

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**DESENVOLVIMENTO E ANÁLISE DE
TOMÓGRAFO POR COERÊNCIA
ÓPTICA COM FONTES LUMINOSAS
DE BANDA LARGA**

Por

LÍVIA CORDEIRO BARBOSA

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da
Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para a obtenção do grau de
Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR: PROF. DR. RENATO EVANGELISTA DE ARAUJO

Recife, Julho de 2011.

Catálogo na fonte

Bibliotecária Margareth Malta, CRB-4 / 1198

B238d Barbosa, Livia Cordeiro.

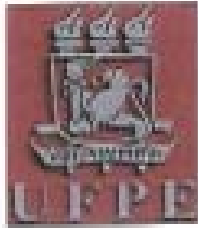
Desenvolvimento e análise de tomógrafo por coerência óptica com fontes luminosas de banda larga / Livia Cordeiro Barbosa. - Recife: O Autor, 2011.

xiv,51 folhas, il., gráfs., tabs.

Orientador: Prof. Dr. Renato Evangelista de Araújo.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, 2011.

Inclui Referências Bibliográficas e Apêndice.



Universidade Federal de Pernambuco
Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

PARECER DA COMISSÃO EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DO MESTRADO ACADÊMICO DE

LÍVIA CORDEIRO BARBOSA

TÍTULO

**"DESENVOLVIMENTO E ANÁLISE DE TOMÓGRAFO POR COERÊNCIA
ÓPTICA COM FONTES LUMINOSAS DE BANDA LARGA"**

A comissão examinadora composta pelos professores: RENATO EVANGELISTA DE ARAUJO, DES/UFPE, MARCOS TAVARES DE MELO, DES/UFPE e RICARDO EMMANUEL DE SOUZA, DF/UFPE sob a presidência do primeiro, consideram o candidata **LÍVIA CORDEIRO BARBOSA APROVADA.**

Recife, 18 de julho de 2011.

RAFAEL DUEIRE LINS
Coordenador do PPGEE

RENATO EVANGELISTA DE ARAUJO
Orientador e Membro Titular Interno

RICARDO EMMANUEL DE SOUZA
Membro Titular Externo

MARCOS TAVARES DE MELO
Membro Titular Interno

Dedicatória

Dedico este trabalho a meus familiares, professores e orientador.

Agradecimentos

Agradeço a Deus e a todos que contribuíram para a realização deste trabalho:

Ao meu orientador Prof. Renato Evangelista de Araujo, pelo grande comprometimento, entusiasmo, suporte, orientação, paciência e atenção. Ao Prof. Marco Aurélio Benedetti pela constante disponibilidade e capacidade de contribuir com idéias oportunas. Ao Prof. Antônio Belfort de Oliveira pela sua importância na condução das disciplinas cursadas durante o mestrado e pela confiança depositada na realização dos trabalhos. Ao Prof. Ricardo Campello pela discussão de diferentes temas e pelo esclarecimento de diversas questões.

À Banca Examinadora pela disposição em colaborar através da exposição de suas opiniões e críticas.

Ao PPGEE e a CAPES/CNPQ pelo suporte financeiro.

A minha família, em especial meus avós Dalila e Ivanildo Cordeiro, e aos meus pais, pelo suporte. Ao meu namorado André Gomes pelo incentivo motivacional. Aos amigos Profa. Adriana Fontes, Andréa Tenório, Raphael Baltar, Marilú Gomes, Lidiane Araujo, Crislane Nascimento e Ednardo Mariano, pelo apoio.

Ao amigo Bernardo Kyotoku, pelo esclarecimento de inúmeras dúvidas relativas ao tema da dissertação. Aos suportes técnico da Thorlabs e OceanOptics por responderem aos meus questionamentos. Às alunas de iniciação científica: Tatiana Travassos e Milena Pininga pelo auxílio na montagem, coleção da luz e revisão da dissertação; agradecimento especial ao aluno de iniciação científica Kleber Reis pela colaboração no desenvolvimento do sistema de coleção.

Resumo da Dissertação apresentada à UFPE como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

DESENVOLVIMENTO E ANÁLISE DE TOMÓGRAFO POR COERÊNCIA ÓPTICA COM FONTES LUMINOSAS DE BANDA LARGA

Lívia Cordeiro Barbosa

Julho/2011

Orientador: Prof. Dr. Renato Evangelista de Araujo.

Área de Concentração: Fotônica.

Palavras-chave: Técnica de geração de imagens, alta resolução, luz solar.

Número de Páginas: 65.

RESUMO: A Tomografia por Coerência Óptica (OCT) é uma técnica de interferometria óptica que permite a obtenção, de forma não-invasiva e com alta resolução espacial, de imagens da seção transversal de tecidos. Em saúde, a técnica de OCT encontra várias aplicações, principalmente nas áreas de dermatologia, odontologia e oftalmologia. A resolução axial da imagem depende das propriedades de coerência e do comprimento de onda da fonte de luz utilizada, sendo inversamente proporcional à sua largura de banda. Diodos superluminescentes, lasers de femtosegundos e fibras ópticas dopadas com terrarara são exemplos de sistemas de iluminação de aparelhos de OCT. Entretanto, o alto custo de fontes de luz de grande largura de banda inviabiliza a popularização da técnica de tomografia de alta resolução. A procura por novas fontes de luz de baixa coerência é um problema tecnológico bastante explorado em OCT. No presente trabalho foram desenvolvidos sistemas de imagem por OCT baseados em fontes luminosas altamente incoerentes. Foi demonstrada a viabilidade do uso de luz solar como fonte óptica de OCT. Os sistemas desenvolvidos, explorando lâmpada incandescente e luz solar, apresentaram resolução superior a dos aparelhos comerciais.

Abstract of Dissertation presented to UFPE as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master in Electrical Engineering.

DEVELOPMENT AND ANALYSIS OF AN OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY SYSTEM USING BROADBAND LIGHT SOURCES

Lívia Cordeiro Barbosa

July /2011

Supervisor(s): Renato Evangelista de Araujo, Prof. Dr.

Area of Concentration: Photonics.

Keywords: Imaging technique, high resolution, sunlight.

Number of Pages: 65.

ABSTRACT: Optical Coherence Tomography (OCT) is an optical interferometry technique that allows obtaining, non-invasive, high spatial resolution, cross-sectional images of tissues. In medical diagnosis, OCT is mainly applied in the areas of dermatology, dentistry and ophthalmology. The axial resolution of the image depends on the properties of coherence and the wavelength of the light source used, and it is inversely proportional to its bandwidth. Superluminescent diodes, femtosecond lasers and optical fibers doped with rare-earth systems are examples of lighting devices of OCT. However, the high cost of light sources of high bandwidth impeaches the broad use of this technique. The search for new low coherent light sources is a technological problem extensively explored in OCT. In the present work, OCT imaging systems based in highly incoherent light sources were developed. It is also demonstrated the feasibility of using sunlight as an optical source for OCT. The low coherence of the radiation, exploring light bulb and sunlight, allowed to perform imaging with better resolution than the commercial devices.

Sumário

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	x
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE SÍMBOLOS	xiii
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Estado da arte	4
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DA OCT	7
2.1 O interferômetro de Michelson	7
2.1.1 <i>Interferometria com fonte de alta coerência</i>	9
2.1.2 <i>Interferometria de baixa coerência</i>	11
2.2 Tomografia por Coerência Ótica no Regime Temporal	13
2.3 Tomografia por Coerência Ótica no Domínio Espectral	16
2.3.1 <i>Formalismo matemático do SD-OCT</i>	18
2.4 Supressão de artefatos	21
2.5 Resolução	21
2.5.1 <i>Resolução axial</i>	22
2.5.2 <i>Resolução transversal</i>	22
2.6 Sensibilidade	23
2.7 Profundidade de penetração	24
2.7.1 <i>Intervalo de amostragem do espectrômetro</i>	24
2.7.2 <i>Resolução espectral</i>	25
3. METODOLOGIA	27
3.1 Montagem do sistema óptico	27
3.1.1 <i>Lâmpada incandescente</i>	29
3.1.2 <i>Luz solar</i>	29
3.2 Software para aquisição e processamento	31
3.2.1 <i>Processamento do sinal espectral</i>	32
3.2.2 <i>Varredura transversal</i>	33
3.3 Coletor e sistema de rastreamento solar	33
4. RESULTADOS	37
4.1 Caracterização experimental da resolução axial do OCT	37
4.2 Verificação da linearidade	40

4.3 Geração da imagem da lamínula.....	42
5. CONCLUSÕES	46
6.APÊNDICE	48
6.1 Intensidade na saída do interferômetro	48
6.2 Resolução axial	48
REFERÊNCIAS	50

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>DCO</i>	Diferença de Caminho Óptico
<i>FWHM</i>	<i>Full Width at Half Maximum</i> (Largura total à meia altura)
<i>FD-OCT</i>	<i>Fourier Domain Optical Coherence Tomography</i> (Tomografia por Coerência Óptica no Domínio de Fourier)
<i>FFT</i>	<i>Fast Fourier Transform</i> (Transformada Rápida de Fourier)
<i>IR</i>	<i>Infrared</i> (Infravermelho)
<i>LED</i>	<i>Light Emitting Diode</i> (Diodo Emissor de luz)
<i>OCT</i>	<i>Optical Coherence Tomography</i> (Tomografia por Coerência Ótica)
<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> (Tomografia por Coerência Óptica de comprimento de onda variável)
<i>SD-OCT</i>	<i>Spectral Domain Optical Coherence Tomography</i> (Tomografia por Coerência Óptica no Domínio Espectral)
<i>TD-OCT</i>	<i>Time Domain Optical Coherence Tomography</i> (Tomografia por Coerência Óptica no Domínio Temporal)

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Resolução e profundidade de penetração do ultrassom, OCT e microscopia confocal (adaptado de BOUMA e TEARNEY, 2002).	2
Figura 1.2 – Mapa da média anual de insolação diária (Atlas Solarimétrico do Brasil, 2000).	3
Figura 2.1 – Interferômetro de Michelson.	7
Figura 2.2 – Sinal produzido por um sistema de interferometria de alta coerência.	11
Figura 2.3 – Sinal produzido por um sistema de interferometria de baixa coerência.	12
Figura 2.4 – Esquema de um sistema TD-OCT.	13
Figura 2.5 – Representação da técnica TD-OCT.	15
Figura 2.6 – Transformação do sinal do tomograma em escala de cinza.	15
Figura 2.7 – a) Esquema do sistema SD-OCT. b) Esquema do SD-OCT com um espelho no braço amostra ocupando posições A, B e C.	16
Figura 2.8 – a) Espectro original da fonte de luz. b) Sinal espectral com franjas de interferência referente à posição B e c) FFT correspondente.	17
Figura 2.9 – Sinal espectral com franjas de interferência referente à posição C e FFT correspondente.	17
Figura 2.10 – Sinal espectral com franjas de interferência referente ao conjunto de dois espelhos e FFT correspondente.	18
Figura 2.11 – Ilustração dos conceitos de resolução axial e transversal.	21
Figura 2.12 – Representação do perfil transversal de um feixe gaussiano para pequena e grande abertura numérica ($NA \approx d/2f$). A resolução axial depende da largura de banda. A resolução transversal é dada pelo tamanho do spot. A profundidade de foco é determinada pela abertura numérica. (Adaptado de Drexler, 2008).	23
Figura 3.1 – Principais componentes de um sistema de OCT.	27
Figura 3.2 – Montagem do interferômetro de Michelson.	28
Figura 3.3 – Espectrômetro USB2000 da OceanOptics.	28
Figura 3.4 – Montagem óptica do sistema.	29
Figura 3.5 – Espectro da fonte AQ4303B associada a um filtro IR.	29
Figura 3.6 – a) Espectros de absorção para a atmosfera e alguns constituintes isolados (N_2O , O_2 , O_3 , CO_2 e H_2O) b) Espectros da radiação solar que atinge a atmosfera (curva superior) e a superfície terrestre (curva inferior).	30

Figura 3.7 – <i>Espectro da luz solar associada a um filtro IR.</i>	30
Figura 3.8 – <i>Interface do programa em Labview.</i>	31
Figura 3.9 – <i>Diagrama de blocos do Labview.</i>	32
Figura 3.10 – <i>Esquema do sistema coletor.</i>	33
Figura 3.11 – <i>Circuito lógico do controle de motores . Em (a), a entrada ‘10’ permite que apenas os transistores A e D conduzam, neste caso, a corrente circula do terminal 2 para o 3. Em (b), a entrada ‘01’ possibilita condução pelos transistores B e C, e a corrente circula do sentido contrário.</i>	34
Figura 3.12 – <i>Esquema da placa de acionamento dos motores.</i>	35
Figura 3.13 – <i>Coletor solar desenvolvido.</i>	36
Figura 4.1 – <i>Espectro de potência da lâmpada incandescente combinada a um filtro IR.</i>	37
Figura 4.2 – <i>Sinal de interferência capturado pelo fotodetector à medida que o espelho de referência é deslocado.</i>	38
Figura 4.3 – <i>a) Espectro da fonte filtrada, na presença do sinal de interferência e b) a FFT correspondente revelando um pico de largura 1.56μm.</i>	38
Figura 4.4 – <i>Espectro de potência da luz solar combinada a um filtro para cálculo da resolução teórica.</i>	39
Figura 4.5 – <i>a) Espectro da luz solar filtrada, na presença do sinal de interferência e b) A FFT correspondente revelando um pico de largura 1.67μm.</i>	39
Figura 4.6 – <i>Ilustração das posições ocupadas pelo espelho amostra para realização da captura do espectro correspondente.</i>	40
Figura 4.7 – <i>Espectros de potência referentes a diferentes posições do espelho amostra.</i>	41
Figura 4.8 – <i>Conjunto das Transformadas de Fourier para os espectros referentes a cada posição do espelho móvel.</i>	41
Figura 4.9 – <i>Lamínula de microscópio da Exacta.</i>	42
Figura 4.10 – <i>a) Sinal de FFT com pico associado à interface anterior e b) Sinal de FFT com pico associado à interface posterior.</i>	43
Figura 4.11 – <i>Sinal de FFT resultante da composição das duas varreduras.</i>	43
Figura 4.12 – <i>a) Imagem da lamínula utilizando a fonte de luz e b) utilizando a luz solar coletada.</i>	44
Figura 4.13 – <i>Imagem da lamínula obtida com sistema de OCT da Thorlabs.</i>	45
Figura 4.14 – <i>Comportamento temporal do espectro solar.</i>	45

LISTA DE SÍMBOLOS

$E_0(t)$	Campo elétrico da radiação emitida pela fonte de luz
$E_s(t)$	Campo elétrico resultante na saída do interferômetro
$E_a(t)$	Contribuição do braço amostra no campo elétrico resultante
$E_r(t)$	Contribuição do braço de referência no campo elétrico resultante
D	Porção da potência de luz refletida pelo divisor
$(1 - D)$	Porção da potência de luz transmitida pelo divisor
R_a	Refletividade do espelho amostra (EA)
R_r	Refletividade do espelho de referência (ER)
R_i	Refletividade da camada i
τ_a	Tempo que a luz leva para realizar o percurso divisor/EA e retornar
τ_r	Tempo que a luz leva para realizar o percurso divisor/ER e retornar
τ_i	Tempo que a luz leva para se propagar do divisor à camada i e retornar
$\tau_{r,a}$	Diferença temporal entre os braços do interferômetro
K_a	Fração da potência de luz que atinge o detector após reflexão do EA
K_r	Fração da potência de luz que atinge o detector após reflexão do ER
K_i	Fração da potência de luz que atinge o detector após reflexão da camada i
$\langle S \rangle$	Intensidade do feixe
η_0	Impedância do espaço livre
ν	Frequência óptica da fonte de luz
$\Gamma(\tau)$	Função de autocorrelação
$\langle S_0 \rangle$	Intensidade da fonte de luz
$\langle S_{DC} \rangle$	Componente DC da intensidade luminosa na saída
A_0	Amplitude do campo elétrico $E_0(t)$
Δl	Diferença de comprimento dos braços
c	Velocidade da luz no vácuo
λ	Comprimento de onda
$G(\nu)$	Densidade espectral de potência
ν_0	Frequência central da fonte de luz
$\Delta\nu$	Largura à meia altura do espectro
$\Delta\tau_c$	Tempo de coerência da fonte de luz
τ	Atraso temporal entre os feixes que se recombina no detector

Δl_c	Comprimento de coerência da fonte
λ_0	Comprimento de onda central
$\Delta\lambda$	Largura espectral da fonte
n	Índice de refração do material
Δl_z	Distância entre as interfaces da amostra
τ_z	Atraso temporal entre as interfaces
$\Delta\tau_{r,i}$	Atraso temporal entre o braço de referência e a interface i
k	Número de onda
z	Eixo axial da amostra
z_0	Distância mínima da superfície da amostra ao zero do interferômetro
Δz	Resolução axial
Δx	Resolução transversal
d	Diâmetro do feixe sobre a lente
f	Distância focal
$2w_0$	Cintura do feixe focalizado
q_0	Comprimento de Rayleigh
b	Profundidade de foco ou parâmetro confocal
S	Sensibilidade
P_0	Potência da fonte de luz
ρ	Fração da luz que chega ao espectrômetro
η	Eficiência do espectrômetro
τ_e	Tempo de exposição do espectrômetro
h	Constante de Planck
z_{\max}	Profundidade máxima observável
$\delta_s k$	Intervalo de amostragem de espectrômetro (em k)
$\delta_s \lambda$	Intervalo de amostragem do espectrômetro (em λ)
$\delta_r k$	Resolução espectral (em k)
$\delta_r \lambda$	Resolução espectral (em λ)
x_1	Distância entre a interface anterior e o zero do interferômetro
x_2	Distância entre a interface posterior e o zero do interferômetro
Δd	Deslocamento da varredura em profundidade

CAPÍTULO 1

1.INTRODUÇÃO

A Tomografia por Coerência Ótica (OCT) é uma técnica interferométrica de baixa coerência para geração de imagens seccionais de alta resolução. Introduzida em 1991, por Huang *et al.*, a técnica utiliza a luz refletida pela amostra para obtenção de um sinal de interferência a ser convertido em imagem.

A palavra tomografia deriva da expressão grega *tomos* (fatia), e se refere ao processo de geração de imagens de seções transversais de estruturas. As diferentes técnicas tomográficas, empregadas em medicina, biologia, geofísica e ciência de materiais, são classificadas de acordo com fenômeno físico explorado (Tabela 1.1).

