



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DE IMAGEAMENTO USANDO A TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓPTICA NO DOMÍNIO TEMPORAL E DE FOURIER

por

Bernardo de Barros C. Kyotoku

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora:

Prof. Anderson S. Leônidas Gomes (Orientador-UFPE)

Prof. Lúcio Hora Acioli (DF – UFPE)

Prof^ª Denise Maria Zezell (CNEN - IPEN-SP)

Recife - PE, Brasil
Setembro - 2006

Kyotoku, Bernardo de Barros Correia

Desenvolvimento de um sistema de imageamento usando a tomografia por coerência óptica no domínio temporal e de Fourier / Bernardo de Barros Correia Kyotoku. – Recife: O autor, 2006.

ix, 71 folhas : il., fig.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2006.

Inclui bibliografia e apêndices.

1. Óptica. 2. Tomografia por coerência óptica. 3. Interferometria de baixa coerência. 4. Técnicas de imageamento. 5. Óptica biomédica. I. Título.

535.2

CDD (22.ed.)

FQ2006-0015



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

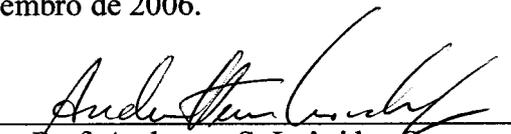
Bernardo de Barros C. Kyotoku

DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DE IMAGEAMENTO USANDO A TOMOGRAFIA POR COERÊNCIA ÓPTICA NO DOMÍNIO TEMPORAL E DE FOURIER

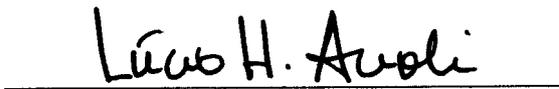
A Banca Examinadora composta pelos Professores Anderson S. Leônidas Gomes (Presidente e Orientador), Lúcio Hora Acioli, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e Denise Maria Zezell, da Comissão Nacional de Energia Nuclear, IPEN-SP, consideram o candidato:

Aprovado com Distinção Aprovado Reprovada

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em treze de setembro de 2006.



Prof. Anderson S. Leônidas Gomes
Presidente e Orientador



Prof. Lúcio Hora Acioli



Profª Denise Maria Zezell

Aos meus pais.

Agradecimentos

Durante esses dois anos que passei estudando na UFPE, foram muitas as pessoas que me apoiaram, tanto tecnicamente, quanto espiritualmente. E a essas pessoas gostaria de prestar minhas gratidões, a começar pelo meu orientador, Professor Anderson Gomes, por seus conselhos, incentivo e orientação. Pelas aulas elucidantes agradeço aos professores Flavio Aguiar, Sergio Coutinho, Mauricio Coutinho, Rita Zorzernon, Cid Bartolomeu e Leonardo Menezes. Pelo companherismo e orientações no laboratório, agradeço aos professores Stefan Lüthi, Mike Sundheimer e Renato de Araújo. Agradeço ao professor Erivaldo Montarroyos, responsável pela minha iniciação em instrumentação científica. Pela ajuda na construção de circuitos eletrônicos, gostaria de agradecer Marcos do Nascimento e também a todos que ajudam a manter o Departamento de Física funcionando.

Pela amizade, agradeço também a todos meus colegas do DF, começando pelo povo do laboratório, Mariana Carvalho, Fernando Favero, João Freitas, Diego Rativa, Glendo Guimarães, Renato Barbosa, a galera do 315A, Priscila Silva, Leonardo Gollo, Karlla de Lima, Augusto Moreira, Antonio Mario Ramos, Erms, Patricia Façanha, Danieverton Moretti, e aos outros não associados a nenhum grupo específico, mas também não menos importantes, Arturo Malagon, Eduardo Padrón, Ernesto Valdez, Fernando Santos, Eroni dos Santos, Jorge Gabriel Ramos, Sergio Perez, Douglas Vitoreti, Francisco Valderlan, Gerson Cortes, Hermes Gadelha, Juliana da Silva, Maxwell Nogueira, Miguel Roas, Rafael Menezes, Roberto Dias, Tâmara de Oliveira, Vladimir Vitorino.

Agradeço também a toda minha família, meus avós, meus tios e tias, meus primos e primas, irmão e irmã por todo carinho e suportes moral e espiritual. E por último, e mais importante, agradeço aos meus pais pelo amor com o que me criaram e apoiam a minha vida inteira.

Resumo

Nesta dissertação, descrevemos a teoria básica e os detalhes de implementação experimental de três sistemas de tomografia por coerência óptica, dois no regime temporal e outro no regime espectral (Fourier).

Tomografia por coerência óptica (TCO) é um método de imageamento óptico não invasivo, capaz de gerar imagens da seção transversal de materiais e tecidos biológicos. A técnica de TCO tem como base a interferência entre dois feixes de luz de baixa coerência, cuja resolução espacial longitudinal é determinada pela largura de banda espectral da fonte, e a profundidade de penetração na amostra é função dos coeficientes de espalhamento e absorção.

Nos sistemas desenvolvidos neste trabalho, utilizamos como fonte de luz incidente em um interferômetro de Michelson (ar livre) um laser de Titânio-Safira com espectro alargado por efeitos não lineares em uma fibra óptica, obtendo-se uma largura espectral de 50 nm, centrado em 800nm, a partir do qual calculamos a resolução longitudinal de 5,6 μm .

Para os sistemas operando no regime temporal, em um dos braços do interferômetro colocou-se a amostra e no outro foram utilizadas duas linhas de atraso (não simultaneamente). Em um dos casos, a linha de atraso consistia de um espelho móvel montado em um translador controlado por computador. No segundo caso, introduzimos uma linha de atraso de Fourier, composta de uma grade de difração, lente, um espelho montado sobre um motor galvo e um espelho fixo. A amostra a ser estudada foi fixada sobre uma base, que foi deslocada lateralmente durante a aquisição dos dados. No sistema de detecção, o sinal foi pré-processado e digitalizado. Todo o sistema de controle, detecção e geração de imagens foi desenvolvido usando o software Labview. Os tempos de aquisição de dados em uma única varredura em profundidade foram de 12 s e 50 ms para a primeira e segunda montagens, respectivamente.

No sistema operando no domínio de Fourier, no lugar da linha de atraso, foi introduzido um espelho fixo e o sinal de interferência era dirigido a um espectrômetro. Um novo programa foi desenvolvido em Labview para controle de deslocamento lateral e aquisição de imagens, cujo tempo de aquisição de uma varredura em profundidade é de 500 ms. A sensibilidade foi de 98dB para uma potência incidente na amostra de 1 mW. O novo sistema também pode ser

controlado remotamente, inclusive via internet, para aquisição de dados.

Como exemplo de aplicação, os sistemas desenvolvidos foram utilizados para gerar imagens em dentes humanos *in vitro*, e as imagens obtidas foram bastante satisfatórias, quando comparadas com análises de microscopia óptica ou com outros resultados descritos na literatura.

Palavras-chave: tomografia por coerência óptica, TCO, interferometria de baixa coerência, técnicas de imageamento.

Abstract

In this dissertation, we describe the basic theory and details of the implementation of three experimental optical coherence tomography systems, two in the time domain and one in the spectral (Fourier) domain.

Optical coherence tomography (OCT) is a non invasive optical imaging method, capable of producing cross-sectional images of materials and biological tissues. The OCT technique is based on the interference of two low coherence beams, in which the longitudinal spacial resolution is determined by spectral bandwidth of the source, and the depth penetration in the sample is a function of the scattering and absorption coefficients.

In the systems developed in the work, we used as light source to shine a free space Michelson interferometer a Titanium-sapphire laser, where the spectral bandwidth was broadened by nonlinear effects in a optic fiber to 50 nm centered at 800 nm, from which we calculated a longitudinal resolution of $5.6 \mu\text{m}$.

In the systems operating in the time domain, the beam was sent to a free space Michelson interferometer. The sample was placed in the end of one interferometer's arm, while in the other we used two delay lines (non simultaneously). In one of the cases, the delay line consisted on a mirror mounted on a linear translator controlled by a computer. In the second case, we introduced a Fourier delay line, composed by a diffraction grating, a lens, a mirror mounted over galvo driver, and a fixed mirror. The sample was fixed on a base that was translated laterally during the data acquisition. In the detection system, the signal was electronically pre-processed and digitalized. The whole system detection and image generation was developed using Labview programming environment. The time acquisition for a single depth scan was 24 s and 50 ms for the first and second setups, respectively.

In the system operating in the Fourier domain, the delay line was replaced by a fixed mirror and the interference signal was collected by a spectrometer. A new program was developed in Labview to control the lateral translation and image acquisition, and an acquisition time for a single depth scan of 500 ms was achieved. The sensitivity was 98 dB for an incident power on the sample of 1 mW. The new system can also be remotely controlled, including over the

internet, for data acquisition.

As application examples, the developed system was used to generate images of human tooth *in vitro*, the acquired images were very satisfactory when compared to analysis made on optical microscope or other results described in the literature.

Keywords: optical coherence tomography, OCT, low coherence interferometry, imaging techniques.

Sumário

1 Tomografia por Coerência Óptica	1
1.1 Introdução	1
1.2 Interferometria de baixa coerência	3
1.3 Geração de imagem	3
1.4 Resolução	6
1.5 Sensibilidade	7
1.6 Fontes de Luz	8
1.7 Granularidade	8
1.8 Linhas de atraso	10
1.9 Domínio temporal <i>versus</i> Domínio de Fourier	11
1.10 Modos de imageamento para melhorar contraste	12
1.10.1 TCO sensível à polarização	12
1.10.2 TCO Doppler	13
1.10.3 TCO de segundo harmônico	14
1.11 Aplicações	16
1.11.1 Odontologia	16
1.11.2 Dermatologia	18
1.11.3 Oftalmologia	20
1.12 Conclusão	21
2 TCO no domínio temporal	23
2.1 Teoria	23
2.1.1 Interferômetro de Michelson	23
2.1.2 Interferometria óptica com luz coerente	25
2.1.3 Interferometria com luz de baixa coerência	25
2.1.4 Interferometria de baixa coerência em estruturas de multicamada	27
2.1.5 Sinal no detector	28

2.2	Sensibilidade	29
2.2.1	Relação sinal-ruído	29
2.2.2	Fontes de ruído	29
2.2.2.1	Ruído balístico	29
2.2.2.2	Ruído relativo a intensidade	30
2.2.2.3	Ruídos térmicos	30
2.2.3	Otimização da sensibilidade	30
2.3	Montagem de um sistema de TCO no domínio temporal	31
2.3.1	Montagem óptica	31
2.3.2	Processamento eletrônico	32
2.3.3	Sistema de controle de aquisição	32
2.3.3.1	Algoritmo de aquisição	33
2.3.4	Resultados	35
2.4	Linha de atraso Fourier	35
2.4.1	Montagem com linha de atraso Fourier no braço de referência	38
2.4.2	Resultados	39
2.5	Conclusão	40
3	Tomografia por coerência óptica espectral	41
3.1	Análise qualitativa da TCO no domínio de Fourier	41
3.2	Teoria da TCO espectral	44
3.2.1	Artefatos na TCO espectral	45
3.2.2	Supressão dos artefatos inerentes ao espectro	46
3.2.3	Algoritmo eficiente de reconstrução da imagem	47
3.2.4	Conseqüências do limite de resolução do espectrômetro	47
3.3	Sensibilidade	49
3.3.1	Sensor CCD	49
3.3.2	Sinal	49
3.3.3	Ruídos	50
3.3.3.1	Ruído térmico	50
3.3.3.2	Ruído de fotoéletron	50
3.3.3.3	Ruído de leitura	50
3.3.4	Relação sinal-ruído	51
3.3.5	Comparação de sensibilidade da TCO nos domínios de Fourier e temporal	52

3.4	Montagem de um sistema de TCO espectral	52
3.4.1	Montagem	52
3.4.2	Programa de controle e processamento de dados	53
3.4.2.1	Algoritmo de aquisição	54
3.4.3	Resultados	55
3.4.4	Discussão	58
3.5	Conclusão	59
4	Perspectivas	60
A	Variância da DFT de um espectro ruidoso	63
B	Atraso de fase provocado pela linha de atraso Fourier	65

Tomografia por Coerência Óptica

1.1 Introdução

Em 1991, Huang *et al.* [1] apresentaram uma modalidade nova de imageamento óptico. A técnica, batizada de tomografia por coerência óptica (TCO), é capaz de gerar imagens de seção transversal de alta resolução da microestrutura interna de materiais e sistemas biológicos, medindo a luz que é refletida e retro-espalhada. Imagens com resolução de 1-15 μm podem ser obtidas, uma ou duas ordens de magnitude maior que o ultra-som convencional.

A TCO gera imagens a partir da luz refletida e retro-espalhamento. O princípio de funcionamento é análogo ao ultra-som. De maneira geral, quando uma onda incide sobre um meio, estruturas internas podem transmitir, refletir, espalhar e absorver parte da onda. Conhecendo o tempo Δt que a onda leva para percorrer o caminho de ida e volta do ponto de emissão, a uma distância z , para uma das estruturas e a velocidade da onda c , é possível obter a distância entre a estrutura e o ponto de emissão da onda.

$$z = \frac{\Delta t}{2}c \quad (1.1)$$

Em ultra-som, os tempos de percurso podem ser medidos diretamente, pois estão na ordem de microsegundos, isso porque a velocidade do som do som ($\sim 10^3$ m/s), e as distâncias envolvidas (10^2 até 10^3 m) estão dentro de faixas de detecção que podem ser medidas por instrumentos comercialmente disponíveis. Em TCO, trabalha-se com a velocidade da luz, e as estruturas que são medidas estão na ordem de micrômetros até milímetros, tendo assim tempos característicos da ordem de dezenas de femtosegundos (10^{-15} s) a picosegundos (10^{-12} s). Obtenção direta de sinais nessa escala de tempo ainda não é possível. Assim, temos que recorrer a técnicas de interferometria de baixa coerência. Essa modalidade interferométrica vem sendo usado há algum tempo em OLCR (Optical low-coherence reflectometry) para caracterização de fibras ópticas. Utilizando o curto comprimento de coerência da luz associado ao largo espectro da fonte, é possível isolar fenômenos que ocorram numa janela espacial muito estreita, da ordem de micrometros. Na figura 1.1, está representado um sistema experimental típico de TCO. A

utilização de tecnologia de fibra óptica facilita a sua modularização. Em um contexto mais

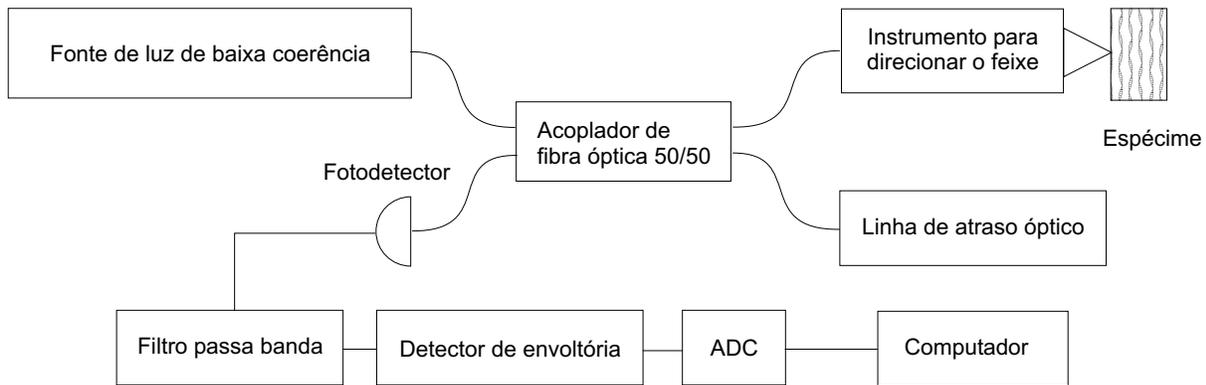


Figura 1.1 Esquema de um sistema típico de OCT

geral, um sistema de TCO pode ser considerado sob o ponto de vista de integração de módulos de hardware e software. A figura 1.2 mostra um esquema de diferentes módulos de um sistema de imageamento por TCO. O sistema de TCO pode ser dividido em mecanismo de imageamento, fonte de luz de baixa coerência, instrumento de entrega do feixe, controle pelo computador e processamento de imagem. O mecanismo de imageamento é a abordagem de como o pequeno

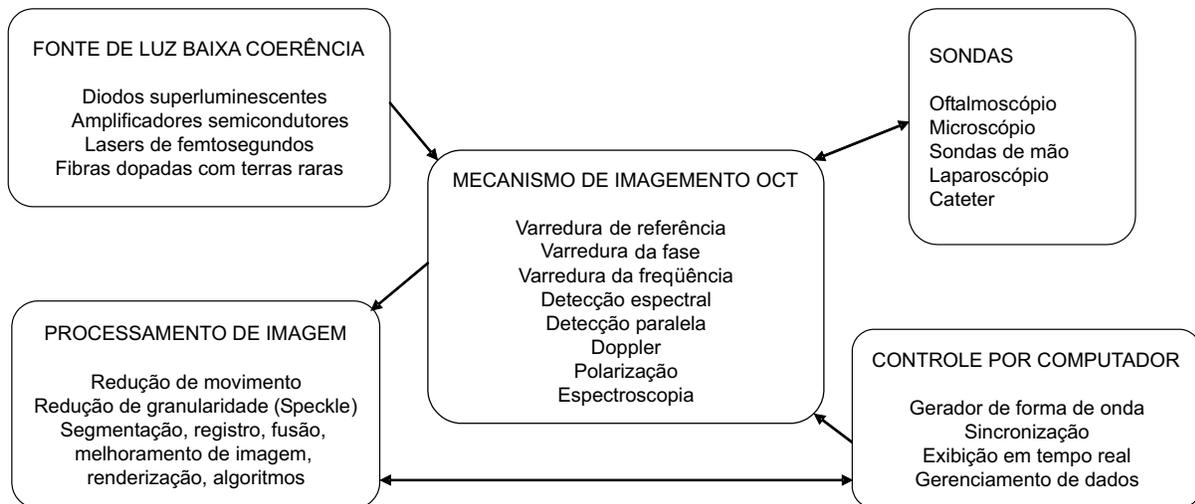


Figura 1.2 Análise da tecnologia de OCT sob a perspectiva de sistemas.

comprimento de coerência da luz será utilizado para obter a refletividade no interior do espécime. Na primeira versão da TCO, o mecanismo de imageamento era uma interferômetro

de Michelson com uma linha de atraso, consistindo de um espelho montado em translador movimentado por um motor de passo, como na figura 1.1. Este é um sistema típico de TCO no domínio temporal. Um mecanismo relativamente diferente de imageamento é a TCO no domínio de Fourier, e uma descrição aprofundada será feita no capítulo 3. Outros mecanismos permitem a detecção de velocidade de objetos, birefringência e despolarização da luz propagando em materiais. Uma breve descrição de cada módulo de um sistema de imageamento será dada ao longo desse capítulo.

1.2 Interferometria de baixa coerência

Nesta seção, será feita uma breve exposição qualitativa sobre interferometria, de baixa coerência, e uma análise com maior formalismo matemático será feita no capítulo 2. Considere o interferômetro representado na figura 1.3. Uma fonte de luz gera um feixe que incide em um divisor de feixes, onde é separado em duas direções. Cada feixe é refletido em seu respectivo espelho e ambos são recombinados no divisor de feixes, incidindo em um detector. Para uma fonte de luz perfeitamente monocromática, a intensidade da luz no detector varia de um mínimo para um máximo periodicamente, à medida que o espelho móvel translada. Na figura 1.4(a), está representada a intensidade da luz monocromática no detector em função da diferença de comprimento do braço Δl , onde o período de oscilação é de $\frac{\lambda}{2}$. Para uma luz de baixa coerência, também observa-se uma rápida oscilação quando Δl é muito pequeno, mas à medida em que a diferença de caminho óptico aumenta, a envoltória da oscilação diminui, como representado na figura 1.4(b). A faixa em que a amplitude das franjas de interferência é igual ou maior que a metade do valor máximo é definida como comprimento de coerência Δl_c .

1.3 Geração de imagem

Uma vez entendido como interferometria de baixa coerência funciona, o seu uso para geração de uma imagem segue facilmente. Considere o interferômetro da figura 1.5, e luz de baixa coerência incidindo no interferômetro. O braço em que a luz é refletida por um espelho móvel será denominado de braço de varredura. No outro braço, a luz é focalizada por uma lente em uma estrutura com muitas camadas. Em cada camada, parte da luz será refletida. Assim, o feixe que retorna da amostra é uma superposição de várias cópias do feixe incidente, sendo

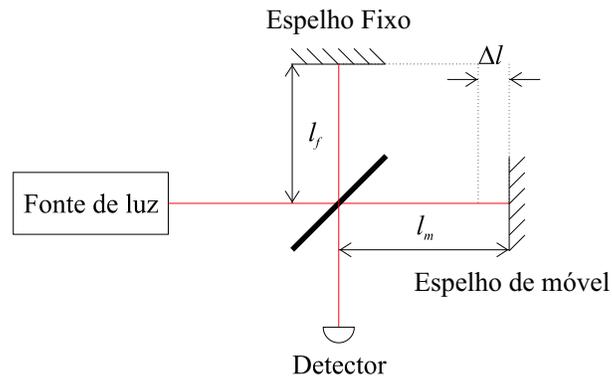


Figura 1.3 Interferômetro de Michelson.

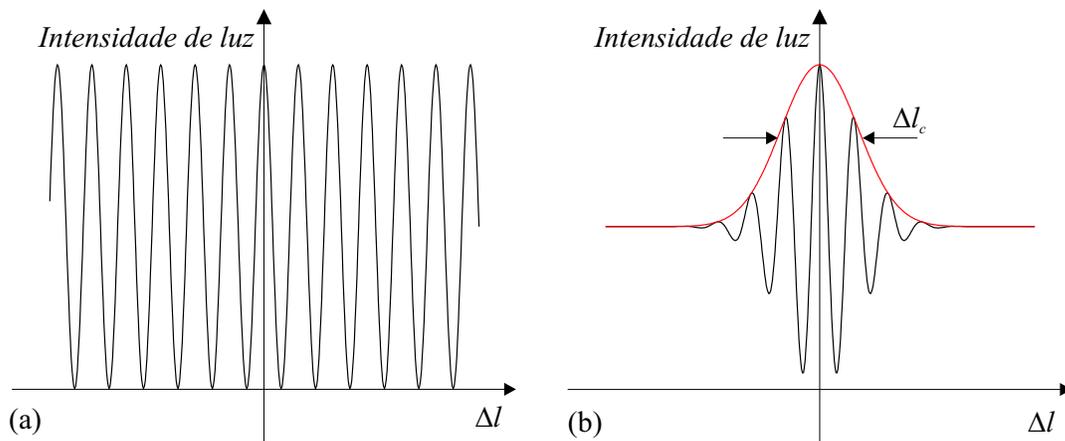


Figura 1.4 Intensidade da luz na saída de um interferômetro de Michelson em função da diferença do comprimento dos braços Δl , para uma alimentação com (a): fonte de luz monocromática. (b): fonte de luz de baixa coerência.

cada cópia atrasada da outra por um tempo igual à distância entre as camadas que a luz deve percorrer a mais. A luz viajando nos dois braços é então recombinada no divisor de feixes e coletada no detector. Varrendo o espelho móvel, observa-se-ão franjas de interferência à medida em que o tamanho do braço de varredura coincide com a distância do divisor de feixes até uma das camadas da estrutura. Assim, o interferômetro de baixa coerência permite isolar a

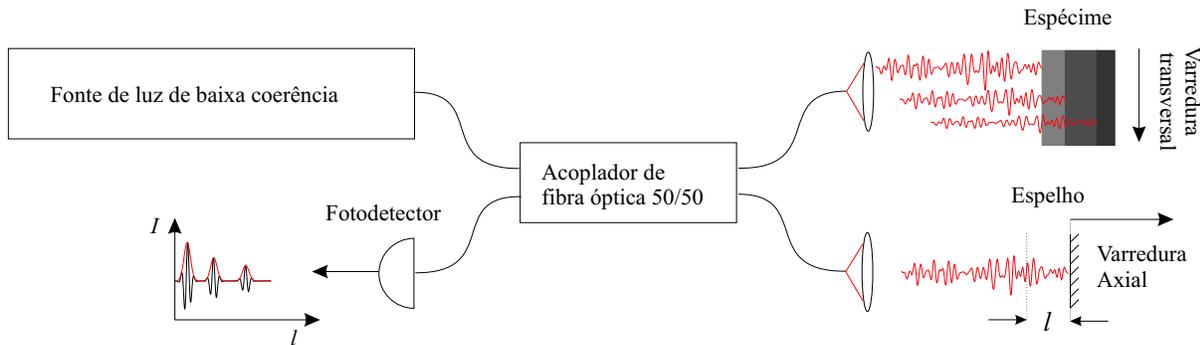


Figura 1.5 Exemplo conceitual de uma varredura axial do OCT. Ao varrer o espelho o caminho óptico vai se coincidido com cada camada retro espalhadora ou retro refletora produzindo franjas se interferências.

luz que é refletida ou retroespalhada a uma profundidade específica com resolução dependente do comprimento de coerência da luz. Fazendo uma série dessa medidas, varrendo transversalmente o feixe de prova, obtém-se um mapa bidimensional da luz refletida em cada ponto da area que foi varrida. O sinal passa por um processamento eletrônico ou computacional, que deixa somente a envoltória das franjas, que chamamos tomograma. A obtenção de uma imagem bidimensional de uma amostra pode ser feita com diferentes protocolos, dando prioridade a varreduras em diferentes direções. Na figura 1.6, exibimos três exemplos de protocolos comuns.

