



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

## **TESE DE DOUTORADO**

**TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA APLICADAS À MEDICINA,  
ODONTOLOGIA E COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.**

por

**Mariana Torres Carvalho**

Tese 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 Doutor em Física.

**Banca Examinadora:**

Professor Anderson Stevens Leônidas Gomes (Orientador – DF – UFPE)

Professor Lúcio Hora Acioli (DF-UFPE)

Professor Giovani Lopes Vasconcelos (DF-UFPE)

Professor Jarbas Caiado Castro Neto (USP-São Carlos)

Professor Jean Pierre von der Weid (PUC-Rio)

*Recife - PE, Brasil.*

Outubro – 2006

Carvalho, Mariana Torres

Técnicas de Interferometria óptica aplicada à medicina, odontologia e comunicações ópticas./ Mariana Torres - Recife: O autor, 2007

xxii 165 folhas: il., fig., tab.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2007.

Inclui bibliografia.

1. Óptica. 2. Interferometria óptica. 3. Técnicas para geração de imagem. 4. Refletometria óptica. I. Título.

535.2

CDD (22.ed.)

FQ2006-0020





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](mailto:posgrad@df.ufpe.br)

---

## Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Tese de Doutorado

---

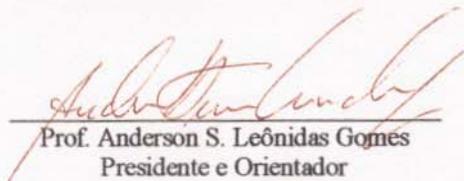
**Mariana Torres Carvalho**

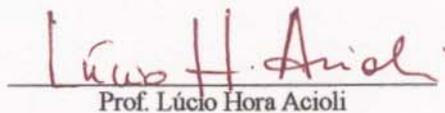
### TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

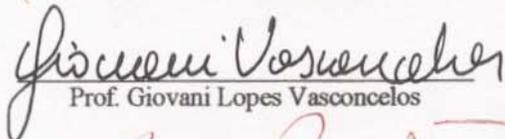
A Banca Examinadora composta pelos Professores Anderson S. Leônidas Gomes (Presidente e Orientador), Lúcio Hora Acioli, Giovani Lopes Vasconcelos, todos da Universidade Federal de Pernambuco, Jarbas C. Castro Neto, da Universidade de São Paulo (São Carlos) e Jean Pierre Von Der Weid, da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, consideram a candidata:

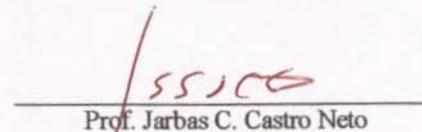
( ) Aprovada com Distinção      (X) Aprovada      ( ) Reprovada

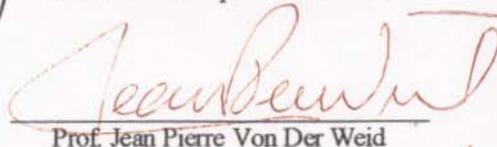
Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco aos trinta e um dias do mês de outubro de 2006.

  
Prof. Anderson S. Leônidas Gomes  
Presidente e Orientador

  
Prof. Lúcio Hora Acioli

  
Prof. Giovani Lopes Vasconcelos

  
Prof. Jarbas C. Castro Neto

  
Prof. Jean Pierre Von Der Weid

Universidade Federal de Pernambuco  
Departamento de Física

**TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA  
APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E  
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.**

Tese de Doutorado.

Mariana Torres Carvalho

Orientador:

Anderson Stevens Leônidas Gomes

*Recife – PE, Brasil.*



**“A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará  
ao seu tamanho original.”**

Albert Einstein (1879-1955)

Essa tese é dedicada a minha família. Especialmente aos meus pais, Maria de Fátima e Rodrigo Otávio, que me acompanharam em todas as horas e me deram o apoio necessário para prosseguir nessa e em várias outras jornadas. Sem eles nada disso seria possível.

## Agradecimentos

Ao Anderson, pela orientação e pela confiança depositada em mim. Sem seu apoio e, principalmente, sua amizade, talvez eu não tivesse chegado até aqui. Foram quase dez anos juntos e a nossa amizade foi um fator muito importante para que eu continuasse trabalhando. Obrigada por ter me aturado esse tempo todo e ter me apresentado uma física/óptica dinâmica e interessante. Serei sempre grata a você.

À banca, por ter aceitado esse “desafio” em cima da hora. Jean Pierre, pelas tantas conversas esclarecedoras; Jarbas, pelo estímulo e por acreditar na minha capacidade; Lúcio, professor com quem sempre contei para discutir, sempre pronto a ajudar quando necessário; e Giovani, pela ajuda e compreensão, tantas vezes meu professor que nem sei dizer quantas foram as cadeira.

Ao professor James Fujimoto, que me recebeu em seu grupo tendo conversado uma única vez comigo. A minha experiência no MIT foi, no mínimo, enriquecedora. Eu sou outra pessoa depois deste ano que passei morando e trabalhando nos Estados Unidos da América, e essa experiência não teria sido possível sem você.

Aos amigos de trabalho, do departamento de Física da UFPE e de fora dele: Carmelo, amigo e companheiro de tantas horas, eu sou sua fã; Mike, por tantas conversas, por me ajudar a ver “o outro lado” do problema; Cláudio, o laboratório sem você não é a mesma coisa; Stefan, sempre disposto a ajudar, conversar e solucionar os problemas; Joaquim, sempre disposto a ajudar e orientar; Renato, muito mais do que companheiro de trabalho, meu amigo; Leonardo, meu amigo, depois, companheiro de trabalho; Márcia, por me ensinar a fazer as medidas de COFDR, pela amizade e paciência; Christiano, trabalhamos pouco juntos, mas esse tempo foi suficiente para nos tornar amigos; Anderson Zanardi, sempre disposto a me ajudar, tirar minhas dúvidas e conversar; Denise Zezell, um modelo de pesquisadora que eu gostaria de seguir; Luciana, minha amiga, gostaria ter podido ajudado mais; Cynthia, nem sempre os experimentos foram nossos amigos, mas a gente sempre tirou o máximo possível; Bernardo, ótimo companheiro de trabalho, muito inteligente, não tem medo de tentar, admiro isso em você;

A todos que passaram pelo laboratório de fotônica e optoeletrônica. Eu sei que eu posso ser muito chata às vezes, mas admiro todos você. Tenham certeza que o trabalho realizado não é fruto de esforço individual. Todos nós temos participação, é a nossa união e o trabalho em equipe que nos torna fortes e produtivos.

TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E  
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.

A todos os amigos do grupo de fotônica e optoeletrônica pela amizade, ajuda e apoio nos momentos necessários. Quero agradecer também aos amigos do grupo de óptica do DF-UFPE.

A todos os amigos do DF-UFPE. Aos professores e funcionários pelas palavras amigas e pelo incentivo e a todos dos setores de apoio pela ajuda.

Aos muitos amigos que fiz durante meu doutorado sanduíche no MIT, grandes cientistas, ótimos companheiros e os melhores amigos que eu poderia querer. Vikas, Ali, Vivek, Maciej, Robert, Tony, Pei-Lin, Aurea, Paul, Drew, Des, Yu, Kenji, Kenya, Donna e Dorothy, nunca esquecerei de vocês. São as pessoas desse grupo que tornaram minha estada no MIT tão agradável.

Aos amigos que me deram força, apoio e sempre dispostos a me ouvir nas horas ruins e festejar nas horas boas. Um obrigado especial à Ju, Lu e Mel, amigas para todas as horas.

A Ericsson do Brasil, que acreditou em nosso trabalho e tornou possível a realização de grande parte deste trabalho. Sua ajuda financeira foi muito importante.

À CAPES, pela bolsa de estudos e pela bolsa de PDEE, que permitiu minha ida ao MIT.

Ao MIT e ao RLE. Devo agradecer a ajuda financeira dada a mim pelo grupo do Prof. Fujimoto. Aos funcionários que foram tão amigáveis em tantas horas, especialmente Maureen.

À minha família, pelo apoio, coragem e carinho, sempre presentes. Todos foram muito importantes, pais, irmãos, tios, tias, avós e primos, obrigado por tudo. Aos novos e adorados membros da família, meu cunhado e meu sobrinho. Vinícius foi uma estrelinha que apareceu esse ano para iluminar o caminho de todos nós. Sem vocês nada disso seria possível.

Quero expressar o meu mais sincero agradecimento a todos que acompanharam e participaram de alguma forma desse período da minha vida, mesmo que não tenha registrado seus nomes aqui.

# Índice

Índice .....	I
Índice de figuras .....	IV
Índice de tabelas .....	VII
Resumo .....	IX
Abstract .....	XI
Capítulo 1. Introdução .....	1
1.1. Técnicas de interferometria óptica .....	3
1.1.1. Fontes de luz .....	3
1.1.2. Tipos de Interferômetros .....	5
1.1.2.1. Interferômetro de Michelson e Morley .....	6
1.1.2.2. Interferômetro de Mach-Zehnder .....	7
1.1.2.3. Interferômetro de Sagnac .....	8
1.1.2.4. Interferômetro de Fabry-Pérot .....	9
1.1.3. Tipos de Interferometria .....	10
1.1.3.1. Interferometria coerente .....	10
1.1.3.2. Interferometria de baixa coerência .....	10
1.2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências .....	12
1.2.1. Princípios básicos do COFDR .....	13
1.3. Tomografia por coerência óptica – TCO .....	15
1.3.1. Princípios básicos da tomografia óptica .....	18
Referências do capítulo 1 .....	20
Capítulo 2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências aplicada às comunicações ópticas .....	23
2.1. Avanços em comunicações ópticas .....	24
2.2. Amplificador à fibra dopada com túlio .....	27
2.2.1. Esquemas de duplo bombeamento .....	30
2.2.1.1. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3F_4$ .....	32
2.2.1.2. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3H_4$ .....	35
2.3. Ganho distribuído .....	36
2.3.1. Experimento .....	37
2.3.2. Resultados Experimentais .....	47
2.3.2.1. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3F_4$ .....	48
2.3.2.2. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3H_4$ .....	53
2.3.2.2.1 Comparação entre os bombeamentos .....	59
2.3.3. Quanto ao ruído nas medidas de ganho distribuído .....	63
2.4. Teoria e simulações .....	65
2.4.1. Modelo teórico de equações de taxa e propagação para AFDT .....	66
2.4.2 Resultados .....	71
2.5. Outros estudos em AFDT .....	73

TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E  
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.

