informa Health Care, New York, 2002.
- BREZINSKI, M. E., Optical coherence tomography: principles and applications. Academic Press, 2006.
- CHANG, S., CHENG, Y., LARIN, K. V., MAO, Y., SHERIF, S., FLUERARU, C., Optical coherence tomography used for security and fingerprint-sensing applications. IET Image Process., Vol. 2, No. 1, p. 48–58, 2008.
- CHEN, Y., AGUIRRE, A. D., HSIUNG, P. L., HUANG, S. W., MASHIMO, H., SCHMITT, J. M., FUJIMOTO, J. G., Effects of axial resolution improvement on optical coherence tomography (OCT) imaging of gastrointestinal tissues. Opt. Express 16 (4), p. 2469- 2485, 2008.
- CHOMA, M. A., SARUNIC, M. V., YANG, C., IZATT, J. A., Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. Optics Express 11 (18), p. 2183-2189, 2003.
- CHRISTENSEN, D. A., Ultrasonic Bioinstrumentation. John Wiley & Sons, New York, 1988.
- CLEMENTS, J. C., ZVYAGIN, A. V., SILVA, K. K. M. B. D., WANNER, T., SAMPSON, D. D., COWLING, W. A., Optical coherence tomography as a novel tool for non-destructive measurement of the hull thickness of lupin seeds. Plant Breeding 123, p. 266-270, 2004.
- COSTA, R. Z. V., KAMIKAWACHI, R. C., MULLER, M., FABRIS, J. L., Thermal characteristics of long-period gratings 266 nm UV-point-by-point induced. Opt. Commun. 282, p. 816-823, 2009.
- DE BOER, J. F., SRINIVAS, S. M., MALEKAFZALI, A., CHEN, Z. P., NELSON, J. S., Imaging thermally damaged tissue by polarization sensitive optical coherence tomography. Opt. Express 3, p. 212-218, 1998.
- DYER, S. D., ROCHDFORD, K. B., ROSE, A. H., Fast and accurate low-coherence interferometric measurements of fiber Bragg grating dispersion and reflectance. Optics Express 5, No. 11, p. 262-266, 1999.

- DREXLER, W., *In vivo* ultrahigh resolution optical coherence tomography. *Opt Lett* 24, p. 1221-1223, 1999.
- DUFOUR, M. L., LAMOUCHE, G., DETALLE, V., GAUTHIER, B., SAMMUT P. Low-coherence interferometry, an advanced technique for optical metrology in industry, *WCNDT 2004*, vol. 47 issue 4, p. 216-219, 2005.
- DUNKERSA, J. P., PARNASA, R. S., ZIMBAA, C. G., PETERSONA, R. C., FLYNNA, J. P., FUJIMOTO, J. G., BOUMAB, B. E., Optical coherence tomography of glass reinforced polymer composites. *Composites: Part A* 30, p. 139–145, 1999.
- ERGAN, P., WHELAN, M. P., LAKESTANI, F., CONNELLY, M. J., Random depth acces full-field low-coherence interferometry. *Optics and Lasers in Engineering* 45, p. 523-529, 2007.
- FERCHER, A. F., DREXLER, W., HITZENBERGER C. K., LASSER, T. Optical coherence tomography - principles and applications. *Rep. Prog. Phys.* 66, p. 239–303, 2003.
- FERCHER, A. F., HITZENBERGER, C.K., KAMP, G., EL-ZAIAT, S. Y. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Optics Communications*, 117(1), p. 43-48, 1995.
- FREITAS, A. Z., Caracterização de tecidos biológicos através de tomografia por coerência óptica. Tese de doutorado, INPE, 2007.
- FUJIMOTO, J. G. Optical Coherence Tomography. *C. R. Acad. Sci.*, series IV, 2, p. 1099-1111, 2001.
- GOODMAN, J. W., *Statistical Optics*, p. 164–169. John Wiley and Sons, New York, 1985.
- GOWAR, J., *Optical Communication Systems*, 2nd edition. Prentice Hall, London, 1993.
- HARUNA, M., OHMI, M., INOUE, S., MARUYAMA, H., IHARA, K., NAKAGAWA, S. Low Coherence interferometry for simultaneous measurement of refractive index and thickness. *Lasers and Electro-Optics*, vol. 1, p. 64-65, 1999.
- HEE, M. R., HUANG, D., SWANSON, E. A., FUJIMOTO, J. G., Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging. *J. Opt. Soc. Am. A* 9, p. 903-908, 1992.
- HECHT, E., *Optics*, 2nd edition. Addison-Wesley Publishing Company, Menlo Park, 1990.
- HUANG, D., SWANSON, E. A., LIN, C. P., SCHUMAN, J. S., STINSON, W. G., CHANG, W., HEE, M. R., FLOTTE, T., GREGORY, K., PULIAFITO, C. A., FUJIMOTO, J. G., Optical coherence tomography. *Science*, 254, p. 1178-81, 1991.