Tabela 1.1 – *Classificação dos tipos de tomografia.*

Fenômeno físico	Tipo de tomografia
Absorção de raios-x	CT
Raios gama	SPECT
Aniquilação de elétrons	PET
Interferometria	OCT

A técnica de OCT possui aplicações em diferentes áreas da medicina. Experimentos *in vivo* podem ser realizados para obtenção de imagens estruturais da pele e membranas de mucosas da cavidade oral, regiões corpóreas de mais fácil acesso (SCHMITT *et al.* 1995). Sendo a luz capaz de atravessar as estruturas oculares transparentes, o OCT constitui o único método de imageamento das camadas da retina, o que o torna bastante aplicado em oftalmologia. Outros exemplos de aplicações clínicas incluem a determinação da profundidade de penetração de queimaduras e a análise do fluxo sanguíneo intra-ocular para o diagnóstico de diabetes (VIRGILLI, 2007). Também foi demonstrada a possibilidade do uso da técnica de OCT na avaliação de restauração dentária (MELO, ARAUJO *et al.*, 2005).

O primeiro aparelho comercial disponível, o OCT1, possuía aplicação na área de diagnósticos oftalmológicos e foi lançado em 1996 pela Carl Zeiss Meditec AG. Os

modelos das gerações seguintes foram aprimorados em relação à resolução e velocidade de aquisição. A inovação trazida pelo OCT refere-se à sua capacidade de fornecer imagens diagnósticas *in vivo*, de forma não-invasiva e em tempo real (FERCHER, DREXLER, HITZENBERGER *et al*, 2003).

Diferentes métodos são utilizados para visualização do interior de estruturas, e para formação de imagens microscópicas que auxiliam diagnósticos e possibilitam estudos de casos clínicos. A comparação entre as propriedades das diferentes técnicas de geração de imagem é apresentada na Figura 1.1.

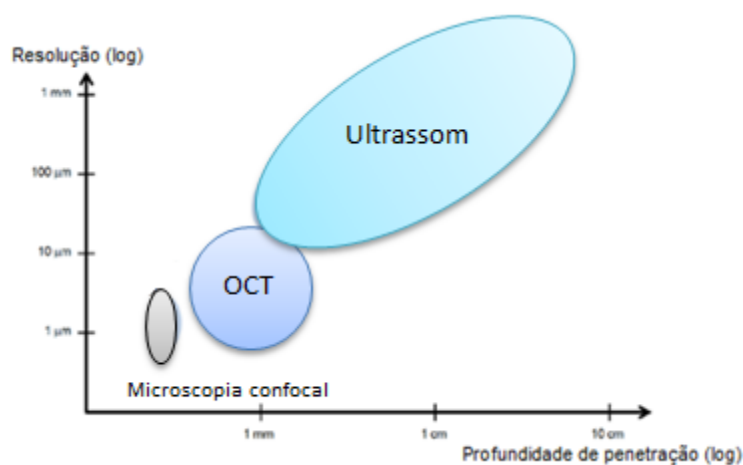


Figura 1.1 – Resolução e profundidade de penetração do ultrassom, OCT e microscopia confocal (adaptado de BOUMA e TEARNEY, 2002).

A resolução da imagem em OCT, determinada pelo comprimento de coerência da fonte de luz, pode variar de 1 a 15 μm. A profundidade de penetração é limitada a 2-3mm devido aos fenômenos de absorção e espalhamento da luz no tecido. No ultrassom, a baixa resolução é compensada pela grande penetração, sendo essas características determinadas pela frequência da onda sonora. A microscopia confocal possui alta resolução, entretanto, baixa penetração. Com resolução melhor que o ultrassom e profundidade de penetração superior à microscopia confocal, o OCT veio preencher a lacuna deixada por estas técnicas de diagnóstico.

A procura de novas fontes de luz de baixa coerência é um tema de pesquisa bastante explorado em OCT. A resolução axial da imagem é determinada pelas propriedades da fonte de luz utilizada (BOUMA, 2002), sendo proporcional ao quadrado do comprimento de onda central e inversamente proporcional à largura de banda. Diodos superluminescentes, lasers de femtosegundos e fibras ópticas dopadas com terra-rara são exemplos de sistemas de iluminação de aparelhos de OCT (BOUMA, 2002). Os

equipamentos comerciais, que exploram diodos superluminescentes, apresentam resolução axial entre 8 e 10 μm . Entretanto, o alto custo de fontes de luz de grande largura de banda inviabiliza a popularização da técnica de tomografia de alta resolução. No presente trabalho foi desenvolvido um sistema de imagem por OCT no Domínio de Fourier baseado em duas fontes luminosas altamente incoerentes: lâmpada incandescente e luz solar.

A radiação solar é definida como a energia radiada pelo Sol, sendo a maior parte emitida na forma de luz visível e infravermelho próximo. A energia total incidente sobre uma região da superfície terrestre, ou disponibilidade de radiação solar, depende de características como horário, latitude local e dia do ano. Essa dependência é explicada pela inclinação do eixo imaginário da Terra e pela trajetória elíptica que ela descreve ao redor do Sol. Assim, período de visibilidade do Sol varia de acordo com a região e o período do ano. As variações mais intensas ocorrem nas regiões polares e nos períodos de solstício. O inverso ocorre nas regiões próximas à linha do Equador e durante os equinócios.

O mapa da Figura 1.2 apresenta a média anual de insolação diária, de acordo com o Atlas Solarimétrico do Brasil (2000). A maior parte do território brasileiro está localizada próxima da linha do Equador, de forma que não se observam grandes variações no período de visibilidade solar durante o ano. A região Nordeste é especialmente privilegiada nesse aspecto, apresentando uma elevada média de insolação diária.

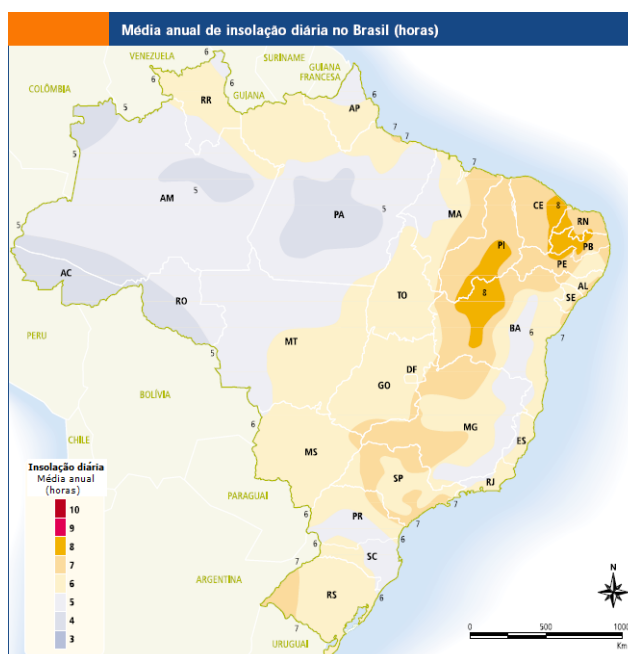


Figura 1.2 – Mapa da média anual de insolação diária (Atlas Solarimétrico do Brasil, 2000).

A grande largura espectral da radiação solar sugere a obtenção de um sistema de OCT de alta resolução. O baixo custo associado à utilização dessa fonte óptica, e as condições climáticas favoráveis no Estado de Pernambuco, estimulam a avaliação da viabilidade do uso da radiação solar em OCT.

1.1 Estado da arte

A técnica de OCT permanece em constante processo de aperfeiçoamento uma vez que um grande número de pesquisas tem se dedicado ao desenvolvimento de sistemas com maior velocidade e precisão. As contribuições trazidas ao OCT estão concentradas na busca de: novas configurações do sistema de interferometria, diferentes fontes de luz com maior largura espectral, técnicas de varredura mais rápidas e métodos para aumento de contraste na imagem.

O sistema de OCT consiste em um interferômetro de Michelson, no qual um feixe de luz de baixa coerência é refletido pela amostra situada em um dos braços do interferômetro. Um espelho plano é montado sobre um transladador no braço de referência e o sinal de saída é dirigido a um fotodetector, o que caracteriza o modo de operação no regime temporal (TD-OCT – *Time Domain Optical Coherence Tomography*). Nesta montagem precursora do OCT, as imagens são geradas a partir da diferença de tamanho entre os braços do interferômetro durante a varredura axial realizada pelo espelho móvel. Para formação da imagem, é necessário percorrer a amostra ponto a ponto, o que caracteriza a varredura transversal. A técnica TD-OCT permite a obtenção de resoluções axiais da ordem de 10-20 μm , pelo menos duas vezes melhor que a obtida com ultrassom.

Uma segunda abordagem para a técnica de OCT explora a informação contida no espectro do sinal de saída do interferômetro para a identificação das camadas do tecido. Esse modo de operação no domínio de Fourier (FD-OCT – *Fourier Domain Optical Coherence Tomography*) foi introduzido em 1995 por Fercher, *et al.*. O sistema FD-OCT apresenta como vantagens melhor resolução axial e sensibilidade do que a técnica temporal. Além disso, a inexistência de partes móveis e a realização apenas da varredura transversal contribui para uma maior velocidade de aquisição da imagem.

Há dois tipos de detecção no domínio de Fourier (DREXLER, 2008). A abordagem que utiliza fonte óptica de comprimento de onda variável e detectores para medição da interferência em função do tempo é denominado *Swept Source Optical Coherence Tomography* (SS-OCT). O segundo método de detecção, que utiliza um interferômetro

com fonte de luz de grande largura de banda e um espectrômetro no lugar do fotodetector, é denominado (SD-OCT – *Spectral Domain Optical Coherence tomography*).

Ainda, outras propriedades físicas que representem modificações nas características da luz refletida pela amostra podem ser exploradas para obtenção de informações a respeito da sua estrutura. Neste contexto, novas variações da técnica OCT foram demonstradas nos últimos anos, como: OCT sensível à polarização, OCT Doppler, espectroscópico e elastográfico (BREZINSKI, 2006). O sistema de OCT sensível à polarização permite a construção de imagens de tecidos birrefringentes, como músculos e tendões, sendo empregado como técnica para aumento de contraste (HEE, HUANG, SWANSON *et al*, 1992). O OCT Doppler utiliza a variação da frequência do sinal emitido por uma fonte em movimento para a medição da velocidade de fluxos. A primeira aplicação da técnica foi realizada para medição de fluxo sanguíneo (ZHAO, CHEN, SAXER *et al*, 2000). A técnica espectroscópica, baseada em análises de absorção, correlaciona o sinal original do sistema com o espectro da luz refletida pela amostra em termos da distribuição de comprimentos de onda. Geralmente utiliza-se o laser de Ti:safira neste tipo de montagem (MORGNER, DREXLER, KARTNER *et al*, 2000). Por fim, o sistema elastográfico emprega a sensibilidade do sistema de OCT para quantificação de deformações microscópicas internas ao tecido. A capacidade de avaliar variações da rigidez do tecido de forma não-invasiva torna a técnica atrativa principalmente para aplicações em cardiologia.

Entre os equipamentos comerciais, o Stratus™ da Carl Zeiss, aplicado em oftalmologia para geração de imagens da córnea, utiliza diodo superluminescente com comprimento de onda central de 820nm e potência incidente de 750 μ W, obtendo resolução de 10 μ m e profundidade de penetração de 2mm. O sistema de imagem intravascular C7-XR™ OCT, do fabricante St. Jude Medical possibilita a formação de imagem de seções transversais de veias e artérias com resolução de 15 μ m. Já o GANYMEDE Spectral Domain OCT System (*Thorlabs*), instalado no Laboratório de Óptica Biomédica e Imagens da UFPE, é utilizado para caracterização de diversas estruturas. Esse equipamento opera com comprimento de onda de 930nm, potência de 5mW, resolução aproximada de 5 μ m e profundidade de penetração de 2.7mm.

Não há registro da utilização de luz solar em OCT, porém o uso dessa radiação em cirurgias de remoção de tumores tem sido demonstrado (FEUERMANN, GORDON, 1998). Em 2003, pesquisadores da Universidade Ben-Gurion do Negev, em Israel

aperfeiçoaram a técnica de cirurgia solar, utilizando luz altamente focalizada. O sistema proposto é capaz de induzir processos térmicos que possibilitam, por exemplo, o tratamento de tumores. Gordon JM et al. (2003) reportaram a construção de concentrador de fibra óptica compacto capaz de fornecer níveis de potência e densidade semelhantes aos laser à fibra. O aparato desenvolvido consiste em um espelho parabólico de 200mm de diâmetro e distância focal de 120mm, que concentra a radiação solar coletada em uma fibra óptica de 1mm de diâmetro e 20m de extensão. O coletor solar foi capaz de fornecer 5 a 8 watts, potência comparável a de equipamentos de laser médico convencional. Estima-se que, produzido em grande escala, cada unidade do equipamento teria um custo de 10 a 100 vezes menor que os US\$ 100 mil do laser tradicional (GORDON, 2003).

1.2 Objetivos

O presente trabalho teve como objetivo desenvolver um sistema de OCT com fonte óptica de banda larga, avaliando a possibilidade de utilização das propriedades espectrais da luz solar, como grande largura de banda e alta intensidade, para geração de imagens de alta resolução.

Objetivos específicos:

1. Construção e avaliação de OCT Temporal baseado em lâmpada incandescente
2. Construção e avaliação de OCT Espectral baseado em lâmpada incandescente
3. Construção de coletor solar
4. Construção e avaliação de OCT Espectral baseado em luz solar
5. Geração de imagens

CAPÍTULO 2

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DA OCT

Neste capítulo, as características do processo interferométrico com fontes de alta e baixa coerência são discutidas. É apresentada a formulação teórica de funcionamento do OCT, com a descrição da técnica no regime temporal e espectral. São definidas as propriedades do sistema de OCT espectral, como resolução e profundidade de penetração.

2.1 O interferômetro de Michelson

O Tomógrafo por Coerência Óptica consiste em um interferômetro de Michelson, no qual um feixe luminoso gerado pela fonte de luz incide em um divisor de feixes e é separado em duas direções. Uma parte da luz é refletida pelo divisor na direção de um espelho fixo, e o restante é transmitido a um espelho móvel. Cada feixe sofre reflexão por seu respectivo espelho e posteriormente eles se recombinaem em um detector, conforme esquematizado na Figura 2.1.

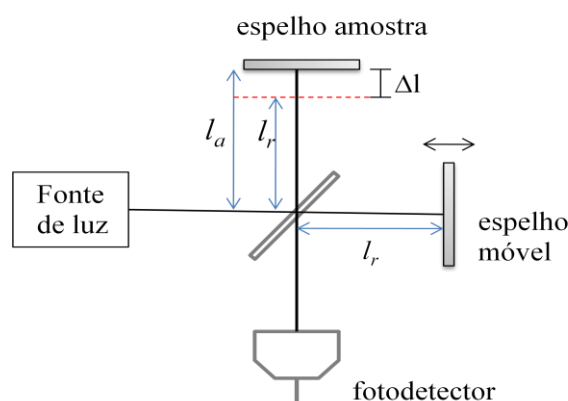


Figura 2.1 – Interferômetro de Michelson, onde l_a e l_r representam o comprimento dos braços amostra e de referência..

No interferômetro, uma porção D da potência luminosa é refletida pelo divisor e incide no espelho amostra. Após sofrer reflexão por esse espelho de refletividade R_a , a luz retorna ao divisor que transmite uma fração $(1-D)$ para o detector. Ainda, sendo τ_a o tempo que a luz leva para percorrer o caminho do divisor até o espelho amostra e retornar, a expressão do campo elétrico na saída do sistema, devido à contribuição desse espelho, é:

$$E_a = \sqrt{R_a D(1-D)} E_0(t - \tau_a) \quad (2.1)$$

Em que, na Equação 2.1, $E_0(t)$ é o campo elétrico da radiação emitida pela fonte.

De forma análoga para o braço de referência, $(1-D)$ da luz emitida pela fonte é transmitida para o espelho de referência de refletividade R_r , sendo que um percentual D da radiação que volta do espelho é enviada ao detector. Para um tempo τ_r associado percurso de ida e volta da luz ao longo do braço de referência de comprimento l_r , o campo elétrico, nesse caso, é descrito por:

$$E_r = \sqrt{R_r D(1-D)} E_0(t - \tau_r) \quad (2.2)$$

Assim, a expressão para campo elétrico total na saída do interferômetro é dada pela soma de 2.1 e 2.2:

$$E_s = \sqrt{K_a} E_0(t - \tau_a) + \sqrt{K_r} E_0(t - \tau_r) \quad (2.3)$$

Em que $K_i = R_i D(1-D)$, e $\tau_i = \frac{2l_i}{c}$ corresponde ao tempo que a luz leva para percorrer o caminho do divisor até o espelho i e retornar.

A intensidade do feixe é proporcional à média temporal do módulo do campo ao quadrado (Apêndice 6.1), ou seja:

$$\langle S \rangle = \left\langle \frac{|E_s(t)|^2}{2\eta_0} \right\rangle \quad (2.4)$$

Com η_0 sendo a impedância no espaço livre e

$$\begin{aligned} \langle |E_s(t)|^2 \rangle &= \langle K_a |E_0(t - \tau_a)|^2 \rangle + \langle K_r |E_0(t - \tau_r)|^2 \rangle \\ &+ 2\sqrt{K_a K_r} \text{Re}\{ \langle E_0(t - \tau_a) E_0^*(t - \tau_r) \rangle \}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Assumindo que os campos são estacionários, a média temporal independe de t . Assim, pode-se reescrever o primeiro e segundo termos da Expressão 2.5:

$$\langle |E_0(t - \tau_a)|^2 \rangle = \langle |E_0(t - \tau_r)|^2 \rangle = \langle |E_0(t)|^2 \rangle \quad (2.6)$$

Também, o termo $\langle E_0(t - \tau_a)E_0^*(t - \tau_r) \rangle$ pode ser escrito como função de $\tau_{r,a} = \tau_a - \tau_r$, conforme indicado na Equação 2.7:

$$\langle E_0(t - \tau_a)E_0^*(t - \tau_r) \rangle = \langle E_0(t - \tau_{r,a})E_0^*(t) \rangle \quad (2.7)$$

Substituindo 2.6 e 2.7 em 2.5, obtém-se:

$$\langle |E_s(t)|^2 \rangle = (K_a + K_r)\langle |E_0(t)|^2 \rangle + 2\sqrt{K_a K_r} \text{Re}\{\langle E_0(t - \tau_{r,a})E_0^*(t) \rangle\} \quad (2.8)$$

Desta forma, a Equação 2.4 para a intensidade resulta em:

$$\langle S \rangle = (K_a + K_r) \frac{\langle |E_0(t)|^2 \rangle}{2\eta_0} + \frac{\sqrt{K_a K_r} \text{Re}\{\langle E_0(t - \tau_{r,a})E_0^*(t) \rangle\}}{\eta_0} \quad (2.9)$$

Definindo a função de autocorrelação como sendo

$$\Gamma(\tau_{r,a}) = \frac{\langle E_0(t - \tau_{r,a})E_0^*(t) \rangle}{\eta_0}, \quad (2.10)$$

a Expressão 2.9 pode ser reescrita como:

$$\langle S \rangle = (K_a + K_r) \frac{\langle |E_0(t)|^2 \rangle}{2\eta_0} + \sqrt{K_a K_r} \text{Re}\{\Gamma(\tau_{r,a})\} \quad (2.11)$$

ou

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + \sqrt{K_a K_r} \text{Re}\{\Gamma(\tau_{r,a})\} \quad (2.12)$$

Em que $\langle S_{DC} \rangle = (K_a + K_r)\langle S_0 \rangle$ e $\langle S_0 \rangle = \frac{\langle |E_0(t)|^2 \rangle}{2\eta_0}$.