2.5.1. Transiente .....	73
2.5.2. BER .....	73
2.5.3. Protótipo .....	74
2.6. Conclusões .....	75
Referências do capítulo 2 .....	76
Capítulo 3 – Tomografia óptica na odontologia .....	81
3.1. Princípios básicos da tomografia por coerência óptica no domínio temporal .....	84
3.1.1. Limites de Resolução da técnica de TCO.....	89
3.1.2. Sensibilidade .....	91
3.1.3. Geração da imagem .....	92
3.1.4. Densidade de pixels (pontos) e tempo de aquisição .....	94
3.1.5. Resolução da imagem e comprimento de penetração .....	96
3.1.6. Aplicações diversas .....	97
3.1.6.1. TCO em oftalmologia .....	98
3.1.6.2. TCO em dermatologia.....	100
3.1.6.3. Outras aplicações médicas .....	101
3.1.6.4. Biópsia óptica.....	101
3.1.6.5. TCO em odontologia .....	103
3.1.6.6. Outras aplicações .....	105
3.2. Tomografia óptica na análise de restaurações dentárias e no diagnóstico pulpar .....	106
3.2.1. Experimentos e resultados.....	107
3.2.1.1. Análise de restaurações dentárias.....	108
3.2.1.2. Viabilidade para o diagnóstico pulpar .....	111
3.3. Discussão e conclusões .....	115
3.3.1. Análise de restaurações dentárias.....	115
3.3.2. Viabilidade para o diagnóstico pulpar .....	116
Referências do capítulo 3 .....	118
Capítulo 4 – Tomografia óptica na medicina.....	123
4.1. Princípios básicos da tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier .....	126
4.1.1. Geração de imagens por tomografia por coerência óptica espectral .....	128
4.1.2. Geração de imagens por tomografia por coerência óptica com fonte de frequência variável .....	137
4.1.3. Outras variações no esquema de varredura da amostra .....	139
4.2. Geração de imagens oftalmológicas usando tomografia por coerência óptica espectral.....	141
4.3. Geração de imagens de tomografia pro coerência óptica espectral em pequenos animais .....	146
4.4. Conclusões .....	150
Referências do capítulo 4 .....	151

Capítulo 5 – Conclusões .....	155
5.1. Interferometria e refletometria óptica .....	156
5.2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências .....	157
5.3. Tomografia por coerência óptica .....	158
5.3.1. No domínio do tempo .....	158
5.3.2. No domínio de Fourier .....	160
5.4. Perspectivas de trabalhos futuros .....	161
Trabalhos publicados .....	163

## Índice de figuras

### Capítulo 1

Figura 1. 1. Figura esquemática de um interferômetro de Michelson .....	6
Figura 1. 2. Figura esquemática de um interferômetro de Mach-Zehnder .....	7
Figura 1. 3. Figura esquemática de um interferômetro de Sagnac .....	8
Figura 1. 4. Figura esquemática de (a) um etalón; (b) um interferômetro de Fabry-Pérot; (c) Intensidade na saída desses sistemas .....	9
Figura 1. 5. Padrão de interferência: (a) para uma fonte coerente e (b) para uma fonte de baixa coerência .....	11
Figura 1. 6. Diagrama simplificado do COFDR .....	14
Figura 1. 7. Montagem típica para um experimento de TCO .....	18

### Capítulo 2

Figura 2. 1. Diagrama dos níveis de energia do íon $Tm^{3+}$ em fibras fluoradas, com absorção do estado fundamental e de estado excitado .....	27
Figura 2. 2. Diagrama dos níveis de energia do íon trivalente de túlio .....	28
Figura 2. 3. Esquema de níveis simplificado do íon de túlio para (a) 1050 nm e (b) com 1410 nm. ....	30
Figura 2. 4. Espectro de absorção de uma fibra ZBLAN dopada com $Tm^{3+}$ .....	31
Figura 2. 5. Esquema de bombeamento com dois comprimentos de onda: (a) 1550 + 1050 nm e (b) 1550 + 1410 nm. ....	33
Figura 2. 6. Esquema de bombeamento: 1240 + 1410 nm .....	34
Figura 2. 7. Esquema de bombeamento: (a) 800 + 1050 nm e (b) 800 + 1410 nm .....	35
Figura 2. 8. Princípio básico da técnica de COFDR .....	38
Figura 2. 9. Assinatura típica de uma medida de COFDR .....	42
Figura 2. 10. Aspectos do sinal .....	43
Figura 2. 11. Montagem experimental do COFDR para banda S. ....	44
Figura 2. 12. Foto do sistema de COFDR .....	45
Figura 2. 13. Foto do sistema de COFDR .....	45
Figura 2. 14. Montagem experimental para as medidas de OFDR para o AFDT com duplo bombeamento em 1050 nm e 1550 nm. ....	49
Figura 2. 15. Ganho do amplificador e figura de ruído em função da potência de bombeamento em 1050 nm. ....	49
Figura 2. 16. Sinal retro espalhado detectado em função da frequência de batimento, assim como obtido no analisador de espectro FFT. ....	50
Figura 2. 17. Ganho da fibra em função da distância dentro da fibra para diferentes condições de bombeamento. ....	51
Figura 2. 18. Esquema experimental do COFDR para AFDT com duplo bombeamento. ....	53
Figura 2. 19. Ganho de fibra e figura de ruído para pequenos sinais para os esquemas com apenas 1050 nm e 800 + 1050 nm. ....	54
Figura 2. 20. Ganho de fibra e aumento no ganho em função da distância na FDT. ....	55
Figura 2. 21. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m. ....	57

Figura 2. 22. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m, com potência de 800 nm fixa em 100 mW. ....	58
Figura 2. 23. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m, com potência de 1050 nm fixa em 200 mW. ....	58
Figura 2. 24. Ganho distribuído através dos 40 m da FDT para dois esquemas que utilizam apenas um laser de bombeamento. ....	60
Figura 2. 25. Ganho distribuído através dos 40 m da FDT para dois esquemas que utilizam duplo bombeamento (dois lasers). ....	61
Figura 2. 26. Sinal refletido medido pelo FFT em função da frequência de batimento, com potência de 800 nm fixa em 45 mW. ....	63
Figura 2. 27. Sinal refletido medido pelo FFT em função da frequência de batimento, com potência de 800 nm fixa em 45 mW. ....	64
Figura 2. 28. Modelo para análise das equações de taxa ....	66
Figura 2. 29. Ganho distribuído, experimental (símbolo) e teórico (linha). ....	71
Figura 2. 30. Ganho distribuído, experimental (símbolo) e teórico (linha). ....	72
Figura 2. 31. Especificações do protótipo do AFDT com duplo bombeamento ....	74

### Capítulo 3

Figura 3. 1. Geração de imagens usando “ecos” de luz. ....	81
Figura 3. 2. Diagrama básico de montagem de um sistema de TCO ....	84
Figura 3. 3. Linha de atraso Fourier utilizada no nosso sistema de TCO ....	88
Figura 3. 4. Limite de focalização em TCO para pequena e grande abertura numérica (AN) ....	90
Figura 3. 5. Geração de imagens em TCO. ....	92
Figura 3. 6. Protocolos diferentes de varredura para gerar imagens de tomografia óptica. ....	93
Figura 3. 7. Resolução e penetração de técnicas de geração de imagem. ....	96
Figura 3. 8. Esquema do olho humano com a indicação de algumas regiões onde foram feitas imagens de TCO e exemplos dessas imagens ....	98
Figura 3. 9. Imagem papilomacular de um olho normal gerada pelo equipamento de TCO comercial. (a) Imagem demonstrativa do OCT1 e OCT2. (b) Imagem gerada pelo OCT3 ....	99
Figura 3. 10. Imagem de TCO in vivo da pele humana. ....	100
Figura 3. 11. A foto da esquerda mostra um procedimento cirúrgico; e na direita imagens de TCO ....	101
Figura 3. 12. Comparação entre imagens de TCO e de histologia ....	102
Figura 3. 13. (a) Desenho dos tecidos dentários, (b) Imagem de TCO imagem do dente anterior, e (c) Imagem de TCO imagem do dente posterior. ....	104
Figura 3. 14. Esquema do interferômetro de Michelson baseado em fibra óptica e foto do sistema de TCO. ....	108
Figura 3. 15. Imagem de raios-x e de microscopia correspondente para dentes com fendas, restaurados com (a) amálgama de prata e (b) resina composta. ....	109
Figura 3. 16. A-scans obtidos por TCO e imagens de microscopia de dentes molares humanos restaurados, tratados com amálgama – (a) e (c) – e resina composta (b). Fendas na restauração estão presentes em (b) e (c) ....	110
Figura 3. 17. Imagem tomográfica do dente restaurado com amálgama. ....	110

Figura 3. 18. Foto do sistema de TCO montado .....	112
Figura 3. 19. Imagem da microscopia da secção transversal do dente do rato .....	113
Figura 3. 20. Imagem de TCO do esmalte e dentina na região (a) do canal radicular, (b) e (c) da coroa dental.....	113
Figura 3. 21. Imagem de TCO do primeiro molar inferior de rato na região da coroa .....	114
Figura 3. 22. Correlação das imagens de TCO e da microscopia óptica na região da câmara pulpar .....	114
Figura 3. 23. Correlação das imagens de TCO e da microscopia óptica em relação ao formato do dente .....	114
 Capítulo 4	
Figura 4. 1. Comparação entre as imagens geradas pelo instrumento StratusOCT comercial com as de UHR OCT .....	126
Figura 4. 2. Diagrama esquemático do sistema de tomografia por coerência óptica espectral com resolução ultra-alta (UHR-SOCT) .....	129
Figura 4. 1. Esquema dos princípios básicos de funcionamento da tomografia por coerência óptica espectral. ....	131
Figura 4. 4. Esquema da morfologia arquitetural da retina .....	134
Figura 4. 5. No lado esquerdo: Imagem de SOCT, No lado direito: Comparação entre a imagem de TCO e a histologia .....	135
Figura 4. 6. Comparação entre imagens de (a) TCO com resolução ultra-alta no domínio do tempo e de (b) SOCT com resolução ultra-alta. ....	136
Figura 4. 7. Esquema do sistema de TCO com detecção no domínio de Fourier / swept source .....	138
Figura 4. 8. Imagens de TCO obtidas com a fonte de luz com frequência variável obtidas com diferentes taxas de aquisição de linhas.....	139
Figura 4. 9. Figura esquemática do instrumento de SOCT com alta velocidade .....	142
Figura 4. 10. Buraco macular juntamente com membrana epirretiniana .....	143
Figura 4. 11. Caso de coriorretinopatia serosa central crônica.....	144
Figura 4. 12. Sistema de resolução ultra-alta e de alta velocidade utilizado para a geração de imagens da retina de ratos e camundongos in vivo.....	146
Figura 4. 13. Imagem de UHR-SOCT <i>in vivo</i> da retina normal de um rato Long-Evans, .....	147
Figura 4. 2. Imagem de UHR-SOCT <i>in vivo</i> da retina normal de um rato Long-Evans. (A) imagem de fundo de olho gerada por tomografia óptica; (B)-(D) imagens de secções de choque correlacionadas à imagem de fundo; (E) visualização das camadas intra-retinais. ....	148

## Índice de tabelas

Tabela 2. 1. Características do sistema de COFDR usado nesta tese .....	46
Tabela 2. 2. Parâmetros utilizados nos cálculos .....	69

TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA, APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E  
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.

## Resumo

No trabalho descrito nessa tese, utilizamos duas técnicas interferométricas. A refletometria óptica coerente no domínio das frequências (COFDR, sigla para “coherent optical frequency domain reflectometry”) e a tomografia por coerência óptica (TCO), cuja sigla em inglês é OCT para “optical coherence tomography”, ambas baseadas no interferômetro de Michelson. Essas técnicas foram utilizadas para aplicações em comunicações ópticas e na geração de imagens médicas e odontológicas.

Faremos uma descrição geral sobre as técnicas de interferometria óptica. Discorreremos um pouco sobre o desenvolvimento da interferometria na história da ciência e sobre alguns interferômetros e suas aplicações principais. As diferentes fontes de luz que podem ser utilizadas também serão discutidas.