Pode-se exibir os dados como imagens em tons de cinza, atribuindo claro para intensidades altas, ou em cores falsas, usando cores "quentes"(vermelho e amarelo) para números maiores, e cores "frias"(azul e verde) para baixas intensidades. A exibição dos dados em cores falsas permite uma melhor distinguibilidade de diferentes intensidades. Isso se deve ao fato de a visão humana ter uma capacidade limitada de distinguir diferentes níveis de intensidade, assim, ao adicionar-se a possibilidade de mudança de cor, além do nível de intensidade luminosa, pode-se explorar o gradiente entre uma cor e outra. Na imagem gerada por um monitor de computador, isso poder ser verificado pelo fato de existirem somente 256 níveis diferentes de cinza comparado às 256^3 tonalidades diferentes de cor e intensidade.

Devido a grandes amplitudes de intensidade, as imagens são normalmente exibidas em escala logarítmica, o que expande o alcance dinâmico que pode ser percebido, mas resulta na compressão de variações relativas do sinal. Em geral, flutuações de sinal são relativamente altas em TCO, sendo difícil detectar mudanças relativas na escala da porcentagem.

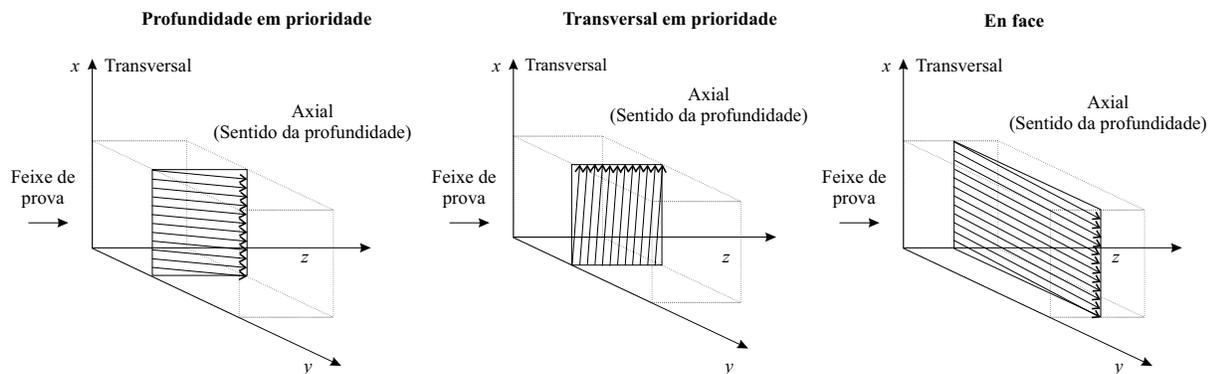


Figura 1.6 Protocolos de imageamento.

1.4 Resolução

Ao contrário da microscopia convencional, o mecanismo que define as resoluções axial e transversal de uma imagem são independentes. A resolução axial da TCO é determinada pelo comprimento de coerência da fonte de luz. Conseqüentemente, pode-se obter alta resolução axial independentemente da forma em que o feixe é focalizado.

A resolução transversal funciona do mesmo modo que a microscopia óptica convencional, ou seja, em função de quão fortemente é possível focalizar o feixe. Assim, a resolução é inversamente proporcional à abertura numérica do sistema óptico que focaliza o feixe (lente objetiva), que é dada por [2]:

$$\Delta x = 2\omega_0 = \frac{4\lambda}{\pi} \left(\frac{f}{d} \right) \quad (1.2)$$

onde d é duas vezes a cintura do feixe (ω) nas lentes objetivas e f é a distância focal. Alta resolução transversal pode ser obtida usando uma abertura numérica grande e focalizando o feixe para o menor diâmetro possível. A resolução axial está relacionada com o comprimento do foco ou o parâmetro confocal b , onde $b = 2q_0$, e q_0 é o comprimento de Rayleigh[2]:

$$b = 2q_0 = \frac{\pi\Delta x^2}{2\lambda} \quad (1.3)$$

Assim, ao aumentarmos a resolução transversal, diminuimos o comprimento do foco, do mesmo modo que ocorre na microscopia óptica convencional. A figura 1.7 mostra, esquematicamente, a relação entre a cintura do feixe e o comprimento do foco para aberturas numéricas pequenas e grandes.

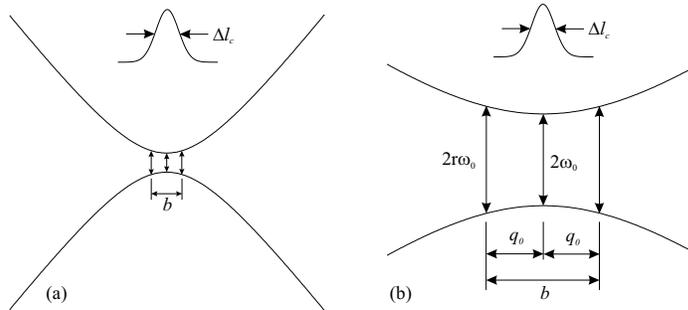


Figura 1.7 Representação do perfil transversal de um feixe gaussiano para (a) abertura numérica grande. (b) abertura numérica pequena.

Podemos operar a TCO em sistemas de alta e baixa resolução transversal. Sistemas de alta resolução transversal são interessantes quando se quer usar o modo de varredura *en face*, modalidade em que varremos a amostra a profundidade constante. Pode-se usar alta resolução para sistemas de varredura com profundidade ou transversal em prioridade. Mas nesses casos, precisa-se varrer axialmente a profundidade do foco, o que resulta em sistema cuja implementação experimental é complexa.

A maior parte dos sistemas de TCO usa lente com abertura numérica pequena, otimizada para que o comprimento do foco seja igual ao comprimento de varredura do braço de referência e permitindo a possibilidade de se desenvolver braços de varredura de alta velocidade. Para modalidades da TCO no domínio de Fourier, focalização usando lentes com altas aberturas numéricas não são interessantes, pois essas modalidades, por princípio, operam em protocolo com profundidade em prioridade.

1.5 Sensibilidade

Outro atributo importante de um sistema de TCO é sua sensibilidade, que é uma medida da menor refletividade detectável. Mais formalmente, a sensibilidade S de um sistema é o inverso

da refletividade R_{\min} em que a razão sinal ruído (SNR) é igual a uma unidade.

$$S = \frac{1}{R_{\min}} \Big|_{\text{SNR}=1} \quad (1.4)$$

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

A sensibilidade é um dos parâmetros que define qual a maior profundidade observável pela TCO. Quanto mais profunda a penetração, maior é probabilidade da luz ser espalhada ou absorvida antes de voltar para o sistema. Nas seções 2.2 e 3.3, faremos uma análise da sensibilidade de sistemas de TCO no domínio temporal e no domínio de Fourier.

1.6 Fontes de Luz

A qualidade da fonte de luz é chave para uma alta resolução axial e imagem livre de artefatos. Como dito anteriormente, quanto mais largo o espectro de potência, maior é a resolução axial. No entanto, a dispersão, e outros fenômenos que variam com o comprimento de onda de luz no meio, dificultam o uso de fontes de luz com espectro muito largo. De acordo com o teorema de Wiener-Khinchin [3] a forma espectral que minimiza o comprimento de coerência da luz e a largura do espectro é a gaussiana. Formas espectrais diferentes da gaussiana, além de maior produto comprimento de coerência \times largura de espectro ($\Delta l_c \Delta \nu$), provocam o aparecimento de picos laterais ao pico central no padrão de interferência axial.

As especificações espectrais exigidas limitam bastante o número de opções de fontes de luz. A tabela 1.1 resume fontes de luz que foram testadas em TCO. Até a presente data, a fonte de luz mais popular são os diodos superluminescentes, devido a sua qualidade espectral, facilidade de uso e preço.

1.7 Granularidade

O uso das coerências ópticas espacial e temporal que tornam possível identificar a luz refletida em uma profundidade específica, também causa a geração de ruído, denominado de granulari-

Fonte de luz	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Δl_c (μm)	Potência (mW)	Referência
SLD	840	50	6.3	25.0	Superlum Diodes Ltd
	1300	60	12	10.0	
	1560	100	9.2	0.2	
Laser Ti:Safira	810	260	1.5	400	[4]
Cr:Forsterito	1280	120	6	100	[5]
Fonte luz ASE	1300	70	10	60	NTT Elec. Corp.
Fibras dopadas					
Yb	1064	30	17	40	[6]
Er	1550	100	16	100	[5]
Tm	1800	80	18	7	[7]
Fibras fotônicas	1300	370	2.5	6	[8]
Tugstênio térmico	880	320	1.1	0.2	[9]

Tabela 1.1 Fontes de luz experimentadas em OCT.

dade (speckle). Observamos o fenômeno quando iluminamos uma superfície rugosa com uma luz coerente. Um fundo granulado pode ser visto e se movermos ligeiramente a fonte de luz, o fundo também move-se um pouco. A origem desse fenômeno está na interferência aleatória da luz coerente refletida na superfície. Uma imagem gerada por TCO também apresenta um fundo com aspecto granulado, conforme mostrado na figura 1.8(a). Sua presença diminui a visibilidade de estruturas na imagem, que pode ser interpretada erroneamente por um olho não treinado. Na TCO, o speckle surge devido a alguns fatores:

- Interferência de luz espalhada em diferentes ângulos.
- Espalhamentos múltiplos.
- Distorção da fase da frente de onda devido a grandes variações de índice de refração.

Para o surgimento de speckle, basta que a luz percorra um caminho adicional de $(2n - 1) \frac{\lambda}{2}$, convertendo o que antes seria uma interferência construtiva/destrutiva em interferência destrutiva/construtiva. Estudos mais aprofundados desse fenômeno, incluindo métodos de diminuição de speckle, foram feitos por Schmitt *et al* [10].

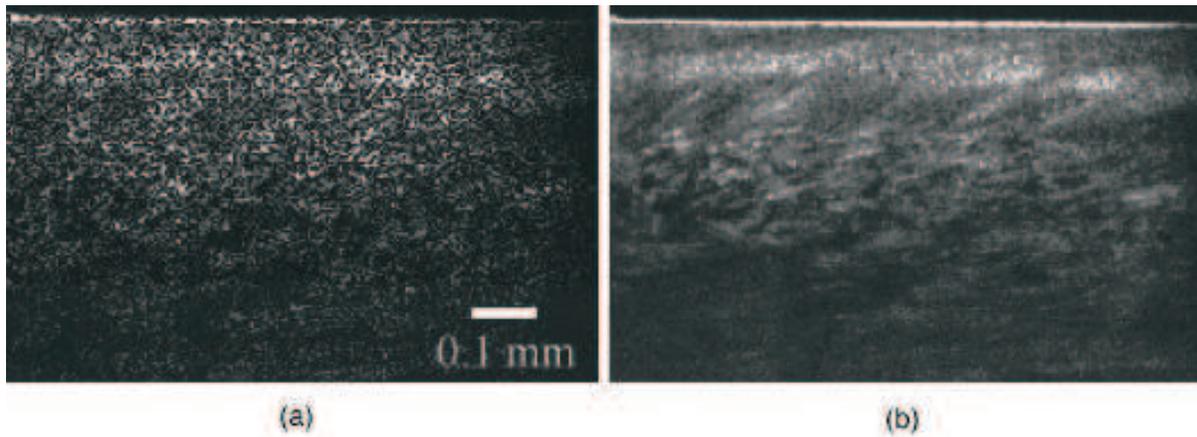


Figura 1.8 (a) Exemplo de "speckle" em uma imagem de OCT. (b) Diminuição de speckle usando a técnica de composição angular [10].

1.8 Linhas de atraso

Linha de atraso óptico é o nome dado à parte do interferômetro responsável por variar o comprimento do caminho óptico no braço de referência. Nos primeiros experimentos da década de 1990, a velocidade de aquisição da imagem era principalmente limitada pela frequência de sua varredura. Para minimizar este problema, diversas linhas de atraso foram desenvolvidas. Elas podem ser classificadas, de forma geral, em:

- Linha de atraso baseada em translação linear de elementos retroreflectivos.
- Linha de atraso que varia o caminho óptico por métodos rotacionais.
- Linha de atraso baseada em estiramento de fibra óptica.
- Linha de atraso baseada em atraso de grupo usando tecnologia de moldar pulsos no domínio Fourier.

As linhas de atraso mais simples são as baseadas em translação linear. Um espelho montado em um translador movimentado por um motor fornece uma linha de atraso de fácil construção. Infelizmente, esse sistema tem velocidade limitada em torno 100 mm/s. Espelhos montados em elementos piezoelétricos (PZT) e auto-falantes melhoram a velocidade, mas têm curto comprimento de translação. Pode-se multiplicar o caminho óptico permitindo que a luz

faça várias reflexões, e sistemas desse tipo chegam a 100 varreduras/s de 2 mm [11]. Pode-se usar também um canto de cubo montado em uma da ponta de um braço movimentado por um motor galvo [12]. Embora o tal motor atue rotacionando o braço, para pequenos ângulos pode-se considerar o movimento como linear. Essa linha de atraso pode movimentar-se vários milímetros em uma frequência de até 100 Hz.

Linhas de atraso de maior frequência podem ser obtidas usando cubos girantes. O feixe atravessa um cubo de vidro, que gira a uma velocidade constante. À medida em que o cubo rotaciona, a espessura do vidro aumenta, causando variação do comprimento do caminho óptico percorrido pela luz. Foram feitas montagens com uma passagem pelo cubo e nenhuma reflexão interna [13], uma passagem e duas reflexões internas [14] e duas passagens com quatro reflexões internas [15]. Frequências de até 1 kHz, com vários milímetros de variação de caminho óptico, foram relatadas. Infelizmente, a passagem da luz pelo cubo causa dispersão dependente do tempo, diminuindo a resolução da TCO. No entanto, a velocidade dessa técnica chega ao limite superior em que compete com a sensibilidade do sistema.

Outra forma de varrer o caminho óptico é estirando um longa fibra óptica, em que a luz é guiada, no braço de referência. Isso é feito enrolando várias vezes uma fibra óptica em um cilindro de PZT expansível. Vários milímetros de atraso podem ser gerados com frequências de até 1,2 kHz. A maior desvantagem dessa técnica são os efeitos de polarização. As primeiras demonstrações de TCO em tempo real foram feitas usando essa linha de atraso [16].

Uma linha de atraso distinta é a baseada na mudança do atraso de grupo no domínio Fourier. Essa técnica será explorada com profundidade no capítulo 2. Conceitualmente, nesta técnica introduz-se um atraso em cada componente do espectro da luz no braço de referência, usando um elemento dispersivo, de modo a gerar um atraso de grupo.

1.9 Domínio temporal *versus* Domínio de Fourier

Tomografia por coerência óptica no domínio temporal (TCO-DT) é a modalidade clássica e usada como exemplo em todo o primeiro capítulo. É denominada assim devido à coincidência temporal entre a luz vinda do braço de referência e a luz vinda da região sondada. Uma abordagem, conceitualmente diferente, é a modalidade no domínio de Fourier (TCO-DF). Essa técnica utiliza informação contida no espectro da luz de saída do interferômetro para obter uma varredura axial. A visualização do espectro da luz é um arte bastante desenvolvida, e nos espectrômetros mais modernos utiliza-se a tecnologia de CCD para detecção (em vez de uma

fotomultiplicadora ou fotodiodo), permitindo por sua vez um imageamento em alta velocidade. Essa técnica também é mais sensível, permitindo visualizar regiões mais profundas [17]. O capítulo 3 será dedicado à explicação dessa modalidade.

1.10 Modos de imageamento para melhorar contraste

Como método não invasivo, a tomografia por coerência óptica baseia-se na variação intrínseca das propriedades da amostra para diferenciar as estruturas constituintes. Na maioria das aplicações, a variação espacial dos retro-espalhadores é a fonte primária de contraste. Em princípio, no entanto, qualquer propriedade física que altere a amplitude, fase ou polarização do feixe de sonda pode ser usado para extrair informação. Nesse contexto, esforços foram direcionados para encontrar novos mecanismos de contraste. Três tipos de imageamento TCO foram demonstrados: polarização, Doppler e segundo harmônico. Uma breve descrição de cada modo será dada em subtópicos separados.

1.10.1 TCO sensível à polarização

Adicionando alguns elementos à TCO, é possível medir a modificação da polarização da luz ao propagar-se no meio. Dois mecanismos dominam a mudança do estado de polarização enquanto ela se propaga: birefringência e espalhamento. Espalhamento muda a polarização da luz basicamente de modo aleatório. Fazendo uso da TCO sensível a polarização (TCO-SP), é possível medir birefringência e despolarização. A utilidade desse tipo de medida advém do fato de que mudanças na birefringência podem indicar mudança na estrutura de materiais como tecidos biológicos. Como exemplo, dano térmico em colágeno, a proteína que serve como esqueleto celular, causa mudança de sua birefringência devido à mudança de sua estrutura em forma de bastões para uma estrutura espiralada [18].

Para exprimir a idéia básica da TCO-SP, o esquema da figura 1.9 será usado. Luz de baixa coerência incide sobre um polarizador P , que seleciona luz polarizada horizontalmente. A luz passa por um divisor de feixe insensível à polarização. A porção que vai para braço de referência passa por uma placa de um quarto de onda (QWP) orientada $22,5^\circ$ em relação a polarização horizontal incidente. Retornando da linha de atraso, a luz passa novamente pela QWP deixando luz polarizada linearmente em 45° em relação a horizontal. A luz no braço da amostra passa por uma QWP orientada 45° em relação à horizontal, produzindo luz circularmente polarizada que

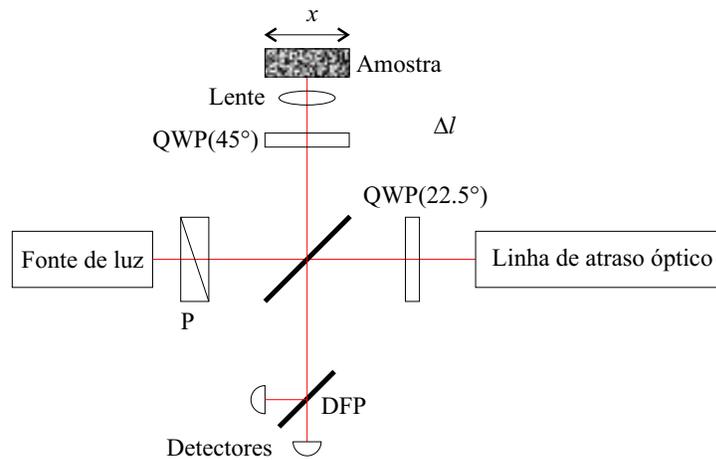


Figura 1.9 Exemplo de uma montagem de OCT sensível à polarização. P é uma polarizador, QWP é um placa de um quarto de onda e DFP é um divisor de polarização de feixe.

incide na amostra. Após reflexão na amostra, a luz, que se encontra em um estado de polarização dependente das propriedades da amostra, passa pelo divisor de feixes onde é recombinada com a luz vinda do braço de varredura e vai para um divisor de feixes sensível à polarização, que separa a porção da luz com polarizações horizontal e vertical, e em seguida cada polarização é incidida em seus respectivos detectores. Vemos que, nessa montagem, podemos medir a reflexão em cada polarização simultaneamente e assim observar, por exemplo, atrasos de um sinal e relação a outro indicando birefringência. Mais detalhes sobre esta técnica estão descritos na ref [19].

1.10.2 TCO Doppler

Medição de fluxo utilizando velocímetros a laser que se baseiam no efeito Doppler já é usada em uma variedade de estudos médicos há duas décadas. Esses estudos incluem mensuração da velocidade em que o sangue flui dentro da pele, olho e outros órgãos [20][21]. Devido ao longo comprimento de coerência do laser, a interferência entre as componentes estáticas e as com desvio Doppler ocorrem sobre um caminho óptico grande. Logo, somente era possível fazer um ajuste grosso do local e tamanho do volume a ser amostrado pelo velocímetro.

Em 1997 Chen *et al.* [22] exploraram o chaveamento por coerência da TCO para obter imagem do perfil de escoamento de sangue em um modelo de pele de rato. Izatt *et al.* aperfeiçoaram a tecnologia de TCO Doppler desenvolvendo métodos para melhorar a velocidade,

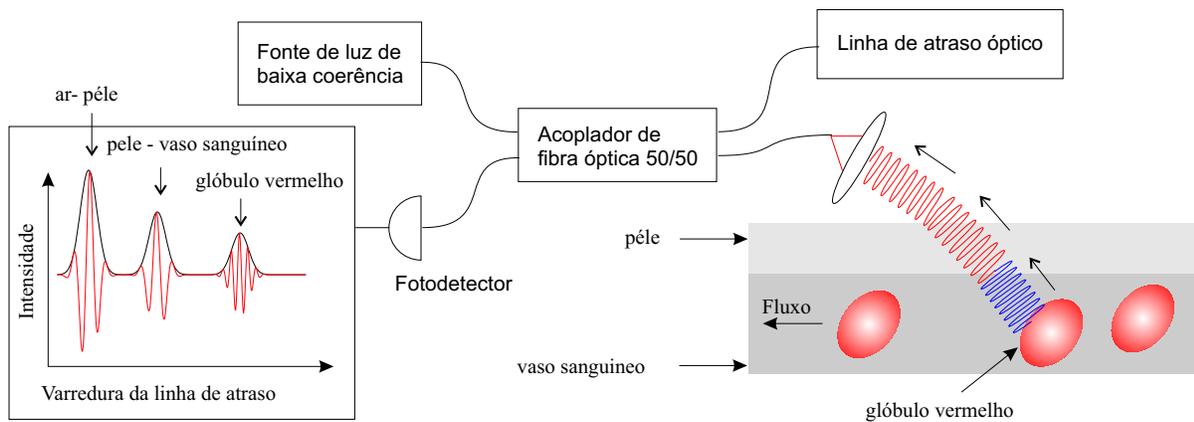


Figura 1.10 Esquema de uma TCO Doppler. O glóbulo vermelho espalha luz com comprimento de deslocado, a frequência de oscilação da interferência desta com a luz vinda do braço de referência é alterada se comparada com a originada de espalhadores imoveis.

precisão e sensibilidade [23]. Para dar uma noção geral sobre o princípio de funcionamento, considere o esquema da figura 1.10. Espalhadores com velocidades diferentes retornam luz com um comprimento de onda diferente, devido ao efeito Doppler. Como a frequência de oscilação da interferência dessa luz com a que retorna do braço de varredura depende do comprimento de onda das duas fontes, é possível saber a velocidade de um espalhador através do desvio da frequência $\Delta f = 2Vn \cos \theta / \lambda_0$ da oscilação [24], onde V é a velocidade do espalhador, n é o índice de refração do meio em que o espalhador se encontra, θ é o ângulo entre a direção do fluxo e a direção do feixe e λ_0 é o comprimento de onda central da luz no vácuo.

1.10.3 TCO de segundo harmônico

O chaveamento por coerência também pode ser usado para localizar pontos que melhor geram segundo harmônico em uma amostra. Essa técnica é capaz de produzir imagens de alto contraste da estrutura da amostra devido às severas condições de orientação, birefringência e assimetria local que uma amostra precisa preencher para geração de segundo harmônico.