- IFTIMIA, N. V., HAMMER, D. X., FERGUSON, R. D., MUJAT, M., VU, D., FERRANTE, A. A., Dual-beam Fourier domain optical Doppler tomography of zebrafish. *Optical Express* 16 (18), p. 13624-13636, 2008.
- JONATHAN, E., Non-contact and non-destructive testing of silicon V-grooves: A non-medical application of optical coherence tomography (OCT). *Optics and Lasers in Engineering* 44, p. 1117-1131, 2006.
- KEMPE, M., RUDOLPH, W., Analysis of heterodyne and confocal microscopy for illumination with broad-bandwidth light. *J. Mod. Opt.* 43, p. 2189-2204, 1996.
- KEREN, S., BRAND, E., LEVI, Y., LEVIT, B., HOROWITZ, M., Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry. *Opt. Lett.* 27, p. 125-127, 2002.
- KUO, W. C., HSIUNG, M. W., SHYU, J. J., CHOU, N. K., YANG, P. N., Assessment of arterial characteristics in human atherosclerosis by extracting optical properties from polarization-sensitive optical coherence tomography, *Optics Express* 16 (11), 8117-8125, 2008.
- KYOTOKU, B. B. C., Desenvolvimento de um sistema de imageamento usando a tomografia por coerência óptica no domínio temporal e de Fourier. Dissertação de mestrado, UFPE, 2006.
- LIANG, H., CID, M. G., CUCU, R. G., DOBRE, G. M., PODOLEANU, A. Gh., PEDRO, J., SAUNDERS, D., En-face optical coherence tomography – a novel application of non-invasive imaging to art conservation. *Optics Express* 13 (16), p. 6133-6144, 2005.
- MAO, Y., FLUERARU, C., SHERIF, S., CHANG, S., High performance wavelength-swept laser with mod-locking technique for optical coherence tomography, *Optics Communications* 282, p. 88-92, 2009.
- MARKS, D. L., OLDENBURG, A. L., REYNOLDS, J. J. e BOPPART, S. A., Digital algorithm for dispersion correction in optical coherence tomography for homogeneous and stratified media. *Appl. Opt.* 42 (2), p. 204-217, 2003.
- McLAUGHLIN, R. A., WILLIAMSON, J. P., PHILLIPS, M. J., ARMSTRONG, J. J., BECKER, S., HILLMAN, D. R., EASTWOOD, P. R., SAMPSON, D. D., Applying anatomical optical coherence tomography to quantitative 3D imaging of the lower airway, *Optics Express* 16 (22), p. 17521-17529, 2008.
- MERINO, D., DAINTY, C., BRADU, A., PODOLEANU, A. Gh., Adaptive optics enhanced simultaneous *en-face* optical coherence tomography and scanning laser ophthalmoscopy, *Optics express* 14 (8), p. 3345-3353, 2006.
- MORGNER, U., DREXLER, W., KARTNER, F. X., LI, X. D., PITRIS, C., IPPEN, E. P., FUJIMOTO, J. G., Spectroscopic optical coherence tomography. *Opt. Lett.* 25 (2), p. 111-113, 2000. *Optics Express* 13 (16), p. 6133-6144, 2005.