Descreveremos os princípios da técnica de COFDR e sua aplicação em comunicações ópticas, especialmente na caracterização de amplificadores ópticos. Iremos também descrever sobre o amplificador baseado em fibra dopada com túlio (AFDT) que foi desenvolvido em nossos laboratórios e as diferentes formas de bombeamento que podem ser empregadas. Mostraremos como a técnica de COFDR é eficiente, não só para otimizar o comprimento da fibra dos amplificadores, mas também como uma ferramenta importante na análise da dinâmica dos processos de bombeamento, sem que, para isso, a fibra tenha sido cortada. Juntamente com outras técnicas, o AFDT desenvolvido foi totalmente caracterizado e um protótipo desenvolvido.

A partir deste ponto, será dada ênfase à tomografia por coerência óptica. Inicialmente descrevemos sobre a técnica de TCO, suas características básicas e algumas das suas principais aplicações. Também falaremos sobre a aplicação da tomografia óptica na odontologia, área que vem crescendo bastante e cada vez mais se utilizando de recursos ópticos para melhoria e precisão dos tratamentos e dos diagnósticos. Iremos mostrar os resultados obtidos em dois experimentos onde essa técnica é empregada: na caracterização de fendas em restaurações dentárias com amálgama e resina composta; e no teste da viabilidade do uso dessa técnica para acesso a informações da polpa do dente de ratos. Mostraremos como é possível construir imagens tomográficas dessa estrutura dos tecidos biológicos, no nosso caso dos dentes, de forma não invasiva e sem causar nenhum dano (não é necessária a remoção do tecido, a análise pode ser feita *in situ*). Também será demonstrado como a técnica de TCO é sensível para a visualização da estrutura interna das amostras.

## TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.

Iremos descrever sobre uma variação muito importante na técnica de TCO, a detecção no domínio de Fourier. Descreveremos sobre experimentos dos quais participei durante meu doutorado sanduíche no M.I.T., sob a orientação do professor James Fujimoto, pioneiro no desenvolvimento dessa técnica. Descreveremos sobre as duas variações da TCO no domínio de Fourier, a tomografia por coerência óptica espectral (spectral OCT ou SOCT) e a tomografia por coerência óptica com a fonte com comprimento de onda variável (swept source OCT), este último é similar ao COFDR aplicado para geração de imagens tomográficas. Iremos descrever dois experimentos usando TCO espectral realizados no M.I.T. e com aplicações diretas na medicina, mais especificamente na oftalmologia. O primeiro experimento foi o desenvolvimento de um equipamento clínico utilizado para gerar imagens da retina humana e colocado em uma clínica oftalmológica, onde pacientes poderiam ter a sua retina observada. Apresentaremos alguns resultados, imagens de olhos normais e com patologias, mostrando a qualidade das imagens geradas por esse dispositivo. No segundo experimento, foi realizado o desenvolvimento de um instrumento para gerar imagens da retina de ratos e camundongos *in vivo*. O objetivo final desse equipamento é ser capaz de identificar pequenas mudanças na morfologia da retina desses animais, modelos para algumas doenças humanas da retina. Apresentaremos as vantagens dessa forma de detecção, comparada a TCO no domínio temporal, com relação à velocidade e sensibilidade.

Por último, faremos uma revisão dos trabalhos realizados, a partir do qual chegamos às nossas conclusões. Falaremos sobre a importância dessas duas técnicas, COFDR e TCO, em cada uma das áreas em que são aplicadas e como esse trabalho poderá ser continuado.

Essa tese teve como objetivo maior mostrar como técnicas de interferometria baseadas em dispositivos desenvolvidos há mais de um século continuam atuais e que cada vez mais têm ganhado importante papel em várias áreas do conhecimento. A ciência, em especial a óptica, tem se tornado cada vez mais aplicada. Experimentos desenvolvidos nos laboratórios têm se transformado em equipamentos comerciais cada vez mais rapidamente e é preciso acompanhar esse ritmo. Projetos multidisciplinares e a associação da universidade com a indústria são os caminhos corretos para manter a ciência atual e produtiva.

**Palavras chaves:** Interferometria óptica; Refletometria óptica coerente no domínio das frequências; Amplificador a fibra dopada com túlio; Tomografia por coerência óptica; detecção no domínio de Fourier.

## Abstract

In the work described in this thesis, we used two different interferometric techniques, the coherent optical frequency domain reflectometry (COFDR), and the optical coherence tomography (OCT). Both techniques are based on the Michelson interferometer. They were applied to optical communications and to medical and dentistry imaging.

We will give a general describe about optical interferometers. Also we will describe the interferometer development throughout science history, its different kinds and main applications. Different light sources can be used with these experiments and we will discuss about some of them.

The basic operation of the COFDR and its applications to optical communications, particularly to optical amplifiers characterization, will be described. We will also describe about the optical amplifier based on thulium-doped fibers (TDFA) developed and characterized in our laboratories. We will discuss about the different pumping schemes that can be used, with one or two pumping lasers. We will show that the COFDR is a very efficient technique, not only to optimize the doped-fiber length, but also as a very important tool on the analysis of the amplifying dynamics, without having to cut the fiber to retrieve information. Together with other techniques, the TDFA we developed was totally characterized and a prototype was built.

We will emphasize on the OCT technique from this point on. First, we will describe the technique, its characteristics, and main for applications in several medical fields. Dentistry is in constant development, and a growing usage of optical techniques to improve and precise diagnoses and treatments. OCT is an emerging diagnostic technology, and we will show results obtained from two experiments where it was used to characterize dental restorations and its viability to access information on the pulp of rat tooth was put to test. We will show that OCT can perform micro structural imaging of tissue morphology *in situ* without excision, and it can identify changes on the architectural morphology of hard and soft tissues.

There is an important advance on the OCT technique we will discuss: Fourier domain detection. We will describe some experiments I took part during the internship at M.I.T, under Professor James Fujimoto's orientation. He was one of the pioneer scientists to develop the OCT technique. Two variations if the OCT in the Fourier domain will be described, the spectral OCT and the swept source OCT, the last, similar to the COFDR technique, but applied to tomographic imaging. Two experiments, performed at M.I.T., will be described using the spectral OCT with direct applications to medical imaging; more specifically to ophthalmology. The first

experiment is the development of a clinical instrument based on the spectral OCT to imaging the human retina, *in vivo*, on a clinical facility. Some results will be presented on normal and diseased eyes, showing the high quality the instrument can obtain. In the second experiment, we designed and constructed specialized high speed OCT instrument based on Fourier domain detection for imaging small animals like mice or rats. Our main objective was to introduce high-speed, ultrahigh resolution OCT for performing non-invasive three dimensional imaging and mapping of the retina in small animal models. We will present the advantages on sensitivity and velocity of this technique compared to the time domain OCT.

In the end, there will be a summary of all the work and we will draw our conclusions. The importance of these two techniques, COFDR and OCT, in each of its areas of application will be discussed, and we will talk about the continuity of the work we have done.

The main objective of this thesis is to show how interferometric techniques based on devices developed more than one hundred year ago continue being updated and getting more and more importance on many areas (our everyday life). Science, especially optics, is getting more applied day after day. Laboratory research is transforming into commercial instruments faster and it is necessary for us to keep this rhythm. Multidisciplinary projects and the university-industry association are the correct paths to keep science updated and productive.

**Key words:** Optical interferometer; Coherent optical frequency domain reflectometry; Thulium doped fiber amplifier; Optical coherence tomography; Fourier domain detection.

## Capítulo 1. Introdução

A origem da óptica remota da antiguidade. De acordo com a revisão descrita na referência [1], os primeiros espelhos eram feitos de metal polido e alguns exemplares provindos do Egito antigo ainda podem ser vistos em museus pelo mundo. Muitos dos filósofos gregos, como Pitágoras, Demócrito, Platão e Aristóteles, desenvolveram teorias sobre a natureza da luz e conheciam sua propagação retilínea. Pensadores como Euclides, que em 300 a.C. enunciou a lei da reflexão no seu livro *Catoptrics*, também foram estudiosos da óptica e objetos ópticos foram usados de várias formas. Muitos vidros e cristais foram encontrados em ruínas romanas, e uma lente planar convexa foi encontrada em Pompéia. Vários manuscritos históricos indicam que os romanos sabiam usar esses objetos e é bem possível que artesãos romanos tenham feito uso de lentes de aumento para trabalhar em objetos delicados.

Dentre os estudiosos da óptica estão: Roger Bacon (1215-1294), primeiro a usar lentes para correção visual, Leonardo da Vinci (1452-1519), com sua câmara obscura, e Giovanni Battista Della Porta (1535-1615) foram alguns deles. Este último descreveu múltiplos espelhos e combinações de lentes positivas e negativas em seu livro *Magia naturalis* (1589). Esse período é considerado o início da óptica [1].

O telescópio foi descoberto no início do século XVII, e o microscópio composto mais ou menos na mesma época. Dentre os cientistas deste período encontram-se Galileu Galilei (1564-1642) e Johannes Kepler (1588-1632), ambos contribuíram bastante no desenvolvimento de telescópios e microscópios. Um dos grandes momentos para a óptica foi quando Willebrord Snell (1591-1626) descobriu a lei da refração (1621) abrindo portas para a óptica moderna aplicada. Muitos também contribuíram, como René Descartes (1596-1650) e Pierre Fermat (1601-1665) [1].

O fenômeno da difração foi primeiro notado por Francesco Maria Grimaldi (1618-1663) e por Robert Hooke (1635-1703), primeiro a estudar os padrões de interferência coloridos gerados por filmes finos (*Micrographia*, 1665). Isaac Newton (1642-1727) deu grandes contribuições para esta área [2]. Foi nessa época que se iniciou uma discussão quanto à natureza da luz. Ela seria corpuscular ou uma onda, e sendo uma onda, ela teria um meio de propagação?

Foram muitos anos de estudo e de pesquisa. Ambas as hipóteses tiveram vários defensores. Newton, Descartes e Hooke foram defensores da teoria corpuscular, mesmo que em vários dos seus experimentos abrangessem a teoria ondulatória. Dentre os estudiosos e

defensores da teoria ondulatória encontram-se Christiaan Huygens (1629-1695), que descobriu o fenômeno da polarização, e Thomas Young (1773-1829).

Independentemente de a luz ser um feixe de partículas ou uma rápida vibração da matéria do Ether (meio onde a luz supostamente se propagava), todos concordavam que ela se movimentava com uma velocidade muito alta. Muitos chegaram até a acreditar que ela se propagava instantaneamente. O primeiro cálculo da velocidade finita da luz foi feito por Christensen Römer (1644-1710) ao estudar uma das luas de Júpiter.

Entre 1801 e 1803 Young defendeu a teoria ondulatória perante a “Royal Society”, acrescentando o conceito que chamou de “Princípio da Interferência”, mas foi fortemente criticado. Com base neste conceito e nos dados da pesquisa de Newton, ele explicou as franjas coloridas em filmes finos (anéis de Newton) e determinou os vários comprimentos de onda da luz. Anos mais tarde ele ganhou um grande aliado, Augustin Jean Fresnel (1788-1827). Fresnel sintetizou os conceitos de Young de descrição de onda e de princípio de interferência, sendo capaz de calcular o padrão de interferência de vários obstáculos e aberturas, e satisfatoriamente provar a propagação retilínea em meios isotrópicos. Mas muitos anos se passariam antes que essa teoria fosse realmente aceita.

É importante lembrar que em 1845, Michael Faraday (1791-1867) estabeleceu uma forte relação entre o eletromagnetismo e a luz quando descobriu que a direção da polarização da luz poderia ser alterada por um forte campo magnético aplicado a um meio. Mas só James Clerk Maxwell (1831-1879) conseguiu brilhantemente resumir e estender todo conhecimento empírico sobre o assunto em um conjunto sucinto e simétrico de equações e unir todos os conceitos.