A figura 1.11 mostra a montagem experimental da primeira TCO de segunda harmônico relatada [25]. Um laser de Ti:safira emite um feixe que passa por um isolador, uma placa de meia onda um polarizador, outra placa de meia onda e filtro passa baixa, de forma gerar um sinal livre de harmônicos superiores e com polarização bem definida e controlável. O feixe é então dividido no divisor de feixe DF1, a porção refletida passa pelo cristal não linear NLC,

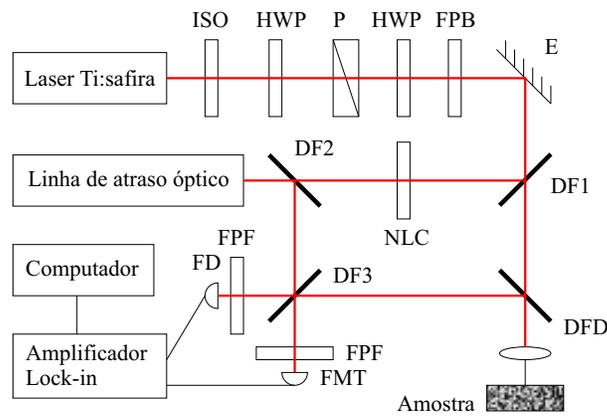


Figura 1.11 Esquema de uma TCO de segundo harmônico. ISO, isolador; HWP placa de meia onda; P, polarizador; FPB filtro passa baixa; E, espelho; DF, divisor de feixe; NLC, cristal não linear; DFD, divisor de feixe dicróico; FPF, filtro passa faixa; FD, fotodiodo; FMT, fotomultiplicadora.

onde é gerado segundo harmônico, a luz passa pelo divisor de feixes DF2 e incide em uma linha de atraso óptico. Ao retornar, a luz é refletida em DF2 e segue para o divisor de feixe DF3.

A fração da luz transmitida por DF1 passa pelo divisor de feixe dicróico DFD e é focalizada por uma lente na amostra. O segundo harmônico gerado na amostra, que retorna para o interferômetro, é refletido completamente por DFD e segue para DF3, onde é combinado com o segundo harmônico gerado em NLC. Os filtros passa faixa FPF1 e FPF2 são escolhidos de modo a detectar o segundo harmônico e o fundamental na fotomultiplicadora e no fotodiodo, respectivamente. Os sinais são pré-processados e digitalizados no amplificador lock-in e transmitidos para um computador.

Como a luz usada para gerar o segundo harmônico no NLC e na amostra é coerente, os segundos harmônicos também serão. Assim, é possível usar o chaveamento por coerência para localizar axialmente o ponto de geração do segundo harmônico. A detecção heterodina do segundo harmônico amplifica o sinal gerado na amostra, facilitando a medida do mesmo. Uma fonte de luz pulsada deve ser usada nesse caso, devido à necessidade de altas potências de pico para geração de segundo harmônico.

1.11 Aplicações

A capacidade de observação não invasiva, em tempo real e com grande profundidade, possibilita uma grande gama de aplicações médicas e tecnológicas. Nessa seção, será feita uma pequena revisão dos estudos feitos nos últimos anos do uso da TCO para três áreas. Odontologia, pois é a área em que temos maior atividade, dermatologia e oftalmologia, por que temos interesse de estudo futuro.

1.11.1 Odontologia

A fim de obter um método mais preciso e confortável para os pacientes de identificar doenças periodontais, Colston *et al.* [26] fizeram o primeiro estudo odontológico utilizando TCO. Doenças periodontais são desordens induzidas por placas que resultam na perda de conectividade entre o dente e a mucosa oral. Foram feitas imagens de tecido dentário e periodonto de porco, ilustradas na figura 1.12. Nela verificou-se que a luz retroespalhada coerentemente da estrutura interna da dentina, levando em conta o decaimento exponencial com a profundidade, é maior que na microestrutura do esmalte. Isto concorda com medições prévias das propriedades de espalhamento do esmalte e dentina no infravermelho próximo, onde o coeficiente de espalhamento da dentina foi demonstrado como sendo uma ordem de magnitude superior que do esmalte. Foi também possível identificar a junção esmalte/cimento, que se trata de um importante ponto de referência para a determinação do nível de aderência do tecido periodontal, e a interface dente/gengiva, permitindo a avaliação do sulco gengival ou bolsa periodontal, quando esta estiver presente. Nesse estudo, foi utilizando um sistema de TCO no domínio temporal com um diodo superluminescente como fonte de luz. O comprimento de onda central foi de 1310 nm com largura espectral a meia altura de 47 nm, uma potência na amostra de 47 μ W. A resolução axial foi de 20 μ m.

Com o objetivo de obter imagens de tecido dentário humano *in vivo* [27], foi projetada uma peça de mão (figura 1.13) para efetuar o exame oral. O sistema de coleção de luz incluía uma lente de com índice de refração gradiente (GRIN) com abertura numérica de 0,46 e um prisma para redirecionar a luz em 90° acoplando a luz em uma fibra óptica monomodo montado na ponta de um braço. A montagem é varrida linearmente na direção paralela a superfície do tecido dentário. Na figura 1.14 vemos imagens de TCO que representam uma seção de 10 mm da região cervical do dente. Um protetor descartável de plástico para controle de infecção (IC) pode ser vista como uma linha escura. Diversos componentes estruturais do tecido gengival

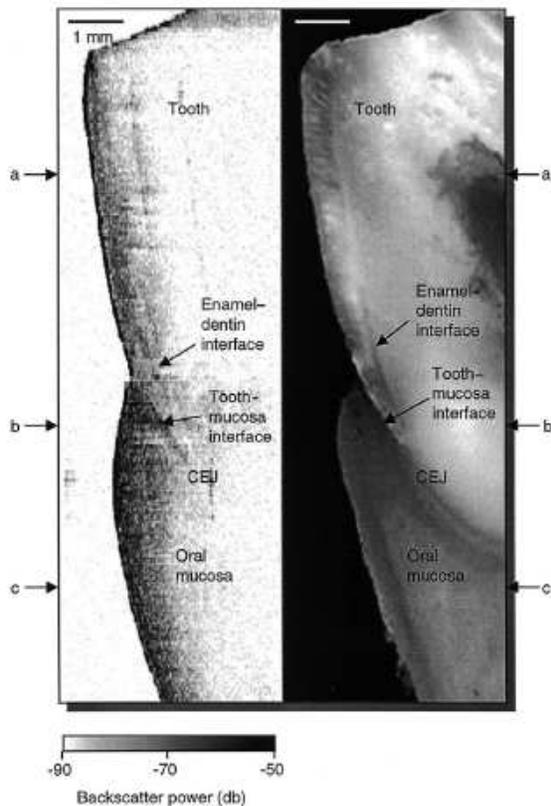


Figura 1.12 Imagem de seção transversal do tecido dentário e periodonto de porco. (direita) Imagem de microscópio; (esquerda) Imagem de OCT [26].

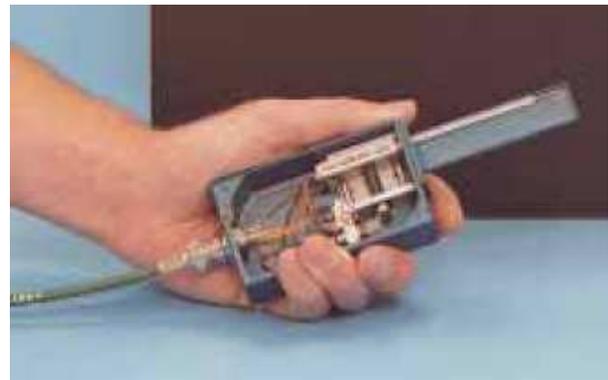


Figura 1.13 Sonda de mão para tomografia por coerência óptica [27].

incluindo o sulco (S), o epitélio (EP), o osso alveolar poroso (AB), e a camada de tecido de conexão (CT) foram identificadas nas imagens coletadas. Estruturas do tecido duro também foram identificadas. A profundidade de imageamento do sistema de TCO no esmalte (E) foi maior que na dentina (D), com a junção esmalte/dentina (DEJ) visíveis em todas as imagens.

Experiências prévias [28], feitas em nosso grupo de pesquisa, mostraram a capacidade da TCO de identificar fendas na restauração de um dente após o tratamento para retirar a o tecido cariado. Essas fendas, quando não detectadas podem dar origem a cáries secundárias danificando a dentina. O único método clínico de avaliação *in vivo*, os raios X, é incapaz de mostrar fendas nas falhas de restauração. Na figura 1.15, vemos, numa imagem de microscopia da seção transversal de um dente, uma falha na restauração. Acima, vemos o tomograma, indicando a posição e a largura da fenda. Uma imagem de TCO é fornecida na figura 1.16, onde é possível identificar a superfície do esmalte, no fundo da imagem, e a fenda, como indicado.

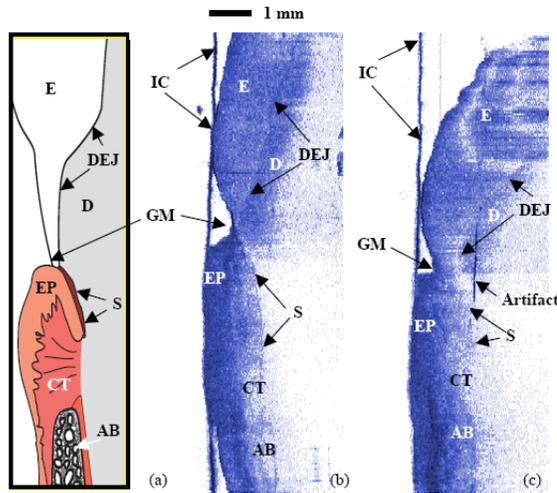


Figura 1.14 (a) Desenho do tecido dental. (b) Imagem de OCT da parte anterior do dente. (c) Imagem de OCT da parte posterior do dente. (E) esmalte (D) dentina (DEJ) junção esmalte/dentina (S) sulco gengival (EP) epitélio (AB) osso alveolar poroso (CT) camada de tecido de conexão (IC) controle de infecção (GM) margem gengival [26].

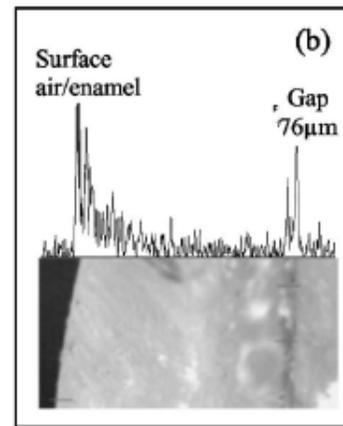


Figura 1.15 (embaixo) Imagem de microscopia do vão de uma falha na restauração dental; (acima) o tomograma mostra os picos de reflexão das interfaces dente/ar, ar/restauração no interior do dente [28].

Em outras experiências feita por colaboradores do grupo [29], foi relatada a detecção de cáries $10\ \mu\text{m}$ a $50\ \mu\text{m}$ de profundidade. Foi utilizado um sistema de tomografia por coerência óptica no domínio temporal com uma linha de atraso Fourier que operava a uma frequência de varredura de 200 Hz, rápido o suficiente para tornar prático a geração de imagens tridimensionais, como foi demonstrado. Fonte de luz era centrada em 830 nm e a resolução obtida foi de $15,7\ \mu\text{m}$.

1.11.2 Dermatologia

Imagens da pele usando TCO permitem a visualização de mudanças estruturais. Em pele palmo-plantar (palma da mão e planta do pé), o stratum corneum grosso (camada de tecido epidérmico morto) é visível como uma camada superficial com pouco espalhamento, e dutos de glândulas sudoríparas podem ser observados. Imagens de TCO de tumores na pele concordam bem com seções histológicas e exibem alto contraste com a pele saudável. O espalhamento da luz é

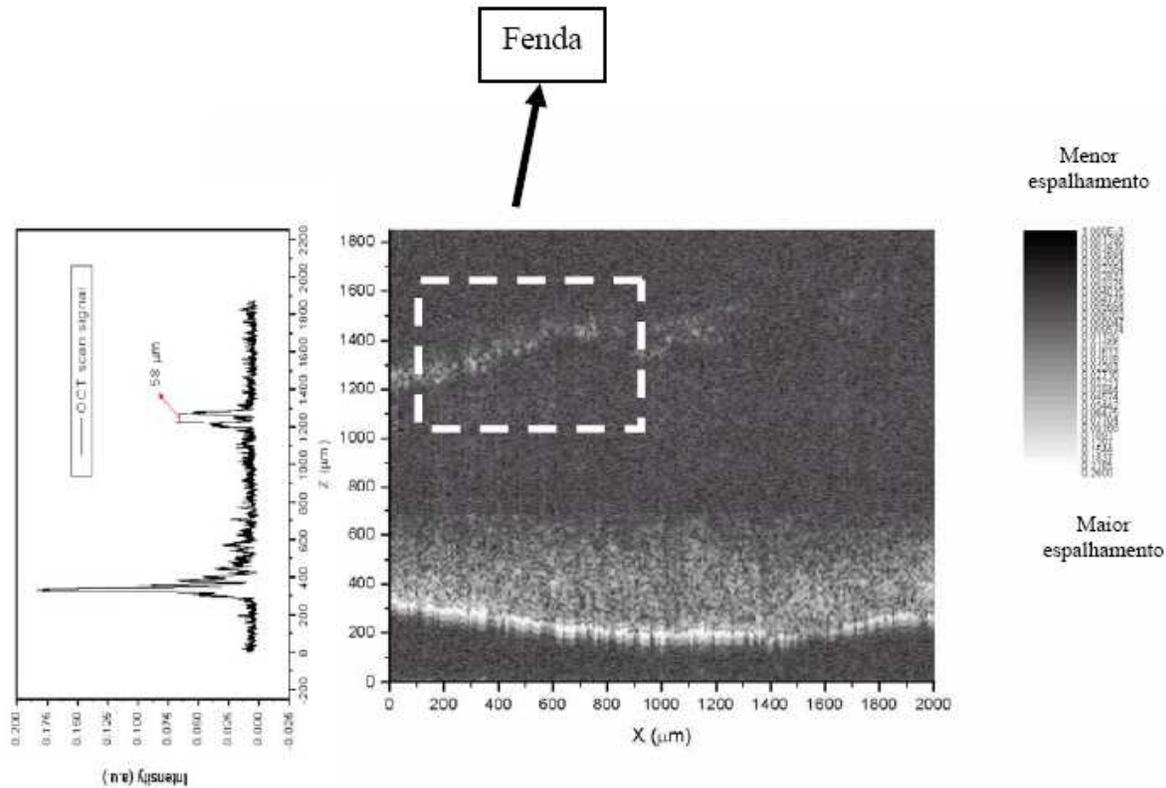


Figura 1.16 Imagem de OCT de um dente restaurado. No fundo da imagem, vê-se a superfície do esmalte, e no interior a fenda, entre o esmalte e a restauração. À esquerda, no tomograma, é possível medir a espessura de $58\mu\text{m}$.

maior em uma região com tumor e geralmente mais homogêneo que uma pele normal. A resolução da TCO, atualmente, não é alta o suficiente para diagnosticar diferentes tumores. TCO é um bom método para monitorar doenças inflamatórias. O grau de paraqueratose, acantose da epiderme e dilatação do vasos sanguíneos assim como os efeitos do tratamento, podem ser monitorados *in vivo* ao longo do tempo.

O tratamento da superfície da pele pode ser observado por TCO. Depois da aplicação de óleo, a profundidade de detecção é aumentada devido à redução do espalhamento na superfície. Efeitos de hidratação e desidratação devido a aplicações de substâncias na superfície da pele podem ser quantificados. Conseqüentemente, TCO é um complemento aos métodos de bioengenharia para o estudo de efetividade e tolerância de tratamento pela superfície da pele e cosméticos [30].

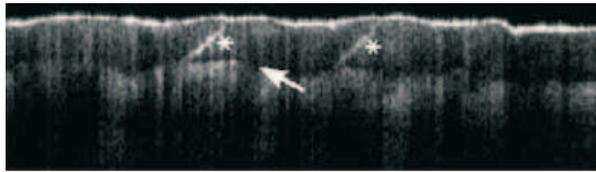


Figura 1.17 Imagem de TCO *in vivo* de uma seção de 4x1 mm da ponta de um dedo saudável. A primeira camada é o stratum corneum com glândulas sudoríparas (asterisco). O stratum granulosum está apontado com flecha. 4x1mm.[30]

1.11.3 Oftalmologia

Em oftalmologia, a TCO é uma técnica de diagnóstico bem estabelecida, gerando imagens detalhadas e informações morfométricas quantitativas da estrutura retinal. Foram feitos estudos de diversas doenças, incluindo buracos maculares, glaucoma, degeneração macular relacionada à idade, edema macular e retinopatia diabética. O sistema StratusOCT (Carl Zeiss Meditec, Dublin, CA) é um dispositivo de uso clínico bastante difundido, capaz de gerar imagens de TCO com resolução axial de 8 a 10 μm e 512 varreduras axiais, que podem ser adquiridas em 1,3 segundos. A figura 1.18 mostra uma seção transversal de uma mácula ocular sadia (depressão no centro da imagem), obtida usando o StratusOCT.

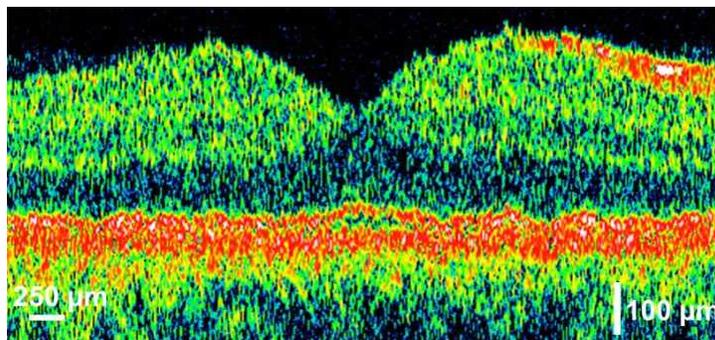


Figura 1.18 Imagem gerada pelo StratusOCT (Carl Zeiss Meditec) de uma mácula ocular sadia.

O estado da arte de sistema de TCO para oftalmologia, desenvolvido pelo grupo liderado por Fujimoto, é capaz de gerar imagens com 2048 varreduras axiais com uma resolução de 2,6 μm em 0,08 segundos. Para isso, foi desenvolvido um sistema de TCO espectral que utiliza como fonte de luz um laser de Ti:Safira com comprimento de onda central em 825 nm e largura de banda de 144 nm [31]. Na figura 1.19, temos uma imagem de uma mácula sadia que, ao ser comparada com a imagem de microscopia (figura 1.20) mostra que é possível identificar

claramente as camadas da retina.

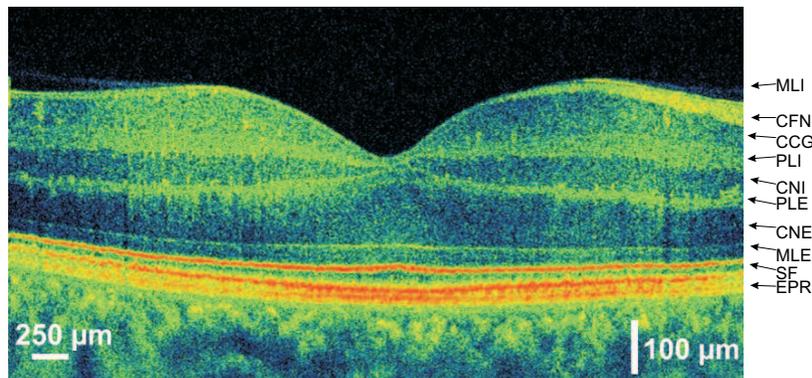


Figura 1.19 Imagem de TCO da mácula ocular utilizando [31].

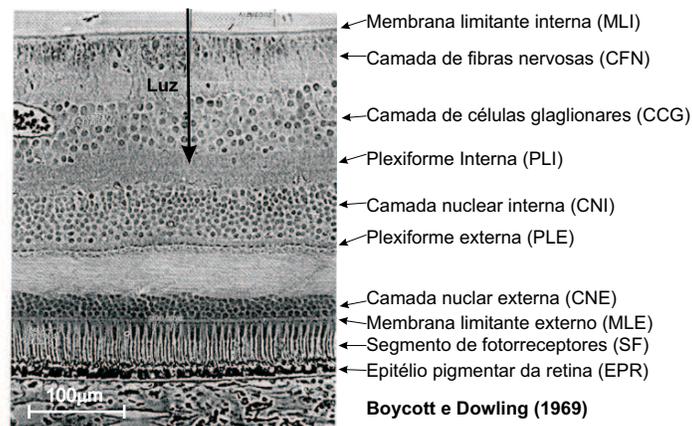


Figura 1.20 Imagem de microscopia da retina.

1.12 Conclusão

Uma breve revisão sobre tomografia por coerência óptica foi feita, na qual descrevemos qualitativamente como um interferômetro de Michelson, utilizando um luz de baixa coerência, pode ser usado para gerar imagens de seção transversal de estruturas. Foi demonstrado que as resoluções axial e transversal de um sistema de tomografia óptica são independentes e que existe

uma relação de troca entre resolução transversal e comprimento de varredura axial. Definimos a sensibilidade da TCO e discutimos a importância da qualidade das fontes de luz. Descrevemos rapidamente o fenômeno de speckle, ruído gerado pela interferência de espalhamentos múltiplos na amostra. Fizemos uma breve revisão das linhas de atraso óptico, das diferentes variações da TCO, que incluem a TCO sensível à polarização, Doppler, e segundo harmônico. E por fim falamos de algumas aplicações da TCO na odontologia, dermatologia e oftalmologia.

TCO no domínio temporal

Há mais de um século a interferometria óptica vem sendo usada para fazer medidas de distâncias com alta resolução. Instrumentos mais comuns baseiam-se principalmente em luz coerente emitida por lasers. Neste capítulo, desenvolveremos a teoria básica e descreveremos os experimentos da TCO-DT, começando por uma breve revisão do interferômetro de Michelson com uma fonte de luz coerente e estendendo a análise para uma fonte de luz de baixa coerência, em que será demonstrada a relação entre a largura de banda da fonte de luz e a resolução da TCO. Na segunda seção, será descrito como a sensibilidade da TCO depende da potência da fonte de luz e a velocidade imageamento. E, na terceira seção, discutiremos a construção e aplicação de um sistema de TCO no domínio temporal. Finalizamos o capítulo desenvolvendo a teoria da linha de atraso Fourier e seu acoplamento a um interferômetro de Michelson de baixa coerência.

2.1 Teoria

Em TCO, a interferometria que é de interesse é a de baixo comprimento de coerência. Nessa seção, descreveremos como a interferometria de baixa coerência é usada para medir a distância de objetos com mais de uma superfície refletora para obter um interferograma.

2.1.1 Interferômetro de Michelson

Considere o interferômetro ilustrado na figura 2.1. Para facilitar a análise, desconsidere a polarização da luz e efeitos de dispersão. Uma fonte de luz emite uma radiação cujo campo elétrico que incide no divisor de feixes é descrito por $E_0(t)$. Essa luz é dividida e uma fração D da potência é direcionada para o espelho amostra com refletividade R_a . A luz então retorna ao divisor de feixes, onde a porção $(1 - D)$ vai para o detector. Analogamente, no outro braço, $(1 - D)$ da luz emitida pela fonte incide sobre um espelho de referência R_r , que é refletida e retorna ao divisor de feixes, onde uma porção D dessa luz se encaminha para o detector. O

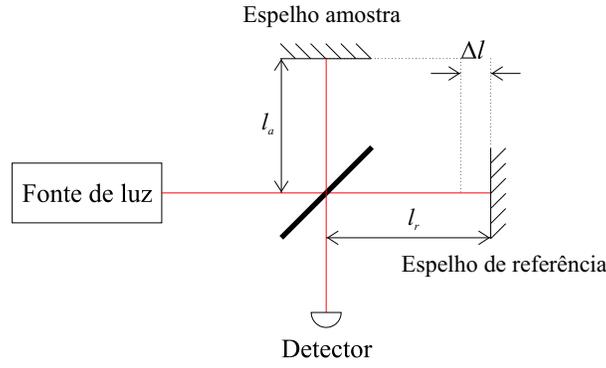


Figura 2.1 Interferômetro de Michelson.

campo elétrico na saída do interferômetro é descrito por

$$E_s(t) = \sqrt{K_a}E_0(t - \tau_a) + \sqrt{K_r}E_0(t - \tau_r) \quad (2.1)$$

onde $K_i = R_i D(1 - D)$ é a fração da potência da fonte que incide no detector e $\tau_i = \frac{2l_i}{c}$ é o tempo necessário para luz percorrer o caminho do divisor de feixes até o espelho i e retornar.