2.2.1 Interferometria com fonte de alta coerência

Para uma fonte monocromática de frequência óptica ν , o campo elétrico da radiação emitida pode ser descrito como:

$$E_0(t) = A_0 e^{j(2\pi\nu t)} \quad (2.13)$$

Substituindo a Expressão 2.13 na função de autocorrelação dada pela Equação 2.10, tem-se:

$$\begin{aligned}\Gamma(\tau_{r,a}) &= \frac{\langle E_0(t-\tau_{r,a})E_0^*(t) \rangle}{\eta_0} \\ &= \frac{\langle A_0 e^{j(2\pi\nu t)} e^{-j(2\pi\nu\tau_{r,a})} A_0 e^{-j(2\pi\nu t)} \rangle}{\eta_0} \\ &= \frac{\langle A_0^2 e^{-j(2\pi\nu\tau_{r,a})} \rangle}{\eta_0}\end{aligned}\quad (2.14)$$

Utilizando a parte real da Expressão 2.14, $Re\{\Gamma(\tau_{r,a})\} = \frac{\langle A_0^2 \rangle \cos(2\pi\nu\tau_{r,a})}{\eta_0}$, na Expressão 2.12, obtém-se a intensidade do feixe:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + 2\langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos(2\pi\nu\tau_{r,a}) \quad (2.15)$$

$$\text{Em que } \langle S_0 \rangle = \frac{\langle |E_0(t)|^2 \rangle}{2\eta_0} = \frac{\langle A_0^2 \rangle}{2\eta_0}.$$

O atraso temporal $\tau_{r,a}$ está associado à diferença entre as distâncias percorridas pela luz ao longo dos braços do interferômetro. Sabendo que essa diferença de percurso equivale a duas vezes a diferença de comprimento dos braços Δl , o atraso é dado por $\tau_{r,a} = 2\Delta l/c$. Assim, usando a relação $\nu = c/\lambda$, a Expressão 2.15 pode ser reescrita como:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + 2\langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos\left(2\pi \frac{\Delta l}{\lambda/2}\right) \quad (2.16)$$

A luz proveniente da saída do interferômetro é capturada pelo fotodetector que converte o sinal luminoso em elétrico. O segundo termo da Expressão 2.16 indica o comportamento oscilatório da corrente no fotodetector em função da diferença de comprimento, o que representa a interferência entre os campos elétricos provenientes dos espelhos de referência e amostra. O formalismo matemático apresentado mostra que, para uma fonte de luz coerente, à medida que o espelho móvel é deslocado (aumento da diferença de tamanho entre os braços), o sinal no detector oscila periodicamente. A variação da intensidade de luz detectada em função da diferença de comprimento dos braços Δl , com período $\lambda/2$, está representada na Figura 2.2.

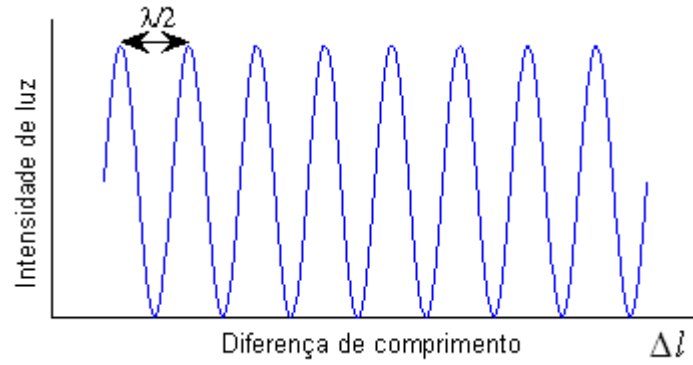


Figura 2.2 – Sinal produzido por um sistema de interferometria de alta coerência.

2.1.2 Interferometria de baixa coerência

A Expressão 2.12 será utilizada na obtenção da intensidade luminosa para o caso de uma fonte de baixa coerência. De acordo com o teorema de Wiener-Khinchin (GOODMAN, 1985; SCHMITT, 1999), a função de autocorrelação $\Gamma(\tau)$ e a densidade espectral de potência $G(\nu)$ de um sinal estão relacionadas pela Transformada de Fourier.

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{j2\pi\nu\tau} d\tau \quad (2.17)$$

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu) e^{-j2\pi\nu\tau} d\nu \quad (2.18)$$

Consideremos uma fonte de densidade espectral de potência com perfil Gaussiano, com frequência central ν_0 e largura à meia altura $\Delta\nu$, descrita por :

$$G(\nu) = \frac{\langle S_0 \rangle}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2} \quad (2.19)$$

Aplicando a Transformada de Fourier 2.18 em 2.19, obtém-se a autocorrelação correspondente:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \langle S_0 \rangle e^{-j2\pi\nu_0\tau} e^{-\ln 2 \left(\frac{\tau\Delta\nu}{2\ln 2} \right)^2} \\ &= \langle S_0 \rangle e^{-j2\pi\nu_0\tau} e^{-\ln 2 \left(\frac{\tau}{\Delta\tau_c} \right)^2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Em que $\Delta\tau_c = \frac{2\ln 2}{\pi\Delta\nu}$ é o tempo de coerência da fonte.

Substituindo 2.20 em 2.12, tem-se:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos(2\pi\nu_0\tau) e^{-\ln 2 \left(\frac{\tau}{\Delta\tau_c}\right)^2} \quad (2.21)$$

É possível ainda reescrever a expressão anterior em termos de uma dimensão espacial. Para τ igual ao atraso temporal entre os feixes que se recombinam no detector, a Equação 2.21 pode ser expressa em função da diferença de comprimento Δl , usando $\tau = 2\Delta l/c$. Ou seja:

$$\Gamma(\Delta l) = \langle S_0 \rangle e^{-j2\pi\frac{\Delta l}{\lambda_0/2}} e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta l}{\Delta l_c/2}\right)^2} \quad (2.22)$$

Na qual, $\Delta l_c = \frac{2\ln 2 \lambda_0^2}{\pi \Delta \lambda}$ representa o comprimento de coerência da fonte, sendo dependente do comprimento de onda central $\lambda_0 = c/\nu_0$ e da largura espectral $\Delta \lambda = \lambda_0^2 \Delta \nu/c$. Utilizando a autocorrelação obtida em 2.22 na Expressão 2.12, tem-se:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos\left(2\pi\frac{\Delta l}{\lambda_0/2}\right) e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta l}{\Delta l_c/2}\right)^2} \quad (2.23)$$

A Equação 2.23 demonstra que, para uma fonte de baixa coerência, o sinal capturado pelo fotodetector apresenta uma rápida oscilação, devido à função cosseno, com uma modulação da amplitude causada pela gaussiana, como mostra a Figura 2.3. Variando-se a posição do espelho, e conseqüentemente Δl , as franjas de interferência são observadas apenas se a diferença de comprimento entre os braços for muito pequena (inferior ao comprimento de coerência da fonte).

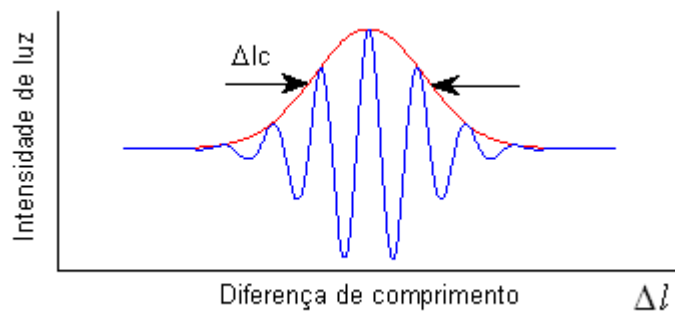


Figura 2.3 – Sinal produzido por um sistema de interferometria de baixa coerência.

À medida que o espelho é deslocado, a amplitude de oscilação cai pela metade quando a diferença de comprimento torna-se igual a $\Delta l_c/2$. Assim, o comprimento de

coerência Δl_c pode ser definido como a largura à meia altura da envoltória do sinal de interferência.

2.2 Tomografia por Coerência Ótica no Regime Temporal

Operando no domínio do tempo, o OCT é capaz de gerar imagens de seções transversais de uma amostra utilizando o interferômetro de Michelson associado a uma fonte de baixa coerência. Para construção da imagem, um dos espelhos é substituído por uma estrutura de várias camadas (amostra), conforme mostra a Figura 2.4.

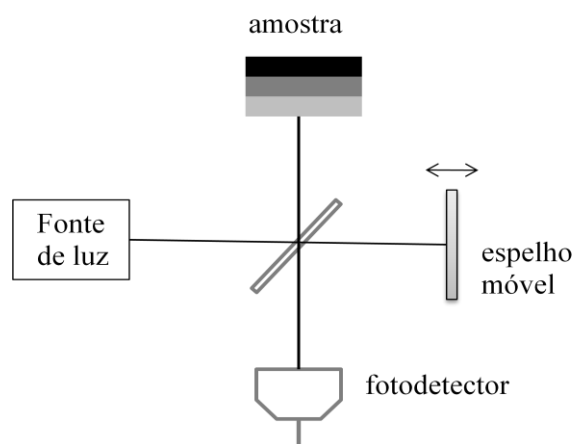


Figura 2.4 – Esquema de um sistema TD-OCT.

O feixe proveniente do divisor atinge a amostra, sendo atenuado durante a propagação no seu interior. Após sofrer reflexões pelas interfaces da estrutura, a luz que retorna é recombinada ao feixe do braço de referência e o sinal resultante é capturado pelo fotodetector. O espelho de referência é montado sobre um translador micrométrico, que proporciona a variação no caminho óptico percorrido pela luz, à medida que o espelho é deslocado. Essa varredura axial, conhecida como A-scan, permite a obtenção de informações referentes à profundidade da amostra.

Durante o deslocamento do espelho, um sinal de interferência é capturado pelo fotodetector cada vez que o tamanho do braço de referência coincide com a distância entre o divisor de feixes e uma das camadas da amostra. Ou seja, um padrão de interferência é observado na tela do osciloscópio sempre que o feixe refletido por uma dada camada percorre um caminho óptico semelhante àquele refletido pelo espelho de referência. Desta forma, as múltiplas reflexões produzidas pela amostra são utilizadas para identificação da posição das interfaces e construção da imagem.

Para descrever matematicamente o sinal detectado no OCT, assumem-se aqui as considerações da seção anterior, em que $E_0(t)$ representa o campo elétrico da radiação emitida pela fonte e $(1-D)/D$ é a razão transmissão/reflexão do divisor. O campo elétrico da luz refletida pelo espelho de referência novamente é descrito por:

$$E_r(t) = \sqrt{K_r} E_0(t - \tau_r) \quad (2.24)$$

A substituição de um dos espelhos por uma estrutura formada por i camadas é considerada para obtenção da componente do campo elétrico referente ao braço da amostra. Neste caso, $K_i = R_i D(1-D)$ representa a fração da potência luminosa que incide no detector após ser refletida por uma camada de refletividade R_i , e τ_i corresponde ao tempo que a luz leva para se propagar do divisor à camada i e retornar. Assim, o sinal luminoso produzido pela amostra é uma combinação dos feixes refletidos pelas i camadas que compõem a estrutura:

$$E_a(t) = \sum_i \sqrt{K_i} E_0(t - \tau_i) \quad (2.25)$$

Logo, o campo resultante na saída do sistema é dado por:

$$E_s(t) = \sum_i \sqrt{K_i} E_0(t - \tau_i) + \sqrt{K_r} E_0(t - \tau_r) \quad (2.26)$$

A intensidade luminosa correspondente, obtida por meio da Equação 2.4, resulta em:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + \sum_i \sqrt{K_i} \sqrt{K_r} \text{Re} \{ \Gamma(\tau_{r,i}) \} \quad (2.27)$$

Para uma amostra composta por três interfaces (1,2 e 3) obtém-se a seguinte expressão para a intensidade do sinal:

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + 2 \langle S_0 \rangle \sqrt{K_r} e^{-\ln 2 \left(\frac{1}{\Delta \tau_c} \right)^2} \begin{bmatrix} \sqrt{K_1} \cos(2\pi \nu_0 \tau_{r,1}) e^{-\tau_{r,1}^2} \\ + \sqrt{K_2} \cos(2\pi \nu_0 \tau_{r,2}) e^{-\tau_{r,2}^2} \\ + \sqrt{K_3} \cos(2\pi \nu_0 \tau_{r,3}) e^{-\tau_{r,3}^2} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Com $\tau_{r,i} = \tau_i - \tau_r$, e τ_r sendo o atraso temporal, que varia com o deslocamento do espelho. Os termos em colchetes indicam que, durante a varredura axial, uma rápida oscilação é observada cada vez que a diferença temporal $\tau_{r,i}$ assume um valor inferior ao tempo de coerência da fonte $\Delta\tau_c$. O interferograma obtido é a representação da intensidade do sinal em função do atraso temporal τ_r , sendo composto por pacotes de interferência referentes às reflexões devido às interfaces.

A separação temporal entre os pacotes, representada no tomograma da Figura 2.5, corresponde ao tempo transcorrido durante o percurso de ida e volta da luz que se propaga de uma interface à outra, espaçadas de Δl_z . Entretanto, é preciso levar em conta que a velocidade de propagação da luz no interior da amostra depende do índice de refração n do material. Assim, espaçamento temporal entre um pacote e o próximo adjacente está associado à diferença de caminho óptico (DCO) entre as interfaces e é dado por $\tau_z = n2\Delta l_z/c$.

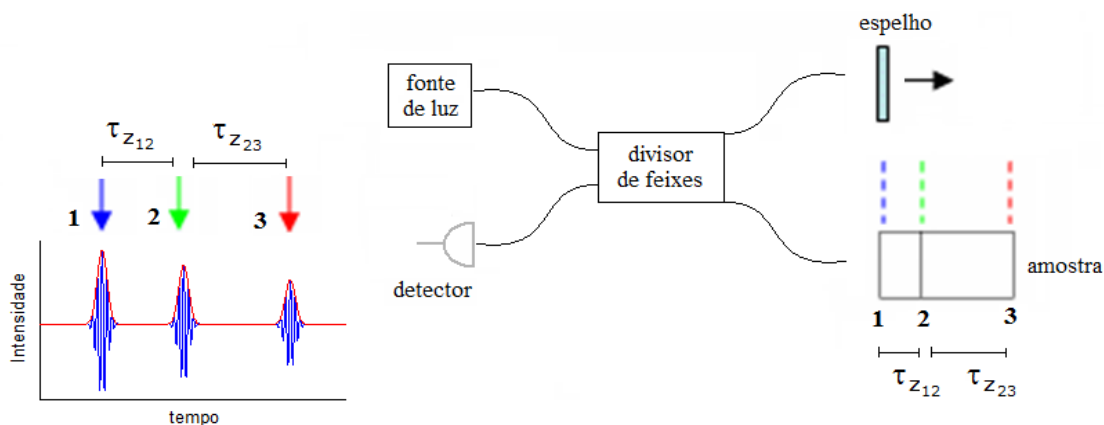


Figura 2.5 – Representação da técnica TD-OCT.

Usando a velocidade de deslocamento do espelho, transforma-se a escala de tempo em DCO. Em seguida, conhecendo-se o índice de refração do material da amostra, a localização espacial das interfaces é obtida, e os níveis de intensidade do tomograma são convertidos em escala de cinza (Figura 2.6).

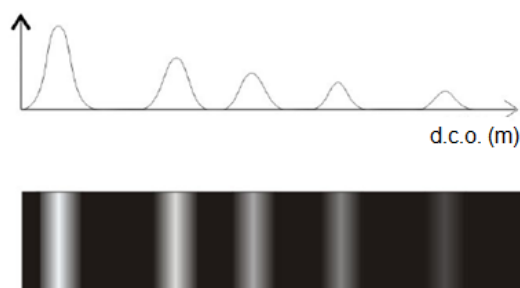


Figura 2.6 – Transformação do tomograma em escala de cinza.

Por fim, a imagem é construída realizando uma varredura transversal da amostra de modo a coletar um interferograma para cada ponto analisado.

2.3 Tomografia por Coerência Ótica no Domínio Espectral

Os primeiros experimentos utilizando a técnica de OCT foram baseados na teoria do regime temporal (RAELE, 2009). Neste caso, foi visto que a imagem é formada a partir da detecção do sinal interferométrico resultante da recombinação dos feixes retro-espalhados pela amostra com a luz refletida pelo espelho de referência. O estágio de translação que movimenta o espelho é responsável pela coincidência temporal entre os feixes e conseqüente formação dos pacotes de interferência que identificam as interfaces.

Um outro modo de operação, baseado no Domínio de Fourier foi introduzido em 1995 por FERCHER *et al.*. Essa abordagem tem como fundamento a análise espectral do sinal de saída do interferômetro para a identificação das camadas do tecido. Uma das formas de detecção do regime de Fourier baseia-se na utilização de fonte de luz de largo espectro, sendo denominado OCT espectral ou SD-OCT (*Spectral Domain Optical Coherence Tomography*). Neste caso, não há espelho móvel e o fotodetector é substituído pelo espectrômetro, conforme ilustrado na Figura 2.7a.