Na tentativa de explicar e entender os anéis de Newton, padrão de interferência multicolorido gerado em filmes finos de ar entre dois prismas, ou de demonstrar a existência do Ether, surgiram várias técnicas interferométricas. O conceito do Ether foi abandonado depois que Albert Einstein (1879-1955) conceituou a teoria da relatividade Geral e a luz passou a ser aceita como uma onda que poderia propagar-se no vácuo, e que ela era quantizada formando pacotes de onda (partículas) chamados de fótons.

Muitos outros cientistas contribuiriam nessa área. Albert Abraham Michelson (1852-1931), Edward Williams Morley (1838-1923), Jules Henri Poincaré (1854-1912), Simeon-Denis Poisson (1781-1840), George Biddel Airy (1801-1892) e Charles Fabry (1867-1945) são apenas alguns dos nomes importantes [2].

## 1.1. Técnicas de interferometria óptica

Interferometria é a técnica de combinar duas ou mais ondas, que devem interferir entre si. Apesar do fenômeno de interferência ser muito geral, a palavra “interferometria” é aplicada em apenas um número pequeno de especialidades, que incluem metrologia, estudos de mecânica quântica (por exemplo, na interferência de nêutrons) e astronomia.

Um interferômetro funciona pelo princípio que duas ondas que coincidam com a mesma fase irão amplificar-se, interferir construtivamente, enquanto que se elas estiverem com fases opostas (diferentes em  $90^\circ$ ) irão se cancelar, interferir destrutivamente. Inicialmente, a maioria dos interferômetros utilizava fontes de luz branca, como no experimento de interferência de fenda dupla realizado por Young em 1805 [3], mas atualmente, pesquisadores utilizam lasers, e até mesmo o caráter ondulatório da matéria para construir interferômetros.

A interferometria óptica combina ondas de luz. Técnicas interferométricas são muito utilizadas quando se quer detectar ou medir parâmetros com alta resolução [4], podendo fazer uso de várias fontes luminosas. Nas seções seguintes iremos descrever um pouco sobre as diferentes fontes de luz, interferômetros e técnicas interferométricas.

### 1.1.1. Fontes de luz

Há muitos tipos de fontes de luz. As fontes mais comuns são as térmicas, como as lâmpadas incandescentes e a luz do sol. Essa luz é emitida por átomos quando em temperaturas muito altas, que em geral absorvem ou emitem luz com uma energia característica, o que produz “linhas de emissão”. Mas essa não é a única maneira de produzir emissão de luz. Algumas substâncias também emitem luz quando iluminadas por uma luz de energia maior, num processo chamado fluorescência, que é utilizado nas lâmpadas fluorescentes. A emissão pode ser espontânea, como nos LEDs (diodos emissores de luz), nas lâmpadas à gás e nas chamas de um átomo aquecido ao ponto de incandescer, ou pode ser estimulada, como o que acontece nos lasers. Diferentes fontes produzem radiação eletromagnética com diferentes características.

A coerência é uma propriedade das ondas que as permite de exibir a interferência. É também o parâmetro que quantifica a qualidade da interferência (grau de coerência). O grau de coerência é igual à visibilidade da interferência, medida de quão perfeitamente as ondas podem

cancelar-se devido à interferência destrutiva. A coerência entre duas ondas é uma medida da correlação entre elas, quantificada pela função de auto-correlação, medindo a habilidade de prever o valor da segunda onda conhecendo a primeira. A coerência pode ser temporal, espacial ou espectral, no nosso caso, iremos nos concentrar na coerência temporal.

A coerência temporal mede quão bem uma onda pode interferir com ela mesma em tempos diferentes. A diferença de tempo máximo na qual ainda existe correlação, ou seja, ainda é possível observar interferência, é definida como tempo de coerência. O comprimento de coerência é definido pela distância que a onda viaja durante o tempo de coerência. Há uma relação entre a coerência temporal de uma fonte e sua largura de banda espectral, quanto maior a largura espectral, menor será a coerência temporal. Uma fonte de luz incoerente é aquela na qual não é possível gerar interferência.

As fontes de luz também diferem no espectro eletromagnético que as compõem. Quando nos referimos a uma fonte de luz monocromática, geralmente dizemos que ela possui um único comprimento de onda, mas nenhuma fonte real de radiação eletromagnética é puramente monocromática. As fontes policromáticas possuem mais de uma cor, ou comprimento de onda, podendo ter espectro largo de comprimentos de onda, como a radiação emitida por um corpo negro, ou várias linhas finas, como a luz emitida por uma lâmpada de sódio.

As fontes mais monocromáticas são geralmente os lasers, portanto têm comprimento de coerência mais longo (até centenas de metros). Os diodos emissores de luz são menos monocromáticos do que os lasers, portanto seu comprimento de coerência é menor. Mas enquanto alguns lasers podem ter largura de banda com alguns décimos de nanômetros de espessura, outros podem ter larguras maiores que uma centena de nanômetros. Ou seja, nem todos os lasers são monocromáticos.

Um diodo emissor de luz (LED) é um dispositivo de semicondutor que se emite luz espacialmente incoerente e de espectro de frequências relativamente estreito, gerado por um efeito de eletroluminescência. A cor da luz depende da composição e da condição do material semicondutor usado, podendo variar do ultravioleta ao infravermelho. É possível modificar um LED para aumentar seu espectro, os diodos superluminescentes (SLD) possuem essa característica.

A luz do sol, que é o espectro total da radiação eletromagnética emitida por essa fonte de luz, é uma luz branca. Mas nem toda luz branca contém um espectro largo de comprimentos de onda. Podemos ter uma luz branca que é a combinação de várias linhas relativamente finas em comprimento de onda, efeito utilizado nos monitores e televisões tradicionais que utilizam o

sistema RGB (Red, Green & Blue – mistura entre o vermelho, verde e azul cria a impressão visual de branco). Uma luz branca de espectro largo teria comprimento de coerência muito pequeno (alguns micrometros).

### 1.1.2. Tipos de Interferômetros

O “pai” da interferometria óptica é sem dúvida Michelson. Ele recebeu o premio Nobel em 1907 “pelos seus instrumentos ópticos de precisão e pesquisas espectroscópicas e metrológicas” [5]. Suas contribuições para a interferometria entre 1880-1930 dominaram essa área com tanta intensidade que se acreditava que já se tinha feito tudo com interferometria óptica. No entanto, desde meados de 1970 o interesse nessa área reapareceu, principalmente devido aos desenvolvimentos tecnológicos. O mais importante foi o surgimento do laser, que tornou pela primeira vez possível a utilização de uma fonte de luz de alta intensidade com alto grau de coerência espacial e temporal. Os lasers removeram a maior parte das limitações dos interferômetros impostas pelas fontes térmicas, o que possibilitou o surgimento de vários dispositivos usando técnicas interferométricas.

Novas aplicações para os interferômetros também surgiram do uso de fibras ópticas. Esses dispositivos têm a vantagem que caminhos ópticos muito longos podem ser explorados em espaços pequenos. Somado a isso, os níveis de ruído são baixos, de tal forma que técnicas de detecção sofisticadas podem ser utilizadas para obter uma sensibilidade muito alta.

Algumas das aplicações atuais da interferometria óptica incluem medidas de distâncias, deslocamentos e vibrações, teste de componentes e de sistemas ópticos, estudo de estruturas volumétricas e de superfícies, estudo de fluxo de fluidos, medida de temperatura, pressão, campo elétrico e magnético, sensores de rotação e imagem estelar de alta resolução. Nas seções seguintes apresentaremos alguns tipos de interferômetros.

No estudo realizado para essa tese, foram utilizados interferômetros ópticos para testar e caracterizar componentes e sistemas ópticos, e para a geração de imagens tomográficas de tecidos biológicos. Os interferômetros utilizados são baseados primordialmente no interferômetro de Michelson-Morley, mas utilizando diferentes técnicas para detectar e processar os dados. Nessa seção descreveremos alguns exemplos de interferômetros, todos eles funcionam pelo mesmo princípio, apenas a geometria muda.

### 1.1.2.1. Interferômetro de Michelson e Morley

Um exemplo bastante comum é o interferômetro desenvolvido por Michelson e Morley em meados de 1880. Os elementos básicos desse interferômetro são: a fonte de luz, um detector, dois espelhos e um espelho semitransparente (divisor de feixes), montados de acordo com a figura 1.1.

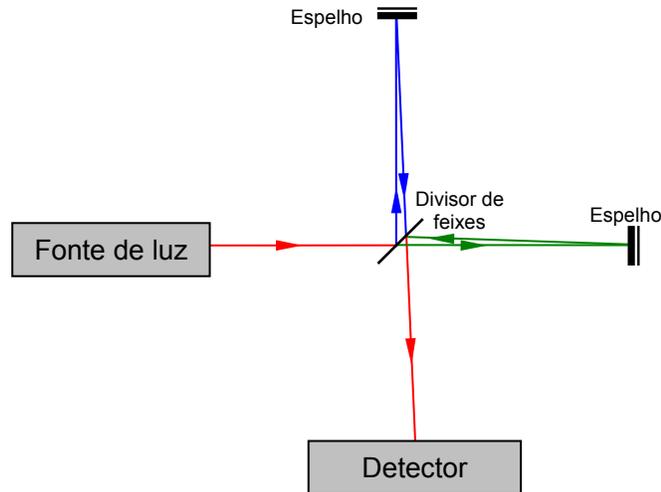


Figura 1. 1. Figura esquemática de um interferômetro de Michelson.

Há dois caminhos entre a fonte e o detector. No primeiro o feixe é refletido no divisor de feixes, vai até o espelho superior, reflete, atravessa o divisor de feixes e chega ao detector. No segundo, o feixe atravessa o divisor de feixes, vai até o espelho da direita, reflete, é refletido no divisor de feixes e chega até o detector. Se o caminho óptico (depende do índice de refração do material onde a luz se propaga) entre esses dois percursos for diferente por um número inteiro de comprimentos de onda, ocorrerá interferência construtiva e um grande sinal será detectado. Mas se a diferença entre os percursos for um número múltiplo de meio comprimento de onda, haverá interferência destrutiva e o sinal detectado será muito pequeno. Pode-se pensar inicialmente que estejamos violando o princípio de conservação da energia, mas a energia é conservada. Isso porque há uma redistribuição da energia no detector, na qual a energia das regiões de interferência destrutiva é redistribuída para a região de interferência construtiva. Além disso, note que existe uma fração da luz que volta para a fonte. Se observarmos a interferência gerada nesse braço do interferômetro, iremos notar que há uma diferença de fase de meio comprimento de onda. Dessa forma, quando a interferência é construtiva no detector ela é destrutiva na fonte, mantendo a soma constante. O efeito da interferência é alterar a divisão entre a luz refletida em direção ao detector e a restante que volta em direção a fonte.

O interferômetro mostrado na figura 1.1 foi utilizado no famoso experimento de Michelson-Morley que evidenciou fatos que comprovaram a teoria de relatividade especial. Na época quando esse experimento foi realizado, utilizava-se uma lâmpada (gás por descarga elétrica), um filtro e uma fenda (ou um “pinhole”) para se obter o padrão de interferência. O interferômetro de Michelson tem muitas outras aplicações, como por exemplo, na detecção de ondas gravitacionais.