A relação entre a intensidade de saída do feixe $\langle S \rangle$ e o campo elétrico médio é: [33]

$$\langle S \rangle = \left\langle \frac{|E(t)|^2}{2\eta_0} \right\rangle \quad (2.2)$$

onde $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ é a impedância do espaço livre. Usando 2.2 e 2.1, obtemos a intensidade no detector como

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + \sqrt{K_a K_r} \text{Re} [\Gamma(\tau_{r,a})] \quad (2.3)$$

onde $\tau_{r,a} = \tau_a - \tau_r$. Definimos a função de auto-correlação do campo elétrico do feixe como

$$\Gamma(\tau) = \frac{\langle E(t - \tau) E^*(t) \rangle}{\eta_0} \quad (2.4)$$

e

$$\langle S_{DC} \rangle = \sum_j K_j \langle S_0 \rangle \quad (2.5)$$

onde $\langle S_0 \rangle = \left\langle \frac{|E_0(t)|^2}{2\eta_0} \right\rangle$ é a intensidade média de luz que deixa fonte que, para o nosso caso, é constante. Mais especificamente, são de interesse fontes de luz cujo campo elétrico é estacionário no sentido amplo [3], ou seja

1. $\langle E(t) \rangle$ é independente de t .
2. $\langle E(t_1) E^*(t_2) \rangle$ depende apenas de $\tau = t_2 - t_1$.

2.1.2 Interferometria óptica com luz coerente

Se a fonte de luz for perfeitamente coerente (i.e. monocromática), então seu campo elétrico pode ser descrito por $E(t) = E_0 e^{-i2\pi\nu t}$ onde ν é a frequência óptica da luz e E_0 é a amplitude do campo. Substituindo $E(t) = E_0 e^{-i2\pi\nu t}$ na equação 2.3 e utilizando 2.4, teremos

$$\langle S \rangle = \langle S_{\text{DC}} \rangle + 2 \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos(2\pi\nu\tau_{r,a}) \quad (2.6)$$

ou, usando $\lambda = c/\nu$ e $\Delta l = \frac{c}{2}(\tau_a - \tau_r)$

$$\langle S \rangle = \langle S_{\text{DC}} \rangle + 2 \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos\left(2\pi \frac{\Delta l}{\lambda/2}\right) \quad (2.7)$$

A equação 2.7 diz que a intensidade da luz no detector varia de acordo com a diferença do comprimento Δl dos braços do interferômetro periodicamente, com período $\lambda/2$. Em especial, para $K_a = K_r$ obtemos pontos de intensidade nula, como ilustrado em 2.2(a).

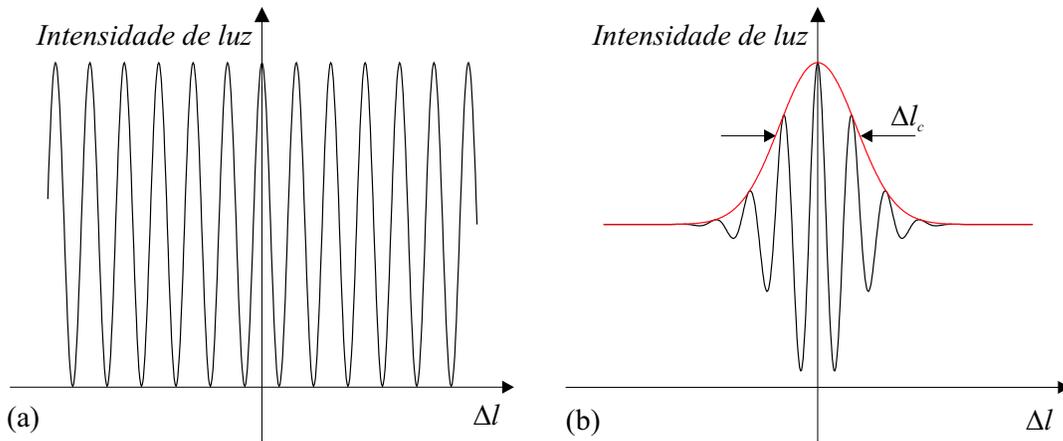


Figura 2.2 Intensidade de luz na saída de um interferômetro de Michelson para (a) luz coerente. (b) luz com comprimento de coerência Δl_c .

2.1.3 Interferometria com luz de baixa coerência

Na prática, é muito improvável obter uma fonte de luz monocromática. Ao usarmos uma fonte de luz com um comprimento de onda definido dentro dos limites possíveis em um interferômetro, como descrito na seção anterior, observaremos as mesmas franjas de interferência ao variarmos a diferença de comprimento dos braços do interferômetro Δl . Porém, sobreposta

a esta rápida oscilação de intensidade, veremos uma diminuição gradual da amplitude de oscilação das franjas. A distância que separa os dois pontos em que a amplitude das franjas de interferência têm a metade do valor máximo é definida como comprimento de coerência Δl_c . Este último é, como iremos demonstrar a seguir, inversamente proporcional à largura do espectro da luz,.

Consideremos o interferômetro da figura 2.1, agora iluminado com uma luz da baixa coerência, cujo espectro tem uma forma de linha igual a $G(\nu)$. A intensidade média da luz no detector pode ser descrita pela equação 2.3. De acordo com o teorema de Wiener-Khinchin [3], existe a seguinte relação entre a autocorrelação de um sinal e a sua densidade espectral de potência:

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau \quad (2.8)$$

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (2.9)$$

ou seja, a autocorrelação do campo $\Gamma(\tau)$ e o seu espectro de potência $G(\nu)$ estão relacionados pela transformada de Fourier.

Se usarmos uma fonte de luz com espectro de potência gaussiano $G(\nu) = \frac{\langle S_0 \rangle}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)^2}$, onde ν_0 é a frequência óptica central, $\Delta\nu$ é largura à meia altura da gaussiana. A auto correlação desse espectro é

$$\Gamma(\tau) = \langle S_0 \rangle e^{-i2\pi\nu_0\tau} e^{-\ln 2 \tau^2 / \Delta\tau_c^2} \quad (2.10)$$

onde $\Delta\tau_c = \frac{2\ln 2}{\pi\Delta\nu}$, ou, usando $\tau = \frac{2\Delta l}{c}$,

$$\Gamma(\Delta l) = \langle S_0 \rangle e^{-i2\pi\frac{\Delta l}{\lambda_0/2}} e^{-\ln 2 \frac{\Delta l^2}{(\Delta l_c/2)^2}} \quad (2.11)$$

onde

$$\Delta l_c = \frac{c2\ln 2}{\pi\Delta\nu} = \frac{2\ln 2\lambda_0^2}{\pi\Delta\lambda} \quad (2.12)$$

é definido como comprimento de coerência. λ_0 é o comprimento de onda central. Substituindo 2.11 em 2.3, obtemos

$$\langle S \rangle = \langle S_{DC} \rangle + 2 \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos \left(2\pi \frac{\Delta l}{\lambda_0/2} \right) e^{-\ln 2 \frac{\Delta l^2}{(\Delta l_c/2)^2}} \quad (2.13)$$

A equação 2.13 justifica o comportamento da intensidade da luz na saída do interferômetro descrito no início a seção e ilustrado em 2.2(b). O cosseno é responsável pela rápida oscilação e a gaussiana causa a diminuição da amplitude de oscilação, que cai pela metade a uma distância igual a $\Delta l_c/2$. Como dito anteriormente, o comprimento de coerência é inversamente

proporcional à largura do espectro da luz. A forma específica do espectro da luz causa alguma variação na função de auto correlação, mas o fato de o comprimento de coerência cair com o alargamento do espectro da luz não é alterado.

2.1.4 Interferometria de baixa coerência em estruturas de multicamada

Para descrevermos a construção da imagem transversal de uma estrutura, substituímos o espelho de amostra do interferômetro por uma amostra microestruturada. O feixe incidente é focalizado na superfície da amostra, como ilustrado na figura 2.3. Pode-se modelar a luz que

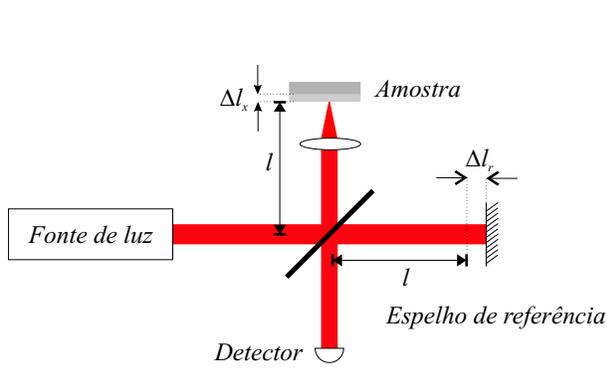


Figura 2.3 Interferômetro de com luz de baixa coerência com uma amostra microestruturada em um dos braços.

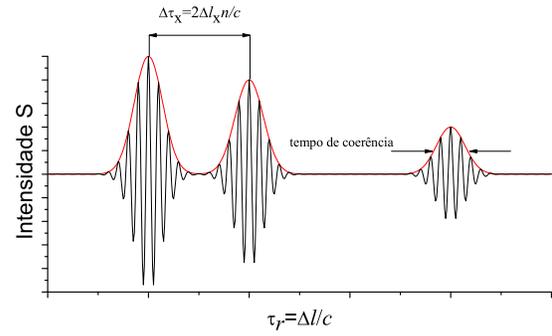


Figura 2.4 Interferômetro de Michelson com um pedaço de material semitransparente.

retorna para o interferômetro vinda da amostra pela expressão

$$E_a(t) = \sum_i K_i E_0(t - \tau_i) \quad (2.14)$$

onde $E_0(t)$ é o campo da fonte de luz e $K_i = R_i(1 - D)D$, D sendo a razão de divisão do divisor de feixes e R_i é a fração da luz incidente que retorna interferômetro após ter propagado por um tempo $\tau_i/2$ dentro da amostra. A intensidade da luz no detector será

$$\langle S \rangle = \left\langle \frac{|E_r(t) + E_a(t)|^2}{2\eta_0} \right\rangle = \langle S_{DC} \rangle + \sum_i \sqrt{K_i K_r} \text{Re} [\Gamma(\tau_{r,i})] \quad (2.15)$$

onde $E_r(t) = K_r E(t - \tau_r)$ é campo elétrico da luz que vem do espelho de referência e $\tau_r = 2\Delta l/c$. Para uma amostra como na figura 2.3, a intensidade em função do atraso τ_r será como a o gráfico em preto ilustrado na figura 2.4 que chamamos de **interferograma**. Nele, identificamos três pacotes de oscilações, correspondendo a luz retornando de cada uma das interfaces

da amostra. A distância temporal entre um pacote e outro é igual ao tempo necessário para que a luz se propague de uma interface à outra e retorne, $\tau_x = n\Delta l_x/c$, onde n é o índice de refração do meio.

O sinal que é obtido após a detecção passa por um circuito detector de envoltória. Esse circuito elimina as oscilações internas de cada pacote, deixando apenas a envoltória do sinal, como exemplificado no gráfico vermelho da figura 2.4, que chamamos de **tomograma**. Uma imagem pode ser obtida fazendo um tomograma e transladando a amostra em uma direção transversal ao feixe repetidamente.

2.1.5 Sinal no detector

A corrente média gerada em um fotodiodo pode ser descrita por [2]

$$\langle i \rangle = \frac{e\eta \langle P \rangle}{h\nu_0} \quad (2.16)$$

onde $\langle P \rangle = A \langle S \rangle$ é a potência média da luz que atinge o detector numa área A , η é a eficiência quântica do detector, e é a carga do elétron e h é a constante de Planck. Se varreremos o espelho de referência a uma velocidade u_r no interferômetro de baixa coerência, conforme descrito anteriormente, a corrente será

$$\langle i \rangle = \frac{e\eta}{h\nu_0} \left[\langle S_{\text{DC}} \rangle + 2 \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos(2\pi\nu_r t) e^{-\frac{\ln 2 u_r^2 t^2}{(\Delta l_c/2)^2}} \right] \quad (2.17)$$

onde $\nu_r = \frac{u_r}{\lambda_0/2}$. Para diminuir o ruído da corrente do detector, o sinal elétrico é filtrado por um filtro eletrônico tipo passa-banda centrado em ν_r com largura de banda B ,

$$B \cong \frac{u_r \Delta \nu}{c} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \quad (2.18)$$

o que elimina a corrente contínua devida à intensidade $\langle S_{\text{nc}} \rangle$.

A corrente elétrica no pico da franja de interferência em $\Delta l = 0$ será

$$\langle i \rangle = \frac{2e\eta}{h\nu_0} \langle S_0 \rangle \sqrt{K_r K_a} \quad (2.19)$$

a equação 2.19 mostra que a corrente elétrica é proporcional a raiz das frações de luz que retornam do espelho amostra K_a e do espelho de referência K_r , o que demonstra a amplificação heterodina do sinal correspondente a luz vinda do espelho amostra.

2.2 Sensibilidade

2.2.1 Relação sinal-ruído

A relação sinal-ruído, SNR, de uma grandeza física medida i é definida como [2]

$$\text{SNR} = \frac{\langle i \rangle^2}{\sigma_i^2} \quad (2.20)$$

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

A grandeza física na qual estamos interessados em um sistema de tomografia por coerência óptica é a refletividade R_a de um ponto da amostra. Definimos a sensibilidade de TCO como o valor R_a tal que a relação sinal-ruído seja unitária. No entanto, a informação da refletividade passa por um canal ruidoso que engloba a luz e a fotodetecção. Como a grandeza física efetivamente medida é a corrente de saída do circuito i , é necessário incluir na análise todo distúrbio influente sobre este canal.

2.2.2 Fontes de ruído

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

$$\sigma_i^2 = \sum_n \sigma_n^2 \quad (2.21)$$

2.2.2.1 Ruído balístico

Também conhecido com "shot noise", é o ruído causado pela quantização da luz e da corrente elétrica. A quantidade de fótons que chegam ao detector em um intervalo de amostragem Δt não é constante, mesmo que a potência da fonte de luz seja. A distribuição do número de fótons que atingem o detector tem um perfil poissoniano, com largura igual ao número médio de fótons. Aliado a isso, está o fato de que a geração de um fotoelétron ocorre com probabilidade η , definida como eficiência quântica. Então, pode-se mostrar [2] que a corrente de fotoelétrons tem variância

$$\sigma_s^2 = e \langle i \rangle B \quad (2.22)$$

onde e é a carga do elétron e B é largura de banda do circuito de detecção.

2.2.2.2 Ruído relativo a intensidade

Ruídos relativos a intensidade (RRI) são tais que crescem linearmente com a potência da fotocorrente média. Alguns exemplos incluem flutuações da potência óptica da fonte. A densidade espectral do ruído pode ser modelada como ruído branco sobre toda banda de interesse. Logo, a variância desse ruído tem forma

$$\sigma_{RRI}^2 = e\gamma \langle i \rangle^2 B \quad (2.23)$$

onde o parâmetro γ é determinado experimentalmente. Na prática, é possível eliminar esse ruído utilizando um sistema de detecção balanceada. Assim, não será levada em consideração na análise final do ruído.

2.2.2.3 Ruídos térmicos

Existem duas formas principais de ruído térmico. Uma na detecção, quando tanto a radiação de corpo negro quanto os fônons térmicos do detector causam a excitação de elétrons que geram uma corrente $\langle i \rangle = e\beta k\theta$ com variância igual a corrente

$$\sigma_{\theta 1}^2 = e\beta k\theta B \quad (2.24)$$

onde β é um fator que depende da geometria e da natureza do material do detector, onde θ é a temperatura e k é constante de Boltzmann. Por ser um valor muito pequeno, tipicamente 3×10^{-15} A à temperatura ambiente, não consideraremos na análise seguinte.

O segundo ruído térmico surge devido à interação do elétrons com os fônons da resistência R do circuito. O ruído pode ser modelado como um ruído branco, com média nula e variância

$$\sigma_{\theta 2}^2 = \frac{2k\theta B}{R}. \quad (2.25)$$

2.2.3 Otimização da sensibilidade

A relação sinal-ruído pode ser calculada substituindo 2.22 e 2.25 com 2.21 e combinando em 2.20. A corrente média para o sinal é a calculada em 2.19, e a fotocorrente a ser utilizada para calcular a variância é a obtida na equação 2.17

$$\text{SNR} = \frac{\left(\frac{2e\eta}{h\nu_0}\right)^2 \langle S_0 \rangle^2 K_r K_a}{\left[e \frac{2e\eta}{h\nu_0} \langle S_0 \rangle (\sqrt{K_r} + \sqrt{K_a})^2 + \left(\frac{4}{R} + e\beta\right) k\theta \right] B} \quad (2.26)$$

Note que, se $\frac{e\eta}{h\nu_0} \langle S_0 \rangle (\sqrt{K_r} + \sqrt{K_a})^2 R \gg \frac{2k\theta}{e} \cong 0.05 \text{ V}$ para $\theta = 300 \text{ K}$, teremos uma detecção que é limitada pelo ruído balístico. No limite em que tentamos detectar baixas refletividades a condição $K_a \ll K_r$ é satisfeita. Assim, calculamos a sensibilidade a partir da equação 2.26 nas condições descritas, utilizando a relação $K_a = R_a D(1 - D)$

$$S = \frac{1}{R_a} \Big|_{\text{SNR}=1} = \frac{D(1-D)2\eta \langle S_0 \rangle}{h\nu_0 B} \quad (2.27)$$

Note a dependência da sensibilidade com a largura de banda do filtro e a potência da fonte. Esse efeito torna-se ainda mais dramático se lembrarmos que, para uma linha de atraso cujo espelho se move com velocidade u_r , a banda de detecção ótima deve obedecer à relação 2.18 logo, reescrevemos a equação 2.27 como

$$S = \left(\frac{\eta D(1-D)c}{\sigma_v h\nu_0} \right) \frac{\langle S_0 \rangle}{u_r} \quad (2.28)$$

o que implica dizer que existe uma relação de troca entre a sensibilidade, velocidade, e a potência da fonte de luz do sistema.

2.3 Montagem de um sistema de TCO no domínio temporal

2.3.1 Montagem óptica

A figura 2.5 mostra a montagem do primeiro sistema de tomografia por coerência óptica implementado. Foi utilizado um laser de Ti:Safira trabalhando em regime de modos travados, emitindo pulsos de 150 fs a uma taxa de 76 MHz com uma potência média de 500 mW e largura espectral de 10 nm centrado em 800 nm. O feixe é propagado em 2 m de fibra óptica monomodo, onde seu espectro é alargado por efeitos não lineares para 50 nm [34], como mostra a figura 2.6. Foram usadas duas objetivas de microscópio com uma ampliação de 40x, uma para focalizar o feixe na fibra e outra para colimar a luz de saída.

O feixe é enviado para um interferômetro de Michelson em ar livre, a potência de entrada é regulada pelo atenuador variável AV1, em um dos braços a luz é atenuada por AV2 e é refletida pelo espelho fixo E. No outro braço, a luz é focalizada na amostra por uma lente acromática com 50 mm de foco. A amostra é fixa em um translador XYZ controlável por computador. Finalmente, a luz de saída do interferômetro incide no detector D.

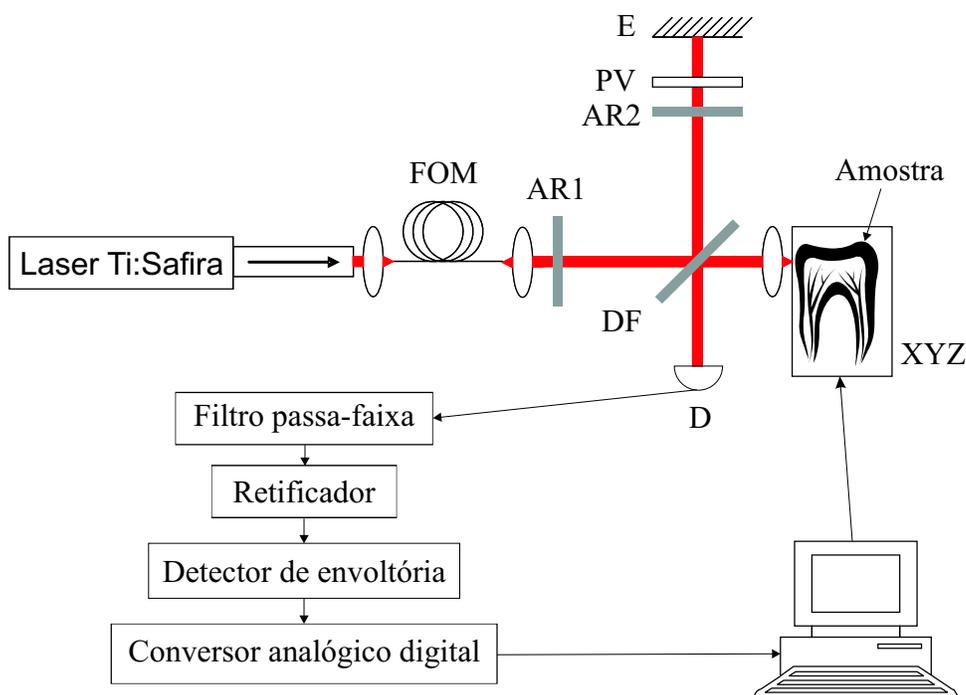


Figura 2.5 Primeira montagem de OCT. Fibra óptica monomodo (FOM); Atenuador variável (AF); Divisor de feixe (DF); Pedaco de vidro (PV); Espelho (E); Detector (D); Transladador XYZ (XYZ).

2.3.2 Processamento eletrônico

A luz que sai do interferômetro é detectada por um fotodiodo. O sinal é amplificado, filtrado, retificado, processado por um detector de envoltória, digitalizado em um osciloscópio digital (TDS3032B, Tektronix) e enviado para um computador.

Neste sistema, a varredura axial é feita movendo a amostra na direção do feixe a uma velocidade de $165 \mu\text{m/s}$. Uma vantagem desta abordagem é que o ponto medido encontra-se sempre no foco da lente. No entanto o tempo mínimo de aquisição é limitado pela velocidade em que é possível mover a amostra ou o braço da amostra, portanto não sendo interessante para sistemas de alta velocidade.

Como indicado na seção 2.1.5, o filtro passa-banda foi sintonizado em 412,5 Hz com largura 55 Hz.

2.3.3 Sistema de controle de aquisição

A automação do sistema é baseada em:

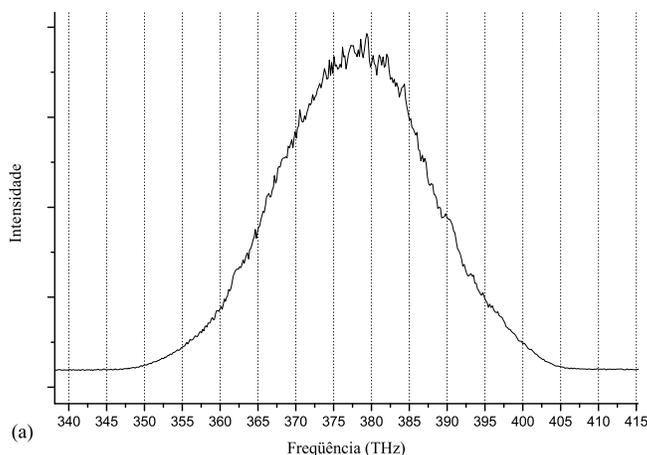


Figura 2.6 Espectro de potência do feixe após ser propagado na fibra óptica monomodo.

- Controle dos motores de passo do transladador.
- Controle do osciloscópio digital.

Os motores de passo (Z625B, Thorlabs) do transladador XYZ deslocam-se 50 nm por passo, e se comunicam com o computador através de um controlador com interface PCI (DCX-PCI 100, Precision MicroControl). O controlador fornece toda potência necessária para mover os motores de passo.

O osciloscópio digital (TDS3032B, Tektronix) comunica-se com o computador através da interface GPIB.

Na figura 2.7, temos a interface apresentada para o usuário do programa de controle do sistema. À esquerda temos os controles de configuração para a aquisição. No painel direito superior, a imagem que está sendo gerada é exibida durante a varredura. Abaixo é exibido o tomograma adquirido durante a iteração anterior. No fundo da imagem, um pequeno mostrador informa o tempo restante necessário para concluir a aquisição da imagem, muito útil para um processo que pode demorar de 0,5 até 5 horas.

2.3.3.1 Algoritmo de aquisição

O programa utilizado segue o algoritmo abaixo para a obter a imagem de TCO.