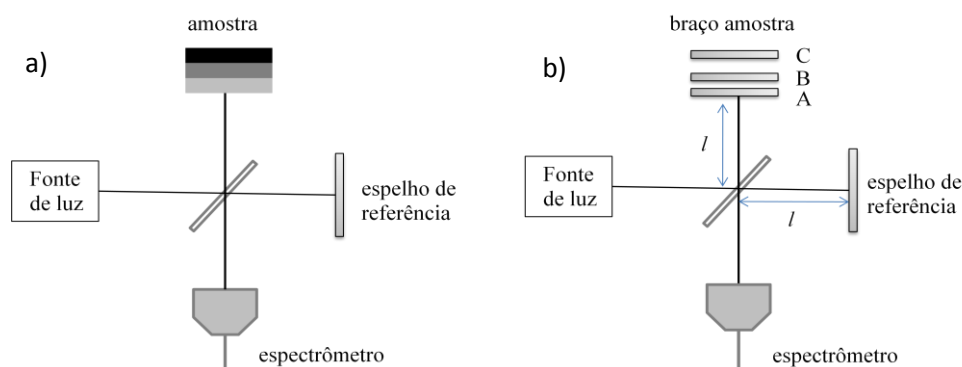


Figura 2.7 – a) Esquema do sistema SD-OCT. b) Esquema do SD-OCT com um espelho no braço amostra ocupando posições A, B e C.

Consideremos o interferômetro de Michelson, associado à fonte de baixa coerência e espectrômetro na saída, onde um espelho no braço amostra pode assumir as posições A, B ou C (Figura 2.7b). Assumindo que na posição A os dois braços possuem o mesmo tamanho, a DCO entre os espelhos é nula. O espectro obtido na saída do interferômetro será o mesmo da fonte luminosa no momento em que não há nenhuma oscilação presente, conforme representado na Figura 2.8a.

Quando o espelho amostra é ajustado para a posição B, cria-se uma DCO que resulta no aparecimento de franjas de interferência no espectro. Uma representação do sinal obtido pode ser observada na Figura 2.8b, juntamente com a Transformada de Fourier correspondente (Figura 2.8c). O sinal espectral da Figura 2.8b apresenta uma frequência de oscilação bem definida, sendo determinada pela DCO entre os braços do interferômetro.

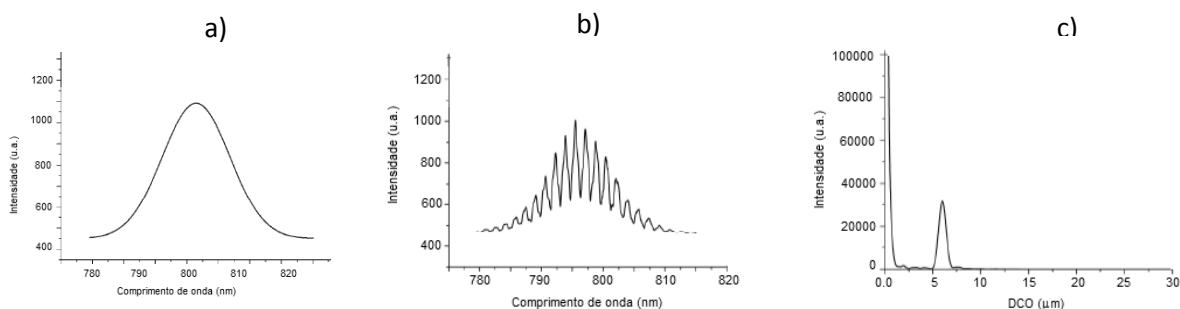


Figura 2.8 – a) Espectro original da fonte de luz. b) Sinal espectral com franjas de interferência referente à posição B e c) FFT correspondente.

Quando o espelho passa a assumir a nova posição (C), a diferença de tamanho entre os braços aumenta. Pode-se constatar pela Figura 2.9 que, quanto maior a DCO, mais alta é a frequência de oscilação observada no espectro. Aplicando-se a Transformada de Fourier do sinal espectral, é possível obter explicitamente a DCO associada, por meio da localização do pico da FFT. Assim, observa-se que quando a DCO cresce, a frequência de oscilação aumenta e o pico da FFT se afasta da origem.

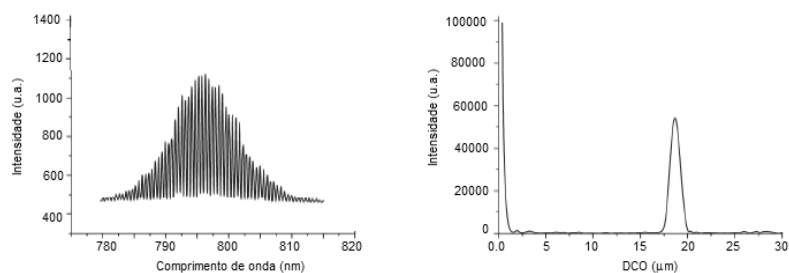


Figura 2.9 – Sinal espectral com franjas de interferência referente à posição C e FFT correspondente.

Um tecido biológico pode ser entendido como uma composição sequencial de espelhos de diferentes refletividades. Assim, o exemplo anterior pode ser adaptado para o entendimento do processo de localização das interfaces que formam uma estrutura. Se no lugar de um espelho amostra que pode ocupar diferentes posições, forem utilizados dois espelhos de refletividade parcial dispostos nas posições B e C, a interferência apresentada

será uma superposição das frequências de oscilação referentes a cada posição (Figura 2.10).

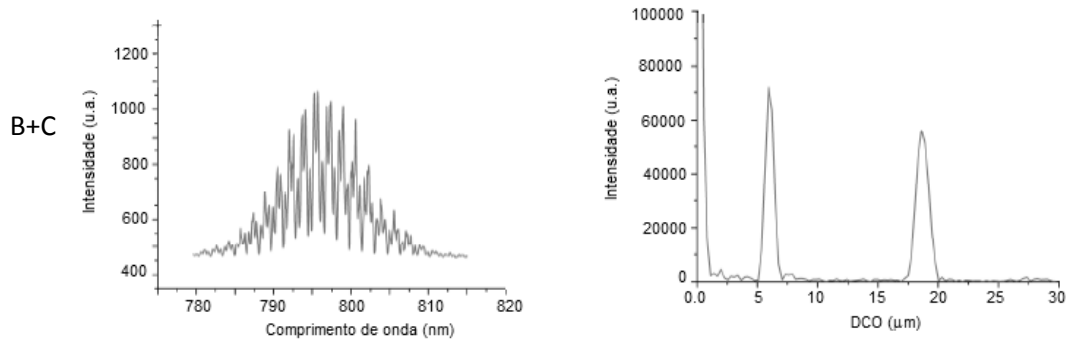


Figura 2.10 – Sinal espectral com franjas de interferência referente ao conjunto de dois espelhos e FFT correspondente.

2.3.1 Formalismo matemático do SD-OCT

O princípio do SD-OCT se baseia na utilização do espectro de saída do interferômetro para localização espacial das interfaces de uma amostra, a partir da aplicação da Transformada de Fourier. Na prática, o sinal espectral é capturado e posteriormente é processada a FFT para obtenção da função de autocorrelação.

Para o desenvolvimento matemático, será empregado o teorema de Wiener-Khinchin, que relaciona a função de autocorrelação $\Gamma(\tau)$ e a densidade espectral $G(\nu)$ pela Transformada de Fourier. Partindo da expressão do campo elétrico total na saída do sistema, calcula-se a função de autocorrelação associada e, por conseguinte, a expressão para o espectro de potência é obtida.

Considerando o interferômetro de Michelson representado na Figura 2.7a, foi mostrado na seção anterior que o campo elétrico na saída do interferômetro é descrito pela Equação 2.26. A função de autocorrelação correspondente a este campo é:

$$\Gamma_s(\tau) = \frac{\langle [\sum_i \sqrt{K_i} E_0(t-\tau_i-\tau) + \sqrt{K_r} E_0(t-\tau_r-\tau)] [\sum_i \sqrt{K_i} E_0^*(t-\tau_i) + \sqrt{K_r} E_0^*(t-\tau_r)] \rangle}{\eta_0} \quad (2.29)$$

Desenvolvendo a expressão, tem-se:

$$\Gamma_s(\tau) = \frac{1}{\eta_0} \left[\begin{aligned} &\langle \sum_i \sum_j \sqrt{K_i} E_0(t - \tau_i - \tau) \sqrt{K_j} E_0^*(t - \tau_j) \rangle \\ &+ \langle \sum_i \sqrt{K_i} E_0(t - \tau_i - \tau) \sqrt{K_r} E_0^*(t - \tau_r) \rangle \\ &+ \langle \sum_i \sqrt{K_i} E_0^*(t - \tau_i) \sqrt{K_r} E_0(t - \tau_r - \tau) \rangle \\ &+ \langle \sqrt{K_r} E_0(t - \tau_r - \tau) \sqrt{K_r} E_0^*(t - \tau_r) \rangle \end{aligned} \right] \quad (2.30)$$

Reescrevendo cada termo da equação 2.30 em função da expressão de autocorrelação da fonte de luz $\Gamma(\tau) = \frac{\langle E_0(t-\tau)E_0^*(t) \rangle}{\eta_0}$, obtém-se:

$$\frac{1}{\eta_0} \langle \sum_i \sum_j \sqrt{K_i K_j} E_0(t - \tau_i - \tau) E_0^*(t - \tau_j) \rangle = \sum_i K_i \Gamma(\tau) + \sum_{i \neq j} K_{j,i} \Gamma(\tau + \tau_i - \tau_j) \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{\eta_0} \langle \sum_i \sqrt{K_i K_r} E_0(t - \tau_r - \tau) E_0^*(t - \tau_i) \rangle = \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \tau_r - \tau_i) = \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{r,i}) \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{\eta_0} \langle \sum_i \sqrt{K_i K_r} E_0(t - \tau_i - \tau) E_0^*(t - \tau_r) \rangle = \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \tau_i - \tau_r) = \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau - \Delta\tau_{r,i}) \quad (2.33)$$

$$\frac{1}{\eta_0} \langle K_r E_0(t - \tau_r - \tau) E_0^*(t - \tau_r) \rangle = K_r \Gamma(\tau) \quad (2.34)$$

O que resulta em:

$$\Gamma_s(\tau) = \underbrace{\Gamma(\tau)[K_r + \sum_i K_i]}_{1^\circ \text{ termo}} + \underbrace{\sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{r,i})}_{2^\circ \text{ termo}} + \underbrace{\sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau - \Delta\tau_{r,i})}_{3^\circ \text{ termo}} + \underbrace{\sum_{i \neq j} K_{j,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{j,i})}_{4^\circ \text{ termo}} \quad (2.35)$$

O resultado descrito pela Expressão 2.35 permite a identificação das camadas que formam a amostra. Entretanto, alguns termos podem ser eliminados por serem irrelevantes para reconstrução da imagem. Analisando a expressão, o primeiro termo é uma componente DC, correspondendo a um pico centrado na origem. A informação necessária para geração da imagem está presente no segundo termo da expressão, que corresponde a um conjunto de picos centrados em seus respectivos atrasos $\Delta\tau_{r,i}$. Como a FFT de uma função real retorna um sinal par, os picos localizados na faixa de frequência positiva possuem uma imagem semelhante na faixa negativa. Essa informação duplicada, mas invertida em relação à origem, é representada pelo conjunto de picos do terceiro termo. O último termo refere-se aos picos associados à interferência gerada entre os feixes refletidos pelas interfaces da amostra, sendo denominado auto-interferência.

A análise da função de autocorrelação mostra que o 1º, 2º e 4º termos não contribuem para formação da imagem. Estes artefatos inerentes ao espectro podem ser removidos por meio da técnica descrita na seção 2.4.

Conforme mencionado na seção 2.1.2, segundo o teorema de Wiener-Khinchin, a função de autocorrelação $\Gamma(\tau)$ e a densidade espectral de potencia $G(\nu)$ de um sinal estão relacionadas pela Transformada de Fourier. Logo, podemos prever o sinal espectral capturado na saída do interferômetro, aplicando a Transformada Inversa de Fourier (Equação 2.17) na função de autocorrelação (Expressão 2.31):

$$G_s(\nu) = G(\nu) \left[(K_r + \sum_i K_i) + 2 \sum_i K_{r,i} \cos(2\pi\nu\Delta\tau_{r,i}) + 2 \sum_{i<j} K_{j,i} \cos(2\pi\nu\Delta\tau_{j,i}) \right] \quad (2.36)$$

O espectro de potência pode também ser escrito em função do número de onda $k = 2\pi/\lambda$:

$$G_s(k) = G(k) \left[(K_r + \sum_i K_i) + 2 \sum_i K_{r,i} \cos(2k\Delta l_{r,i}) + 2 \sum_{i<j} K_{j,i} \cos(2k\Delta l_{j,i}) \right] \quad (2.37)$$

O primeiro termo da Expressão 2.36 corresponde a um valor constante de offset, enquanto o segundo carrega a informação referente à profundidade de cada interface i da amostra. O terceiro descreve a interferência mútua entre os feixes retro-refletidos. A Expressão 2.36 mostra que o espectro de potência da fonte de luz $G(\nu)$ atua como modulador do sinal, variando a oscilação segundo a forma do espectro, conforme demonstrado nas Figuras 2.8 e 2.9. Em outras palavras, o espectro obtido é a composição de interferências associadas aos seus atrasos temporais $\Delta\tau_{r,i}$, modulada pelo espectro da fonte.

No início desta seção, partiu-se da expressão do campo elétrico na saída do interferômetro para obtenção da função de autocorrelação associada, e identificação dos termos referentes aos picos que localizam as interfaces. Em seguida, aplicação da FFT permitiu a obtenção do sinal espectral que correspondente ao espectro capturado pelo espectrômetro. Tecnicamente, o processo de geração de imagem do SD-OCT consiste na realização do processo inverso. A ideia consiste em utilizar o espectro de potência capturado para obtenção da função de autocorrelação descrita em Expressão 2.35, que contém as informações necessárias à formação da imagem.

2.4 Supressão de artefatos

Algumas técnicas podem ser empregadas com o objetivo de isolar a informação referente à localização das interfaces da estrutura. Considerando a Expressão 2.35, o somatório do quarto termo corresponde ao conjunto de picos gerados pela interferência entre os feixes retro-refletivos pelas camadas da amostra. Esse termo de auto-interferência atrapalha a construção da imagem. Dentre o conjunto, o pico mais distante da origem indica a diferença de caminho entre as interfaces das extremidades, o que representa a espessura da amostra. Os demais picos, associados ao espaçamento entre as interfaces internas da estrutura, terão diferença de caminho óptico inferior, estando, portanto, mais próximos da origem. É possível perceber que a localização desses picos de auto-interferência independe do posicionamento da amostra. Portanto, se a distância z_0 , entre a superfície da amostra e o zero do interferômetro, for maior que sua espessura, pode-se admitir que todos os picos a partir de $z > z_0$ estarão livres desses artefatos.

Assim, uma das formas de contornar a existência do termo auto-interferente é posicionar a superfície da estrutura a uma distância mínima do zero do interferômetro, e considerar somente os picos posicionados a partir dessa distância. O inconveniente dessa solução é que a sensibilidade do OCT espectral cai com a distância à origem, diminuindo o alcance do sistema. Após a supressão dos picos centrados em $z < z_0$, o sinal de resultante contém apenas a informação relativa à disposição das camadas na estrutura.

2.5 Resolução

Kempe e Rudolph (1996) mostraram que as resoluções axial e transversal do OCT podem ser tratadas separadamente. A primeira refere-se à capacidade do sistema óptico de distinguir camadas muito próximas em profundidade, enquanto a segunda diz respeito à distância mínima entre dois pontos que o sistema consegue resolver (Figura 2.11).

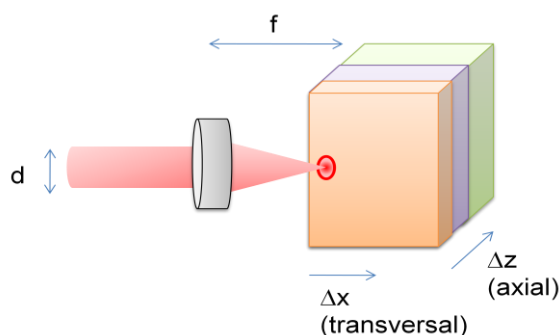


Figura 2.11 – Ilustração dos conceitos de resolução axial e transversal.

2.5.1 Resolução axial

A resolução axial é determinada pelo comprimento de coerência da fonte de luz e independe da focalização do feixe. Para uma fonte com uma distribuição de espectro gaussiano, a resolução axial é dada pela equação (Apêndice 6.2):

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda} \quad (2.38)$$

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

O valor experimental da resolução axial, no caso da montagem no domínio temporal, pode ser obtido pelo cálculo da FWHM do tomograma. No modo espectral, a resolução experimental é medida calculando-se a FWHM do pico da Transformada de Fourier.

2.5.2 Resolução transversal

Assim como na microscopia convencional, a resolução transversal do OCT é determinada pelo diâmetro do feixe focalizado (*spot-size*), por meio de (FUJIMOTO, 2001):

$$\Delta x = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{f}{d} \quad (2.39)$$

em que d é o diâmetro do feixe sobre a lente e f é a distância focal.

É importante considerar a divergência de um feixe focalizado. Denominemos cintura do feixe, $2w_0$, como o diâmetro mínimo ao longo do seu percurso. Para distâncias superiores ao comprimento de Rayleigh, observa-se um aumento linear do diâmetro do feixe em função da distância. O comprimento de Rayleigh é definido como a distância q_0 para a qual o diâmetro do feixe aumenta por um fator de $\sqrt{2}$. Ainda, define-se profundidade de foco, ou parâmetro confocal b , como sendo $2q_0$, e sua relação com a resolução transversal é descrita por:

$$b = \frac{\pi \Delta x^2}{2\lambda} \quad (2.40)$$

É possível melhorar a resolução transversal do sistema, ou seja, obter um menor de Δx , escolhendo os valores de d e f da Equação 2.39. Entretanto, a obtenção de uma menor

resolução implica em reduzir a profundidade de foco, o que indica a existência de um compromisso entre a resolução transversal desejada e a profundidade de foco resultante. Um resumo das resoluções axial e transversal, e os parâmetros que as determinam, está ilustrado na Figura 2.12.