### 1.1.2.2. Interferômetro de Mach-Zehnder

O interferômetro de Mach-Zehnder (nome dado em homenagem aos cientistas Ernst Mach e Ludwig Zehnder) é usado principalmente para determinar o deslocamento de fase causado por uma fina amostra colocada em das portas do interferômetro. Ele talvez seja o interferômetro mais utilizado em circuitos ópticos integrados.

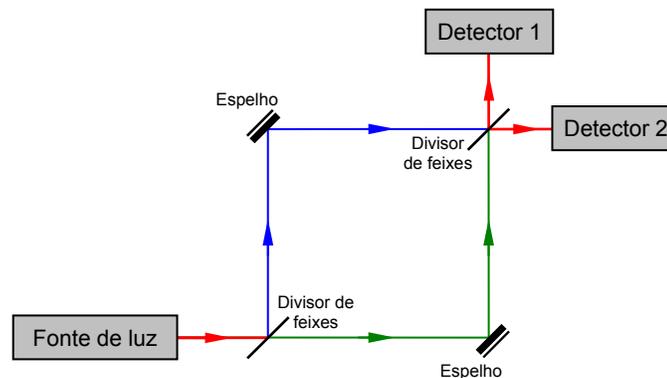


Figura 1. 2. Figura esquemática de um interferômetro de Mach-Zehnder.

Sua configuração consiste em dois divisores de feixe, dois espelhos completamente reflexivos e, usualmente, dois detectores, montados de acordo com a figura 1.2. Seu princípio de funcionamento é similar ao interferômetro Michelson. A radiação proveniente de uma fonte é colimada e dividida por um divisor de feixes. Os feixes divididos atravessam caminhos diferentes, são refletidos pelos espelhos e vão para um outro divisor de feixes. O padrão de interferência é observado, na saída 1 e/ou na saída 2, ao se variar a posição de um dos espelhos, levemente inclinando um dos divisores de feixe, ou introduzindo uma amostra.

A característica principal deste instrumento é que ao ser variada a diferença de caminhos ópticos é possível fazer com que a luz oscile entre uma e outra saída. Isto tem importância em comunicações ópticas porque possibilita alterar a direção de tráfego do sinal. Já no caso do interferômetro de Michelson, a luz ou vai para o observador, ou retorna para a fonte.

O interferômetro de Mach-Zehnder pode ser muito difícil de alinhar, porém sua alta sensibilidade proporciona seu uso em diversas aplicações. Ele é a base de uma grande variedade de dispositivos, como moduladores do RF, sensores e interruptores óticos (optical switches) [3, 4].

### 1.1.2.3. Interferômetro de Sagnac

O interferômetro de Sagnac utiliza uma configuração interferométrica na qual o feixe de luz é dividido e os dois feixes resultantes devem seguir trajetórias em sentidos opostos, formando um anel. No retorno ao ponto de entrada é permitido à luz sair do anel de tal maneira que um padrão de interferência é obtido. Na figura 1.3 mostramos uma possível configuração para esse interferômetro. Esse interferômetro pode ser construído com 3, 4 ou mais espelhos juntamente com um divisor de feixe, ou até mesmo utilizando-se fibra óptica e um acoplador. Na configuração de Sagnac, a posição das franjas da interferência é dependente da velocidade angular do sistema. Esta dependência é causada porque a rotação diminui o tamanho efetivo de uma trajetória enquanto aumenta o outro.

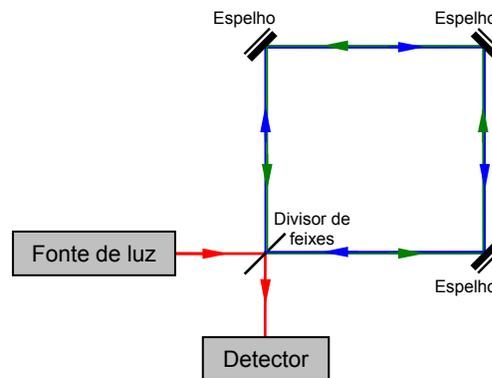


Figura 1. 3. Figura esquemática de um interferômetro de Sagnac.

Um interferômetro de Sagnac foi usado por Albert Michelson e por Henry Gale para determinar a velocidade angular da terra. Ele também pode ser utilizado na navegação como um giroscópio, geralmente utilizando fibra óptica. Esse tipo de sensor à fibra óptica tem fornecido, nos últimos anos, uma boa solução para aplicações que necessitam de alta resolução de medida de velocidade angular, principalmente, por apresentarem características de alta sensibilidade, imunidade a interferências eletromagnéticas e tamanho e peso reduzidos.

Sensores de rotação à fibra óptica são utilizados em aeronaves, veículos espaciais, satélites, mísseis, navios, brocas petrolíferas e em automóveis.

#### 1.1.2.4. Interferômetro de Fabry-Pérot

O dispositivo inventado por Charles Fabry e Alfred Pérot é utilizado geralmente para medidas de comprimentos de onda com alta precisão e para o estudo da estrutura fina de linhas espectrais. Um interferômetro deste tipo consiste essencialmente de dois espelhos paralelos com alta refletividade, de vidro ou quartzo, ou por um material transparente com duas superfícies refletoras. Os espelhos podem ser planos ou esféricos, mas estando alinhados para se obter o contraste de franjas máximo. O espectro transmitido por esse dispositivo é função do comprimento da onda utilizado, exibindo picos de transmissão que correspondem às ressonâncias do interferômetro. Se a distância entre as placas puder ser variada mecanicamente, o dispositivo é chamado interferômetro, mas se as placas forem fixas o termo usado é *etalon*. Na figura 1.4 estão representados o *etalon* e o interferômetro. Nela também está representada a intensidade transmitida por esses dispositivos em função da diferença de fase, que depende do ângulo de entrada (no caso do etalón) ou da posição do espelho (interferômetro), o contraste entre as franjas depende da qualidade dos espelhos, na figura representados espelhos com 20% e 90% de refletividade.

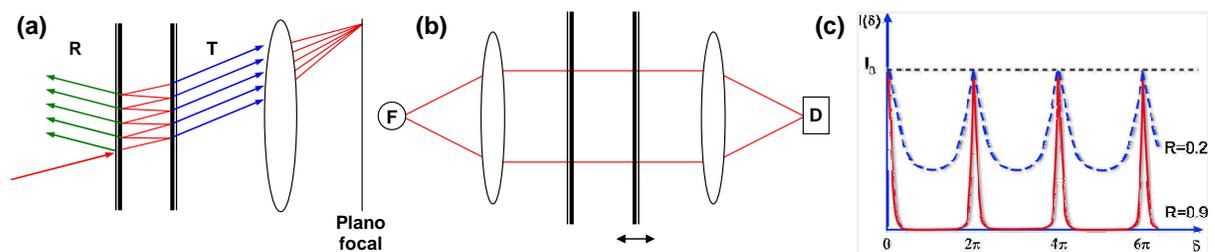


Figura 1. 4. Figura esquemática de (a) um etalón (R – feixes refletidos e T – transmitidos); (b) um interferômetro de Fabry-Pérot (F – fonte e D – detector); (c) Intensidade na saída desses sistemas em um ponto, onde  $\delta$  é a diferença de fase para espelhos com refletividades diferentes.

Os *etalons* são muito utilizados em telecomunicações, lasers e espectroscopia para controlar e medir o comprimento de onda da luz. Avanços na fabricação permitiram construir interferômetros Fabry-Pérot sintonizáveis de alta precisão. Ele também é o tipo mais comum de cavidade usada na construção de lasers.

### **1.1.3. Tipos de Interferometria**

Dependendo da fonte de luz e da aplicação, técnicas interferométricas diferentes podem ser aplicadas. Nessa seção vamos falar um pouco sobre duas delas.

#### **1.1.3.1. Interferometria coerente**

A interferometria coerente utiliza fontes de luz coerente, como os lasers de largura de linha estreita. Com eles é possível gerar padrão de interferência mesmo com um grande atraso entre os feixes, ou seja, grande diferença entre os caminhos ópticos das portas do interferômetro. A interferência é capaz de medir com muita precisão (nanômetros) pequenas diferenças entre as portas (topologia) e é capaz de recuperar a fase do sinal.

Um dos métodos mais populares para recuperar a fase é deslocando a fase de uma das portas do interferômetro com um transdutor piezoeletrico (PZT). Modificando o tamanho do caminho de referência por um número conhecido de fases (mínimo de três) é possível recuperar a fase do sinal da interferência, com  $2\pi = \lambda/2$ . A interferometria coerente sofre de um problema de ambigüidade em  $2\pi$ : isto é, se entre quaisquer duas medidas a fase interferométrica saltar por mais do que  $2\pi$  a medida da fase estará incorreta.

As aplicações da interferometria coerente são muitas. A medida do perfil de superfícies nanométricas, microfluidics, stress mecânico/tensão e velocimetria são algumas delas.

#### **1.1.3.2. Interferometria de baixa coerência**

O interferômetro de baixa coerência utiliza uma fonte de luz de baixa coerência temporal, assim como a luz branca (por exemplo, LED/SLD, lâmpada de halogênio) ou lasers de grande largura de banda. O padrão de interferência será observado somente quando a diferença entre os caminhos ópticos nas duas portas do interferômetro for menor que o comprimento de coerência da fonte de luz.

O benefício principal da interferometria de baixa coerência é que não sofre ambigüidade em  $2\pi$ , como na interferometria coerente. Conseqüentemente, ele é bastante apropriado para medir o perfil de superfícies ásperas e com mudanças de tamanho bruscas. A resolução axial

do sistema é determinada pelo comprimento de coerência da fonte de luz e é tipicamente na escala do micrômetro. Na figura 1.5 estão representados os padrões de interferência obtidos por uma fonte coerente (a), como no caso da interferometria coerente, e por uma fonte de baixa coerência (b).

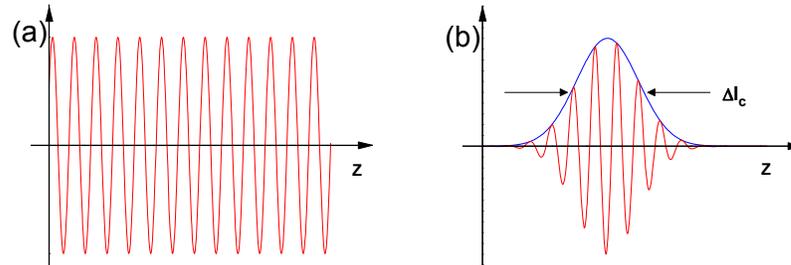


Figura 1. 5. Padrão de interferência em função da diferença entre os caminhos ópticos nas duas portas do interferômetro ( $z$ ): (a) para uma fonte coerente e (b) para uma fonte de baixa coerência. O período de oscilação é de  $\lambda/2$  e  $\Delta l_c$  é o comprimento de coerência da fonte.

A tomografia por coerência óptica é uma técnica médica para a geração de imagens baseada no interferômetro de baixa coerência. As reflexões subsuperficiais da luz são analisadas para gerar uma visualização (imagem) tomográfica da amostra.