1. Transforma todas as distâncias e velocidades para número de passos no motor de passo e passos por segundo.

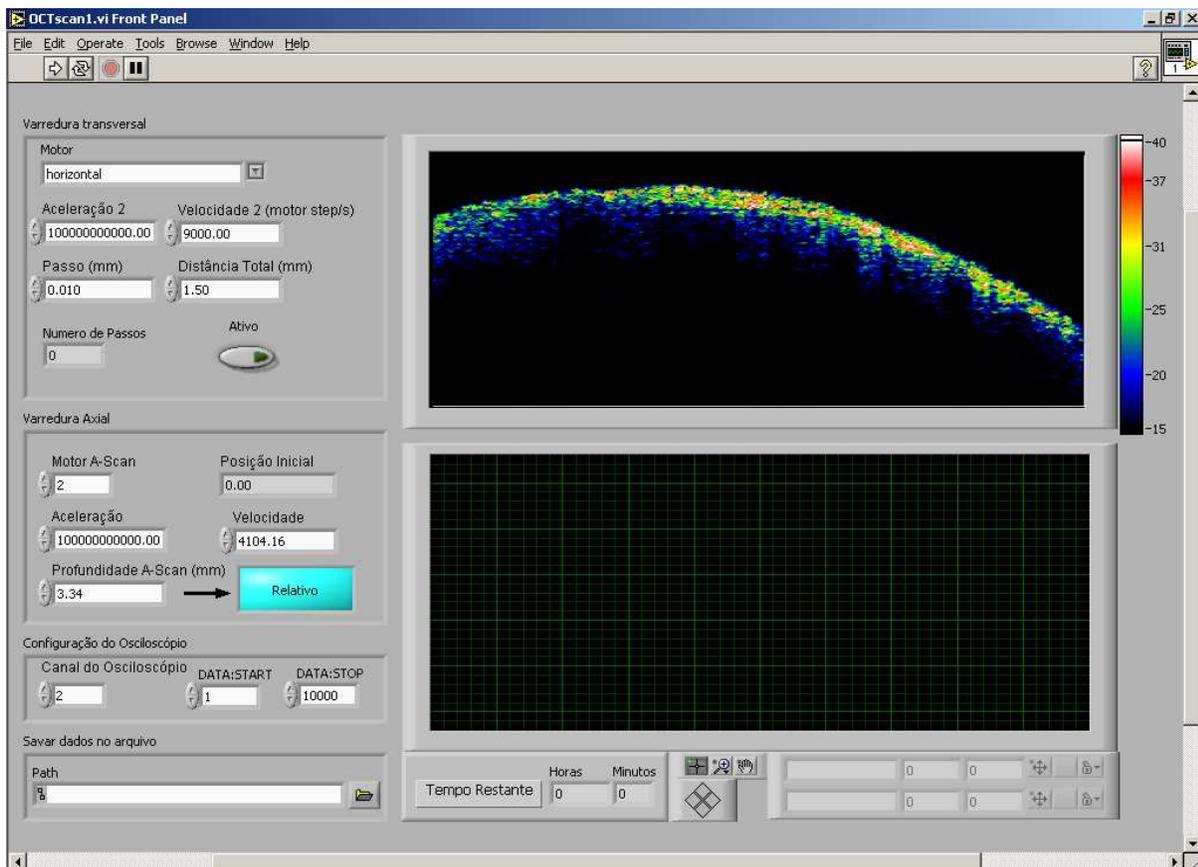


Figura 2.7 Interface com o usuário do programa utilizado para controlar o sistema de TCO.

2. Toma as distâncias de varredura transversal Δl e o tamanho do passo δl e calcula o número de iterações $N = \frac{\Delta l}{\delta l}$ necessárias para a varredura transversal.
3. Repete N vezes o procedimento
 - (a) Inicia a digitalização no osciloscópio digital.
 - (b) Inicia a varredura do transladador que move a amostra axialmente.
 - (c) Espera até que a varredura axial termine.
 - (d) Finaliza a digitalização e transfere os dados do osciloscópio para o computador.
 - (e) Move o transladador axial de volta para posição inicial.
 - (f) Adiciona os novos dados adquiridos no arquivo escolhido.
 - (g) Atualiza a imagem e o tomograma na interface com o usuário.
 - (h) Move o transladador transversal de um passo.

2.3.4 Resultados

Uma primeira medida [35] foi feita com um espelho no lugar da amostra, para verificarmos a resolução do sistema. A figura 2.8 mostra a autocorrelação da luz em função do deslocamento axial do espelho. O sinal foi obtido medindo a tensão após o filtro passa-banda. Pode-se verificar um comprimento de coerência de $8,5 \mu\text{m}$, assim como a ausência de lobos laterais, consequência da ótima qualidade espectral.

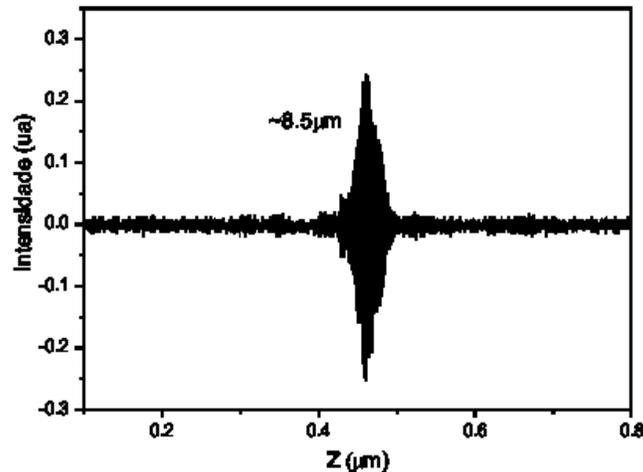


Figura 2.8 Autocorrelação da fonte de luz obtida substituindo a amostra por um espelho.

A figura 2.3.4 mostra uma imagem por TCO gerada a partir de um dente humano, comparando com uma foto de microscopia óptica. A imagem de TCO, com 3 por 1 mm, foi adquirida com 300 varreduras axiais com um passo de $10 \mu\text{m}$, e o tempo de aquisição foi de 1 hora. Pode-se distinguir perfeitamente o contorno da superfície do esmalte. Na metade direita da superfície dental, observa-se também uma maior intensidade de retro-espalhamento. Isto ocorre devido a uma leve desmineralização do dente nessa região [27].

2.4 Linha de atraso Fourier

De forma a diminuir substancialmente o tempo de aquisição de uma imagem de TCO, foi implementado uma linha de atraso Fourier (LAF) [36][37] no braço de varredura do sistema. Essa linha de, atraso foi escolhida por sua alta velocidade e alto ciclo de trabalho (duty cycle), mesma razão que a torna útil para uso em sistemas comerciais.

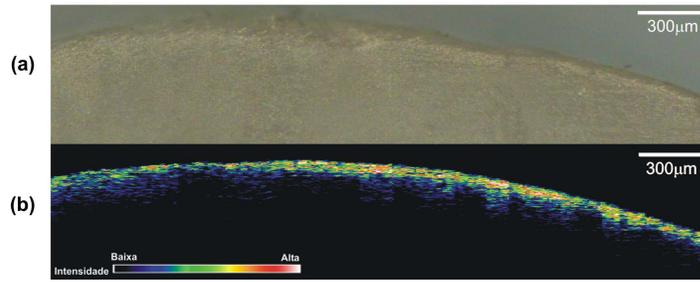


Figura 2.9 (a) Imagem de microscopia óptica e (b) imagem gerado por OCT da mesma seção.

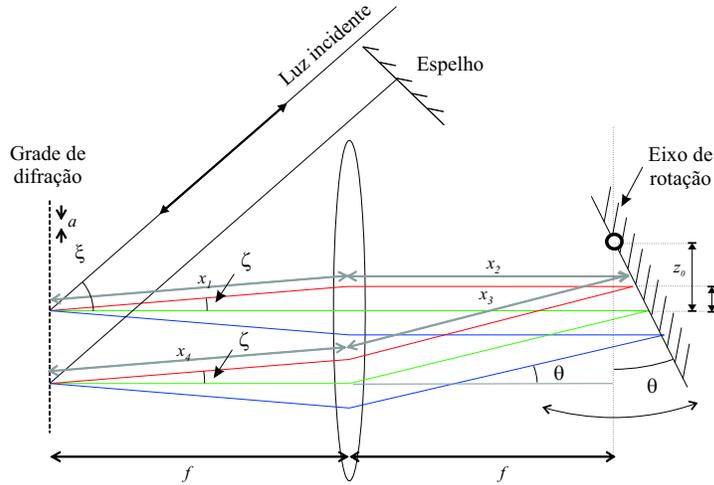


Figura 2.10 Linha de atraso Fourier.

A idéia básica consiste em adicionar, no feixe de luz, um atraso na fase linear no domínio de frequência, o que corresponde a um atraso no domínio temporal. Esse efeito é produzido resolvendo espacialmente os comprimentos de onda da luz de entrada e gerando um atraso temporal diferente para cada comprimento de onda, utilizando uma lente e um espelho, como ilustrado em 2.10. No apêndice B, mostra-se que o atraso provocado em cada frequência óptica é dado por

$$\phi(\theta) = \frac{8\pi\nu z_0 \theta}{c} - \frac{8\pi f(\nu - \nu_0)\theta}{a\nu_0} \quad (2.29)$$

onde f é a distância focal de lente, a é a distância entre as ranhuras da grade de difração, θ é o ângulo entre a superfície do espelho vibrante e o plano da lente, z_0 é a distância entre o eixo de rotação do espelho e a trajetória do comprimento de onda central do feixe, e ν_0 é a frequência óptica central do feixe. Calculemos o efeito da substituição do braço de referência da TCO por uma linha de atraso Fourier. Um feixe, cujo campo elétrico em um ponto de sua trajetória é $E(t)$ e cujo espectro de amplitude é $g(\nu)$, tal que $|g(\nu)|^2 = G(\nu)$, é incidido na linha de atraso

de Fourier. Ao retornar, os espectro amplitude do feixe será

$$\tilde{g}(v) = g(v) e^{i\phi(\theta)} \quad (2.30)$$

e o campo elétrico será $\tilde{E}(t)$. Combinando a luz vinda da linha de atraso com a vinda da amostra no divisor de feixe do interferômetro de Michelson como descrito na seção 2.1.1, teremos, na saída do interferômetro, uma intensidade média $\langle S \rangle$ igual a

$$\langle S \rangle = \frac{\left\langle \left| \sqrt{K_a} E(t + \tau) + \sqrt{K_r} \tilde{E}(t) \right|^2 \right\rangle}{2\eta_0} \quad (2.31)$$

ou

$$\langle S \rangle = \langle S_{\text{DC}} \rangle + \sqrt{K_a K_r} \text{Re}[\Xi(\tau)] \quad (2.32)$$

onde τ é um atraso devido a diferença de caminho óptico quando $\phi = 0$,

$$\langle S_{\text{DC}} \rangle = (K_a + K_r) \langle S_0 \rangle \quad (2.33)$$

e

$$\Xi(\tau) = \frac{\langle E(t) \tilde{E}^*(t - \tau) \rangle}{\eta_0} \quad (2.34)$$

é a correlação cruzada de $E(t)$ e $\tilde{E}(t)$. De acordo com o teorema da correlação cruzada [3]

$$\Xi(\tau) = \int \langle g(v) \tilde{g}^*(v) \rangle e^{-i2\pi v \tau} dv \quad (2.35)$$

sabendo que $\tilde{g}(v) = g(v) e^{i\phi(\theta)}$, $|g(v)|^2 = G(v)$ e utilizando as equações 2.29 e 2.9, teremos

$$\Xi(\tau) = e^{i\frac{4f}{a}\theta} \Gamma\left(\tau + \frac{4}{c}z_0\theta - \frac{4f}{av_0}\theta\right) \quad (2.36)$$

onde $\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G(v) e^{-2\pi v \tau} dv$ é a autocorrelação do campo da luz que entra no interferômetro. Substituindo esse resultado em 2.32, supondo que o espectro de potência de entrada é gaussiano, como na seção 2.1.3, obtemos

$$\langle S \rangle = \langle S_{\text{DC}} \rangle + \langle S_0 \rangle \sqrt{K_a K_r} \cos\left[2\pi v_0 \left(\tau + \frac{4}{c}z_0\theta\right)\right] \exp\left[-\ln 2 \left(\frac{\tau - 4\left[\frac{z_0}{c} - \frac{f}{av_0}\right]\theta}{\Delta\tau_c}\right)^2\right]. \quad (2.37)$$

Observando o argumento da exponencial, vemos que o atraso de grupo τ_g varia linearmente com o ângulo do espelho de varredura θ de acordo com

$$\tau_g = 4 \left[\frac{z_0}{c} - \frac{f}{av_0} \right] \theta \quad (2.38)$$

e o atraso de fase τ_f pode ser obtido do argumento do cosseno

$$\tau_f = \frac{4z_0}{c}\theta. \quad (2.39)$$

Ao variarmos o atraso de grupo τ_g , através de θ , executamos uma varredura axial, enquanto que a variação do atraso de fase τ_f causa a rápida oscilação das franjas de interferência. Para propagação no vácuo, o comprimento de varredura axial é descrito por

$$\Delta l_g = c\tau_g = 4 \left[z - \frac{f\lambda_0}{a} \right] \Delta\theta \quad (2.40)$$

Para uma distância focal de 50 mm, uma grade de difração de 600 linhas/mm e um comprimento de onda central de 800 nm, é necessário varrer ϕ apenas $2,4^\circ$ para uma varredura de 4 mm.

No interferograma, as oscilações rápidas são dependentes da varredura na fase, que para o FAL tem frequência igual a

$$\nu_f = \frac{8\pi\nu_0 z_0}{c} \frac{d\theta(t)}{dt}, \quad (2.41)$$

cujo valor é de interesse para especificação da frequência central do filtro, cuja largura de banda é:

$$B = 2\Delta\nu \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2} \left[\frac{z_0}{c} - \frac{f}{a\nu_0} \right] \frac{d\theta(t)}{dt}} \quad (2.42)$$

2.4.1 Montagem com linha de atraso Fourier no braço de referência

A linha de atraso Fourier foi montada como especificado na figura 2.10. Foi utilizada uma grade de difração de 1200 linhas/mm, uma lente com distância focal de 25 mm e um espelho montado um motor galvo (6210OH, Cambridge Technology). O ângulo de excursão foi de $\pm 1,5^\circ$ o que resulta num comprimento de varredura de 5 mm. Usou-se um sinal senoidal de 40 Hz produzido por um gerador de onda para controlar o motor galvo. A forma de onda faz com que sinais que sejam medidos próximos ao ponto de retorno da senoide sejam distorcidos, diminuindo o comprimento de varredura da linha de atraso. O sinal obtido no detector foi digitalizado diretamente. A falta de um pré processamento eletrônico limitou a frequência e o comprimento de varredura para os valores descritos.

Na montagem de um interferômetro de Michelson usando a linha de atraso Fourier, o feixe de entrada foi preparado do modo descrito na seção 2.3.1. Como mostra a figura 2.11, em um braço o feixe é propagado pela linha de atraso Fourier, melhor representado na figura 2.10. No outro braço, a luz é focalizada sobre uma amostra.

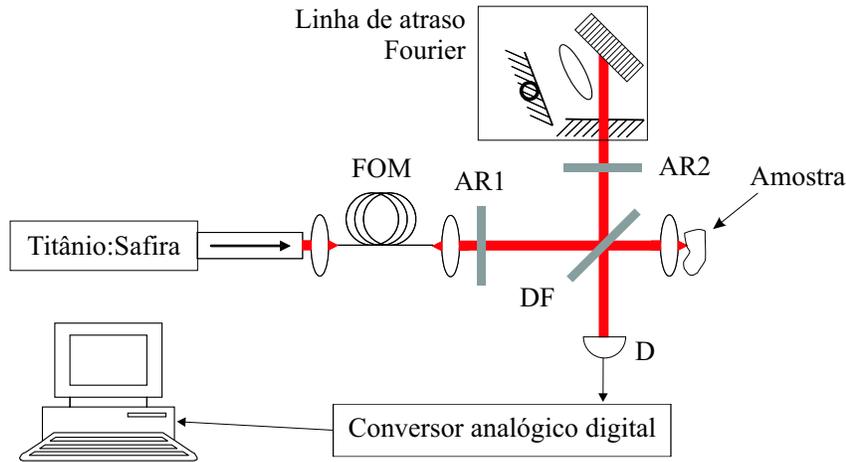


Figura 2.11 Interferômetro de Michelson com uma linha de atraso Fourier. (FOM) fibra óptica monomodo (AR) atenuador variável (DF) divisor de feixe (D) detector.

2.4.2 Resultados

A fim de caracterizar o sistema, um espelho montado sobre um translador na direção do feixe foi colocado no lugar da amostra. A figura 2.12(a) mostra o interferograma obtido experimentalmente, onde o atraso temporal foi feito pelo LAF, e uma resolução de $13,9 \mu\text{m}$ foi obtida.

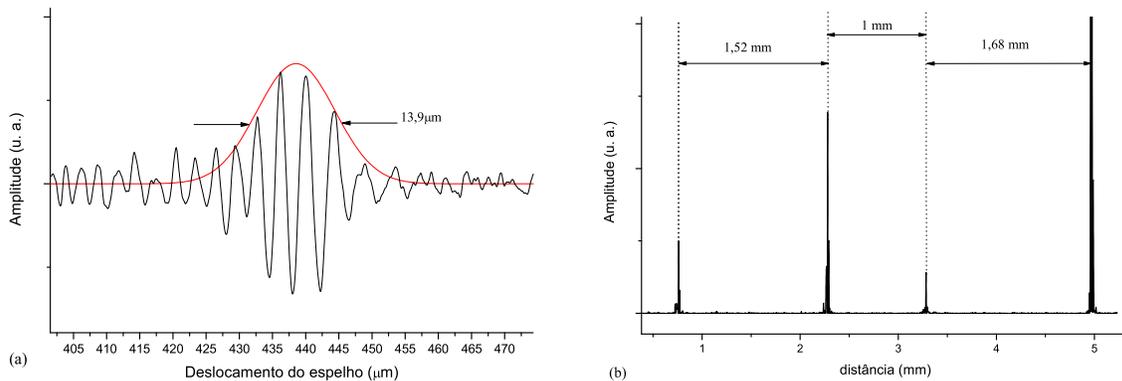


Figura 2.12 (a) Interferograma obtido com a montagem do esquema da figura 2.10, com um espelho no lugar da amostra. (b) Tomograma de uma cubeta de quartzo obtida com a mesma montagem.

Para calibrar a relação atraso temporal/distância, foram medidos, no osciloscópio, os atrasos temporais para o espelho de amostra, colocado em duas posições distanciadas de 4mm. Podemos, então, associar a distância l do espelho com o eixo temporal do osciloscópio através

da relação.

$$l = \frac{4mm}{\Delta t_{\text{medido}}} t_{\text{osciloscópio}} \quad (2.43)$$

Foi colocada no braço de amostra uma cubeta de quartzo com 1 mm de espaço interno e paredes de 1 mm de espessura. A figura 2.12(b) mostra o tomograma medido. Como verificasse na figura, medimos o espaço interno da cubeta ($1,00 \pm 0,01$ mm), assim como a espessura da paredes de quartzo (1,04 mm e 1,15 mm) onde foi levado em conta o índice de refração do quartzo fundido, igual a 1,46. A discordância com relação à espessura da parede é atribuída à não linearidade do movimento do espelho de varredura. Como as extremidades da cubeta se encontravam próximas ao limite da varredura as paredes da cubeta tiveram suas espessuras alteradas. No entanto, o espaço interno da cubeta se encontrava na região linear da varredura, resultando em uma medida mais precisa.

2.5 Conclusão

Neste capítulo, descrevemos a teoria básica da TCO no domínio temporal. Obtivemos a dependência do comprimento de coerência de um feixe com o inverso de sua largura espectral, e como tomar proveito de um curto comprimento de coerência para medir a intensidade da luz retroespalhada em diferentes profundidades de uma amostra. Fizemos a análise da sensibilidade do sistema de TCO e vimos que o ruído de fotoelétron é o que limita a sensibilidade. A sensibilidade é proporcional à intensidade da luz e à eficiência quântica do detector e inversamente proporcional à velocidade de varredura. Descrevemos a montagem de um TCO no domínio temporal e obtivemos a imagem de um dente com uma região desmineralizada, sendo possível identificá-la devido a sua maior refletividade.

Por último, descrevemos uma linha de atraso Fourier, com a qual é possível introduzir um atraso na fase diferente em cada componente de frequência, que é linear com a frequência, e calculamos como essa alteração na fase causa um atraso no grupo e na fase do campo da luz. Descrevemos a montagem de um interferômetro de Michelson de baixa coerência com a linha de atraso Fourier, com o qual obtivemos o tomograma de uma cubeta vazia.

Tomografia por coerência óptica espectral

Em 1995, Fercher *et al.* [38] descreveram uma forma de determinar a estrutura de um objeto a partir da informação do espectro da luz retroespalhada. Essa foi a primeira demonstração do conceito de tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier. Em 2002, Wojtkowski *et al.* [39] demonstraram a capacidade de obter imagens da retina humana usando uma TCO no domínio Fourier, derrubando o ceticismo corrente em relação à funcionalidade da técnica. Estudos posteriores [17] demonstraram a superioridade da TCO no domínio de Fourier em relação à TCO temporal com relação à sensibilidade, desviando o foco de diversos grupos de que trabalham com TCO para esta modalidade em particular.

3.1 Análise qualitativa da TCO no domínio de Fourier

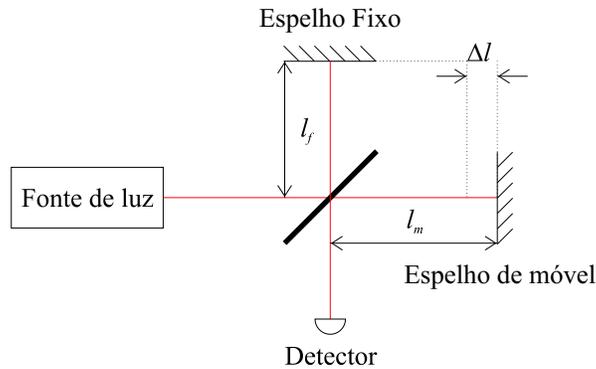


Figura 3.1 Interferômetro de Michelson.

Antes de apresentar um formalismo mais rigoroso, faremos uma breve exposição um pouco mais intuitiva da reconstrução de uma imagem em um sistema de TCO no domínio Fourier. Considere o interferômetro de Michelson ilustrado na figura 3.1. Foi mostrado na seção 2.1.2 que a dependência da intensidade da luz na saída do interferômetro é descrita pela equação 3.1.

$$\langle S \rangle = \langle S_0 \rangle + \frac{\sqrt{K_f K_m}}{\eta_0} \cos(2\pi\nu\tau_{m,f}) \quad (3.1)$$

Observe que a equação tem um comportamento dual com relação à frequência óptica ν e o atraso τ . Usualmente, é mais simples variar o comprimento de um dos braços do interferômetro a fim de se observar franjas de interferência. Mas, supondo que seja possível variar a frequência da luz mantendo os dois espelhos do interferômetro imóveis e com uma diferença de caminho óptico $2\Delta l = c\tau$, podemos reescrever a equação 3.1 como:

$$\langle S \rangle = \langle S \rangle_0 + \frac{\text{Re}(\alpha)}{\eta_0} \cos\left(2\pi \frac{2\Delta l}{c} \nu\right) \quad (3.2)$$

Observe que o espaçamento das franjas é inversamente proporcional a Δl . Assim, conhecendo a diferença de frequência óptica entre dois extremos de intensidade vizinhos $\Delta\nu$, (figura 3.2) podemos calcular a diferença de caminho óptico, $\Delta l = \frac{c}{2\Delta\nu}$.