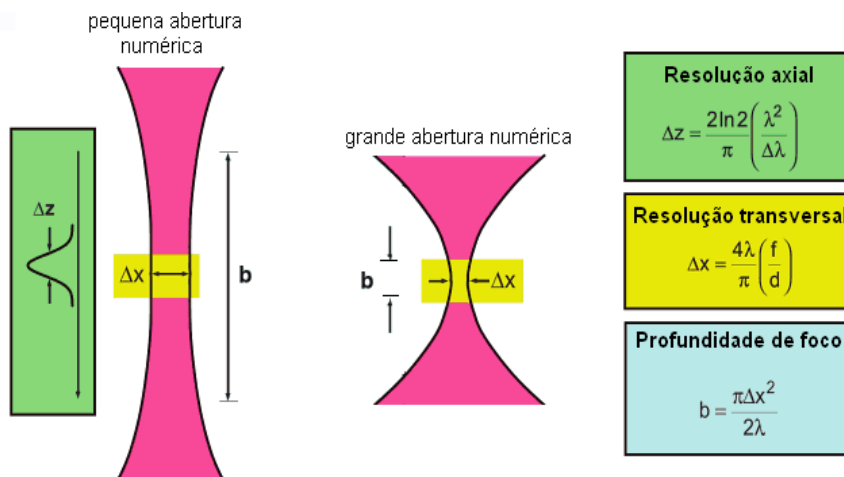


Figura 2.12 – Representação do perfil transversal de um feixe gaussiano para pequena e grande abertura numérica ($NA \approx d/2f$). A resolução axial depende da largura de banda e a resolução transversal é dada pelo tamanho do spot. A profundidade de foco é determinada pela abertura numérica. (Adaptado de Drexler, 2008).

2.6 Sensibilidade

O grau de sensibilidade do OCT refere-se à refletividade mínima que pode ser detectada pelo sistema. Em SD-OCT, a sensibilidade é determinada por fatores como a potência da fonte de luz, o tempo de exposição e a eficiência do espectrômetro. À medida que o feixe se propaga para atingir camadas mais profundas, em virtude dos fenômenos de espalhamento e absorção no interior da amostra, uma menor quantidade de luz retorna ao interferômetro. Neste contexto, a sensibilidade é um dos parâmetros que define a profundidade máxima que pode ser analisada pelo sistema.

A melhor sensibilidade do OCT espectral, em relação à técnica no domínio temporal, é uma das vantagens desse modo de operação. O estudo da sensibilidade do OCT espectral é desenvolvido a partir das propriedades do sistema de detecção do espectrômetro e dos ruídos associados. No domínio espectral a sensibilidade é dada por (KYOTUKO, 2007):

$$S = \frac{P_0 D(1-D) \rho \eta \tau_e}{h \nu_0} \quad (2.41)$$

Em que P_0 é a potência da fonte de luz, $D/(1-D)$ é a razão do divisor, ρ é fração da luz que chega ao espectrômetro, η é a eficiência do espectrômetro e τ_e é o tempo de exposição utilizado.

2.7 Profundidade de penetração

O OCT é capaz de gerar imagens a uma profundidade limitada que depende do comprimento de onda, da potência da fonte, e dos coeficientes de espalhamento e absorção da amostra. Em oftalmologia, o comprimento de onda mais utilizado é 830nm devido à transparência das estruturas oculares nessa região do espectro. Para outras aplicações, utiliza-se comumente 1310nm pelo baixo nível de espalhamento desse comprimento de onda nos tecidos (DAVIS, 2008). A profundidade de penetração para essa região do espectro é tipicamente 1-3 mm.

Em SD-OCT, a profundidade de penetração (limite axial para geração de imagem) alcançada por um sistema ainda é limitada por dois fatores: o intervalo de amostragem do espectrômetro e a resolução espectral do sistema. A taxa com que as amostras do espectro são registradas limita a profundidade máxima que pode ser observada, enquanto a resolução espectral refere-se à queda da relação sinal-ruído ao longo da amostra.

2.7.1 Intervalo de amostragem do espectrômetro

Reflexões nas interfaces mais profundas da amostra, referentes a maiores diferenças de caminho óptico em relação ao espelho de referência, produzem franjas de interferência de frequência mais alta. O OCT possui uma capacidade limitada de identificação de altas frequências, que estão associadas às camadas mais internas da amostra. A profundidade máxima, $z_{\text{máx}}$, que ainda pode ser observada pelo sistema de OCT espectral está relacionada à resolução $\delta_s k$ do espectrômetro utilizado. Segundo o teorema de Nyquist, um sinal amostrado com período $\delta_s k$ pode ser reconstruído desde que as frequências que o compõem sejam inferiores à frequência de Nyquist, dada por $f_c = 1/2\delta_s k$. Desta forma, uma componente do sinal com frequência maior que f_c presente no espectro compromete a reconstrução do sinal amostrado devido ao efeito “aliasing” (BRACEWELL, 2004).

De acordo com M.A. Choma (2003) a profundidade máxima observável é descrita por:

$$z_{\text{max}} = \frac{\pi}{2(\delta_s k)} \quad (2.42)$$

ou

$$z_{\max} = \frac{\lambda_0^2}{4(\delta_s \lambda)} \quad (2.43)$$

Com $\delta_s k$ sendo a resolução do espectrômetro, interpretada como a capacidade do detector em fracionar a faixa espectral medida em um certo número de pontos (pixels). Em sistemas que operam no domínio espectral, o intervalo de amostragem é determinado pelo espaçamento dos pixels no arranjo de fotodetectores. S.H. Yun *et al.* (2003) reportam uma profundidade máxima de 2mm usando um sistema de SD-OCT com comprimento de onda central de 1310nm.

2.7.2 Resolução espectral

A profundidade de penetração para geração de imagem, também é limitada pela atenuação sofrida pela luz ao se propagar no interior amostra, resultante dos fenômenos de espalhamento e absorção. A queda na intensidade indica como a sensibilidade do SD-OCT é reduzida ao longo da amostra. A profundidade da imagem para a qual a relação sinal-ruído cai pela metade, ou seja, que representa uma queda de -6 dB, é descrita na análise de Yun *et al.* como:

$$\Delta z_{-6\text{dB}} = \frac{2\ln(2)}{\delta_r k} = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta_r \lambda} \quad (2.44)$$

Onde $\delta_r k$ é a resolução espectral do sistema, sendo limitada pela óptica do espectrômetro e largura do pixel do arranjo de fotodetectores. A profundidade da imagem em -6 dB de um sistema SD-OCT de 1310 nm foi registrada como 1.6 mm (S. H. Yun et al., 2003).

A resolução espectral diz respeito à capacidade do espectrômetro de discriminar dois picos próximos, separados por uma certa distância em nm. A resolução espectral é definida pela fenda de entrada do espectrômetro e pela rede de difração. Quanto maior a fenda, mais sensível e menos seletivo o sistema. Para uma fenda de entrada de $25\mu\text{m}$, o espectrômetro USB2000 pode separar picos vizinhos separados por uma distância da ordem de 1.5nm. A Tabela 2.1 resume os parâmetros físicos do espectrômetro que determinam a profundidade de penetração do sistema.

Tabela 2.1 – *Efeitos da amostragem e resolução espectral no sistema SD-OCT (Adaptado de DREXLER, 2008).*

Unidade	Profundidade máxima da imagem \hat{z}_{max}	Profundidade relativa à queda de -6dB da SNR \hat{z}_{-6dB}
Número de onda ($k=2\pi/\lambda$)	$\frac{\pi}{2\delta_s k}$	$\frac{2\ln(2)}{\delta_r k}$
Comprimento de onda (λ)	$\frac{\lambda_0^2}{4\delta_s \lambda}$	$\frac{\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta_r \lambda}$

Em que δ_s e δ_r representam, respectivamente, o intervalo de amostragem e a resolução espectral.

CAPÍTULO 3

3. METODOLOGIA

Este capítulo é dedicado à descrição da montagem experimental do sistema de OCT espectral, do coletor solar e do software desenvolvido. O desenvolvimento do sistema foi iniciado no Laboratório de Fotônica e, posteriormente, a montagem experimental foi transferida para as dependências do Laboratório de Engenharia Biomédica da UFPE.

3.1 Montagem do sistema óptico

O sistema de OCT montado consiste em um interferômetro do tipo Michelson associado a um espectrômetro na saída, conforme representado na Figura 3.1.

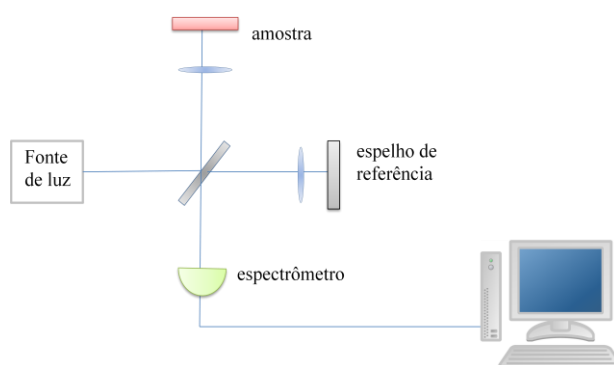


Figura 3.1 – Principais componentes de um sistema de OCT.

A luz proveniente da fonte é transmitida ao interferômetro através de uma fibra óptica de 600 μ m de diâmetro. Duas lentes convergentes de distância focal 25 e 75 mm foram utilizadas na entrada do sistema para obtenção de um feixe colimado. O divisor de feixe CM1-BS014 da *Thorlabs*, de 50/50 para região de 700-1100 nm, foi utilizado para distribuição da luz entre os braços de referência e da amostra. A montagem do interferômetro está ilustrada na Figura 3.2.

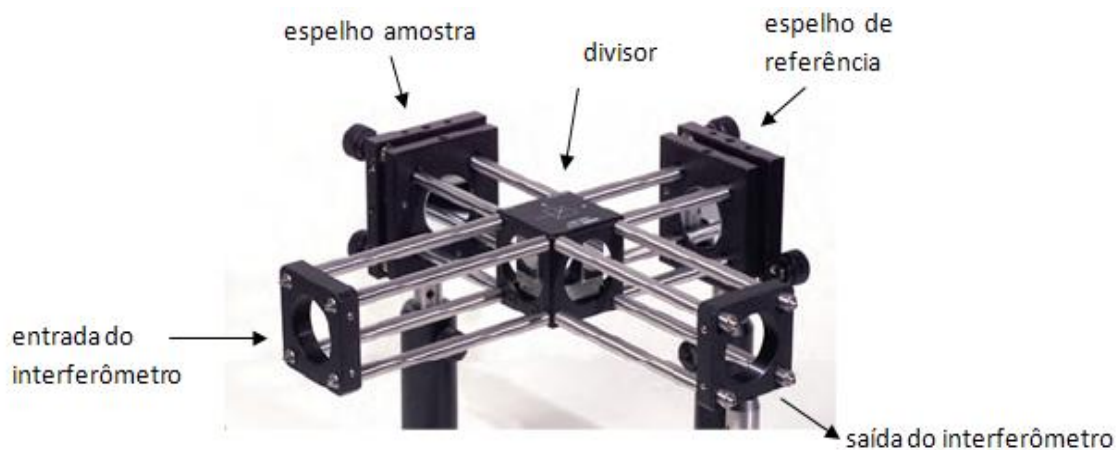


Figura 3.2 – Montagem do interferômetro de Michelson.

No braço de referência, utilizou-se uma lente para focalização do feixe na amostra. Uma lente idêntica, de distância focal 50 mm, foi empregada para focalizar a luz no espelho de referência. A amostra foi posicionada em um translador micrométrico conectado a um servomotor controlado pelo computador. Para a coleção e análise do sinal luminoso, na saída do interferômetro foi acoplado um espectrômetro USB2000 da *Ocean Optics*, mostrado na Figura 3.3.



Figura 3.3 – Espectrômetro USB2000 da *OceanOptics*.

O alinhamento do sistema óptico foi realizado de forma que as reflexões provenientes dos dois braços incidissem em superposição no espectrômetro. Inicialmente, para que o sinal de interferência fosse observado no espectro, foi necessário ajustar a DCO entre os braços. A superfície da amostra foi posicionada a uma distância do “zero” do interferômetro suficiente para eliminar os artefatos do sinal espectral, conforme descrito na seção 2.5.

A montagem óptica do OCT está ilustrada na Figura 3.4.



Figura 3.4 – Montagem óptica do sistema.

3.1.1 Lâmpada incandescente

Inicialmente, foi utilizado no interferômetro uma fonte de luz de banda larga da Ando (AQ4303B – *White Light source; Tungsten Halogen Lamp*, 12V, 50W). A faixa de comprimento de onda selecionada, associada ao filtro IR produziu o espectro apresentado na Figura 3.5.

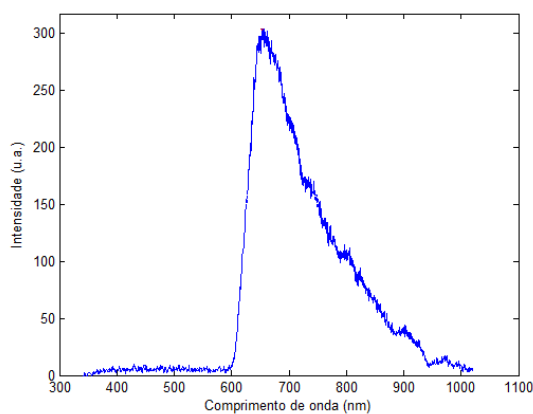


Figura 3.5 – Espectro da fonte AQ4303B associada a um filtro IR.

3.1.2 Luz solar

A energia radiada pelo Sol é emitida principalmente como luz visível e infravermelho próximo. Em termos de comprimentos de onda, a radiação solar ocupa a faixa espectral de 100 a 3000nm, com a máxima densidade espectral em torno de 550nm (luz verde-amarelada). Devido aos fenômenos de atenuação como absorção, reflexão e espalhamento, nem toda a radiação solar incidente no limite superior da atmosfera chega à

superfície terrestre. Os espectros de absorção para a atmosfera e seus constituintes, ilustrados na Figura 3.6a, explicam a ocorrência de quedas na intensidade em regiões específicas do espectro. A Figura 3.6b mostra, simultaneamente, os espectros da radiação solar que atinge o limite superior da atmosfera e a superfície terrestre ao nível do mar.

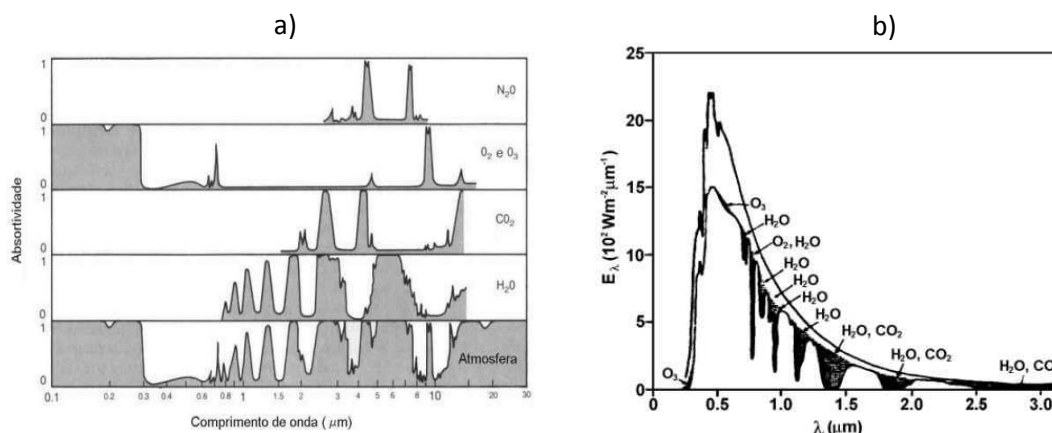


Figura 3.6 – a) Espectros de absorção para a atmosfera e alguns constituintes isolados (N_2O , O_2 , O_3 , CO_2 e H_2O) b) Espectros da radiação solar que atinge a atmosfera (curva superior) e a superfície terrestre (curva inferior).

O espectro da radiação solar, obtida pelo sistema de coleção desenvolvido (descrito na seção 4.3) e associada a um filtro IR, está representando na Figura 3.7. A região do infravermelho foi explorada pela capacidade de penetração desse comprimento de onda nos tecidos biológicos. As depressões na curva do espectro solar são explicadas pelo fenômeno de absorção da luz pelas moléculas presentes no ar. A queda abrupta na intensidade nas proximidades de 750nm é explicada pela alta absorção das moléculas de O_2 neste comprimento de onda.

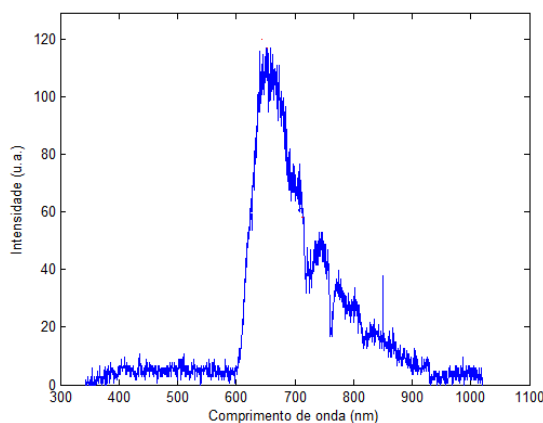


Figura 3.7 – Espectro da luz solar associada a um filtro IR.

3.2 Software para aquisição e processamento

O software desenvolvido na plataforma Labview controla a varredura transversal da amostra, realiza a captura dos espectros a cada ponto, calcula a FFT e transforma o resultado em imagem.

A ferramenta Labview é uma linguagem de programação gráfica onde as aplicações são criadas por intermédio de ícones em vez de linhas de código. Diferentemente das linguagens baseadas em texto, no Labview a execução do programa é comandada pelo fluxo de dados. Um programa desenvolvido em Labview é composto por um painel frontal, correspondente à interface do usuário, e pelo diagrama de blocos que representa o fluxograma do software. O código a ser executado é construído no diagrama por meio de representações gráficas das funções.

A interface do programa desenvolvido para aquisição, controle e processamento dos dados do OCT espectral está ilustrada na Figura 3.8. Os gráficos contemplam o espectro capturado, a FFT associada e a imagem construída a partir da varredura de um conjunto de pontos da amostra.