Ambos os experimentos descritos nesta tese baseiam-se no interferômetro de Michelson. A primeira técnica a ser abordada será a refletometria óptica coerente no domínio das frequências, descrita no capítulo 2, que utiliza um espelho fixo e uma fonte de luz com frequência variável, o sinal é detectado em um fotodiodo e é tomada a sua transformada de Fourier. A segunda técnica é a tomografia por coerência óptica, ela será abordada de duas formas. A primeira, descrita no capítulo 3, utiliza uma fonte de luz de baixa coerência (banda larga), um oscilador local móvel e o sinal é detectado em um fotodetector. Na segunda, descrita no capítulo 4, é utilizada uma fonte de baixa coerência, um oscilador local fixo e o sinal é detectado no domínio de Fourier, utilizando-se uma grade de difração e um CCD (arranjo de fotodetectores).

## 1.2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências

A resolução espacial em sistemas de refletometria óptica no domínio do tempo (OTDR – optical time domain reflectometry), onde o sistema é sondado por pulsos curtos de luz, pode ser melhorada encurtando os pulsos temporalmente e alargando seu espectro. Entretanto, isso resulta no aumento do ruído e conseqüentemente na diminuição da escala dinâmica (troca bem conhecida entre a escala dinâmica e a resolução espacial). Para resolver este problema, técnicas alternativas ao OTDR foram e estão sendo desenvolvidas. Atualmente existem várias variações da técnica de OTDR e cada uma delas tem vantagens e desvantagens, o que determina a sua utilização [6-9].

Uma das alternativas é a refletometria óptica no domínio das frequências (OFDR – optical frequency-domain reflectometry), em que o sinal de prova é uma onda óptica com frequência modulada continuamente [10]. Em contraste ao OTDR, a escala dinâmica dos sistemas de OFDR não depende da resolução espacial. Isso faz com que ela tenha o potencial para conseguir alta resolução espacial sem que haja perda da escala dinâmica. A combinação desta técnica com o esquema de detecção coerente tem uma vantagem adicional, a sensibilidade elevada. Podemos obter sensibilidades de -100 dB e resolução espacial da ordem do milímetro.

A técnica de refletometria óptica coerente no domínio das frequências (COFDR – coherent optical frequency-domain reflectometry) é uma ferramenta muito poderosa para medir e caracterizar componentes ópticos (amplificadores ópticos, isoladores, entre outros) ativos e passivos, devido a sua característica intrínseca de ser não destrutiva e ter alta sensibilidade e resolução [10-14]. Largamente utilizada em telecomunicações, ela é utilizada para medir ganho distribuído [15-18], ou até mesmo caracterizar um amplificador completamente, incluindo seus isoladores e emendas [14, 19, 20].

COFDR é uma técnica interferométrica comparável ao radar de onda contínua de frequência modulada (FMCW – frequency modulated continuous wave). A amostra a ser analisada pode conter irregularidade que espalham a luz, funcionando como pequenos refletores de baixa intensidade. O objetivo da medida é determinar a posição espacial e a refletividade dessas irregularidades, com alta resolução e sensibilidade. Para isso utiliza-se um interferômetro tipo Michelson, onde a amostra é colocada em uma das portas e na outra é colocado um espelho de referência, que neste caso é fixo. A fonte de luz é espacialmente

coerente, com uma banda estreita e sintonizável continuamente em uma região de comprimentos de onda estabelecido.

Para COFDR, a fonte de luz é um elemento muito importante, pois influencia fortemente na resolução espacial e na escala da medida. Para alta resolução espacial precisamos de uma fonte altamente coerente que seja, simultaneamente, varrida linearmente em frequência, em uma ampla região espectral, e que tenha fase-contínua. No entanto, as fontes reais não são perfeitamente coerentes, produzindo ruído de fase, o que limita o desempenho do sistema. Há uma limitação na distância máxima, tal que as reflexões discretas ainda possam ser medidas, também ocorre uma diminuição na escala dinâmica entre o sinal refletido e o nível do ruído de fase quando a distância aumenta. Por muito tempo, a falta de fontes apropriadas era o que impedia o uso mais amplo dessa técnica. Avanços tecnológicos em laser de semicondutor e em lasers de fibra permitiram a sua aplicação prática [21]. O uso de diodos laser com cavidade externa em fibra permitiu o aumento do comprimento de coerência e conseqüentemente no limite das distâncias medidas, para centenas de metros [22, 23].

### 1.2.1. Princípios básicos do COFDR

A técnica de COFDR é baseada na detecção e análise do sinal de batimento produzido pela interferência entre uma reflexão de referência e o sinal refletido, ou retro-espalhado, vindo de vários pontos do dispositivo que está sendo testado, quando a frequência do sinal é varrida linearmente. É feita uma análise de Fourier do sinal de batimento gerado, o que permite a visualização de picos de intensidade correspondentes a certas frequências. Devido à forma de modulação do laser, cada frequência corresponde a um ponto distinto no dispositivo [11, 14]. Dessa forma, analisa-se o que ocorre em cada ponto do dispositivo, sem que para isso tenhamos que cortá-lo. A idéia básica do COFDR pode ser explicada usando o diagrama ilustrado na figura 1.6 [24].

A luz CW gerada por um laser de diodo altamente coerente é varrida lentamente e linearmente em torno da frequência central e acoplada no interferômetro de Michelson de fibra. A porta de referência é terminada por um espelho (oscilador local) e a porta de teste é acoplada à fibra a qual se quer medir. O atraso temporal entre o sinal refletido pelo espelho de referência e o sinal retroespalhado por um elemento arbitrário  $dx$ , na posição  $x$  na fibra, é  $\tau = 2x/v_g$ , onde  $v_g$  é a velocidade de grupo no núcleo da fibra. Para a detecção coerente, ambos os sinais são

misturados no detector. Durante o atraso  $\tau$ , a frequência óptica varrida linearmente muda por  $\Omega = \tau [d\omega/dt]$ . Esta diferença de frequência pode ser observada no sinal detectado usando o analisador de espectros óptico. Sua frequência  $\Omega$  determina a posição  $x$  na fibra e sua amplitude é proporcional ao coeficiente de retroespalhamento local e à potência óptica, que é proporcional ao fator  $e^{-2\alpha x}$  que descreve a atenuação do sinal na distância  $x$ , onde  $\alpha$  é o coeficiente de absorção. Executando a transformada de Fourier do sinal detectado, pode-se simultaneamente observar as ondas retroespalhadas por todos os pontos ao longo da fibra sob o teste [24]. Devido à linearidade da varredura de frequências, o sinal de batimento gerado é proporcional à distância entre o oscilador local e o ponto de reflexão no dispositivo, enquanto a intensidade da reflexão é dada pelo quadrado da amplitude do sinal de batimento, que é proporcional ao campo elétrico da luz refletida. A análise de Fourier do sinal de batimento permite a visualização de vários picos em frequências de batimento distintas, as curvas obtidas são similares às obtidas com a técnica de OTDR com a diferença da escala ser em frequência ao invés de tempo.

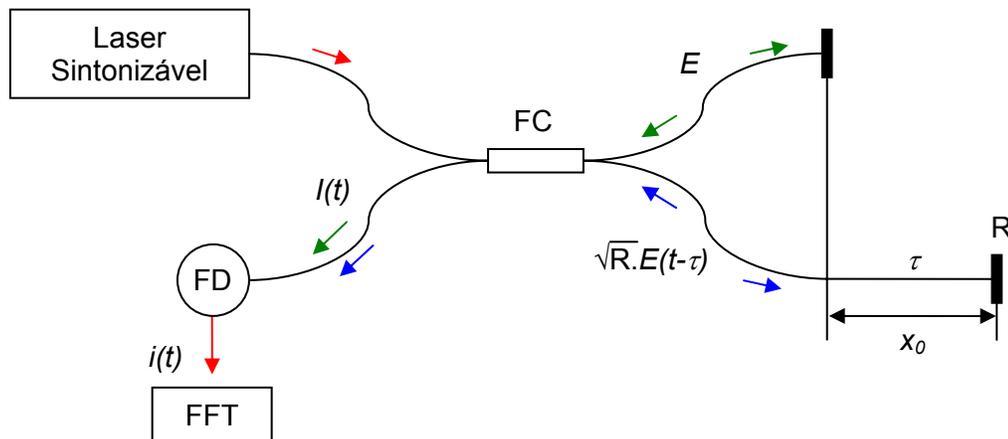


Figura 1. 6. Diagrama simplificado do COFDR. FC - acoplador de fibra, FD - fotodetector.

É importante lembrar que, devido aos lasers reais possuírem ruído de fase, há limitações nas medidas o que diminui a resolução espacial e limita o comprimento máximo em que as medidas podem ser realizadas. Além disso, diminui também a fração da fibra em que o retroespalhamento e as fortes reflexões de Fresnel podem ser simultaneamente medidas. Outras fontes de limitações para essa técnica são: a não-linearidade na varredura de frequência óptica do laser de sinal; mode hopping da fonte de luz; os efeitos de polarização; e o ruído na intensidade óptica da fonte [25, 26].

As características que a técnica de COFDR possui fazem com que ela seja muito interessante na caracterização de vários componentes ópticos. Sensibilidades extremamente

altas podem ser obtidas, de tal forma que essa técnica permite a caracterização de componentes ópticos de alto desempenho de uma forma fácil, rápida, precisa e não destrutiva. Em nossa pesquisa aplicamos COFDR com o objetivo principal de medir o ganho distribuído nos amplificadores à fibra dopada com túlio que construímos. Pela análise dos resultados obtidos utilizando-se esquemas de bombeamentos diferentes, foi possível entender melhor o papel de cada laser de bombeamento no processo de amplificação. Com o auxílio dessa técnica, construímos um protótipo otimizado desse amplificador. Ela será descrita em mais detalhes no capítulo 2.

### 1.3. Tomografia por coerência óptica - TCO

A tomografia por coerência óptica (TCO), cuja sigla em inglês é OCT (Optical Coherence Tomography) é uma técnica interferométrica, não-invasiva para a geração de imagens tomográficas ópticas, permitindo penetrações da ordem de milímetros (aproximadamente 2-3 mm no tecido biológico) com resolução axial e lateral de micrometros. A técnica foi demonstrada pela primeira vez em 1991 com resolução axial de  $\sim 30 \mu\text{m}$ . Desde então, com a introdução de fontes luz de grande largura de banda (que emitem luz sobre uma faixa de comprimentos de onda de  $\sim 100 \text{ nm}$ ), foi possível melhorar bastante a resolução axial. Atualmente, ela tem sido aceita como uma técnica de geração de imagens tomográficas de alta qualidade, especialmente na oftalmologia e em outras aplicações biomédicas.

Tomografia por coerência óptica é uma extensão bi-dimensional da refletometria no domínio óptico coerente (OCDR – optical coherence domain reflectometry). OCDR foi originalmente desenvolvido como uma técnica de alta resolução para medir e caracterizar componentes ópticos [27, 28]. Em OCDR, o atraso da luz refletida pelas estruturas internas da amostra, em uma volta completa, é medido por interferometria de baixa coerência. A resolução longitudinal dessa técnica é limitada pelo comprimento de coerência da fonte de luz. Isso significa que uma grande variedade de fontes luminosas, compactas e relativamente baratas, podem ser utilizadas para construir um sistema de OCDR, obtendo resolução longitudinal de alguns micrometros. Mesmo antes do desenvolvimento do OCDR, vários outros métodos eram utilizados, mas eles possuíam uma resolução relativamente baixa, ou eram muito complexos [6, 12, 29]. Métodos de refletometria óptica no domínio do tempo, baseados em pulsos laser ultra-curtos e técnicas de correlação cruzada não-linear, são outra maneira de se obter resoluções

menores que 10  $\mu\text{m}$ , mas eles são bem mais caros e bem mais complicados, se comparados aos OADR [30, 31]. Esses são bem mais simples e oferecem, pelo menos, o mesmo grau de resolução e sensibilidade. Nesses sistemas é possível obter resoluções menores que 10  $\mu\text{m}$  e alcance dinâmico de 120 dB (sensibilidade a reflexões  $10^{-12}$  vezes menos que a intensidade do feixe incidente) [32].