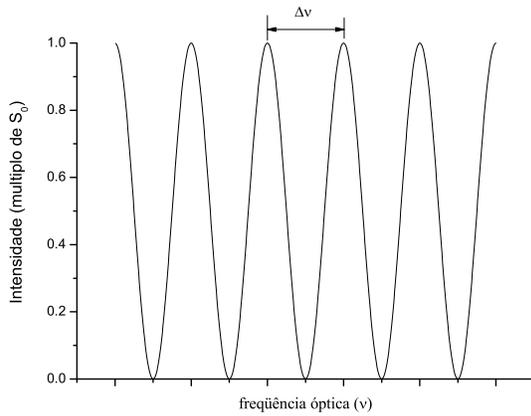


Figura 3.2 Intensidade de luz na saída de um interferômetro de Michelson em função da frequência óptica da fonte. A diferença de comprimento dos braços pode ser calculada por $\Delta l = \frac{c}{2\Delta\nu}$

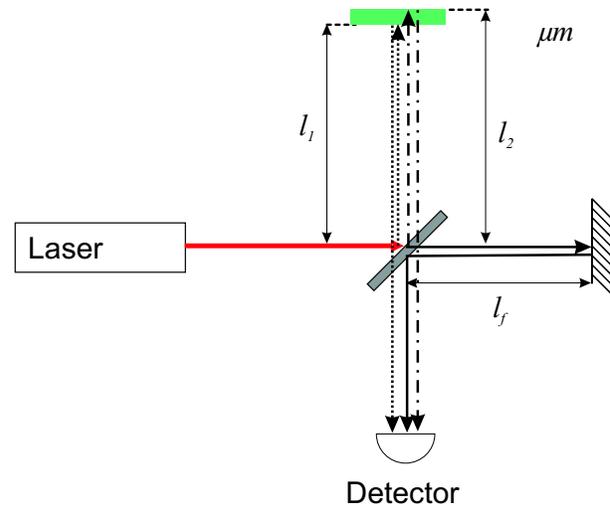


Figura 3.3 Interferômetro de Michelson com um meio semi-transparente.

Se no lugar de um dos espelhos posicionarmos um meio semi-transparente, ao invés de vermos uma simples oscilação na intensidade como descrito pela equação 3.3, teremos uma superposição de várias senóides, de acordo com a equação abaixo:

$$\langle S \rangle = \langle S \rangle_0 \left[1 + F_{f,1} \cos(2\pi\tau_{f,1}\nu) + F_{f,2} \cos(2\pi\tau_{f,2}\nu) + F_{1,2} \cos(2\pi\tau_{1,2}\nu) \right] \quad (3.3)$$

A segunda e a terceira parcelas dentro do colchetes correspondem à interferência entre a luz vinda do braço fixo e a das interfaces a uma distância l_1 e l_2 respectivamente. O quarto

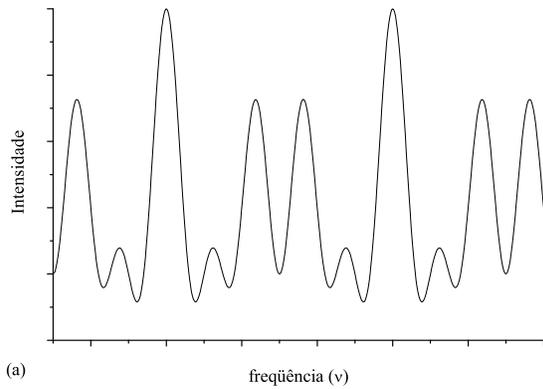


Figura 3.4 Intensidade de luz em função da frequência óptica da fonte na saída do interferômetro de Michelson da figura 3.3.

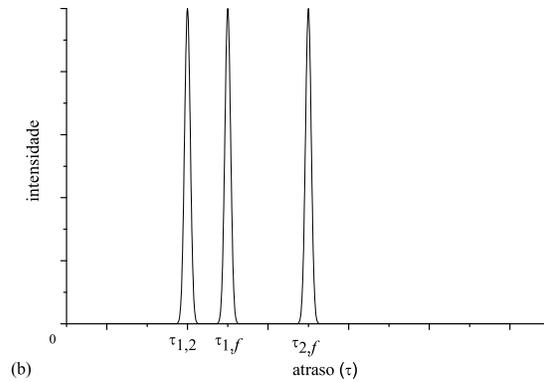


Figura 3.5 Norma da transformada de Fourier do gráfico exibido na figura 3.4. Pode-se separar a contribuição de cada harmônico referente à interferência entre duas reflexões.

termo é originado da interferência da luz espalhada nas duas interfaces do material. Como pode-se observar na figura 3.4, é difícil identificar as frequências de cada harmônico associado às interferências da luz vinda de qualquer par de interfaces no espectro. No entanto, pode-se separar a contribuição de cada harmônico fazendo a transformada de Fourier da intensidade de saída do interferômetro em função da frequência óptica da fonte, como está ilustrado na figura 3.5.

A presença do pico devido à interferência das duas interfaces da amostra, que denominarei de autointerferência, atrapalha a reconstrução da estrutura no braço da amostra. No entanto, note que a distância da origem ao pico é igual à espessura da amostra, independentemente da distância em que a superfície da amostra estiver da origem. Assim, se a distância da superfície da amostra com relação à origem for maior que sua espessura, podemos admitir que todos os picos após $\Delta l_{1,2}$ serão livres de artefatos. Na seção seguinte, serão descritos melhores métodos de supressão desses artefatos. Antes terminar a seção, é importante fazer algumas ressalvas. Note que a transformada de Fourier implica a integração da intensidade em função da frequência em um intervalo infinito. Na prática, é impossível varrer esse espectro, o que acarretará a diminuição da precisão com que é medido o período de oscilação dos harmônicos e conseqüentemente na resolução das camadas da estrutura observada.

Na montagem descrita, o espectro de saída é medido variando o comprimento de onda de uma fonte luz monocromática. Esse regime de operação de TCO no domínio de Fourier

é chamado fonte varrida (Swept Source). No entanto, é possível também utilizar uma fonte de luz de espectro largo, separando a contribuição de cada frequência com um espectrômetro, conceito em que a TCO espectral é baseado.

3.2 Teoria da TCO espectral

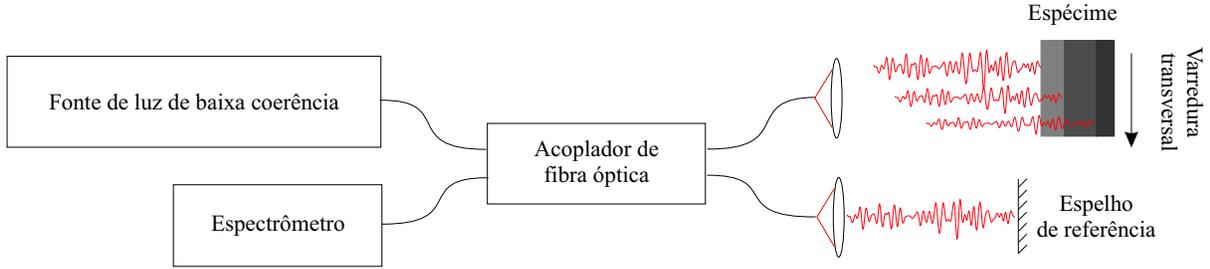


Figura 3.6 Esquema de uma TCO espectral típico.

Considere o esquema da figura 3.6. Uma fonte de luz de baixa coerência emite uma radiação, cujo campo elétrico na saída da fonte é descrito por $E(t)$. A luz é dividida no acoplador de fibra óptica, onde uma fração D da potência é direcionada para o espelho de referência com refletividade R_r . A luz então retorna ao acoplador onde $(1 - D)$, e vai para o espectrômetro. Analogamente, no braço da amostra, $(1 - D)$ da luz emitida pela fonte incidem sobre a amostra, onde uma fração R_i que foi retro-refletida ou retro-espalhada na camada i retorna à fibra e uma porção D dessa se encaminha para o espectrômetro. O campo elétrico na entrada do espectrômetro é descrito por

$$E_s(t) = \sqrt{K_r}E(t - \tau_r) + \sum_i \sqrt{K_i}E(t - \tau_i) \quad (3.4)$$

onde $K_j = R_j D (1 - D)$ é a fração da potência da fonte que chega na entrada do espectrômetro e τ_j é o tempo necessário para luz percorrer o caminho da saída da fonte até a interface j e em seguida para o espectrômetro.

Calculemos a função de auto correlação da luz que sai do interferômetro $\Gamma_s(\tau) = \langle E_s(t) E_s^*(t - \tau) \rangle$.

$$\Gamma_s(\tau) = \left[K_r + \sum_i K_i \right] \Gamma(\tau) + \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{r,i}) + \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau - \Delta\tau_{r,i}) + \sum_{i \neq j} K_{j,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{j,i}) \quad (3.5)$$

onde $K_{k,i} = \sqrt{K_k K_i}$, $\Delta\tau_{k,i} = \tau_k - \tau_i = \frac{2\Delta l_{k,i}}{c}$ e $\Gamma(\tau) = \langle E(t) E^*(t - \tau) \rangle$ é função de auto correlação da fonte de luz. Antes de descrever Γ_s , note que a função de auto-correlação Γ é uma

função complexa. No entanto, a informação que nos interessa está na norma da função, $|\Gamma_s|$ e $|\Gamma|$. Na seção 2.1.3, foi demonstrado que, para uma fonte de luz de baixa coerência, a função $|\Gamma(\tau)|$ é um pico centrado no zero do argumento.

O primeiro termo da equação 3.5 corresponde a um pico centrado na origem. O segundo termo consiste de vários picos centrados em seus respectivos atrasos $\Delta\tau_{k,i}$, ou seja, é esta a informação que interessa para reconstrução da imagem. O terceiro termo contém a mesma informação que o segundo, mas invertida em relação à origem, e o quarto termo são autointerferências, picos devido à interferência de luz refletida entre as várias camadas da amostra.

O princípio da TCO espectral é baseado na obtenção da auto-correlação da luz que sai do interferômetro a partir de seu espectro de potência, possibilitando a obtenção de um tomograma através de um espectrômetro. A relação entre a auto-correlação do campo da luz e seu espectro de potência é descrita pelo teorema de Wiener-Khinchin, que diz que a auto-correlação de um sinal $\Gamma_s(\tau)$ e seu espectro de potência $G_s(\nu)$ estão relacionados pela transformada de Fourier

$$\Gamma_s(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G_s(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (3.6)$$

$$G_s(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_s(\tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau \quad (3.7)$$

Logo, o espectro de potência da luz que sai do interferômetro tem o seguinte aspecto

$$G_s(\nu) = G(\nu) \left[\left(K_r + \sum_i K_i \right) + 2 \sum_i K_{r,i} \cos(2\pi\nu\Delta\tau_{r,i}) + 2 \sum_{i<j} \cos(2\pi\nu\Delta\tau_{j,i}) \right] \quad (3.8)$$

Temos, então, uma composição de diversas franjas de interferência de frequências crescentes com os atrasos $\Delta\tau_{k,i}$, modulada por uma envoltória igual ao espectro de potência da fonte de luz.

3.2.1 Artefatos na TCO espectral

Observando o módulo da função de auto-correlação da equação 3.5, que pode ser obtida através da transformada de Fourier do espectro medido, nota-se imediatamente a mistura da informação da potência de luz refletida em função da profundidade, o segundo termo:

$$K(\Delta l) = \sum_i K_{r,i} \left| \Gamma \left(\frac{2(\Delta l - \Delta l_{k,i})}{c} \right) \right| \quad (3.9)$$

onde $\tau = \frac{2\Delta l}{c}$, com termos irrelevantes para formação da imagem. Estes artefatos são inerentes ao espectro, mas podem ser removidos usando algumas técnicas descritas na seção seguinte.

Artefatos também são gerados devido à limitação da resolução do espectrômetro. O primeiro é a diminuição da amplitude das franjas de interferência. Este pode ser compensado no processamento da imagem. O segundo artefato é o aliasing provocado pela franjas de interferência que têm frequência maior do $\frac{2}{\delta\nu}$, onde $\delta\nu$ é a resolução do espectrômetro.

3.2.2 Supressão dos artefatos inerentes ao espectro

Mesmo conhecendo Γ_s , ainda é necessário algum trabalho para separar os dados da estrutura da amostra. Uma forma de contornar o problema, como foi descrito na seção 3.1, é posicionar a superfície da amostra a uma distância do zero do interferômetro maior que o comprimento de penetração da luz $\Delta\tau_{max}$ e utilizar somente os dados e em que $\tau > \Delta\tau_{max}$. O problema dessa solução é que a sensibilidade da TCO espectral cai com distância da origem, diminuído o comprimento de varredura axial do sistema.

Um segundo método de supressão de artefatos é fazer uma segunda medida do espectro, bloqueando a luz do braço de referência, e subtrair sua função de auto-correlação Γ_{f-r} do primeiro. Ao bloquearmos a luz do braço de referência obteremos a seguinte auto-correlação

$$\Gamma_{s-r}(\tau) = \sum_i K_i \Gamma(\tau) + \sum_{i \neq j} K_{j,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{j,i}) \quad (3.10)$$

Subtraindo a função acima de 3.5, teremos

$$\Gamma_s(\tau) = K_r \Gamma(\tau) + \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau + \Delta\tau_{r,i}) + \sum_i K_{r,i} \Gamma(\tau - \Delta\tau_{r,i}) \quad (3.11)$$

que está livre de autointerferências. Com isso, será necessário somente que a superfície da amostra esteja na frente do zero do interferômetro, aumentando o alcance em Γ_{s-r} de profundidade.

O terceiro método [40] é capaz de suprimir completamente os artefatos presentes na função de auto-correlação, e também é o mais complexo de ser implementado. Em primeiro lugar, temos que supor que o espectro da fonte de luz tem um perfil gaussiano, como apresentado na seção 2.1.3. A função de auto-correlação da equação 3.5 será

$$\Gamma_s(\tau) = \langle S_0 \rangle \left[\left(K_r + \sum_i K_i \right) e^{-i2\pi\nu_0\tau} e^{-\pi\sigma_\nu^2\tau^2} + \sum_i K_{r,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau+\Delta\tau_{r,i})} e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} \right. \\ \left. + \sum_i K_{r,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau-\Delta\tau_{r,i})} e^{-\ln 2(\tau-\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} + \sum_{i \neq j} K_{j,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau+\Delta\tau_{j,i})} e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{j,i})^2/\Delta\tau_c^2} \right] \quad (3.12)$$

A idéia consiste em tomar uma segunda medida do espectro de saída, adicionando um atraso de $\delta\tau = \frac{1}{4\nu_0}$ na luz do braço de referência. A auto-correlação obtida será

$$\Gamma_s^\delta(\tau) = \langle S_0 \rangle \left[\left(K_r + \sum_i K_i \right) e^{-i2\pi\nu_0\tau} e^{-\pi\sigma_v^2\tau^2} - i \sum_i K_{r,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau+\Delta\tau_{r,i})} e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} \right. \\ \left. + i \sum_i K_{r,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau-\Delta\tau_{r,i})} e^{-\ln 2(\tau-\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} + \sum_{i \neq j} K_{j,i} e^{-i2\pi\nu_0(\tau+\Delta\tau_{j,i})} e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{j,i})^2/\Delta\tau_c^2} \right] \quad (3.13)$$

onde fizemos a aproximação $e^{-\ln 2(\tau+\delta\tau+\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} \cong e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2}$ baseado na hipótese que o atraso é bem menor que o inverso da largura do espectro, $\Delta\nu\delta\tau \ll 1$. Utilizando a relação abaixo

$$K(\tau) = \left| \left(\Gamma_s + i\Gamma_s^\delta \right) - \left(\Gamma_s^\delta + i\Gamma_s \right) \right| + \left| \Gamma_s + i\Gamma_s^\delta \right| - \left| \Gamma_s^\delta + i\Gamma_s \right| \quad (3.14)$$

obtemos a reconstrução livre de artefatos

$$K(\tau) = 8\eta_0 \langle S_0 \rangle \sum_i K_{r,i} e^{-\ln 2(\tau+\Delta\tau_{r,i})^2/\Delta\tau_c^2} \quad (3.15)$$

3.2.3 Algoritmo eficiente de reconstrução da imagem

Apesar do método de reconstrução da varredura axial ser bastante direto, uma implementação sem cuidados implicaria a avaliação de quatro transformadas de Fourier. Pode-se diminuir esse número para dois se seguirmos o seguinte algoritmo.

Denote por G_s e G_s^δ o espectro de potência da luz que sai do interferômetro sem e com o atraso $\delta\tau$. Como os algoritmos de transformada de Fourier são necessariamente avaliados em uma função complexa, fazem-se os seguintes cálculos

$$\Gamma_s + i\Gamma_s^\delta = \text{DFT} \left[G_s + iG_s^\delta \right] \quad (3.16)$$

$$\Gamma_s^\delta + i\Gamma_s = \text{DFT} \left[G_s^\delta + iG_s \right] \quad (3.17)$$

onde DFT refere-se a transformada de Fourier discreta. Podemos, então, substituir os valores calculados em 3.16 e 3.17 na equação 3.14, reconstruindo eficientemente uma varredura axial.

3.2.4 Conseqüências do limite de resolução do espectrômetro

Considere que o espectrômetro usado na saída do interferômetro tenha resolução $\delta\nu$. O espectro obtido pode ser modelado como a convolução da função $\text{rect}\left(\frac{\nu}{\delta\nu}\right)$ e com espectro real

$G_f(\nu)$. Onde

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } |x| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{caso contrario} \end{cases} \quad (3.18)$$

De acordo com o teorema da convolução, a transformada de Fourier da convolução de duas funções é igual a multiplicação das transformadas de Fourier das duas funções. Logo, a autocorrelação do espectro medido da luz que sai de um interferômetro com dois espelhos com uma defasagem de $\Delta\tau_{r,i}$ é

$$|\tilde{\Gamma}_s(\tau)| = \delta\nu |\text{sinc}(\tau\delta\nu)| K_{r,a} |\Gamma(\tau + \Delta\tau_{r,a})|. \quad (3.19)$$

Como vemos na figura 3.7, a amplitude do pico de autocorrelação cai à medida em que se afasta do centro. Isso faz com que a intensidade no centro da figura seja maior que nas bordas, diminuindo a visibilidade na região periférica. Pode-se facilmente compensar esse efeito dividindo $|\tilde{\Gamma}_s(\tau)|$ por $|\text{sinc}(\tau\delta\nu)|$.

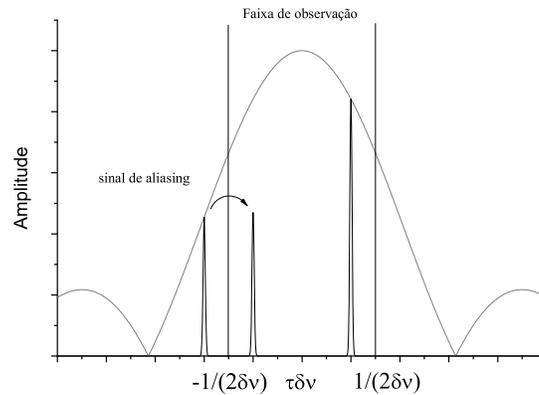


Figura 3.7 Atenuação do sinal de interferência devido a resolução limitada e o "aliasing" do sinal fora do comprimento de varredura axial do sistema.

Um segundo efeito da resolução limitada de um espectro é o "aliasing". De acordo com o teorema de Nyquist, um sinal que é amostrado com um intervalo de $\delta\nu$ pode ser completamente reconstruído se todas as frequências contidas no sinal forem menores que a frequência de corte $f_c = \frac{1}{2\delta\nu}$, também chamada de frequência de Nyquist (apesar do nome frequência, neste caso f_c tem dimensão de tempo). No entanto, a amostragem de sinais com frequências fora do intervalo $-f_c \leq f \leq f_c$ faz com que esses sinais sejam transladados para dentro desse intervalo, causando o chamado "aliasing". Como sinais de alta frequência estão associados a altas profundidades, de onde pouca luz retorna para o interferômetro, então suas amplitudes são baixas, o que não

invalida a imagem por completo. Mesmo assim, a frequência de corte define o comprimento de varredura axial de uma TCO no domínio de Fourier. Franjas de interferência causadas por um atraso de fase $\Delta\tau_{k,i}$ maior que f_c não serão mais observadas. Assim,

$$\Delta l_{\max} = \frac{c}{4\delta\nu} \quad (3.20)$$

ou

$$\Delta l_{\max} = \frac{\lambda_0^2}{4\delta\lambda} \quad (3.21)$$

3.3 Sensibilidade

A superioridade [17] da sensibilidade da TCO espectral em comparação com a TCO temporal é um dos principais atrativos da técnica espectral. Nessa seção, modelaremos a sensibilidade do sistema de TCO espectral e compararemos com a TCO temporal, para isso, é necessário descrever os detectores do espectrômetro e os ruídos associados a eles.

3.3.1 Sensor CCD

Os espectrômetros mais modernos utilizam um CCD como sensor. O CCD (charged coupled device) é constituído de uma série de capacitores sensíveis à luz (pixel) que estão acoplados. Sob um circuito de controle externo, cada capacitor é capaz de transferir suas cargas para o capacitor vizinho. Ao ser iluminado por um feixe de frequência óptica ν e potência P por um tempo de exposição τ_e , cada n -ésimo pixel adquire um número de elétrons igual a

$$q_n = \frac{\eta \tau_e P}{h\nu} \quad (3.22)$$

onde ρ é a eficiência quântica e e é a carga do elétron. Cada capacitor é capaz de suportar um número limitado de elétrons. Esse número depende do dispositivo e é chamado de profundidade do poço.

3.3.2 Sinal

No espectrômetro, uma grade de difração dispersa a luz, de modo que o n -ésimo pixel é iluminado com uma potência igual a $\delta\nu G(\nu_n)$, onde $\delta\nu = \frac{\sigma\nu}{N}$ sendo N o número de pixels iluminado pela banda $\left[\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}}, \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \right]$. Utilizando o espectro descrito pela equação 3.8 e

simplicando o problema substituindo a amostra por um espelho com refletividade R_a , a carga em cada pixel será expressa por

$$q_n = \frac{\rho \eta \tau_e \delta \nu}{h \nu_0} G(\nu) \left[\left(K_r + \sum_i K_i \right) + 2 \sum_i K_{r,i} \cos 2\pi \nu \Delta \tau_{r,i} + 2 \sum_{i < j} \cos 2\pi \nu \Delta \tau_{j,i} \right] \quad (3.23)$$

onde aproximamos a energia dos fótons por $h\nu_0$, supondo que a energia de cada fóton é constante, e ρ é a eficiência do espectrômetro, incluindo perdas devida à grade, componentes e geometria.

3.3.3 Ruídos

Vários tipos de ruídos degradam os espectros obtidos pelo CCD. O mais significativo deles é o ruído de fotoelétrons, devida à alta intensidade de luz que chega ao detector, encobrindo os ruídos térmico e de fotoelétrons.

3.3.3.1 Ruído térmico

Tanto a radiação de corpo negro quanto os fônons térmicos do detector causam a excitação de elétrons, que se incorporam à carga no pixel. O número de elétrons excitados \bar{n} tem variância

$$\sigma_{kT}^2 = \beta k T \tau_e \quad (3.24)$$

onde β é um fator que depende da geometria e da natureza do material do detector.

3.3.3.2 Ruído de fotoelétrons

Como exposto na seção 2.2.2.1, a natureza quantizada dos fótons e elétrons causa um ruído, cuja variância cresce linearmente com a intensidade da luz, ou, mais precisamente

$$\sigma_{\text{shot}}^2 = q_n \quad (3.25)$$

3.3.3.3 Ruído de leitura

Ruído provocado no amplificador que converte carga em tensão a ser quantizada pelo conversor analógico-digital. Para os dispositivos atuais, a variância desse ruído é em torno de

$$\sigma_{\text{read}}^2 \cong 100 \quad (3.26)$$

3.3.4 Relação sinal-ruído

Para obter relação sinal-ruído, primeiro calculamos a amplitude do sinal referente ao ponto i através da transformada discreta de Fourier do espectro.

$$\tilde{\Gamma} = \frac{e\rho\eta\tau_e\delta\nu}{h\nu_0} \langle S_0 \rangle K_{r,i} \quad (3.27)$$

No apêndice A, encontra-se uma demonstração da relação entre a variância do ruído da transformada discreta de Fourier de um conjunto de dados e a variância do ruído desses dados. Aqui, resume-se a

$$\sigma_{\tilde{\Gamma}}^2 = N\delta\nu^2\sigma_n^2 = N\delta\nu^2 \left(\frac{\rho\eta\tau_e\langle S_0 \rangle}{h\nu_0 N} \left(\sqrt{K_r} + \sum_i \sqrt{K_i} \right)^2 + HkT\tau_e + \sigma_{\text{read}}^2 \right) \quad (3.28)$$

onde superestimamos valor do ruído de fotoelétron, supondo que a intensidade em todos os comprimentos de onda é igual à intensidade do comprimento de onda central.