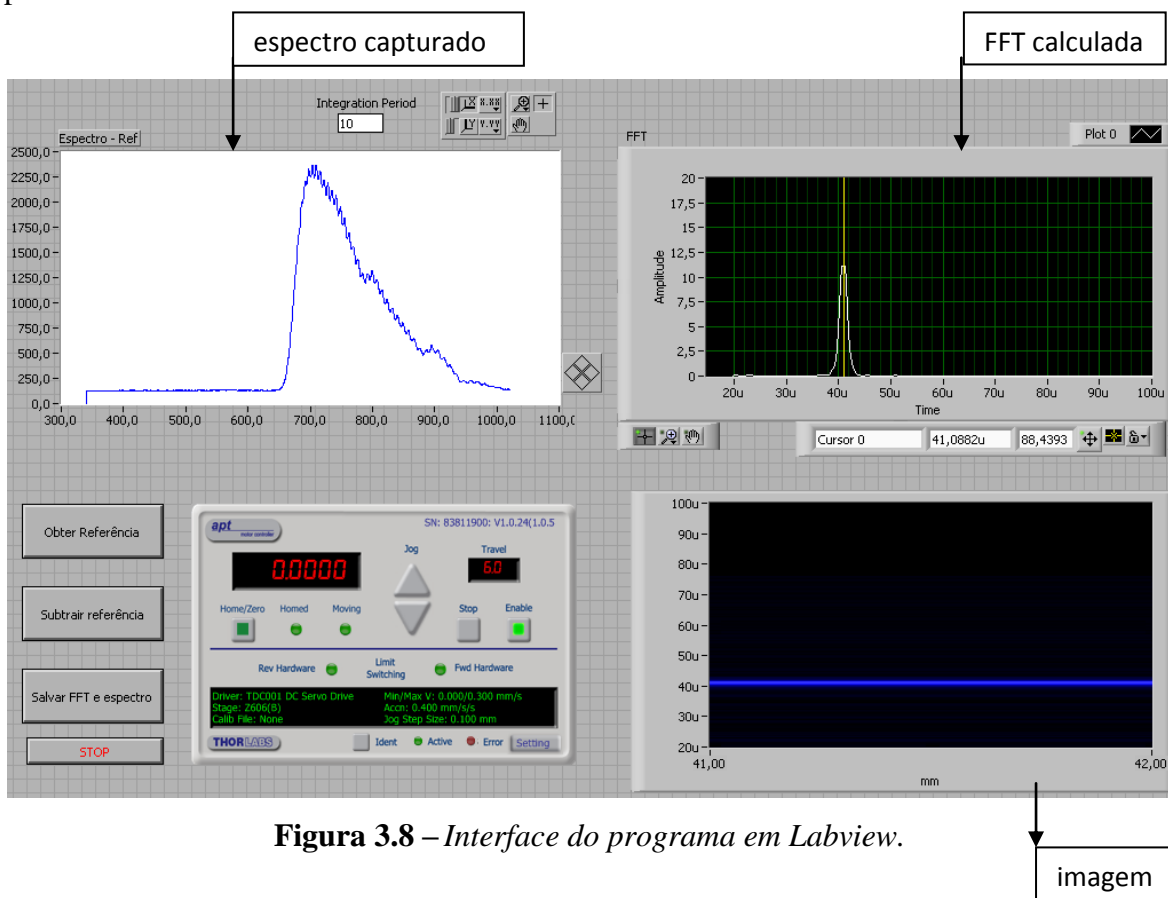


Figura 3.8 – Interface do programa em Labview.

3.2.1 Processamento do sinal espectral

O sinal coletado por um sistema de OCT precisa ser processado para obtenção de uma informação espacial referente às camadas da amostra. Operando no domínio espectral, a Transformada de Fourier é a operação essencial do processamento.

Os dados capturados pelo espectrômetro relacionam intensidade luminosa a valores de comprimento de onda $I(\lambda)$. Entretanto, para obtenção de informações relativa à distância espacial (em metros), a Transformada de Fourier deve ser aplicada a um sinal representado em função do número de onda k . Desta forma, antes de operar a Transformada de Fourier, foi necessário realizar uma transformação de unidade que retorne um sinal espectral da forma $I(k)$. A relação entre número de onda e comprimento de onda é dada por:

É importante perceber que a alteração de unidade transforma o espaçamento entre os valores de λ em intervalos de k desiguais. Logo, uma vez que o algoritmo da Transformada de Fourier trabalha com a suposição de que as amostras estão igualmente espaçadas, o método da interpolação foi empregado para obtenção de um sinal com espaçamento uniforme. Em seguida, os novos valores calculados na interpolação foram utilizados para o cálculo da FFT.

A parte do diagrama de blocos do programa, desenvolvido em Labview, que utiliza o espectro adquirido para o cálculo da interpolação, FFT e construção da imagem, está ilustrada na Figura 3.9.

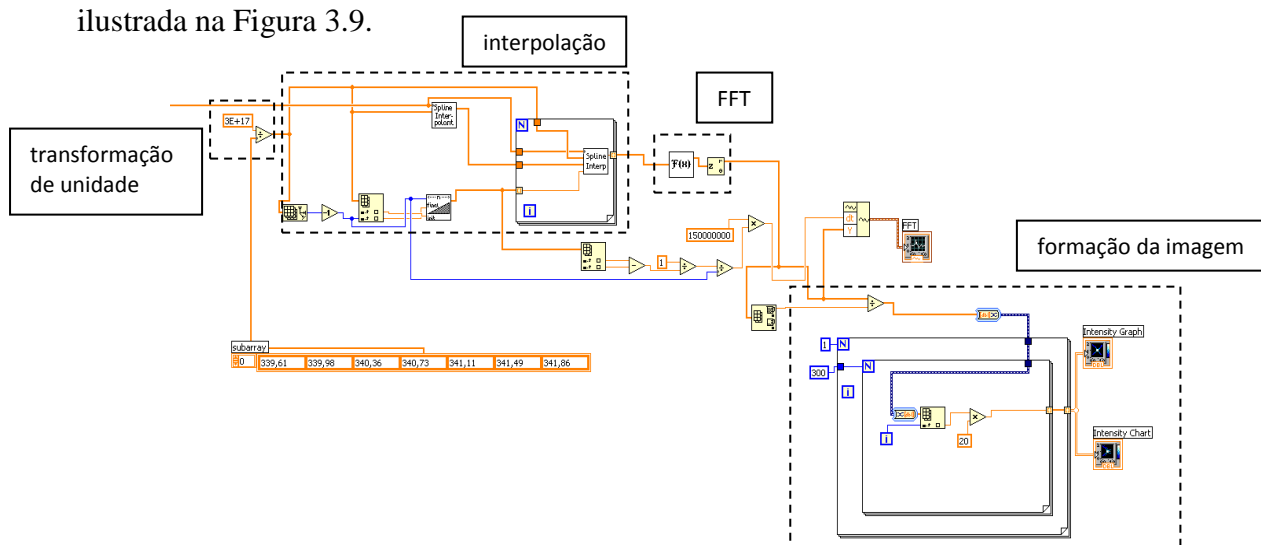


Figura 3.9 – Diagrama de blocos do Labview.

3.2.2 Varredura transversal

Para construção da imagem de uma estrutura, é necessário capturar espectros de um conjunto de pontos adjacentes que compõem a região analisada. A varredura pode ser feita com um galvanômetro, no qual a angulação do espelho controla a posição onde o feixe é focalizado. De outra forma, a varredura pode ser realizada com o deslocamento lateral da estrutura. Neste caso, um translador comandado pelo software de processamento, movimenta a amostra, deslocando o ponto de focalização ao longo da mesma, enquanto os espectros são capturados e processados para formação da imagem bidimensional. O translador utilizado consiste no DC Servo Motor Controller TDC001 da Thorlabs associado ao atuador motorizado Z825B.

3.3 Coletor e sistema de rastreamento solar

Os sistemas de coleção de luz solar existentes consistem basicamente num espelho parabólico posicionado sobre um rastreador solar, associado a uma fibra óptica para transmissão da luz coletada (FEUERMANN, GORDON, 1998). O diagrama do sistema óptico de coleção da radiação solar está apresentado na Figura 3.10. Nele a radiação eletromagnética é refletida no espelho parabólico e direcionada à entrada da fibra óptica.

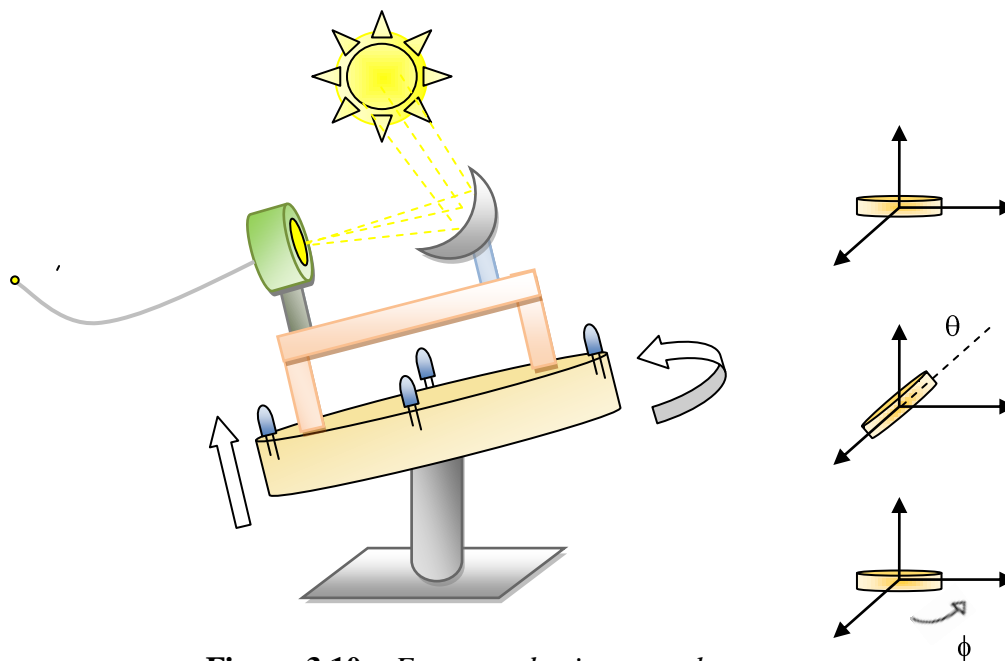


Figura 3.10 – Esquema do sistema coletor.

Para garantir uma incidência perpendicular da luz no espelho parabólico, foi desenvolvido um sistema de rastreamento utilizando quatro fotosensores para detecção da posição do Sol, e dois motores DC para direcionamento do coletor. O sistema que determina a posição do coletor baseia-se na comparação entre as intensidades de luz detectadas por cada par de fotosensores diametralmente opostos. Os resultados da comparação comandam a rotação dos motores que direcionam o arranjo à posição de máxima intensidade de coleção.

As correntes geradas pelos fotosensores são enviadas ao microcontrolador PIC16F876A que realiza a conversão A/D. O software executado pelo PIC verifica a diferença entre os sinais digitais e aciona os motores, através do CI L298 *dual driver*. Dois motores DC independentes são responsáveis pelo movimento do coletor em φ e θ , sendo que o sentido de rotação é determinado pela corrente aplicada aos seus terminais.

Cada *driver* do L298 é composto por um circuito de ponte H completa associado a um sistema lógico-digital para controle dos motores (Figura 4.11). As três entradas de nível lógico TTL correspondem à habilitação e à determinação do sentido da corrente que será enviada aos terminais de saída conectados ao motor. O programa do microcontrolador utiliza a comparação das intensidades luminosas detectadas para indicar o sentido do movimento. Cada motor é controlado por um par de saídas independentes do PIC, que envia os níveis lógicos 0 e 1 ao *driver*. A ponte H permite que apenas dois transistores conduzam por vez, possibilitando o controle do sentido da corrente que circula pelo motor. Quando IN 1 é ativada e IN 2 desativada, a corrente que passa pelo motor o faz girar no sentido horário (Figura 3.11a). Analogamente, na situação em que IN 1 é desativada e IN2 é ativada, o motor gira no sentido anti-horário (Figura 3.11b).

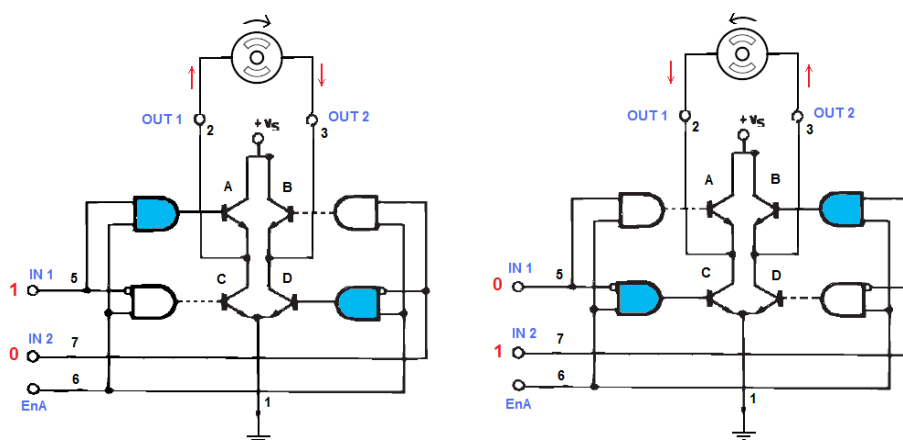


Figura 3.11 – Circuito lógico do controle de motores . Em (a), a entrada ‘10’ permite que apenas os transistores A e D conduzam, neste caso, a corrente circula do terminal 2 para

o 3. Em (b), a entrada '01' possibilita condução pelos transistores B e C, e a corrente circula do sentido contrário.

Além do sentido de rotação do motor DC, o PIC controla a sua velocidade enviando um sinal PWM (*Pulse Width Modulation*), gerado pelo módulo CCP, à entrada de habilitação. A frequência do sinal PWM é constante, sendo variável a largura do pulso que determina o tempo em que o motor permanece ligado. Experimentalmente determinou-se o ciclo ativo para o qual a estabilidade e velocidade do sistema fossem garantidas.

No esquema completo da placa de circuito impresso, Figura 3.12, pode-se identificar:

- Como entradas do PIC: 4 fotosensores e 4 fins de curso que sinalizam a chegada do motor à máxima rotação possível;
- Como saídas do PIC: dois conjuntos formados por 2 saídas que controlam o sentido de rotação e uma terceira para habilitação do *driver*.

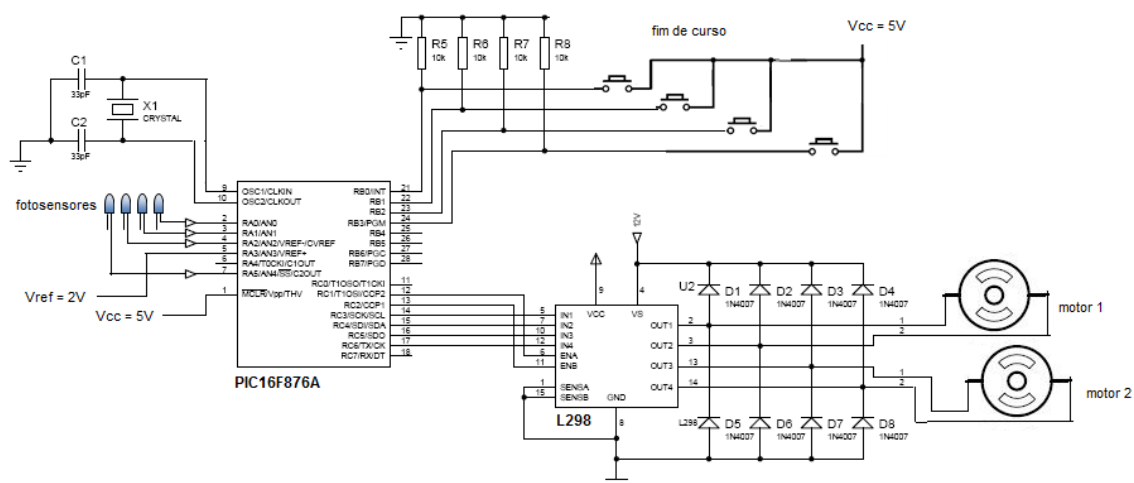


Figura 3.12 – Esquema da placa de acionamento dos motores.

Os diodos nos terminais do motor foram utilizados para evitar que o campo elétrico gerado pela passagem de corrente pelo motor produzisse uma corrente no sentido contrário, na direção do *driver*, quando a corrente fosse cessada.

A Figura 3.13 apresenta uma fotografia do sistema de coleção de luz solar desenvolvido.

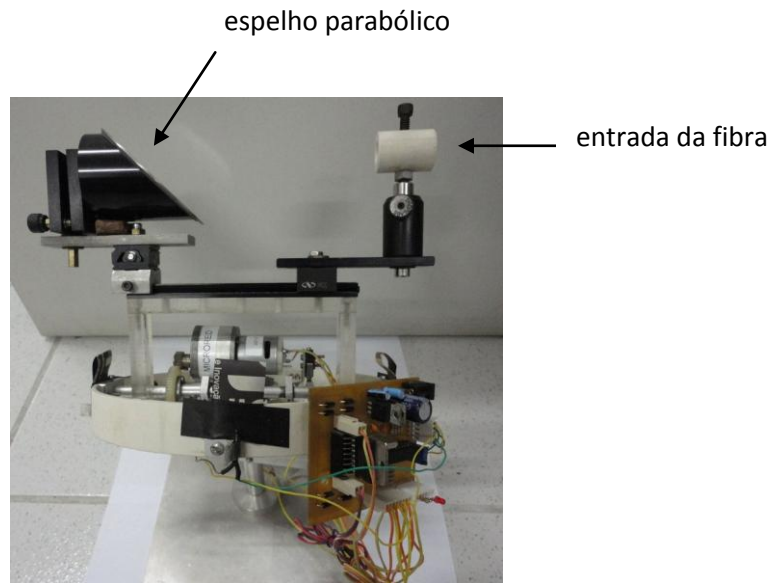


Figura 3.13 – *Coletor solar desenvolvido.*

CAPÍTULO 4

4. RESULTADOS

4.1 Caracterização experimental da resolução axial do OCT

Uma vez obtido o espectro da fonte óptica do sistema de OCT, o comprimento de onda central λ_0 e a largura espectral $\Delta\lambda$ podem ser utilizados para calcular a resolução axial teórica, por meio da Equação 2.38. Para a lâmpada incandescente (10 μ W na amostra) associada a um filtro IR, o espectro característico, exibido na Figura 4.1, indica numa resolução de 1.59 μ m.