O desenvolvimento do OADR está em grande parte ligado ao rápido avanço das tecnologias dos diodos luminescentes e das fibras ópticas. Usualmente, os sistemas OADR utilizam diodos super-luminescentes (SLD – superluminescent diodes) ou diodos emissores de luz (LED – light emitting diodes) como fontes de luz. Essas fontes de luz, compactas e confiáveis, possuem alta luminescência e boa coerência espacial. Sua ampla largura espectral torna possível a alta resolução obtida em OADR. Com os atuais avanços na tecnologia dos diodos, é possível obter maiores intensidades, espectros mais largos e em vários comprimentos de onda. O rápido desenvolvimento das fibras ópticas também tornou viáveis as fibras monomodo, alta qualidade e mais baratas, e os acopladores ópticos utilizados. A fibra óptica simplifica o casamento do modo transversal, parâmetro muito importante na construção desses sistemas.

Com alta resolução e potencial para gerar imagens de seção transversal, TCO [33] transformou-se numa técnica promissora de geração de imagens biomédicas. Ela é perfeita para aplicações em oftalmologia e para a geração de imagens de tecidos que requerem resolução de micrômetros e a profundidade de penetração de milímetros. TCO tem vantagens sobre outros sistemas de geração de imagem médica como o ultra-som, as imagens de ressonância magnética (MRI) e a microscopia confocal, que não permitem a geração de imagens morfológicas do tecido. Os dois primeiros têm pouca resolução e o último tem pouca penetração [34, 35].

A tomografia por coerência óptica é baseada no interferômetro de baixa coerência [36, 37], ou no interferômetro de luz branca, descrito pela primeira vez por Sir Isaac Newton. A interferometria de baixa coerência também pode ser utilizada na caracterização de dispositivos como fibras ópticas e guias de onda [27, 28, 32], mas seu uso mais promissor é na caracterização de tecidos biológicos. A primeira aplicação biológica dessa técnica foi para a medida da espessura do olho [37]. Desde então ela tem sido largamente estudada e várias versões demonstradas [38, 39].

Em um sistema de TCO, a luz é dividida por dois caminhos: o da amostra e o de referência (geralmente um espelho). A combinação da luz retroespalhada pela amostra e a luz da referência, gera um padrão de interferência, mas somente se a luz de ambos os caminhos

viajou a “mesma” distância óptica (“mesmo” significando uma diferença menor que o comprimento de coerência). Fazendo a varredura do espelho de referência, um perfil da refletividade da amostra pode ser obtido (TCO no domínio do tempo). As áreas da amostra mais refletoras criarão uma interferência mais intensa. Qualquer luz que tenha atraso maior que o comprimento de coerência não interferirá. Este perfil de refletividade é chamado *A-scan*, e contém informação sobre a dimensão e posição axial das estruturas dentro da amostra. Uma imagem tomográfica de seção transversal (*B-scan*) pode ser obtida combinando-se uma série de varreduras axiais (*A-scan*). A geração de imagem *en fase* (*C-scan*) em uma profundidade específica é possível variando a posição da amostra com relação ao feixe de prova.

### 1.3.1. Princípios básicos da tomografia óptica

A técnica de tomografia por coerência óptica é baseada na detecção e análise do sinal de interferência produzido entre uma reflexão de referência e o sinal refletido, ou retro-espalhado, vindo de vários pontos do dispositivo que está sendo testado. A interferometria mede o campo do feixe óptico, ao invés da intensidade. Se duas ondas forem combinadas, seus campos são somados, ao invés da intensidade, dessa forma se produz interferência.

O princípio de operação da TCO é a interferometria de baixa coerência. Uma montagem típica para esse sistema, figura 1.7, consiste em um interferômetro (tipicamente o de Michelson) com uma fonte de luz de baixa coerência, grande largura espectral. A luz é dividida nas portas de referência e amostra e depois recombinada no detector.

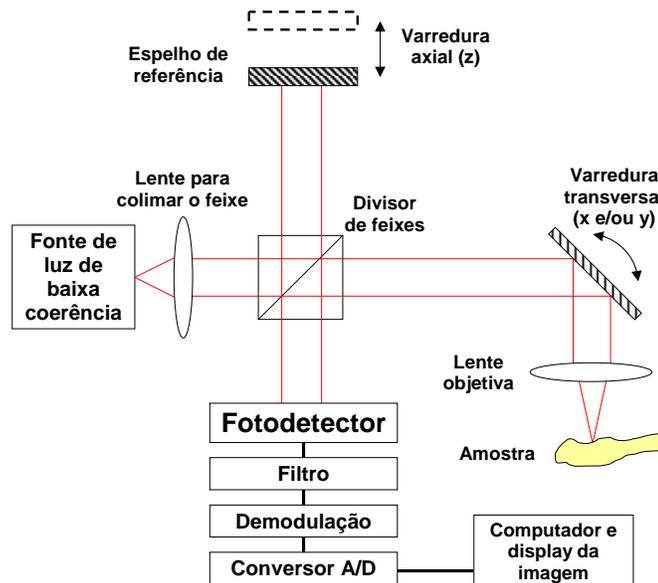


Figura 1. 7. Montagem típica para um experimento de TCO para um ponto. Fazendo a varredura do feixe de luz na amostra é possível fazer de forma não-invasiva imagens de seções transversais da amostra com até 3 mm de profundidade com resolução de micrometros.

A onda incidente, ao passar por um divisor de feixes ou espelho semitransparente, é dividida entre o feixe de referência e o feixe de sinal, de medida. O primeiro reflete no espelho de referência, enquanto o feixe de medida é refletido, ou retro-espalhado, no objeto que se quer fazer a imagem. Eles são recombinados no divisor de feixes e interferem. A saída do interferômetro é a soma dos campos eletromagnéticos vindos da referência e do objeto, ou tecido biológico. O detector mede a intensidade do feixe de saída, que é proporcional ao quadrado dos campos. Se a diferença entre a distância que a luz percorre na porta de

referência e a distância que ela percorre na de medida for menor que o comprimento de coerência da fonte de luz, será possível observar interferência entre as ondas, variando a posição do espelho de referência. O interferômetro mede a autocorrelação dos campos da luz, gerando uma “imagem” unidimensional do objeto, em profundidade (*A-scan*). Dessa forma é possível localizar reflexões vindas do objeto, ou tecido biológico, com a precisão do comprimento de coerência da luz. Para gerar uma imagem bidimensional, a posição do objeto ou do feixe de medida pode ser variada.

As características que a tomografia óptica possui, fazem com que ela seja muito interessante para gerar imagens de estruturas delgadas como os tecidos biológicos. A resolução, dependente da fonte de luz, pode ser muito alta e sensibilidades extremamente altas podem ser obtidas, de tal forma que ela permite a geração de imagens de alta resolução, de forma fácil, rápida, precisa e não destrutiva. Em nossas pesquisas, aplicamos TCO com o objetivo principal de gerar imagens de tecidos biológicos, dentes e retina. Pela análise dos resultados obtidos foi possível demonstrar que TCO é uma técnica promissora no diagnóstico médico. Para a odontologia, mostramos a utilidade da tomografia óptica no diagnóstico de lesões em dentes humanos, *in vitro*, descrita em mais detalhes no capítulo 3. Para oftalmologia, mostramos como ela é uma ferramenta poderosa no diagnóstico e acompanhamento de lesões e doenças da retina, apresentamos medidas *in vivo* em humanos e em ratos. Ela será descrita em mais detalhes no capítulo 4.

## Referências do capítulo 1

1. Hecht, E., *Optics. Cap 1 - A Brief History*, in Addison-Wesley world student series, 3a ed. 1998, Reading, Mass.: Addison-Wesley p. 1-7.
2. Connes, P., *From Newtonian Fits to Wellsian Heat Rays - the History of Multiple-Beam Interference*. Journal of Optics-Nouvelle Revue D Optique, 1986. **17**(1): p. 5-28.
3. Hecht, E., *Optics. Cap 9 - Interference*, in Addison-Wesley world student series, 3a ed. 1998, Reading, Mass.: Addison-Wesley p. 377-428.
4. Hariharan, P., *Optical Interferometry*. Reports on Progress in Physics, 1991. **54**(3): p. 339-&.
5. Michelson, A. A. (1907) *The Nobel Prize in Physics*. Disponível em: [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1907/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1907/).
6. Barnoski, M. K. e Jensen, S. M., *Fiber Waveguides - Novel Technique for Investigating Attenuation Characteristics*. Applied Optics, 1976. **15**(9): p. 2112-2115.
7. Zoboli, M. e Bassi, P., *High spatial resolution OTDR attenuation measurements by a correlation technique*. Applied Optics, 1983. **22**(23): p. 3680-3681.
8. Nazarathy, M., Newton, S. A., et al., *Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer*. Journal of Lightwave Technology, 1989. **7**(1): p. 24-38.
9. Jasenek, J. e Cermak, O., *Photon-Counting Fiber Reflectometer with Correction of Measured Data*. ELEKTROTECHNICKY CASOPIS, 1994. **45**: p. 469-469.
10. Glombitza, U. e Brinkmeyer, E., *Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides*. Lightwave Technology, Journal of, 1993. **11**(8): p. 1377-1384.
11. Eickhoff, W. e Ulrich, R., *Optical Frequency-Domain Reflectometry in Single-Mode Fiber*. Applied Physics Letters, 1981. **39**(9): p. 693-695.
12. Ghafoorishiraz, H. e Okoshi, T., *Optical Frequency-Domain Reflectometry*. Optical and Quantum Electronics, 1986. **18**(4): p. 265-272.
13. Mussi, G., Gisin, N., et al., *-152.5 dB sensitivity high dynamic-range optical frequency-domain reflectometry*. Electronics Letters, 1996. **32**(10): p. 926-927.
14. von der Weid, J. P., Passy, R., et al., *On the characterization of optical fiber network components with optical frequency domain reflectometry*. Lightwave Technology, Journal of, 1997. **15**(7): p. 1131-1141.
15. von der Weid, J. P., Passy, R. e Gisin, N., *Coherent reflectometry of optical fiber amplifiers*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1997. **9**(9): p. 1253-1255.
16. von der Weid, J. P., Dal Forno, A. O., et al. *Distributed-gain and optimum length of erbium-doped fibre amplifiers*. in *24th European Conference on Optical Communication*. 1998. Madrid, Spain, 1: p. 603-604 vol.1.
17. Wegmuller, M., Oberson, P., et al., *Distributed gain measurements in Er-doped fibers with high resolution and accuracy using an optical frequency domain reflectometer*. Lightwave Technology, Journal of, 2000. **18**(12): p. 2127-2132.
18. Costa e Silva, M. B., Carvalho, M. T., et al., *Distributed-gain measurements in S-band TDFA by coherent optical frequency domain reflectometry*. Electronics Letters, 2002. **38**(14): p. 729-730.
19. Passy, R., Gisin, N. e Von der Weid, J. P., *High-sensitivity-coherent optical frequency-domain reflectometry for characterization of fiber-optic network components*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1995. **7**(6): p. 667-669.