A relação sinal ruído desse sistema é

$$\text{SNR} = \frac{\frac{1}{N} \left(\frac{\rho\eta\tau_e}{h\nu_0} \right)^2 \langle S_0 \rangle^2 K_{r,i}^2}{\frac{\rho\eta\tau_e\langle S_0 \rangle}{h\nu_0 N} \left(\sqrt{K_r} + \sum_i \sqrt{K_i} \right)^2 + HkT\tau_e + \sigma_{\text{read}}^2} \quad (3.29)$$

Com o CCD trabalhando próximo a zona de saturação, o ruído balístico torna-se o ruído dominante. Confirma-se esse fato ao observar que, para o CCD usado, o ruído balístico é da ordem de 10^5 , elétrons enquanto o ruído térmico é, para temperatura ambiente, de 200 elétrons. Nesse caso vemos que

$$\frac{\rho\eta\tau_e\langle S_0 \rangle}{h\nu_0 N} \left(\sqrt{K_r} + \sum_i \sqrt{K_i} \right)^2 \gg HkT\tau_e + \sigma_{\text{read}}^2 \quad (3.30)$$

Para obtermos a sensibilidade do sistema, desprezamos o ruído térmico e de leitura. Considerando que $K_r \gg K_i$, e usando a definição $K_i = R_i D(1-D)$

$$S = \frac{1}{R_i} = \frac{\langle S_0 \rangle D(1-D)\rho\eta\tau_e}{h\nu_0} \quad (3.31)$$

Novamente, observamos como a sensibilidade do sistema melhora com aumento da potência da fonte de luz e o tempo de exposição. Também vemos a importância da eficiência do espectrômetro ρ .

3.3.5 Comparação de sensibilidade da TCO nos domínios de Fourier e temporal

Para possibilitar a comparação dos dois princípios de operação de tomografia por coerência óptica, é necessário estabelecer a relação entre o tempo de exposição τ_e e a velocidade de varredura axial u_r . Dividindo o comprimento de varredura descrito na equação 3.20 pelo tempo de exposição, obtemos

$$u_r = \frac{\Delta l_{\max}}{\tau_e} = \frac{c}{\tau_e 4 \delta \nu} \quad (3.32)$$

substituindo na equação da sensibilidade 3.31 $\delta \nu = \sigma_\nu / N$ teremos

$$S_{\text{DF}} = \left(\frac{\eta D (1 - D) c}{\sigma_\nu h \nu_0} \right) \frac{\langle S_0 \rangle \rho N}{u_r 4} \quad (3.33)$$

A sensibilidade de um TCO no domínio temporal, reproduzida abaixo, é dada por:

$$S_{\text{DT}} = \left(\frac{\eta D (1 - D) c}{\sigma_\nu h \nu_0} \right) \frac{\langle S_0 \rangle}{u_r}$$

Portanto, obtemos que $S_{\text{DF}} = \frac{\rho N}{4} S_{\text{DT}}$. Ou seja, sensibilidade da TCO no domínio de Fourier é superior ao temporal por uma fator de $\frac{\rho N}{4}$.

3.4 Montagem de um sistema de TCO espectral

3.4.1 Montagem

A figura 3.8 mostra a montagem do sistema de TCO espectral. A fonte de luz foi a mesma utilizada nas montagens de TCO no domínio temporal. A intensidade a luz de entrada do interferômetro é controlada pelo atenuador variável AR1, e a refletividade do braço de referência é ajustada por AR2. A saída do interferômetro de Michelson é acoplada a um espectrômetro (USB2000, Ocean Optics). O espelho $E1$ do braço de referência é fixo a uma cerâmica piezoelétrica. A diferença de potencial entre as faces da cerâmica é fornecido pela saída da porta paralela do computador, cuja tensão é ajustada através de um circuito divisor de tensão. A amostra é fixa em um translador XYZ controlável por computador (mesmo utilizado na primeira montagem). O feixe de saída do interferômetro é focalizado no espectrômetro com ajuda dos espelhos $E2, E3$ e uma lente.

Para cada varredura axial, dois espectros são medidos. Num deles, o espelho $E1$ é deslocado $\lambda_0/8$ (100nm no nosso caso) para frente para adicionar um atraso de fase $\delta \tau = \frac{1}{4\nu_0} = \frac{c}{4\lambda_0}$ na

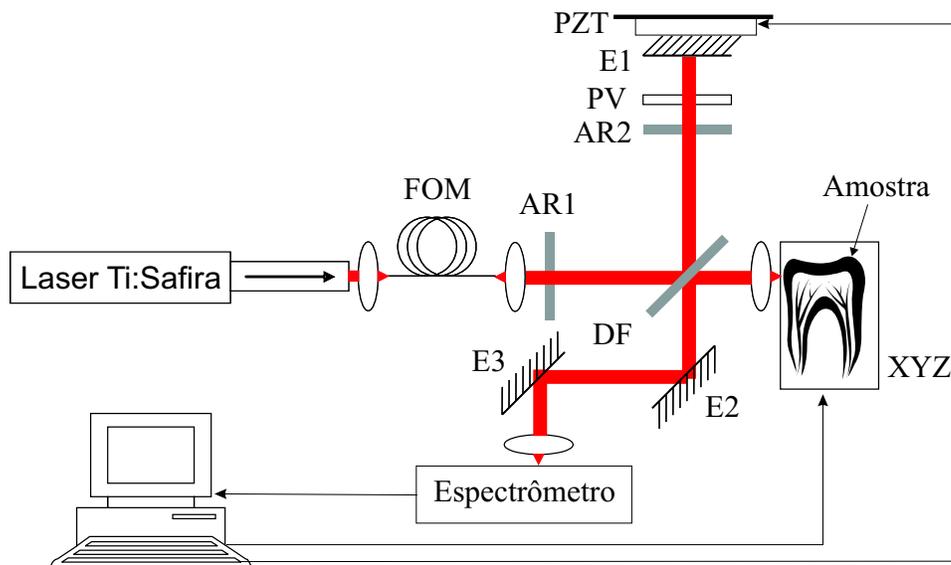


Figura 3.8 Montagem do OCT espectral. (FOM) fibra óptica monomodo (AR) atenuador variável (E) espelho (PV) pedaço de vidro.

luz do braço de referência, como descrito na seção 3.2.2. Foi necessária, uma tensão de 0,9V para o PZT se expandir essa distância.

O espectrômetro observa a janela espectral fixa compreendida entre 520 e 1186 nm, sendo usados 2048 pixels para este fim. Como o espectro da fonte de luz está entre aproximadamente 750 e 857 nm, apenas 318 pixels são usados efetivamente. Foi utilizado o tempo de exposição de 3ms, o mínimo disponível no espectrômetro. A eficiência quântica do espectrômetro é aproximadamente $\eta = 0,2$, e uma fração $2,5 \times 10^{-3}$ da luz que sai do interferômetro é acoplada no espectrômetro.

Os algoritmos de transformada de Fourier fazem a suposição de que as amostras estão igualmente espaçadas no domínio de frequência. No entanto, os espectrômetros fornecem dados que estão igualmente espaçadas no inverso da frequência. Para corrigir isso os dados foram reamostrados usando interpolação tipo spline [41]. Obtemos, assim, uma resolução de 157GHz, o que nos fornece um alcance de $955\mu\text{m}$.

3.4.2 Programa de controle e processamento de dados

O programa que controla e processa os dados da montagem de TCO espectral tem a interface ilustrada na figura 3.9. Os controles e painéis são parecidos com os do programa para a TCO no domínio temporal. À esquerda superior encontram-se os controles da varredura transversal, em

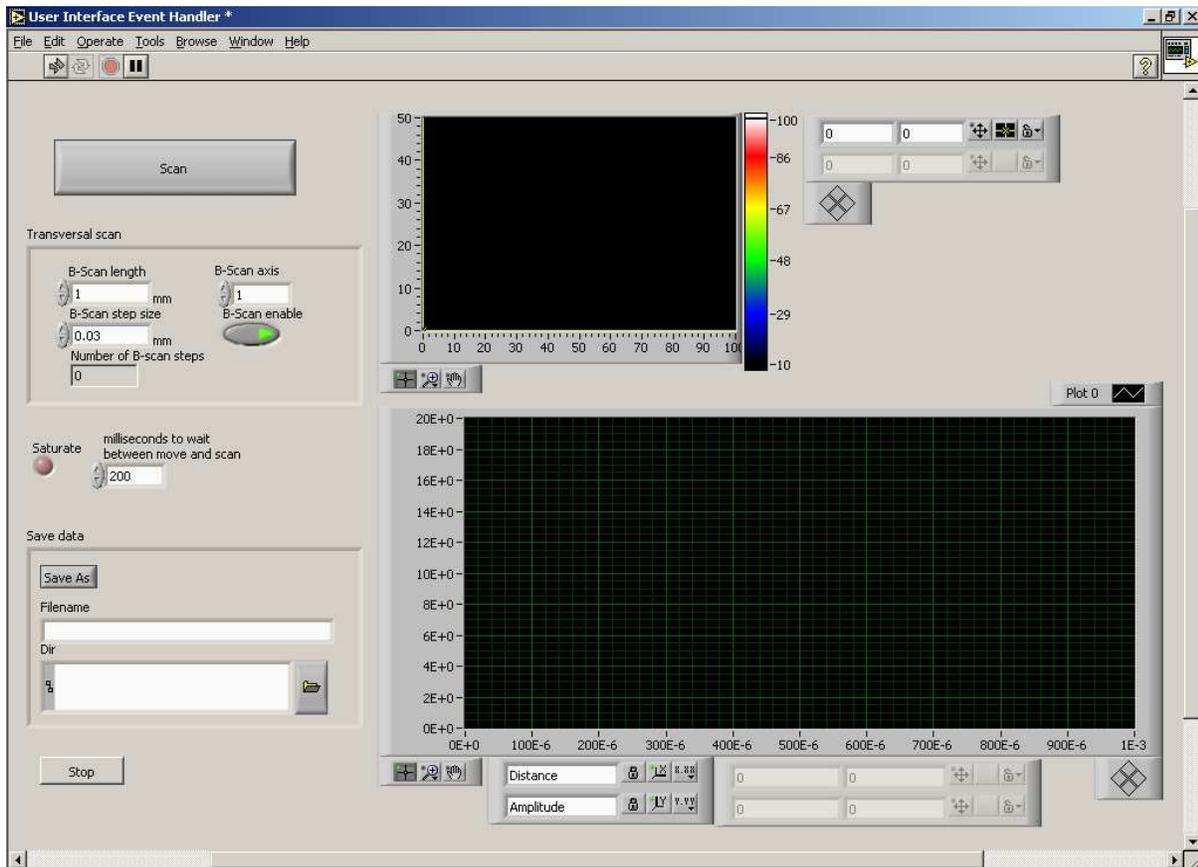


Figura 3.9 Interface com o usuário do programa do controle de varredura do OCT espectral.

que podemos determinar o comprimento do passo e a distância total a ser varrida. À direita, na parte de cima, está o painel que exibe a imagem que está sendo gerada pelo sistema, e abaixo o painel exibe o tomograma obtido na iteração anterior.

3.4.2.1 Algoritmo de aquisição

O programa utilizado segue o algoritmo abaixo para a obter a imagem de TCO

1. Transforma todas as distâncias para número de passos no motor de passo.
2. Toma a distâncias de varredura transversal Δl e o tamanho do passo δl e calcula o número de iterações $N = \frac{\Delta l}{\delta l}$ necessárias para a varredura transversal.
3. Repete N vezes o procedimento.

- (a) Mede o primeiro espectro e transfere para o computador.
- (b) Desloca o espelho $\lambda_0/8$ para frente.
- (c) Mede o segundo espectro e transfere para o computador.
- (d) Desloca o espelho $\lambda_0/8$ para trás.
- (e) Reamostra os dados igualmente espaçadas em λ para igualmente espaçado em ν .
- (f) Processa os espectros de acordo com o algoritmo descrito em 3.2.3.
- (g) Atualiza o tomograma e a imagem exibida na interface com o usuário.
- (h) Desloca a amostra transversalmente uma distância Δl .
- (i) Espera 200ms para a amostra estabilizar.

4. Move a amostra para a posição inicial.

3.4.3 Resultados

Na figura 3.10, apresentamos os espectros obtidos na montagem sem (A) e com (B) o deslocamento de $\lambda_0/8$ no braço de referência.

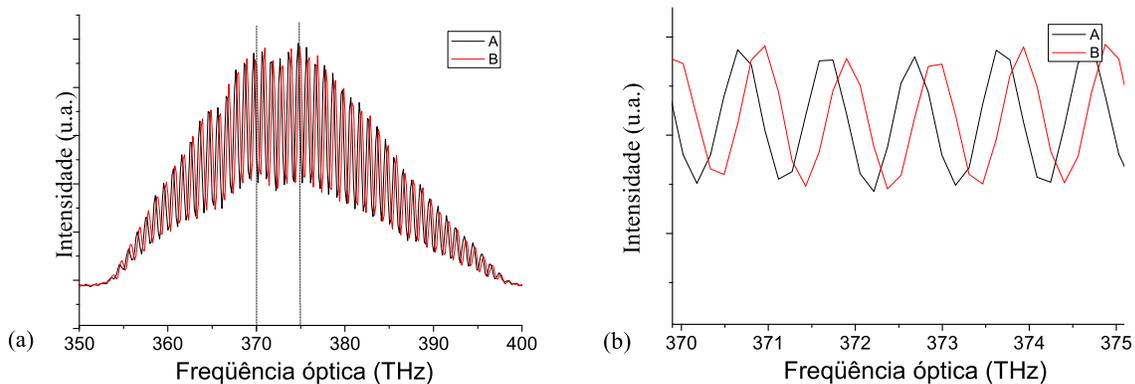


Figura 3.10 Conjunto de espectros de uma varredura axial de OCT espectral. (A) Sem e (B) com o espelho de referência adiantado em $\lambda_0/4$. À direita, temos a ampliação da região delimitada.

Calculando o módulo da transformada de Fourier de um dos espectros, obtemos o gráfico 3.11(a). Como descrito pela equação 3.5, vemos o pico central devido ao termo não interferente

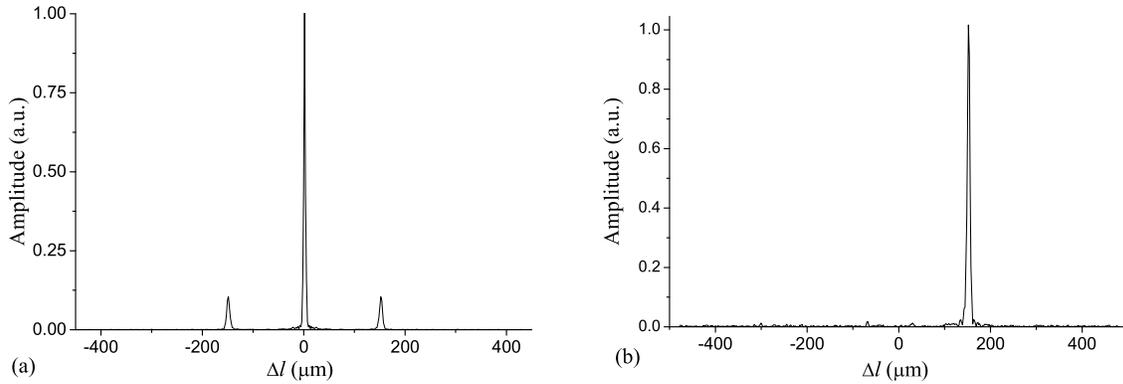


Figura 3.11 (a) Transformada de apenas um espectros medidos. (b) Tomograma obtido processando os dois espectro.

da equação, e dois picos laterais correspondendo ao espelho e o seu conjugado axial. Processando os dois espectros, utilizando o algoritmo descrito em 3.2.3, eliminamos completamente esses artefatos, obtendo o tomograma da figura 3.11(b).

Abrindo a escala horizontal em torno do pico no tomograma do espelho, como mostra a figura 3.12(a), verificamos a resolução de $6 \mu\text{m}$ da montagem.

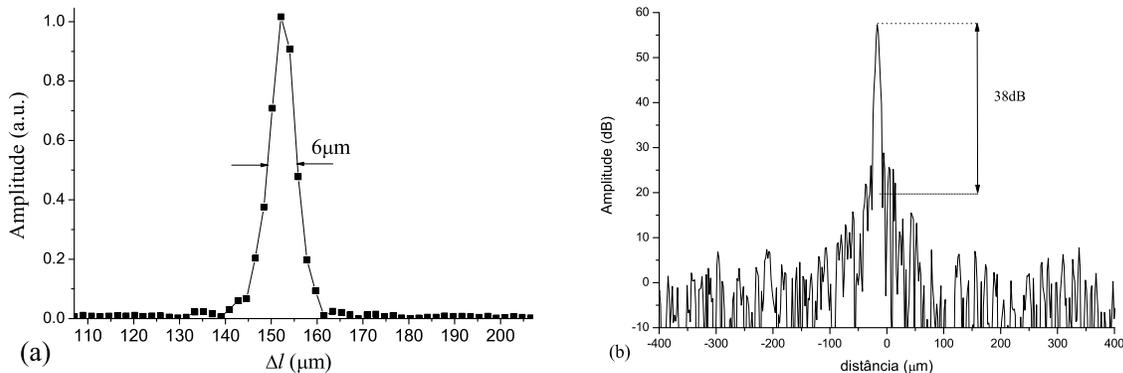


Figura 3.12 (a)Ampliação do pico relativo a espelho em seu tomograma, resolução $6 \mu\text{m}$ é verificado. (b) Tomograma de um espelho com refletividade 10^{-6} .

A sensibilidade do sistema foi medido primeiro atenuando o sinal do braço de referência, com o braço de amostra bloqueado, até que o espectrômetro estivesse próximo ao valor de saturação, e a potência da fonte foi ajustada para o valor de 2 mW. Adicionou-se um filtro neutro de densidade 3 na frente do espelho de amostra, simulando uma refletividade $R_a = 10^{-6}$. A

relação sinal-ruído do sistema medida foi de 38 dB, como mostra a figura 3.12(b). Obtivemos, assim, uma sensibilidade de 98 dB, bastante próximo do valor estimado de 95 dB, calculado utilizando a equação 3.31, onde foi utilizado $D = 0,5$.

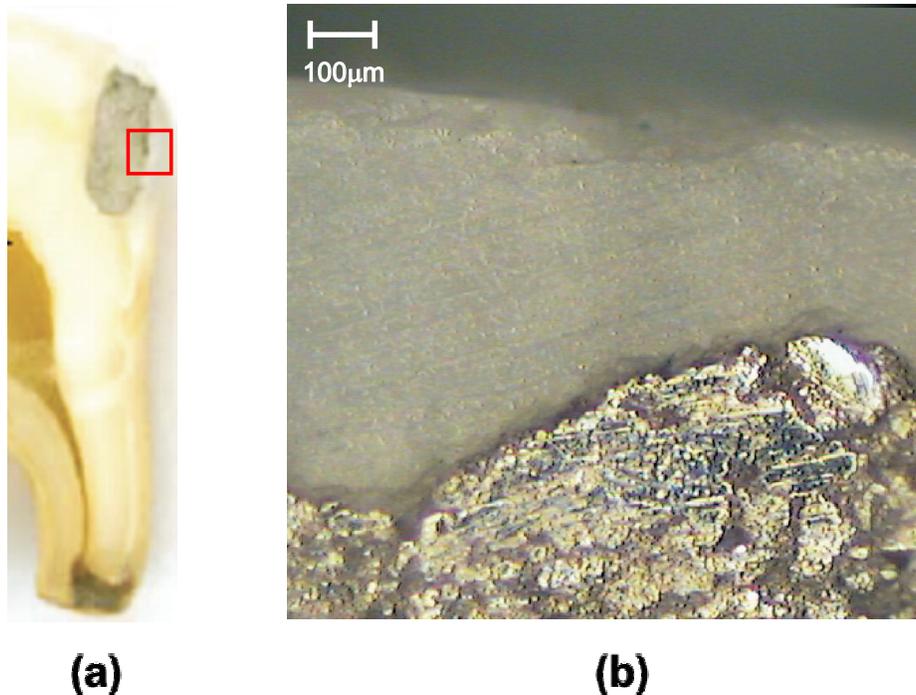


Figura 3.13 (a) Dente com uma restauração de amálgama. O quadrado vermelho indica a região na qual foi obtida a imagem de TCO. (b) Imagem de microscopia da região delimitada à esquerda.

Para teste do sistema de TCO espectral construído, foi obtido uma imagem de um dente humano com uma restauração de amálgama. As figuras 3.13(a) e 3.13(b) mostram, aproximadamente, a região do dente varrida pela TCO. Foram feitas duas varreduras com uma diferença de profundidade de $400 \mu\text{m}$ entre elas, como mostra a figura 3.14(a). A figura 3.14(b) foi, então, gerada compondo as imagens das duas varreduras obtidas. A imagem de TCO e a imagem de microscopia não correspondem à mesma seção transversal do dente. Assim, não podemos comparar quantitativamente as duas imagens. Mesmo assim, é possível identificar claramente o contorno da restauração no interior do dente. Na imagem de TCO, a escala vertical no interior do dente é diferente da escala da superfície do dente devido à diferença de índice de refração do esmalte (1,6) em relação ao do ar.

As linhas horizontais indicadas como artefatos na imagem de TCO aparecem quando o atraso de fase no braço de referência do segundo espectro não é exatamente igual a $\frac{1}{4v_0}$. A

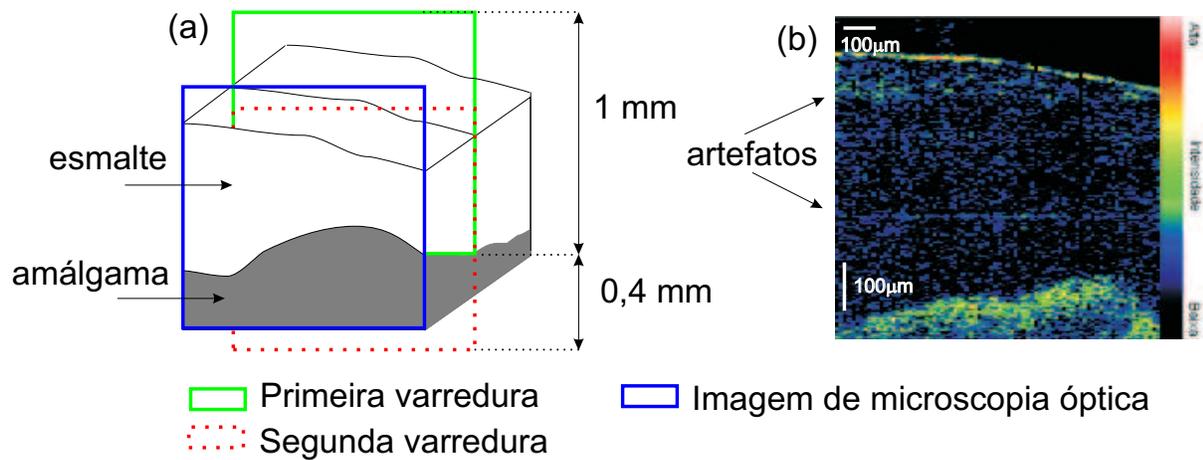


Figura 3.14 (a) Esquema das varreduras de TCO feitas para adquirir a imagem mostrada à esquerda. (b) Imagem obtida pela composição de duas varreduras TCO espectral em profundidades diferentes.

ocorrência, nesse caso, é atribuída à vibração da amostra durante a varredura.

3.4.4 Discussão

Sobre a resolução, o fato de termos obtido $6 \mu\text{m}$ em comparação aos $5,6 \mu\text{m}$ teóricos para a largura de espectro da fonte de luz mostra que temos um sistema com ótimo casamento de dispersão. Com uma resolução baixa, é possível medir melhor as *nuances* das estruturas das amostras, obtendo, assim, uma imagem mais nítida.

Apesar do pequeno alcance oferecido por esse sistema, podemos utilizar da técnica de composição de diversas varreduras em profundidades diferentes para obter um alcance efetivo limitado apenas pela sensibilidade do sistema.

Uma consideração mais cuidadosa das propriedades do espectrômetro revela que o CCD é muito mal utilizado. Se o espectrômetro fosse ajustado de modo que o espectro da fonte de luz iluminasse toda a extensão do CCD, o alcance do sistema aumentaria por um fator de 6,6. Um tempo de exposição mais curto eliminaria os artefatos provocados pelo movimento da amostra durante o período de exposição.

Finalmente, um melhor acoplamento da luz no espectrômetro aumentaria por um fator de 400 a sensibilidade do sistema, permitindo observar regiões mais profundas da amostra.