- PAN, Y., BIRNGRUBER, R., ROSPERICH, J., ENGELHARDT, R., Low-Coherence optical tomography in turbid tissue: theoretical analysis. *Appl. Opt.* 34(28), p. 6564-6574, 1995.
- POVAZAY, B., BIZHEVA, K., UNTERHUBER, A., HERMANN, B., FERCHER, A. F., DREXLER, W., APOLONSKI, A., WADSWORTH, W. J., KNIGHT, J.C., RUSSEL, P. St. J., VETTERLEIN, M., SCHERZER, E., Submicrometer axial resolution optical coherence tomography, *Opt. Lett.* 27, p. 1800-1802, 2002.
- PUVANATHASAN, P, RESCH, K. J., LUNDEEN, J.S., MITCHELL, M. W., BIZHEVA, K., Dispersion cancelled low coherence interferometry, BIOS, 2008.
- REGO, G., FALATE, R., SANTOS, J. L., SALGADO, H. M., FABRIS, J. L., SEMJONOV, S. L., DIANOV, E. M., Arc-induced long-period gratings in aluminosilicate glass fibers. *Opt. Lett.* 30, 16, p. 2065-2067, 2005.
- SALEH, B. E. A., TEICH, M. C., *Fundamentals of photonics*, p. 85-87. John Wiley & Sons, New York, 1991.
- SCHMITT J. M., LEE S. L., YUNG, K. M., An optical coherence microscope with enhanced resolving Power. *Opt. Commun.* 142, p.203–207, 1997.
- SCHMITT, J. M., OCT elastography: imaging microscopic deformation and strain of tissue. *Opt. Express* 3 (6), p. 199-211, 1998.
- SCHMITT, J. M., Optical Coherence Tomography (OCT): A Review. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (4), p. 1205-1215, 1999.
- SORIN, W. V., GRAY, D. F., Simultaneous Thickness and Group Index Measurement Using Optical Low-Coherence Reflectometry. *IEEE Photonics Technology Letters* 4, p. 105-107, 1992.
- STIFTER, D., Beyond biomedicine: a review of alternative applications and developments for optical coherence tomography. *Appl. Phys. B*, 88, pg. 337-357, 2007.
- STUMPF, M. C., ZELLER, S. C., SCHLATTER, A., OKUNO, T., SÜDMEYER, T., KELLER, U., Compact Er:Yb:glass-laser-based supercontinuum source for high-resolution optical coherence tomography, *Optics Express* 16 (14), p. 10572-10579, 2008.
- SZKULMOWSKI, M., SZKULMOWSKA, A., BAJRASZEWSKI, T., KOWALCZYK, A., WOJTKOWSKI, M., Flow velocity estimation using joint Spectral and Time domain Optical Coherence Tomography. *Optics Express*, 16 (9), p. 6008-6025, 2008.
- TARGOWSKI, P., ROUBA, B., GÓRA, M., TYMINSKA-WIDMER, L., MARCZAK, J., KOWALCZYK, A., Optical Coherence Tomography in Art Diagnostics and Restoration. *Appl. Phys. A*, 92, p. 1-9, 2008.

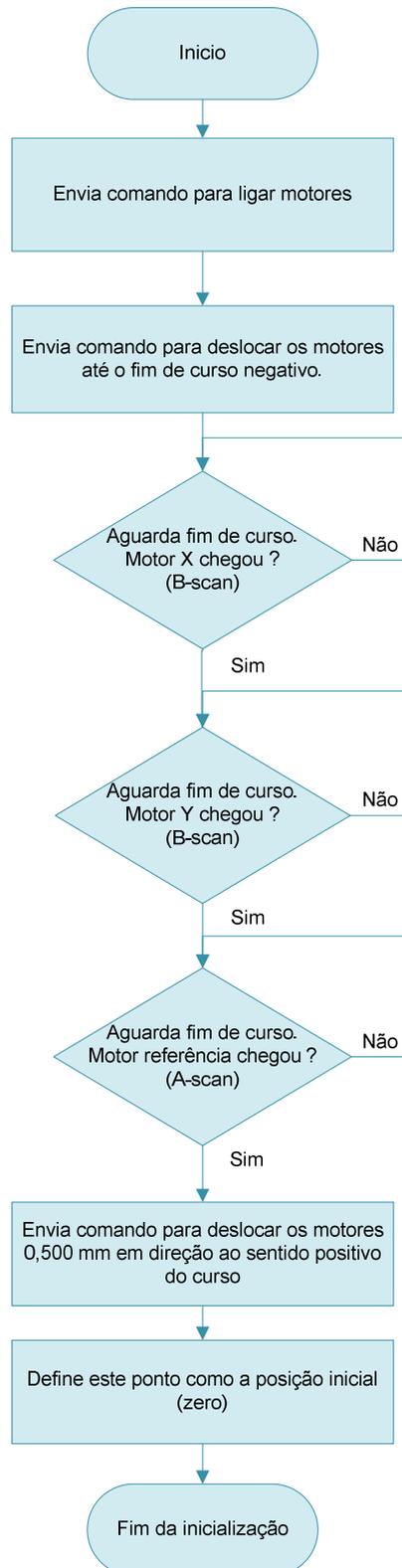
- ThorLabs INT-MSI-1300. Michelson Type OCT Interferometer Operation Manual. Disponível em <http://www.thorlabs.com/Thorcat/16500/16508-D01.pdf>
- VUOLO, J. H., Fundamentos da teoria de erros. São Paulo: Blucher, 1996.
- WALSH, J. H., LEIGH, M. S., PADUCH, A., MADDISON, K. J., PHILIPPE, D. L., ARMSTRONG, J. J., SAMPSON, D. D., HILLMAN, D. R., EASTWOOD, P. R., Evaluation of pharyngeal shape and size using anatomical optical coherence tomography in individuals with and without obstructive sleep apnoea. *J. Sleep Res.* 17, p. 230-238, 2008.
- WANG, R. K., TUCHIN, V. V., Optical Coherence Tomography – Light Scattering and Imaging Enhancement. In: Tuchin V V (ed), *Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science, Volume 2, Part IV, Optical Coherence Tomography*, Chap. 13, Kluwer Academic Publishers, Boston, USA, 2004.
- WILHELM, R., COURTEVILLE, A., GARCIA, F., A novel, low coherence fibre optic interferometer for position and thickness measurements with unattained accuracy. *Proceedings of SPIE 6189 - Optical Sensing II* (2006).
- ZHAO, Y. H., CHEN, Z. P., SAXER, C., XIANG, S. H., DE BOER, J. F., NELSON, J. S., Doppler standard deviation imaging for clinical monitoring of in vivo human skin blood flow. *Opt. Lett.* 25, 114, p. 1358-1360, 2000.