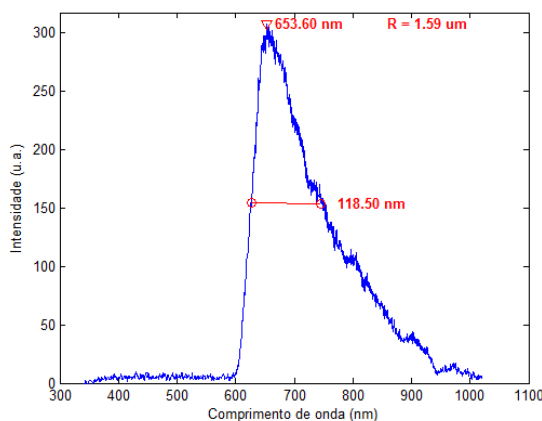


Figura 4.1 – Espectro de potência da lâmpada incandescente combinada a um filtro IR.

Utilizando a montagem do sistema de OCT no domínio temporal, a resolução axial experimental foi medida por meio do cálculo da largura à meia altura do sinal de interferência capturado pelo fotodetector (Figura 4.2). Conhecendo a velocidade do translador que realiza a varredura axial do espelho de referência (0.05mm/s), converte-se a escala de tempo em espaço. Desta forma, o tempo de coerência e a resolução axial obtidos foram 25.74 ms e 1.29 μ m.

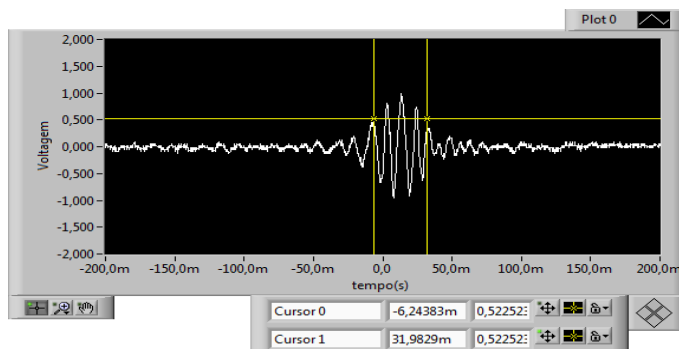


Figura 4.2 – Sinal de interferência capturado pelo fotodetector à medida que o espelho de referência é deslocado.

Conforme mencionado na seção 2.5.1, a resolução axial experimental na montagem espectral corresponde a FWHM do pico da Transformada de Fourier do espectro de potência. Para detecção de um sinal espectral com franjas de oscilação presentes (Figura 4.3a), utilizou-se um espelho no braço amostra a uma distância próxima do zero do interferômetro. A FFT do espectro capturado apresentou um pico centrado em $10\mu\text{m}$, com largura total a meia altura de $1.56\mu\text{m}$ (Figura 4.3b), o que corresponde a uma variação menor que 2% em relação ao valor teórico.

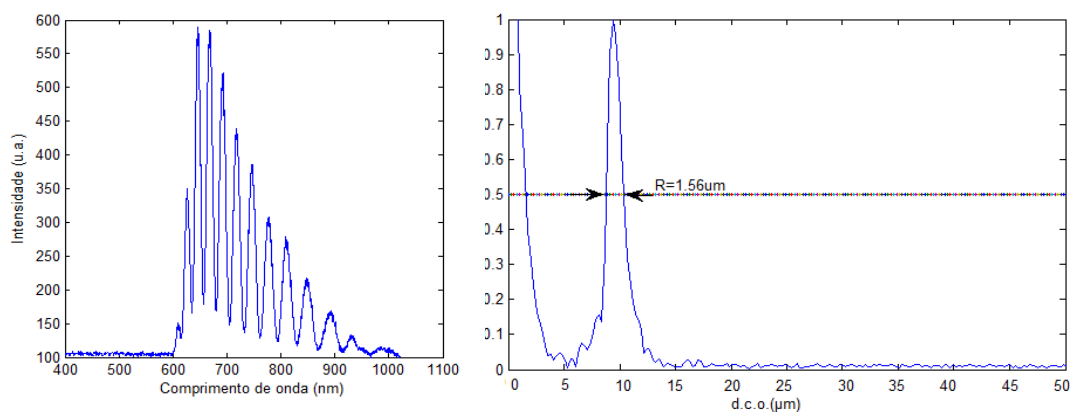


Figura 4.3 – a) Espectro da fonte filtrada, na presença do sinal de interferência e b) a FFT correspondente revelando um pico de largura $1.56\mu\text{m}$.

A Tabela 4.1 estabelece uma comparação entre os valores teórico e experimentais (espectral e temporal) da resolução axial no caso da lâmpada incandescente. A montagem espectral revelou uma resolução bastante próxima do valor esperado. Por outro lado, verifica-se uma menor correspondência da medida temporal, possivelmente explicada pela imprecisão na medida causada pela interferência.

Tabela 4.1 – Comparação entre os valores teórico e experimentais da resolução axial.

Medida	Resolução
Teórica	$1.59 \pm 0.02 \mu\text{m}$
TD-OCT	$1.28 \pm 0.03 \mu\text{m}$
SD-OCT	$1.56 \pm 0.02 \mu\text{m}$

Análise semelhante foi realizada substituindo a radiação da lâmpada incandescente pela luz solar ($20 \mu\text{W}$ na amostra). O espectro solar (associado a filtro IR) indicou uma resolução teórica de $2.17 \mu\text{m}$ (Figura 4.4), enquanto a largura do pico da FFT obtida foi de $1.67 \mu\text{m}$ (Figura 4.5b). A discrepância entre os valores teórico e experimental pode ser justificada pela utilização da Equação 2.38, que foi desenvolvida para um espectro de perfil gaussiano.

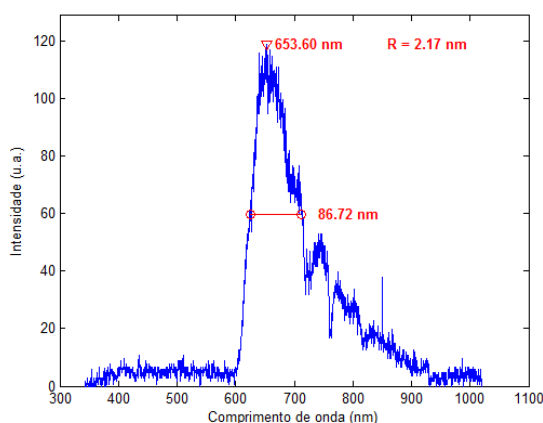


Figura 4.4 – Espectro de potência da luz solar combinada a um filtro para cálculo da resolução teórica.

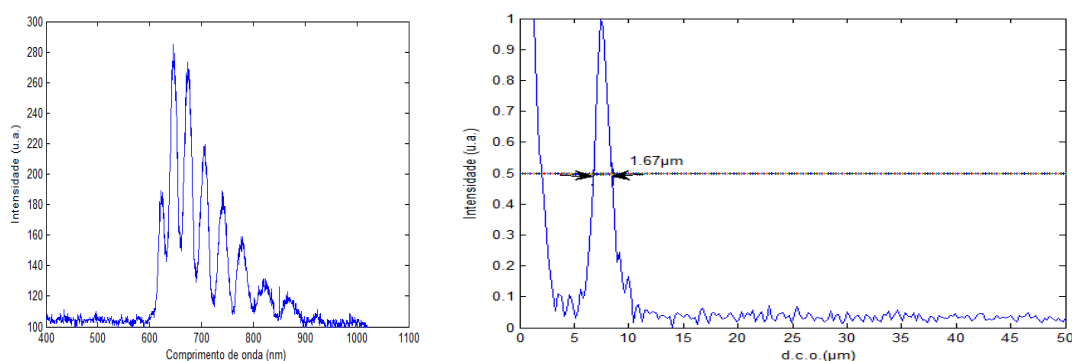


Figura 4.5 – a) Espectro da luz solar filtrada, na presença do sinal de interferência e b) A FFT correspondente revelando um pico de largura $1.67 \mu\text{m}$.

A profundidade de penetração, descrita na seção 2.6.1, depende do intervalo de amostragem do espectrômetro, e pode ser calculada a partir da Expressão 2.41. Os dados registrados pelo espectrômetro apresentam um espaçamento em comprimento de onda de $\delta\lambda = 0,33\text{nm}$. Os espectros da lâmpada e da radiação solar, associados ao filtro IR, apresentam comprimento de onda central de 653nm , revelando uma profundidade de penetração de $z_{\text{max}} = 323\mu\text{m}$. O pequeno alcance do sistema, decorrente da baixa resolução do espectrômetro, pode ser contornado através da técnica de composição de varreduras em diferentes profundidades. Desta forma, o alcance efetivo passa a ser limitado apenas pela sensibilidade do sistema.

4.2 Verificação da linearidade

Conforme previsto pela teoria, quando a diferença de comprimento entre os braços do interferômetro torna-se inferior ao comprimento de coerência da fonte de luz, franjas de interferência são observadas no fotodetector (OCT temporal). De outra forma, se o fotodetector é substituído pelo espectrômetro, oscilações devido à interferência podem ser observadas moduladas pelo espectro da fonte de luz (OCT espectral). A teoria da OCT prevê ainda uma relação linear entre, a frequência de oscilação do sinal espectral e a DCO.

Neste contexto, utilizando a lâmpada incandescente, verificou-se a linearidade do sistema por meio da captura de padrões de interferência espectral associados a diferentes caminhos ópticos. Utilizando um espelho no braço amostra montado sobre transladador micrométrico para o seu deslocamento, os espectros foram capturados à medida que a diferença de tamanho entre os braços assumia valores espaçados de $10\mu\text{m}$ entre si, conforme ilustrado na Figura 4.6.

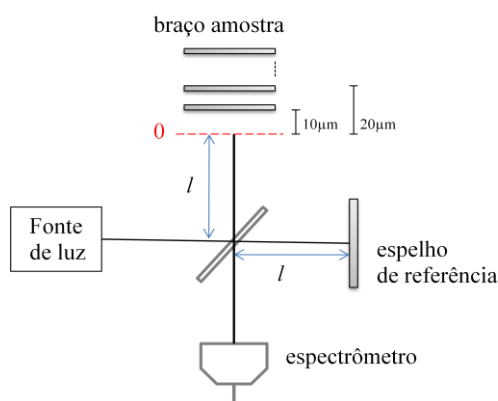


Figura 4.6 – Ilustração das posições ocupadas pelo espelho amostra para realização da captura do espectro correspondente.

O software Matlab foi utilizado para interpolação e realização da Transformada de Fourier dos interferogramas capturados. Pode-se observar a concordância entre o afastamento do espelho e o aumento da frequência de oscilação (Figura 4.7), que também é verificada pela disposição dos picos na Figura 4.8.

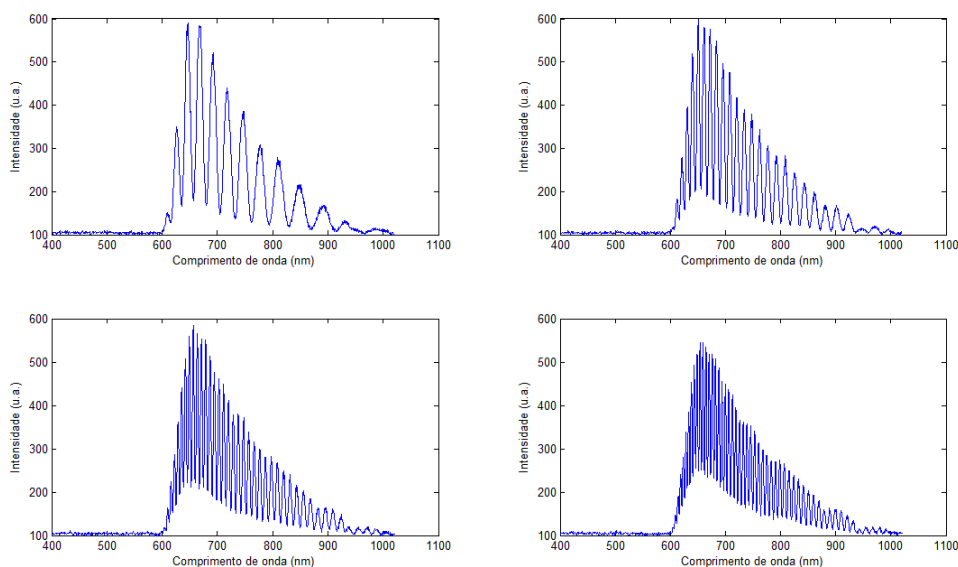


Figura 4.7 – Espectros de potência referentes a diferentes posições do espelho amostra.

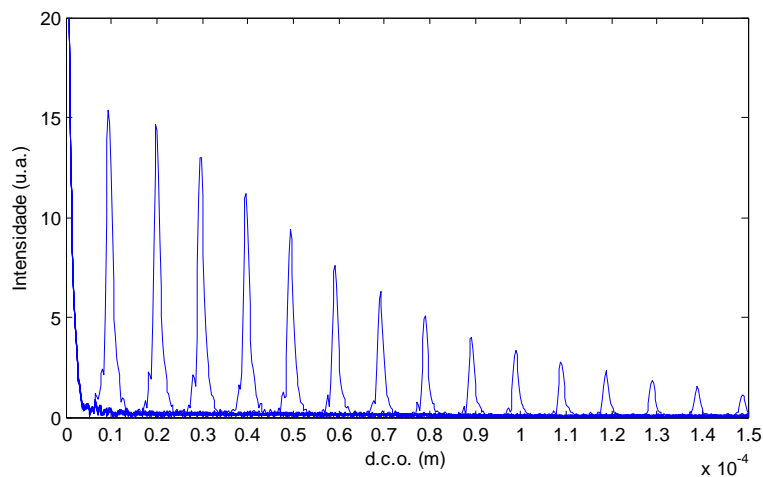


Figura 4.8 – Conjunto das Transformadas de Fourier para os espectros referentes a cada posição do espelho móvel.

Conforme previsto por RAELE (2009), a técnica da interpolação produziu um decaimento exponencial da intensidade em função do aumento da diferença de caminho.

4.3 Geração da imagem da lamínula

Para geração da imagem, o espelho amostra foi trocado por uma lamínula de microscópio do fabricante *Exacta* (Figura 4.9). Segundo as especificações do fabricante, a lamínula possui espessura de 130 a 160 μm , e índice de refração de 1.5. Isso corresponde a um caminho óptico de $240 \pm 22\mu\text{m}$ entre as interfaces.

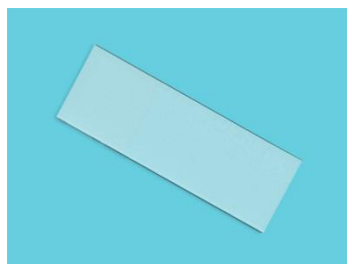
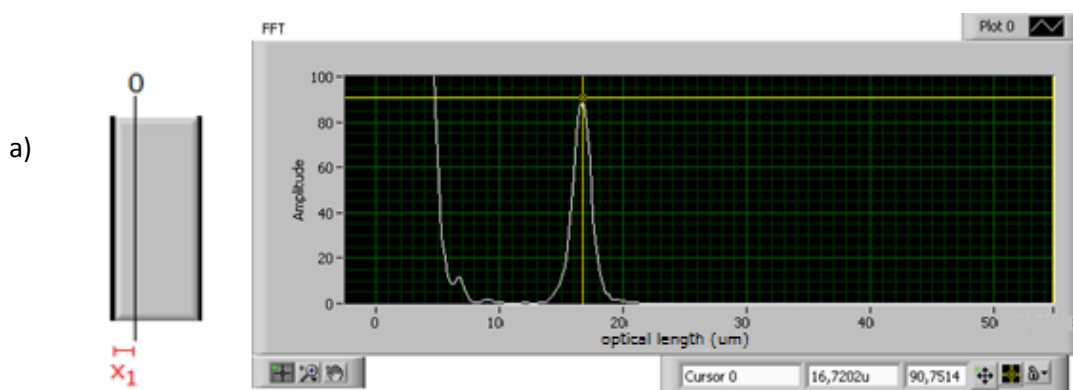


Figura 4.9 – *Lamínula de microscópio da Exacta.*

As interfaces da lamínula também podem ser identificadas realizando uma varredura em profundidade da amostra. O primeiro espectro foi capturado com o zero do interferômetro situado a uma distância x_1 da interface anterior (Figura 4.10a). Nesta situação, espera-se que a FFT correspondente apresente um pico centrado em x_1 . Em seguida, o zero foi deslocado de Δd e um segundo espectro foi capturado. Neste caso, a Figura 4.10b mostra a posição do pico da FFT correspondente à distância entre a interface posterior e o zero do sistema.



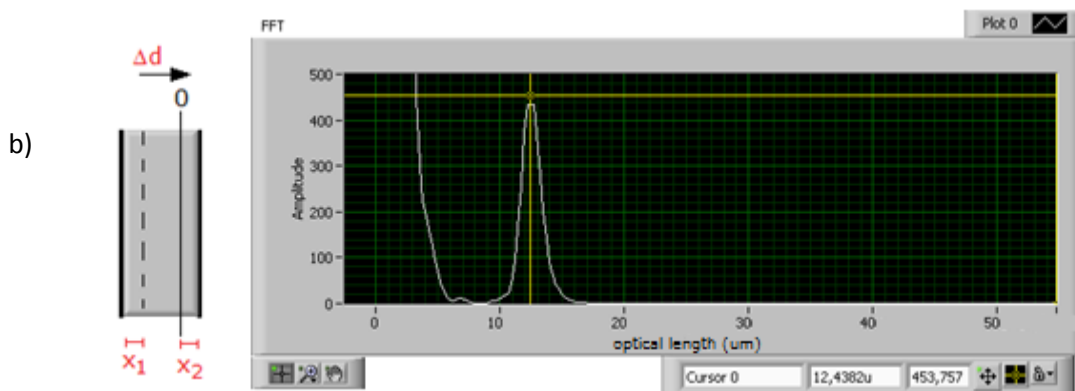


Figura 4.10 – a) Sinal de FFT com pico associado à interface anterior e b) Sinal de FFT com pico associado à interface posterior.

Utilizando as informações contidas nos espectros, a espessura da lamínula é determinada usando a DCO entre as interfaces dada por $x_1 + x_2 + \Delta d$. Sabendo que o deslocamento foi de $206\mu\text{m}$, e os picos referentes às interfaces anterior e posterior, apresentaram-se nas posições 16.72 e $12.43\mu\text{m}$, respectivamente, a DCO calculada foi de $235\mu\text{m}$. Levando em conta o índice de refração do material, a espessura resultante foi de $156\mu\text{m}$. Procedimento semelhante foi realizado com a luz solar, o que revelou uma espessura de $152\mu\text{m}$.