3.5 Conclusão

Neste capítulo, fornecemos uma introdução qualitativa da modalidade de TCO no domínio de Fourier, para em seguida fornecermos uma teoria mais formal que inclui a definição da resolução da TCO, o mecanismo de reconstrução da imagem a partir dos espectros de potência da luz retroespalhada por uma amostra, os efeitos causados pelo limite da resolução do espectro medido por um sistema e a obtenção da sensibilidade. No desenvolvimento do mecanismo de reconstrução, descrevemos os diversos artefatos característicos dessa modalidade e o método de supressão completa dos artefatos que inclui a medida de dois espectros, com o segundo tendo um atraso de $\frac{1}{4v_0}$ no braço de referência. Vimos que a natureza discreta do sistema de medida do espectro define o comprimento da varredura axial e que a sensibilidade é menor quando o atraso em relação ao braço de referência é grande. Demonstramos que a sensibilidade da TCO espectral é superior à do domínio temporal por um fator igual ao número de pixels multiplicado pela eficiência do espectrômetro. Por fim, descrevemos a montagem de um sistema experimental e, para mostrar sua funcionalidade, fizemos uma imagem de um dente humano com uma restauração, onde foi possível identificar o esmalte e o amálgama da restauração.

Por fim, na tabela abaixo, comparamos, com relação às velocidades e a sensibilidades, as modalidades de TCO desenvolvidas e as da literatura, onde observamos que ainda há grandes possibilidades de aperfeiçoamentos.

Sistema	Tempo para varrer 1 mm axialmente (nosso sistema)	Tempo para varrer 1 mm axialmente (literatura)	Sensibilidade relativa à TCO-DT
TCO-DT	24 s	20 ms	1
TCO-DT com LAF	50 ms	250 μ s	1
TCO Espectral	500 ms	40 μ s	$Np/4$

Perspectivas

O desenvolvimento bem sucedido de sistemas básicos de TCO e o número crescente de aplicações é um incentivo à continuidade de pesquisa na área. Os pontos a seguir resumem os próximos passos a serem seguidos:

- Conversão para fibra óptica.
- Desenvolvimento de espectrômetro para TCO espectral.
- Desenvolvimento de um braço de varredura de mão.
- Desenvolvimento de um sistema de TCO em 1300 nm.
- Desenvolvimento de uma fonte de luz para um sistema de TCO em 1300 nm em fonte varrida.

O primeiro passo seria converter o interferômetro do espaço livre para fibra óptica, facilitando a modularização além de diminuir a sensibilidade à vibração e ao tempo para alinhar o sistema. Um sistema de controle eletrônico da intensidade da luz que é incidida no interferômetro e da luz que retorna do braço de referência é interessante para otimizar a sensibilidade e o alcance dinâmico dos sensores.

Para o sistema de TCO espectral trabalhando com comprimento de onda central em 800nm, o desenvolvimento de um espectrômetro sob medida é essencial. A maioria dos espectrômetros comerciais não oferece tempo de exposição menor do que 1 ms e as bandas de observação são normalmente fixas. Um tempo de exposição menor elimina a sensibilidade do sistema à vibração mecânica e é absolutamente essencial para o estudo de amostras *in vivo*. Com o aumento da frequência de varredura, é necessária a troca a cerâmica piezoelétrica por um modulador eletro-óptico no braço de referência. O espelho fixo ao PZT também tem amplitude de oscilação diminuída em altas frequências.

Para estudo de amostras vivas é necessário o desenvolvimento de um braço de amostra em que o feixe de luz é varrido. Na figura 4.1, vemos um exemplo de um sistema portátil para varrer o feixe de prova na amostra.

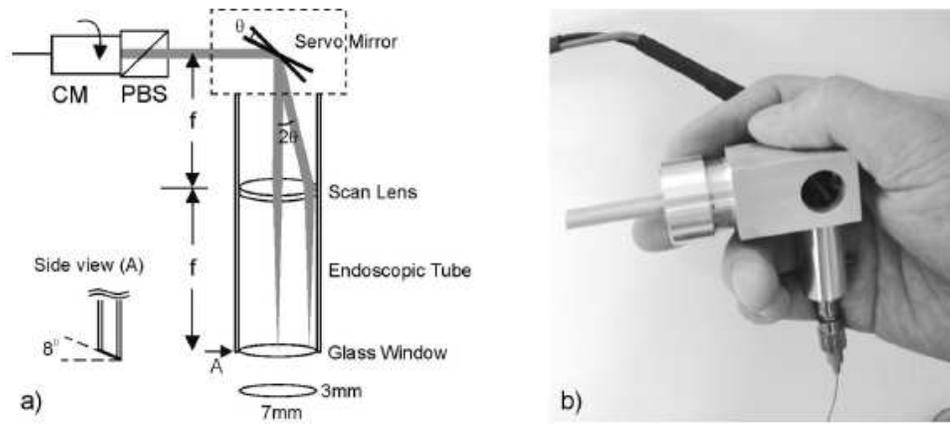


Figura 4.1 Sonda para imageamento de articulações [42].

Com a demonstração que o comprimento de onda de 1300 nm é mais adequado para aplicações odontológicas de TCO e o interesse do grupo em iniciar estudo de aplicações dermatológicas (que também mostrou melhor resposta nesse comprimento de onda [43]), começamos a desenvolver um TCO com fonte de luz nesse comprimento de onda. Será utilizada a modalidade temporal do TCO, devido à dificuldade de se obter CCD com detectores baseados em InGaAs, sensíveis na banda em torno de 1300nm. Utilizaremos a linha de atraso Fourier e um diodo superluminescente como fonte de luz.

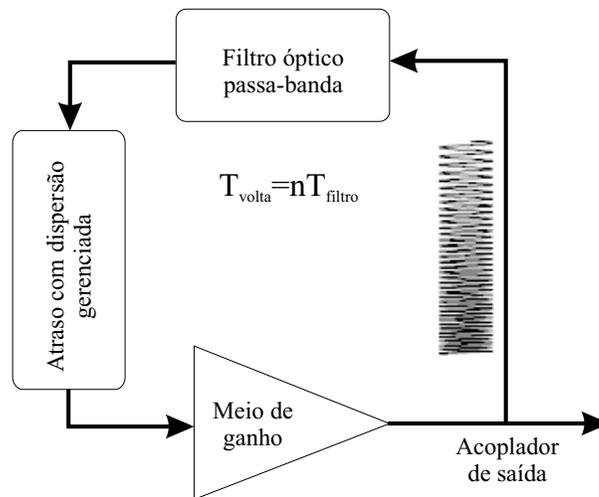


Figura 4.2 Diagrama de um laser trabalhando em modo de frequências travadas.

Uma alternativa à compra de um CCD de InGaAs é o desenvolvimento de um TCO no domínio de Fourier na variedade fonte varrida. Essa abordagem exige a obtenção de uma fontes de luz adequadas, em que uma das alternativas é construir um laser com frequências

travadas [44]. Esse laser, como mostra a figura 4.2, é constituído de uma cavidade circular, um filtro óptico passa-banda e um meio de ganho. O filtro varia o comprimento de onda central com uma frequência tal que, ao percorrer uma volta, a luz filtrada encontra o filtro sintonizado exatamente no mesmo comprimento de onda que quando passou pelo filtro na volta anterior. Assim, estabelece-se um modo em que podem-se encontrar todos os comprimentos de onda filtrados distribuídos ao longo da cavidade. Extraindo uma amostra dessa luz na saída, obtemos uma fonte de luz de alta potência, em que o comprimento de onda é varrido em uma alta frequência.

Variância da transformada de Fourier discreta de um espectro ruidoso

Suponha que um espectro discreto ruidoso $\tilde{G}_n(t) = \tilde{G}(v_n, t)$ seja composto pela soma de um espectro ideal $G_n = G(v_n, t)$ que não varia com o tempo e um ruído $W_n(t) = W(v_n, t)$.

$$\tilde{G}(v_n, t) = G(v_n, t) + W(v_n, t) \quad (\text{A.1})$$

as características do ruído são:

- Média nula

$$\langle W(v_n) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} W(v_n, t) dt = 0 \quad (\text{A.2})$$

- Não há correlação entre ruídos em elementos diferentes do espectro

$$\langle W(v_n, t) W(v_m, t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} W(v_n) W(v_m) dt = \langle W^2(v_n) \rangle \delta_{m,k} \quad (\text{A.3})$$

- Tem variância constante em todo espectro

$$\sigma_W^2(v_n) = \langle W^2(v_n) \rangle - \langle W(v_n) \rangle^2 = \langle W^2(v_n) \rangle \equiv \sigma_W^2 \quad (\text{A.4})$$

A relação entre a transformada de Fourier e a transformada discreta de Fourier de uma função $f(v)$ é[41]

$$\Gamma(\tau) = \mathcal{F}[G(v)] \cong \text{DFT}[G(v_n)] = \delta v \sum_{n=0}^{N-1} G(v_n) e^{-i2\pi kn/N} \quad (\text{A.5})$$

onde $\delta v = v_n - v_{n-1}$. A média da transformada da função $\tilde{G}(v_n, t)$ é

$$\langle \tilde{\Gamma}(\tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \delta v \sum_{n=0}^{N-1} [G(v_n, t) + W(v_n, t)] e^{-i2\pi kn/N} dt \quad (\text{A.6})$$

invertendo a ordem da integração e soma e utilizando A.2, temos

$$\langle \tilde{\Gamma}(\tau) \rangle = \delta v \sum_{n=0}^{N-1} G(v_n) e^{-i2\pi kn/N} = \langle \Gamma(\tau) \rangle \quad (\text{A.7})$$

Calculando agora $\langle |\tilde{\Gamma}(\tau)|^2 \rangle$

$$\begin{aligned}
 & \langle |\tilde{\Gamma}(\tau)|^2 \rangle \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \delta v^2 \sum_{n=0}^{N-1} [G_n + W_n(t)] e^{-i2\pi kn/N} \sum_{m=0}^{N-1} [G_m^* + W_m^*(t)] e^{i2\pi km/N} dt \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \delta v^2 \sum_{n,m} [G_n G_m^* + W_n(t) G_m^* + G_n W_m^*(t) + W_n(t) W_m^*(t)] e^{-i2\pi k(n-m)/N} dt
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

invertendo a ordem entre a soma e a média, vemos que os dois termos do meio se anulam porque G_m^* é constante e $W_n(t)$ tem média nula. Utilizando a condição A.3 e fato de $G_n G_m^*$ ser constante, temos

$$\langle |\tilde{\Gamma}(\tau)|^2 \rangle = \delta v^2 \sum_{n,m} [G_n G_m^* + \langle W^2(v_n) \rangle \delta_{m,n}] e^{-i2\pi k(n-m)/N} \tag{A.9}$$

resolvendo a soma para os termos $G_n G_m^*$ e $\langle W^2(v_n) \rangle \delta_{m,n}$ separadamente, e utilizando A.7 para o primeiro termo, temos

$$\delta v^2 \sum_{n,m} G_n G_m^* e^{-i2\pi k(n-m)/N} = \delta v^2 \sum_{n=0}^{N-1} G_n e^{-i2\pi kn/N} \sum_{m=0}^{N-1} G_m^* e^{i2\pi km/N} = |\langle \tilde{\Gamma}(\tau) \rangle|^2 \tag{A.10}$$

e utilizando A.4 no segundo termo da soma em A.9

$$\delta v^2 \sum_{n,m} \langle W^2(v_n) \rangle \delta_{m,n} e^{-i2\pi k(n-m)/N} = \delta v^2 \sum_n \sigma_W^2 = N \delta v^2 \sigma_W^2 \tag{A.11}$$

substituindo A.11 e A.10 em A.9, obtemos

$$\langle |\tilde{\Gamma}(\tau)|^2 \rangle = |\langle \tilde{\Gamma}(\tau) \rangle|^2 + N \delta v^2 \sigma_W^2 \tag{A.12}$$

ou

$$\sigma_{\tilde{\Gamma}}^2 = N \delta v^2 \sigma_W^2. \tag{A.13}$$

Atraso de fase provocado pela linha de atraso Fourier

Primeiro, precisamos de estabelecer relação entre o comprimento de onda e o angulo de ζ . Para um luz incidente com um ângulo ξ em relação à normal de uma grade de difração com ranhuras de período a , os ângulos ζ em que se obtêm os máximos intensidade obedecem à relação[2]

$$a(\sin \xi + \sin \zeta) = \lambda m \quad (\text{B.1})$$

onde λ é o comprimento de onda da luz e m é a ordem do máximo. Como estamos interessados que o comprimento de onda central λ_0 tenha o primeiro máximo perpendicular ao plano da grade $\zeta_0 = 0$ [37], então o ângulo de incidência é necessariamente

$$\sin \xi = \frac{\lambda_0}{a} \quad (\text{B.2})$$

Conseqüentemente, os ângulos dos máximos de primeira ordem dos demais comprimentos de onda obedecem à relação

$$a \sin \zeta = (\lambda - \lambda_0) \quad (\text{B.3})$$

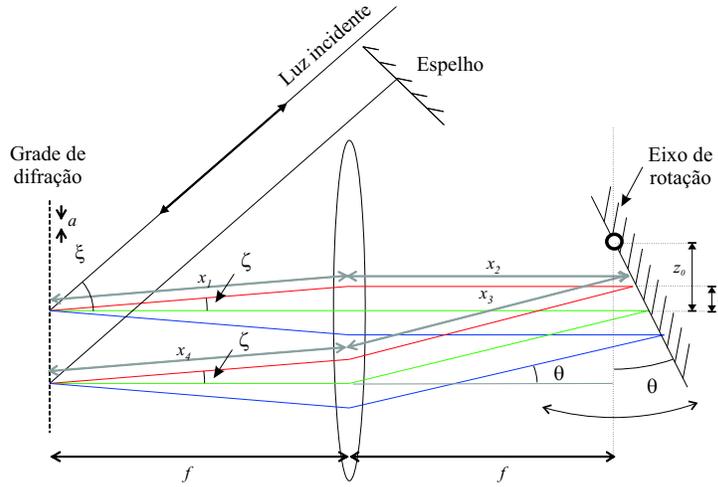
É interessante notar que a luz com comprimento λ_0 é difratada na segunda ordem com um ângulo que satisfaz à equação

$$\sin \zeta = \frac{\lambda_0}{a} \quad (\text{B.4})$$

ou seja, o ângulo de incidência do feixe na grade.

Dando continuidade ao cálculo da relação de atraso de fase, vemos primeiro que, para um comprimento de onda λ , o caminho óptico percorrido é $x = 2 \sum x_i$, onde

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{f}{\cos \zeta} \\ x_2 &= f - (z_0 - z) \tan \theta \\ x_3 &= \frac{x_2}{\cos \theta} \\ x_4 &= \frac{f}{\cos \zeta} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$


Figura B.1 Linha de atraso Fourier.

assim

$$x = 2 \left(2 \frac{f}{\cos \zeta} + f - (z_0 - z) \tan \theta + \frac{f - (z_0 - z) \tan \theta}{\cos \theta} \right) \quad (\text{B.6})$$

como $z = f \tan \zeta$

$$x = -2z_0 \tan \theta \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) + 2f \left[2 \frac{1}{\cos \zeta} + (1 - \tan \zeta \tan \theta) \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) \right] \quad (\text{B.7})$$

mas $\sin \zeta = \frac{\lambda - \lambda_0}{a}$

$$x = -z_0 \tan \theta \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) + 2f \left[2 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{a} \right)^2} \right)^{-1} + \left(1 - \frac{\lambda - \lambda_0}{a} \tan \theta \right) \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) \right] \quad (\text{B.8})$$

supondo que $\frac{\lambda - \lambda_0}{a} \ll 1$ e $\theta \ll 1$, aproximamos $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{a} \right)^2} \cong 1$, $\frac{1}{\cos \theta} \cong 1$, $\sin \theta \cong \theta$

$$x = -4z_0 \theta + 8f - \frac{4f(\lambda - \lambda_0) \theta}{a} \quad (\text{B.9})$$

Assim, o atraso na fase é

$$\phi(\lambda) = kx = -\frac{8\pi}{\lambda} z_0 \theta + \frac{16\pi f}{\lambda} - \frac{8\pi f(\lambda - \lambda_0) \theta}{a\lambda} \quad (\text{B.10})$$

ou

$$\phi(\nu) = -\frac{8\pi \nu z_0}{c} \theta + \frac{16\pi f \nu}{c} + \frac{8\pi f(\nu - \nu_0) \theta}{a\nu_0} \quad (\text{B.11})$$

como a segunda parcela não depende do ângulo de deflexão θ , então não é considerada no cálculo do capítulo 2.

Referências Bibliográficas

- [1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto. Optical coherence tomography. *Science*, 254(5035):1178–1181, 1991.
- [2] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. Fundamentals of photonics. *Research supported by NSF, Center for Telecommunications Research, and Joint Services Electronics*, 1991.
- [3] J. W. Goodman. *Statistical Optics*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 2000.
- [4] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kartner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, 24(17):1221–1223, 1999.
- [5] B. E. Bouma, G. J. Tearney, I. P. Bilinsky, B. Golubovic, and J. G. Fujimoto. Self-phase-modulated kerr-lens mode-locked cr:forsterite laser source for optical coherence tomography. *Optics Letters*, 21(22):1839–1841, 1996.
- [6] M. Bashkansky, M. D. Duncan, L. Goldberg, J. P. Kopolow, and J. Reintjes. Characteristics of a yb-doped superfluorescent fiber source for use in optical coherence tomography. *Optics Express*, 3(8):305–310, 1998.
- [7] B. E. Bouma, L. E. Nelson, G. J. Tearney, D. J. Jones, M. E. Brezinski, and J. G. Fujimoto. Optical coherence tomographic imaging of human tissue at 1.55 μm and 1.81 μm using er-and tm-doped fiber sources. *Journal of Biomedical Optics*, 3(1):76–79, 1998.
- [8] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber. *Optics Letters*, 26(9):608–610, 2001.

- [9] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, M. Sticker, E. Moreno-Barriuso, R. Leitgeb, W. Drexler, and H. Sattmann. A thermal light source technique for optical coherence tomography. *Optics Communications*, 185(1):57–64, 2000.
- [10] J. M. Schmitt, S. H. Xiang, and K. M. Yung. Speckle in optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, 4(1):95–105, 1999.
- [11] K. Takada, H. Yamada, Y. Hibino, and S. Mitachi. Range extension in optical low coherence reflectometry achieved by using a pair of retroreflectors. *Electronics Letters*, 31(18):1565–1567, 1995.
- [12] E. A. Swanson, D. Huang, M. R. Hee, J. G. Fujimoto, C. P. Lin, and C. A. Puliafito. High-speed optical coherence domain reflectometry: erratum. *Optics Letters*, 17(7):547–549, 1992.
- [13] C. B. Su. Achieving variation of the optical path length by a few millimeters at millisecond rates for imaging of turbid media and optical interferometry: a new technique. *Optics Letters*, 22(10):665–667, 1997.
- [14] J. Szydlo, N. Delachenal, R. Gianotti, R. Walti, H. Bleuler, and R. P. Salathe. Air-turbine driven optical low-coherence reflectometry at 28.6-khz scan repetition rate. *Optics Communications*, 154(1):1–4, 1998.
- [15] F. Lindgren, R. Gianotti, R. Walti, R.P. Salathe, A. Haas, M. Nussberger, M.L. Schmatz, and W. Bachtold. -78-db shot-noise limited optical low-coherence reflectometry at 42-m/s scan speed. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(12):1613–1615, 1997.
- [16] G. J. Tearney, B. E. Bouma, S. A. Boppart, B. Golubovic, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. Rapid acquisition of in vivo biological images by use of optical coherence tomography. *Optics Letters*, 21(17):1408–1410, 1996.
- [17] R. Leitgeb, C. Hitzenberger, and A. Fercher. Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 11(8):889–894, 2003.
- [18] S. Thomsen. Pathologic analysis of photothermal and photomechanical effects of laser-tissue interactions. *Photochemical Photobiology*, 53(6):825–35, 1991.

- [19] J. F. de Boer and T. E. Milner. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and stokes vector determination. *Journal of Biomedical Optics*, 7(3):359–371, 2002.
- [20] T. Tanaka, C. Riva, and B. Ben-Sira. Blood velocity measurements in human retinal vessels. *Science*, 186(4166):830–1, 1974.
- [21] M. D. Stern. In vivo evaluation of microcirculation by coherent light scattering. *Nature*, 254:56–58, 1975.
- [22] Z. P. Chen, T. E. Milner, S. Srinivas, X. J. Wang, A. Malekafzali, M. J. C. vanGemert, and J. S. Nelson. Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical doppler tomography. *Optics Letters*, 22(14):1119–1121, 1997.
- [23] J. A. Izatt, M. D. Kulkarni, S. Yazdanfar, J. K. Barton, and A. J. Welch. In vivo bidirectional color doppler flow imaging of picoliter blood volumes using optical coherence tomography. *Optics Letters*, 22(18):1439–1441, 1997.
- [24] J. Moger, S. J. Matcher, C. P. Winlove, and A. Shore. Measuring red blood cell flow dynamics in a glass capillary using doppler optical coherence tomography and doppler amplitude optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, 9(5):982–994, 2004.
- [25] Y. Jiang, I. Tomov, Y. M. Wang, and Z. P. Chen. Second-harmonic optical coherence tomography. *Optics Letters*, 29(10):1090–1092, 2004.
- [26] B. W. Colston, M. J. Everett, L. B. Da Silva, L. L. Otis, P. Stroeve, and H. Nathel. Imaging of hard-and soft-tissue structure in the oral cavity by optical coherence tomography. *Applied Optics*, 37(16):3582–3585, 1998.
- [27] B. Colston, U. Sathyam, L. DaSilva, M. Everett, P. Stroeve, and L. Otis. Dental oct. *Optics Express*, 3(6):230–238, 1998.
- [28] L. S. A. de Melo, R. E. de Araujo, A. Z. Freitas, D. Zzell, Jr. N. D. Vieira, J. Girkin, A. Hall, M. T. Carvalho, and A. S. L. Gomes. Evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, 10(6):064027–5, 2005.

- [29] A. Z. Freitas, D. M. Zezell, N. D. Vieira Jr, A. C. Ribeiro, and A. S. L. Gomes. Imaging carious human dental tissue with optical coherence tomography. *Journal of Applied Physics*, 99(2):24906–24906, 2006.
- [30] J. Welzel. Optical coherence tomography in dermatology: a review. *Skin Research and Technology*, 7(1):1–9, 2001.
- [31] M. Wojtkowski, V. Srinivasan, T. Ko, J. Fujimoto, A. Kowalczyk, and J. Duker. Ultrahigh-resolution, high-speed, fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation. *Optics Express*, 12(11):2404–2422, 2004.
- [32] B. E. Bouma, G. J. Tearney, and B. Bouma. *Handbook of Optical Coherence Tomography*. Marcel Dekker, 2002.
- [33] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 3rd edition, 2001.
- [34] I. J. Hsu, C. W. Lu, C. R. Deng, C. C. Yang, C. P. Chiang, C. W. Lin, and Y. W. Kiang. Optical coherence tomography using nonlinear optics in fiber for broadband source generation. *Optics Communications*, 212(4-6):391–396, 2002.
- [35] L. S. A. de Melo. *Avaliação da interface dente/restauração no esmalte dental utilizando-se a técnica de tomografia por coerência óptica e os métodos tradicionais*. Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Pernambuco, 2005.
- [36] G. J. Tearney, B. E. Bouma, and J. G. Fujimoto. High-speed phase-and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line. *Optics Letters*, 22(23):1811–1814, 1997.
- [37] A. Rollins, S. Yazdanfar, M. Kulkarni, R. Ung-Arunyawee, and J. Izatt. In vivo video rate optical coherence tomography. *Optics Express*, 3(6):219–229, 1998.
- [38] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. El-Zaiat. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Optics Communications*, 117(1):43–48, 1995.
- [39] M. Wojtkowski, R. Leitgeb, A. Kowalczyk, T. Bajraszewski, and A. F. Fercher. In vivo human retinal imaging by fourier domain optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, 7:457–463, 2002.

- [40] M. Wojtkowski, A. Kowalczyk, R. Leitgeb, and A. F. Fercher. Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging. *Optics Letters*, 27(16):1415–1417, 2002.
- [41] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. Cambridge University Press New York, NY, USA, 1992.
- [42] Y. Pan, Z. Li, T. Xie, and C. R. Chu. Hand-held arthroscopic optical coherence tomography for. *Journal of Biomedical Optics*, 8(4):648–654, 2003.
- [43] M. Ohmi, T. Kurata, K. Kishida, M. Takatsuka, and M. Haruna. Comparison of $0.8\mu\text{m}$ and $1.3\mu\text{m}$ images of optical coherence tomography using fiber-optic low-coherence interferometers. In *Microoptics Conference*, Osaka, 2001.
- [44] R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto. Fourier domain mode locking (fdml): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography. *Optics Express*, 14(8):3225–3237, 2006.