APÊNDICE A FLUXOGRAMAS

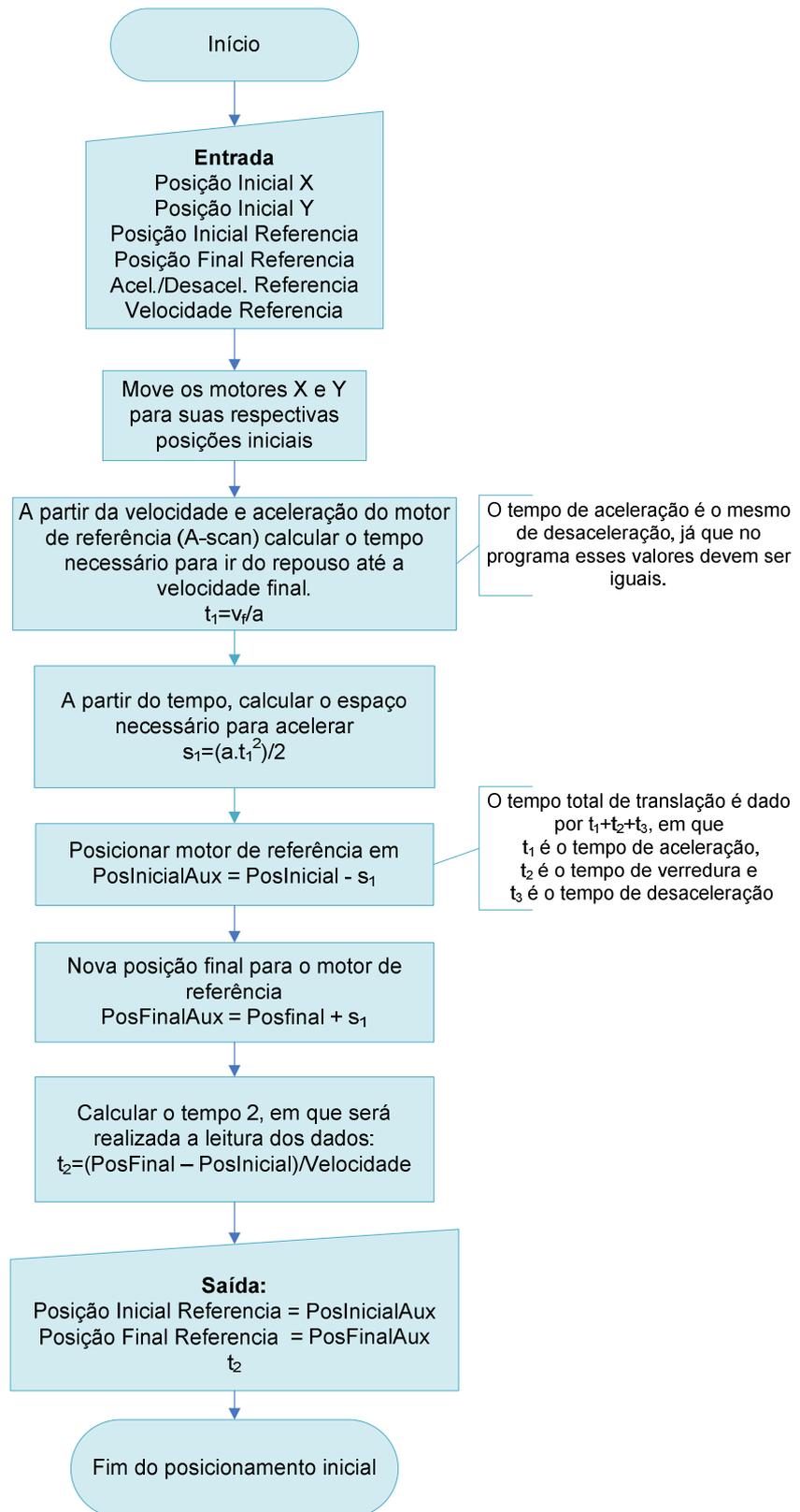
O sistema de aquisição pode ser representado simplificado pelo fluxograma abaixo. Cada processo, encerrado por um retângulo, contém uma série de comandos necessários para o cumprimento da tarefa e estão detalhados nas próximas páginas.