O programa desenvolvido em Labview realiza a concatenação das FFTs levando em consideração o deslocamento aplicado. O sinal de FFT resultante, exibido na Figura 4.11, revela a disposição das interfaces da lamínula.

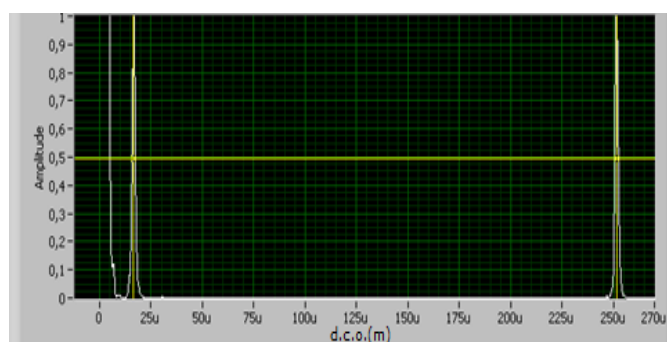


Figura 4.111 – Sinal de FFT resultante da composição das varreduras.

Por fim, para construção da imagem da lamínula, foi realizada uma varredura lateral de 1mm ao longo da amostra. À medida que a amostra é deslocada, a luz focaliza em diferentes pontos da amostra e os espectros produzidos são armazenados. A varredura é

realizada para as duas profundidades e posteriormente os dados são processados para formar a imagem. As imagens obtidas utilizando a fonte e a luz solar estão representadas nas Figuras 4.12a e 4.12b, respectivamente.

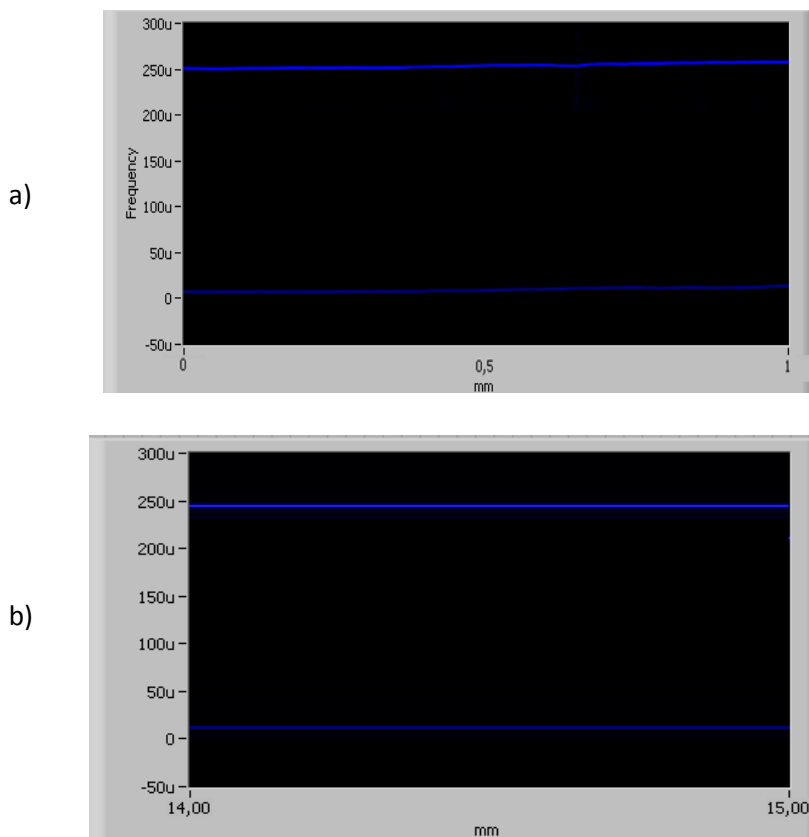


Figura 4.12 – a) Imagem da lamínula utilizando a fonte de luz e b) utilizando a luz solar coletada.

Para uma avaliação comparativa das imagens obtidas, a lamínula foi analisada utilizando o OCT da Thorlabs. A imagem obtida (Figura 4.13) revelou um caminho óptico de $237\mu\text{m}$ entre as interfaces, ou espessura de $158\mu\text{m}$.

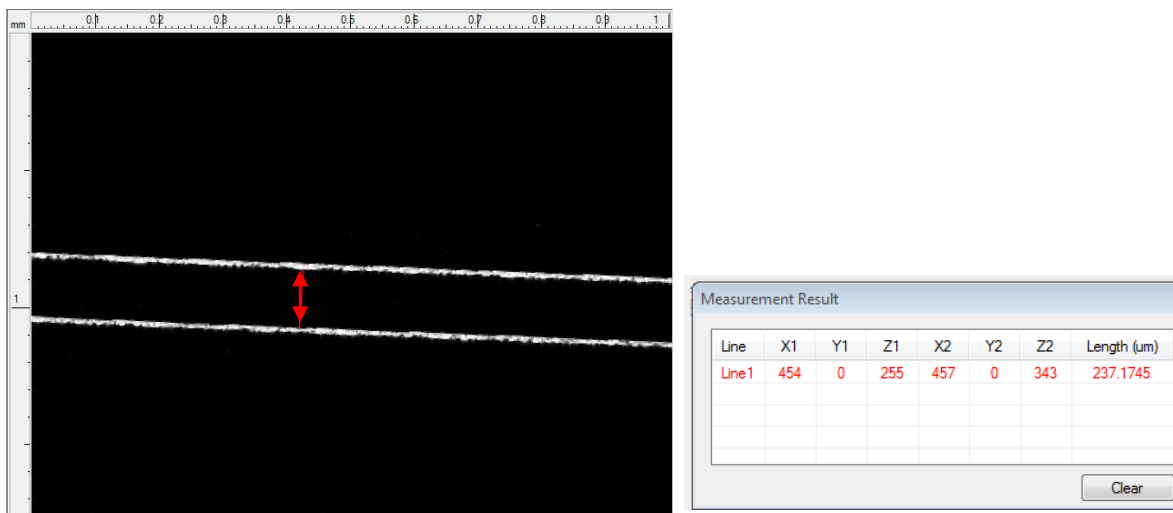


Figura 4.13 – Imagem da lamínula obtida com sistema de OCT da Thorlabs.

Para avaliar a possibilidade do uso da luz solar para geração de imagens através da técnica de OCT, o espectro da luz coletada foi monitorado. A Figura 4.14 mostra o comportamento da intensidade solar espectral (integrada entre 700 e 900 nm). O resultado mostra estabilidade (variações menores que 0.2%) na intensidade detectada, durante um intervalo de aproximadamente 2 minutos (tempo 50 vezes superior ao necessário para obtenção da imagem), como mostra a Figura 4.15. Os aparelhos comerciais operam com estabilidade da ordem de $\pm 1\%$.

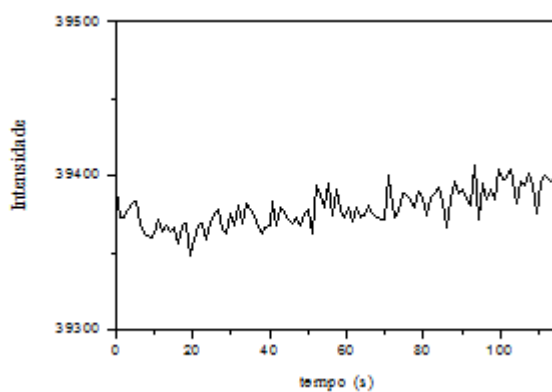


Figura 4.14 – Comportamento temporal do espectro solar.

CAPÍTULO 5

5. CONCLUSÕES

A pesquisa realizou uma abordagem da fundamentação teórica e experimental de um sistema de OCT, com ênfase na operação no Domínio de Fourier, mais especificamente no regime espectral. Como fontes ópticas, foram exploradas uma lâmpada incandescente e a luz solar que apresentam propriedade de baixa coerência.

Uma visão geral da técnica de OCT, seus fundamentos e estado da arte foram apresentados. Foi desenvolvido o formalismo matemático para entendimento dos regimes temporal e espectral de operação do sistema. Além disto, foi discutida a influência das propriedades do espectro da fonte na determinação da resolução axial.

Com os resultados experimentais, verificou-se a correspondência entre os valores teóricos e experimentais da resolução axial do OCT baseado em lâmpada e luz solar, como mostra Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – *Comparação entre os valores teóricos e experimentais da resolução.*

Fonte óptica	Resolução teórica (μm)	Resolução experimental (μm)
Lâmpada incandescente	1.59	1.28 (TD-OCT) 1.56 (SD-OCT)
Luz solar	2.17	1.67

Na montagem do sistema espectral, foi observada a mudança da frequência de oscilação do sinal de interferência com a variação da posição do espelho amostra. Assim, foi confirmada a relação de linearidade existente entre a diferença de caminho óptico entre os braços e a localização do pico do sinal de FFT.

A análise do comportamento temporal da intensidade de luz solar revelou uma boa estabilidade para um intervalo de tempo superior ao necessário para geração da imagem. O sistema encontrou limitações nos dias nublados e ensolarados com alta presença de nuvens.

Uma lamínula de microscópio foi utilizada como amostra para identificação das suas interfaces. Para a lâmpada incandescente, a espessura medida foi de 156 μm enquanto

que o sistema baseado em luz solar apresentou 152 μm . Em ambos os casos, os resultados concordam com o valor esperado.

Futuras implementações no sistema experimental são aqui sugeridas:

- Utilização de um espectrômetro com frequência de amostragem superior, que aumentaria a profundidade de penetração do sistema.
- Utilização de espelhos galvos para realização da varredura transversal da amostra, possibilidade uma maior velocidade de aquisição.
- Melhoria do sistema de coleção com aperfeiçoamento da mecânica do coletor e do acoplamento das fibras de transmissão que iluminam o interferômetro para aumento da potência que atinge a amostra.

TRABALHOS PUBLICADOS EM CONGRESSOS:

BARBOSA, L.C.; ARAUJO, R.E. *Desenvolvimento de Tomógrafo por Coerência Óptica de alta resolução axial*. Congresso Brasileiro de Engenharia Biomédica – CBEB 2010, 2010, Minas Gerais. Anais do CBEB 2010, 2010.

BARBOSA, L.C.; ARAUJO, R.E. *Continuous Ultra-Broadband Light Sources for Optical Coherence Tomography*. IMOC 2011. (aceito para publicação)

Lívia BARBOSA, Lidiane ARAÚJO, Crislane NASCIMENTO, Antonio B. OLIVEIRA. *A modified Minkowski monopole*. Aceito para apresentação no 15th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics (ISEM 2011) a ser realizado em Nápoles, Itália, 7-9 de setembro de 2011.

Lidiane ARAÚJO, Crislane NASCIMENTO, Lívia BARBOSA, Antonio B. OLIVEIRA. *A new Sierpinski carpet fractal dipole*. Aceito para apresentação no 15th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics (ISEM 2011) a ser realizado em Nápoles, Itália, 7-9 de setembro 2011.

6. APÊNDICE

6.1 Intensidade na saída do interferômetro

O vetor de Poynting representa a quantidade de energia por unidade de área transportada por uma onda eletromagnética, sendo dada pelo produto vetorial entre os campos elétrico (\vec{E}) e magnético (\vec{H}):

$$\overline{S}(t) = \frac{1}{2} \overline{E}(t) \times \overline{H}^*(t) \quad (6.1)$$

Para uma onda plana, a uma certa distância da fonte os campos possuem apenas as componentes $\vec{E} = E\hat{x}$ e $\vec{H} = H\hat{y}$. Sabendo-se que $\vec{H} = E/\eta_0 \hat{y}$, em que η_0 é a impedância do espaço livre, tem-se:

$$\overline{S}(t) = \frac{1}{2} E(t)\hat{x} \times \frac{E^*(t)}{\eta_0} \hat{y} = \frac{|E(t)|^2}{2\eta_0} \hat{z} \quad (6.2)$$

O que indica que o vetor de Poynting tem a mesma direção da propagação da onda.

A intensidade ou irradiância é dada pela média temporal do vetor de Poynting:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T S(t) dt \quad (6.3)$$

$$\langle S \rangle = \left\langle \frac{|E(t)|^2}{2\eta_0} \right\rangle \quad (6.4)$$

6.2 RESOLUÇÃO AXIAL

Para a dedução da resolução axial, pode-se utilizar a teoria do OCT espectral ou temporal (BOUMA, 2002). No regime espectral, assume-se uma fonte de perfil gaussiano:

$$S(k) = e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.5)$$

Em seguida, determina-se a largura à meia altura:

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2}} \Rightarrow \ln(2^{-1}) = \frac{-(k-k_0)^2}{2\sigma^2} \Rightarrow -\ln(2) = \frac{-(k-k_0)^2}{2\sigma^2} \quad (6.6)$$

Encontrando as raízes da equação $k_{1,2}$:

$$k_{1,2} = k_0 \pm \sigma\sqrt{2\ln(2)} \quad (6.7)$$

Calculando a diferença entre elas:

$$k_1 - k_2 = k_0 + \sigma\sqrt{2\ln(2)} - (k_0 - \sigma\sqrt{2\ln(2)}) \quad (6.8)$$

$$\Delta k_{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} \quad (6.9)$$

Aplica-se então a Transformada de Fourier à Equação 6.5 e determina-se a largura à meia altura:

$$\mathcal{F}(S(k)) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{2\sigma^2}}} e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} = \sigma e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} \quad (6.10)$$

$$\frac{\sigma}{2} = \sigma e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} \Rightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -2\sigma^2(x-x_0)^2 \Rightarrow \ln(2) = 2\sigma^2(x-x_0)^2 \quad (6.11)$$

Novamente, encontram-se as soluções da equação e calcula-se a diferença entre elas:

$$x_{1,2} = x_0 \pm \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} \quad (6.12)$$

$$x_1 - x_2 = x_0 + \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} - \left(x_0 - \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}}\right) \quad (6.13)$$

$$\Delta x_{FWHM} = \frac{2}{\sigma} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} \quad (6.14)$$

O produto entre Δk_{FWHM} e Δx_{FWHM} representa o comprimento de coerência ou resolução axial do sistema (HEE *et al*, 1995):

$$\Delta k_{FWHM} \Delta x_{FWHM} = \sigma\sqrt{2\ln(2)} \frac{2}{\sigma} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} = 4\sqrt{\ln(2)\ln(2)} = 4\ln(2) \quad (6.15)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \frac{\Delta k}{\Delta \lambda} = \frac{-2\pi}{\lambda^2} \Rightarrow \Delta k_{FWHM} = \frac{-2\pi\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda^2} \quad (6.16)$$

$$\frac{2\pi\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda_0^2} \Delta x_{FWHM} = 4\ln(2) \Rightarrow \Delta x_{FWHM} = \frac{4\ln(2)}{2\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (6.17)$$

Assim, a resolução axial é dada por:

$$\Delta x = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (6.18)$$

REFERÊNCIAS

- BOUMA, B. E.; TEARNEY, G. J.; 2002. *Handbook of optical coherence tomography*. New York: Marcel Dekker.
- CHOMA, M. A., SARUNIC, M. V., YANG, C., IZATT, J. A.; 2003. *Sensitivity advantage of swept-source and Fourier-domain optical coherence tomography*. Opt. Express 11:2183-2189.
- BRACEWELL, R.N.; 2004. *Fourier Analysis and Imaging*. Editora Springer. p. 240.
- DATASHEET, DUAL FULL BRIDGE-DRIVER L298. URL: <http://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/22437/STMICROELECTRONICS/L298.html> Visitado em 10/02/2011.
- DAVIS, A. M.; 2008. *Development Of Fourier Domain Optical Coherence Tomography For Applications In Developmental Biology*. Tese (Doutorado em Engenharia Biomédica) - Department of Biomedical Engineering, Duke University, ZDA.
- DREXLER, W., FUJIMOTO, J.G.; 2008. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. Editora Springer. p. 60-63.
- FEUERMAN, D.; GORDON, J.M.; 1998. *Solar surgery: remote fiber optic irradiation with highly concentrated sunlight in lieu of lasers*. Opt. Eng. 37. p. 2760–2767.
- GOODMAN, J. W.; 1985. *Statistical Optics*. New York: John Wiley and Sons p. 164–169.
- GORDON, J. 'Solar' surgery much cheaper than lasers. UPI Science News, 30 jul. 2003. Disponível em http://www.upi.com/Science_News/2003/07/30/Solar-surgery-much-cheaper-than-lasers/UPI-77671059604716/#ixzz1Qy1fa6fE. Acesso em: 10 jan. 2011.
- HEE, M. R., HUANG, D., SWANSON, E. A., FUJIMOTO, J. G.,;1992. *Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging*. J. Opt. Soc. Am. A 9, p. 903-908.

- HEE, M., IZATT, J., SWANSON, E., HUANG, D., SCHUMAN, J.,FUJIMOTO, J.G.;1995. *Optical Coherence Tomography Of The Human Retina*. Arch. Ophthalmol,113.
- 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.; 1991. *Optical coherence tomography*. Science, v. 254, p. 1178–1181.
- KEMPE, M., RUDOLPH, W.; 1996. *Analysis of heterodyne and confocal microscopy for illumination with broad-bandwidth light*. J. Mod. Opt. 43, p. 2189-2204.
- JACKSON, J. D.;2001. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 3rd edition.
- KYOTOKU, B. B. C.; 2006. *Desenvolvimento de um sistema de imageamento usando a tomografia por coerência óptica no domínio temporal e de Fourier*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco.
- MELO, L. S. A.; ARAUJO, R. E.; FREITAS, A. Z.; ZECELL, D.; VIEIRA, N. D.; GIRKIN, J.; HALL, A.; CARVALHO, M. T.; GOMES, A. S. L.; 2005. *Evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography* Journal of Biomedical Optics, EUA, v. 10, n. 6, p. 64027-64027.
- RAELE, M. P.; 2009. *Desenvolvimento de um sistema Coerência Óptica no Domínio de Fourier Sensível à Polarização e sua Utilização na Determinação das Matrizes de Mueller*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade de São Paulo.
- SCHMITT, J. M.; YADLOWSKY, M.; BONNER, R. F.; 1995. *Subsurface imaging of living skin with optical coherence microscopy*. Dermatology, v.191:93-98.
- SCHMITT, J. M.; 1999. *Optical Coherence Tomography (OCT): A Review*. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (4), p. 1205-1215
- YUN S. H.; TEARNEY G. J.; BOUMA B. E.; PARK B. H.; DE BOER J. F.; 2003. *High-speed spectraldomain optical coherence tomography at 1.3 μ m wavelength*. Optics Express 11:3598-3604.