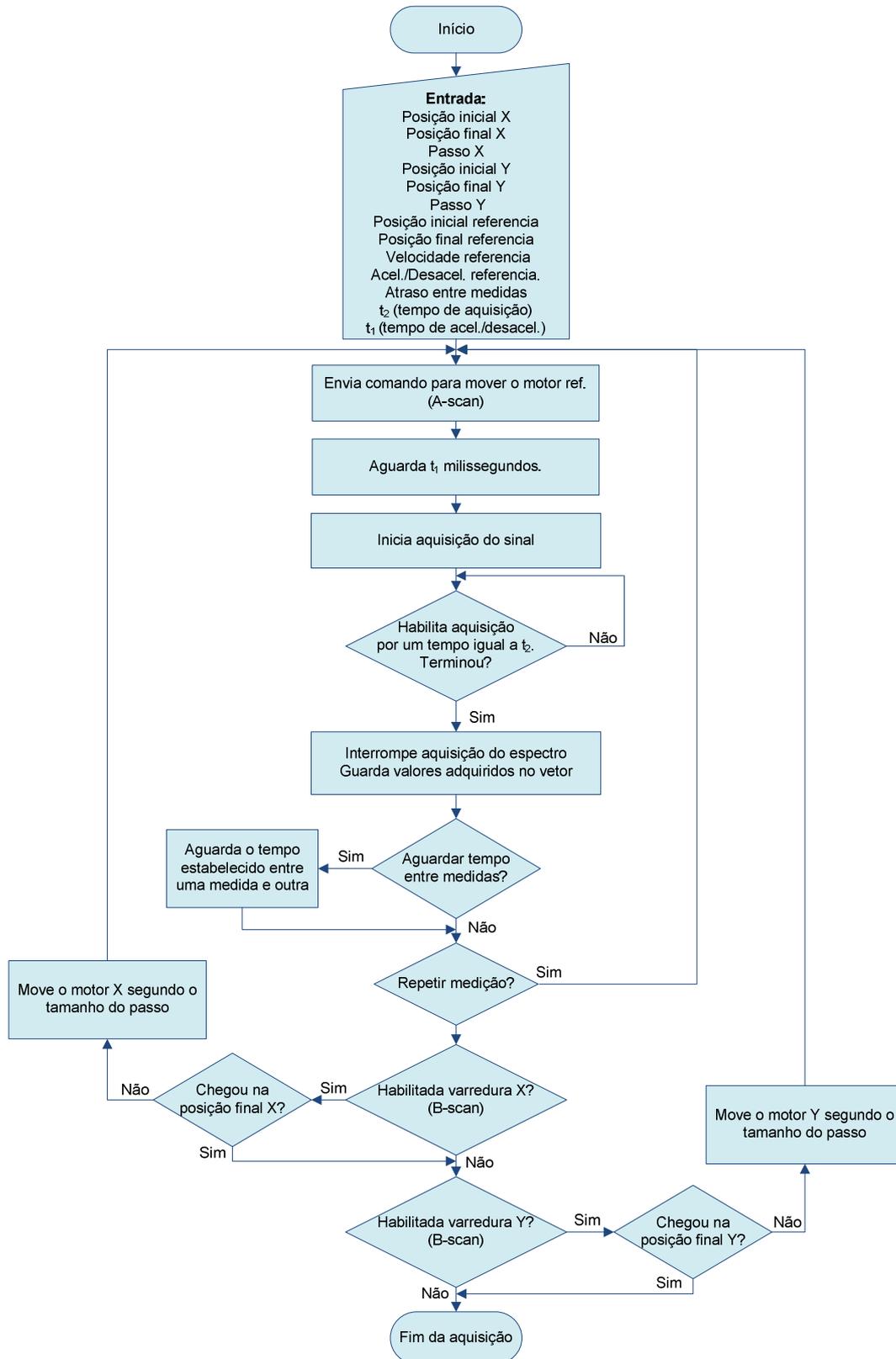
A.1 Inicialização dos motores



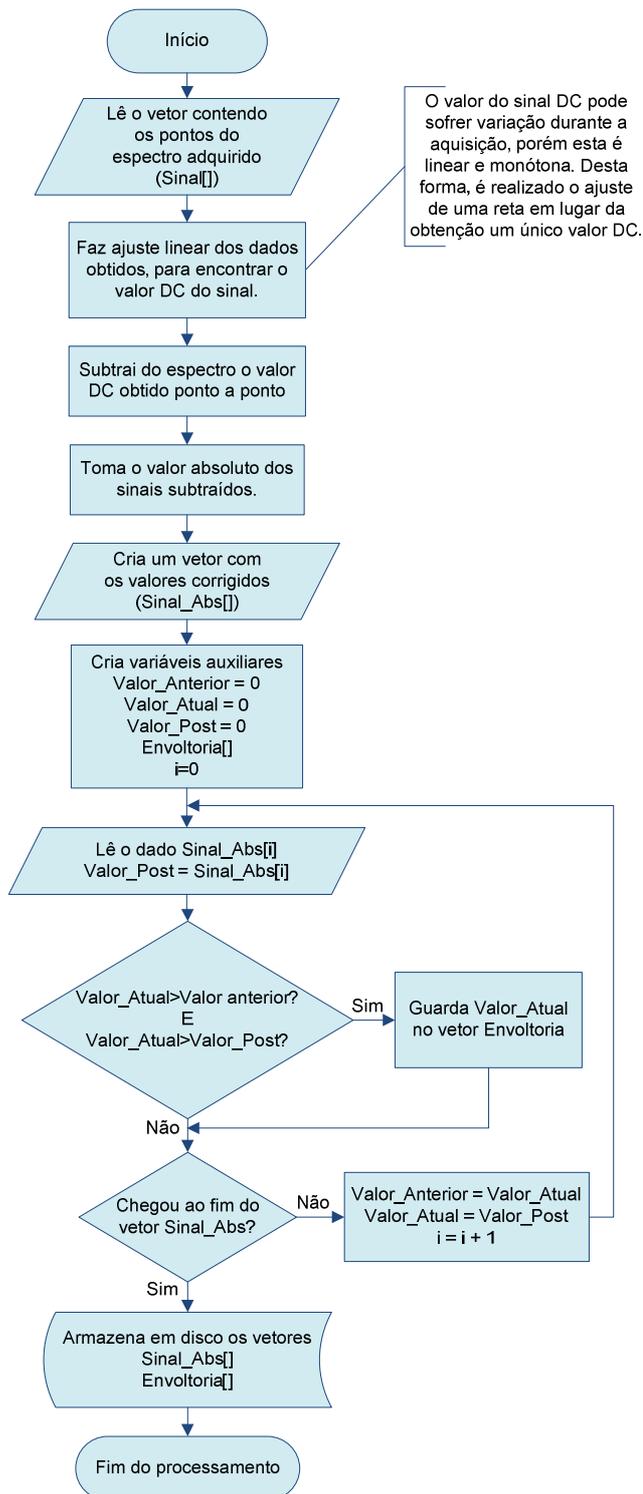
A.2 Posicionamento inicial



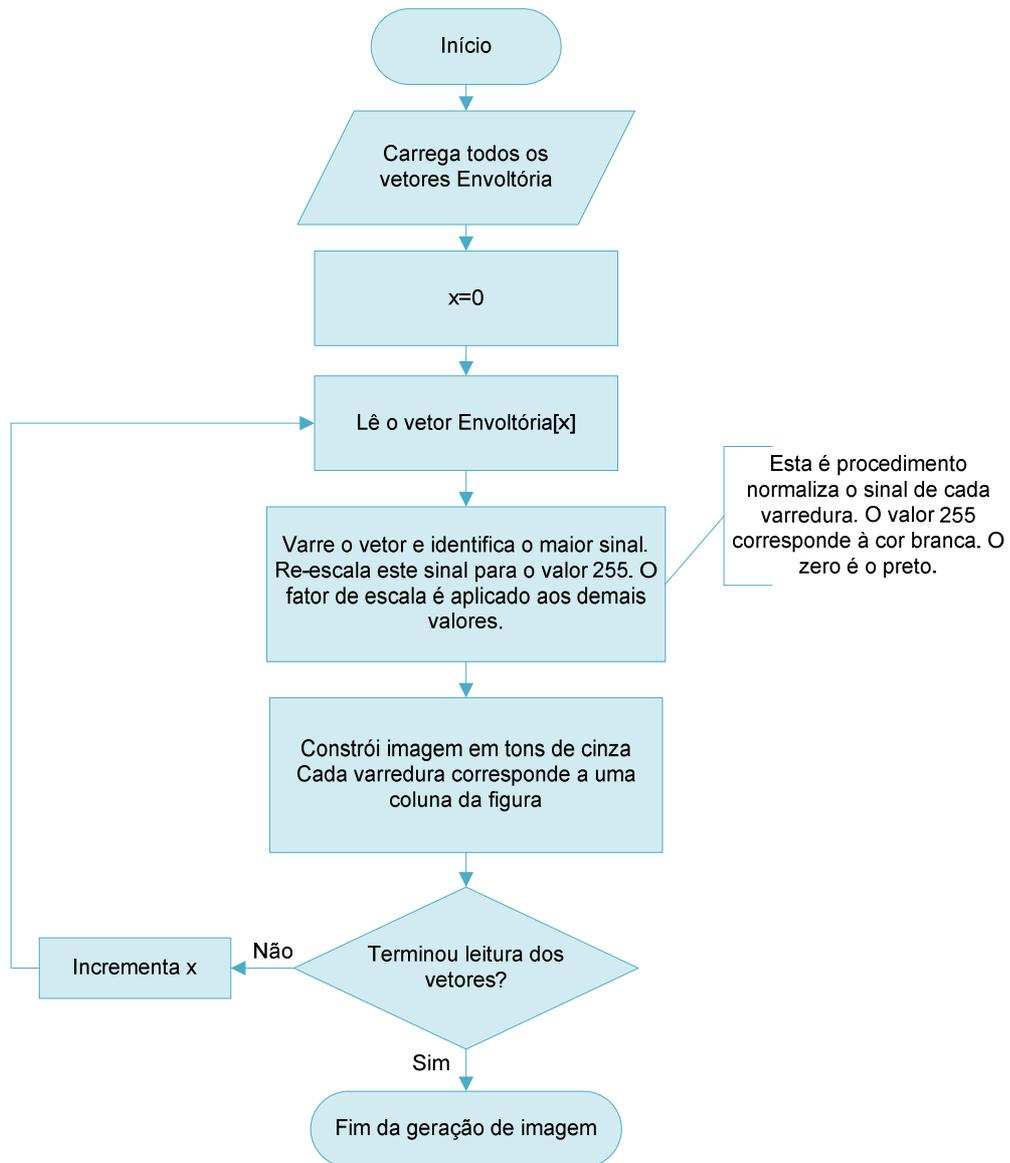
A.3 Aquisição de dados



A.4 Processamento dos sinais



A.4 Construção da imagem



ANEXO

Nesta seção é apresentada a referência ao artigo desenvolvido e publicado ao longo do curso de mestrado.

FERNANDO A. M. SACCON, MARCIA MULLER, JOSÉ L. FABRIS, “Optical fiber characterization by optical coherence tomography”. In: 2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC 2009). Belém, p. 625-628, 2009.