20. von der Weid, J. P., Passy, R., et al., *Return loss measurements of WDM filters with tunable coherent optical frequency-domain reflectometry*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1997. **9**(11): p. 1508-1510.
21. Passy, R., Gisin, N., et al., *Experimental and theoretical investigations of coherent OFDR with semiconductor laser sources*. Lightwave Technology, Journal of, 1994. **12**(9): p. 1622-1630.
22. von der Weid, J. P., Passy, R. e Gisin, N., *Mid-range coherent optical frequency domain reflectometry with a DFB laser diode coupled to an external cavity*. Lightwave Technology, Journal of, 1995. **13**(5): p. 954-960.
23. Oberson, P., Huttner, B., et al., *Optical frequency domain reflectometry with a narrow linewidth fiber laser*. Photonics Technology Letters, IEEE, 2000. **12**(7): p. 867-869.
24. Jasenek, J. (2005) *The theory and application of fiber optic sensors with spread parameters*. THEIERE thematic network (2000-2005), Cap 5 - Optical Frequency-Domain Reflectometry (OFDR) Disponível em: [http://www.eaeeie.org/theiere\\_bratislava/5-1.html](http://www.eaeeie.org/theiere_bratislava/5-1.html).
25. Passy, R., Gisin, N. e von der Weld, J. P., *Mode Hopping noise in Coherent FMCW Reflectometry*. Electronics Letters, 1992. **28**(23): p. 2186.
26. Sorin, W. V. e Heffner, L., *Polarization independent interferometric coherence-domain reflectometry*. 1993: U. S. Patent 95 202 745.
27. Youngquist, R. C., Carr, S. e Davies, D. E. N., *Optical Coherence-Domain Reflectometry: a New Optical Evaluation Technique*. Optics Letters, 1987. **12**(3): p. 158-160.
28. Takada, K., Yokohama, I., et al., *New Measurement System for Fault Location in Optical Wave-Guide Devices Based on an Interferometric-Technique*. Applied Optics, 1987. **26**(9): p. 1603-1606.
29. Kubota, T., Nara, M. e Yoshino, T., *Interferometer for Measuring Displacement and Distance*. Optics Letters, 1987. **12**(5): p. 310-312.
30. Fujimoto, J. G., Desilvestri, S., et al., *Femtosecond Optical Ranging in Biological-Systems*. Optics Letters, 1986. **11**(3): p. 150-152.
31. Stern, D., Lin, W. Z., et al., *Femtosecond Optical Ranging of Corneal Incision Depth*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 1989. **30**(1): p. 99-104.
32. Gilgen, H. H., Novak, R. P., et al., *Submillimeter optical reflectometry*. Lightwave Technology, Journal of, 1989. **7**(8): p. 1225-1233.
33. Huang, D., Swanson, E. A., et al., *Optical Coherence Tomography*. Science, 1991. **254**(5035): p. 1178-1181.
34. Drexler, W., Morgner, U., et al., *Ultrahigh-resolution ophthalmic optical coherence tomography*. Nature Medicine, 2001. **7**(4): p. 502-507.
35. Kaufman, S. C., Musch, D. C., et al., *Confocal microscopy A report by the American Academy of Ophthalmology*. Ophthalmology, 2004. **111**(2): p. 396-406.
36. Born, M., Wolf, E. e Bhatia, A. B., *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7th (expanded) ed. 1999, Cambridge England ; New York: Cambridge University Press. xxxiii, 952.
37. Fercher, A. F., Menedoht, K. e Werner, W., *Eye-Length Measurement by Interferometry with Partially Coherent-Light*. Optics Letters, 1988. **13**(3): p. 186-188.
38. Clivaz, X., Marquisweible, F., et al., *High-Resolution Reflectometry in Biological Tissues*. Optics Letters, 1992. **17**(1): p. 4-6.
39. Schmitt, J. M., Knuttel, A. e Bonner, R. F., *Measurement of Optical-Properties of Biological Tissues by Low-Coherence Reflectometry*. Applied Optics, 1993. **32**(30): p. 6032-6042.

TÉCNICAS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA, APLICADAS À MEDICINA, ODONTOLOGIA E  
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.

## **Capítulo 2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências aplicada às comunicações ópticas**

Os meios de comunicação, como internet, governam o nosso mundo atual, e a constante demanda pelo aumento na taxa de transmissão de informações exige que novas técnicas sejam exploradas. Parte deste trabalho dedica-se ao estudo de novas alternativas no desenvolvimento de dispositivos para aumentar a banda de transmissão de dados. Entre os dispositivos necessários para tornar possível a transmissão de dados em longas distâncias, destacam-se os amplificadores ópticos, responsáveis pela compensação das perdas por transmissão. A técnica interferométrica conhecida como refletometria óptica coerente no domínio das frequências é muito eficiente na caracterização de componentes ópticos, e foi adaptada para a caracterização de perdas ou ganho distribuídos em amplificadores ópticos.

Neste capítulo, iremos descrever esta técnica, baseada no interferômetro de Michelson, derivada do radar de onda contínua de frequência modulada. Como esta técnica foi estudada e aplicada na minha dissertação de mestrado [1], o texto apresentado é uma adaptação do que foi descrito anteriormente, reproduzido de forma a não haver necessidade de recorrer à referência [1]. Neste capítulo, descreveremos os amplificadores ópticos à fibra dopada com túlio (AFDT) que foram desenvolvidos e caracterizados nos nossos laboratórios.

## 2.1. Avanços em comunicações ópticas

Em qualquer sistema de transmissão de dados, seja por meio de elétrons, ondas de rádio ou luz, o que possibilita que a informação seja levada a longas distâncias (centenas ou milhares de quilômetros) são os regeneradores eletrônicos ou opto-eletrônicos e os amplificadores ópticos. A maioria dos sistemas atuais de comunicações utiliza amplificadores ópticos para amplificar o sinal de luz transmitido em fibras ópticas. Essa é uma tecnologia relativamente nova, criada no final da década de 1980. Com o surgimento dos lasers de semicondutores, na mesma década, operando em torno de 1550 nm a transmissão de dados em fibra óptica tornou-se possível. Essa é a região espectral onde as perdas nas fibras de sílica são mínimas e a distância máxima entre os repetidores poderia chegar até 70 km. Eram utilizados lasers de semicondutor de InGaAsP modificados, operando com até 4 Gb/s, mas até então o sinal era convertido eletronicamente antes de ser amplificado. Só com a construção e desenvolvimento do amplificador de Érbio (1987-1989), permitindo a amplificação totalmente óptica, que a transmissão de dados utilizando-se fibras se tornou economicamente eficiente.

A amplificação totalmente óptica do sinal aumentou um pouco a distância entre os repetidores e juntamente com o advento da transmissão de vários canais numa única fibra (WDM, wavelength division multiplexing), houve um aumento muito grande na capacidade de transmissão de dados [2, 3]. Na década de 1990, com o desenvolvimento do amplificador à fibra dopada com Érbio (ADFE), tornou-se possível a utilização de amplificadores ópticos em sistemas comerciais. A banda de transmissão conhecida como banda-C (banda convencional), além de ser a região onde o amplificador de érbio atua, coincide com a região de mínimo de perdas nas fibras de sílica. Com a confirmação de que poderiam ser colocados vários canais numa mesma fibra sem haver perda de informação, surgiram os sistemas WDM e DWDM (dense wavelength division multiplexing) usados hoje [3, 4]. Na prática, foi o surgimento do AFDE que viabilizou os sistemas WDM. Atualmente, os sistemas comerciais utilizados operam em taxas de transmissão até 40Gb/s, com 60 a 80 km de distância entre os amplificadores. O máximo, até hoje, em taxa de transmissão de dados foi obtido em 2001, em um sistema de laboratório operando a uma taxa de 10 Tb/s [5, 6].

Um dos grandes desafios atuais nos sistemas de comunicações ópticas é aumentar a capacidade de transmissão de dados, criando um sistema mais eficiente. O que leva a enfrentar vários desafios científicos e tecnológicos. A largura de banda do amplificador, a dispersão do modo de polarização e a transferência de informação entre canais são só algumas limitações

ópticas, além de vários efeitos não-lineares que podem ocorrer no limite de taxas de repetição muito altas (centenas de Gb/s). Um dos caminhos possíveis para aumentar a capacidade dos sistemas é aumentar a banda de transmissão de dados.

Aumentar a largura de banda utilizada significa explorar outras regiões do espectro, desenvolvendo amplificadores ópticos para compensar as perdas. É possível ter amplificadores que utilizam processos Raman [7, 8] ou paramétricos [7, 9], amplificadores com terras raras [10-12] e até mesmo semicondutores amplificadores [13]. A região desejada é a que tem comprimentos de onda um pouco maiores (banda L – 1560 nm até 1620 nm) e um pouco menores (banda S – 1460 nm até 1530 nm) que a banda C (1530 nm até 1560 nm), pois as perdas na fibra de sílica ainda são consideravelmente baixas.

A próxima fronteira para os amplificadores ópticos é a banda S (1460 a 1530 nm), já que as bandas L e C já fazem parte dos sistemas comerciais atuais. A banda S é adjacente à banda C (1530 a 1565 nm), determinada pelo AFDE padrão, com comprimentos de onda um pouco menores. Os amplificadores mais promissores para essa região são os amplificadores Raman e os amplificadores à fibra óptica dopada com túlio (AFDT). Alguns experimentos pioneiros já utilizaram alguns desses amplificadores para transmitir dados, a taxa extremamente alta, em fibras monomodo [14].

A largura espectral definida pela banda S (70 nm) é duas vezes maior que a da banda C (35 nm), o que dá mais que o dobro em unidades de frequência. Isso é uma clara indicação que, para amplificar toda banda com uniformidade de ganho, seria necessário o uso de dois amplificadores [15]. Os amplificadores Raman [16] e os amplificadores à fibra óptica dopada com túlio, os campeões em desempenho para essa região, podem ser combinados para fazer um amplificador híbrido [17], assim como é feito com o AFDE. Mas outras novas alternativas também estão sendo desenvolvidas, incluindo um amplificador de érbio para banda S [18-21].

Como mencionado anteriormente, uma alternativa para amplificação na banda S são os amplificadores à fibra dopada com túlio (AFDT). Os AFDT de melhor desempenho possuem pico de ganho em 1470 nm e ganho alto suficiente para terem uso prático numa banda > 30 nm. Eles são usualmente bombeados com lasers de fibra de itérbio (1050 nm). Amplificadores, comerciais, de túlio possuem ganho de 25 dB para pequenos sinais e figura de ruído abaixo de 7 dB. O ganho desses dispositivos cai rapidamente para comprimentos de onda maiores que 1485 nm, deixando metade da banda S (1485- a 1530 nm) sem amplificação [15].

Uma das maneiras de preencher essa região é modificando o AFDT. Experimentos descritos na literatura [22, 23] mostram como a curva de ganho do AFDT pode ser deslocada para amplificar a região de 1480-1510 nm. Uma das maneiras é utilizar fibras com alta

dopagem, concentrações em torno dos 6000 ppm (partes por milhão) [24]. A alta concentração de íons de túlio aumenta a interação íon-íon, o que muda as probabilidades de transição e torna possível a diminuição da inversão de população, necessária para amplificar em comprimentos de onda maiores. Outra maneira de deslocar a curva de ganho, para comprimentos de onda maiores e aumentar a eficiência do amplificador é usar dois bombeamentos distintos [25]. A idéia é modificar o nível de inversão de população fazendo um dos lasers coincidir com a transição do fundamental para o nível mais baixo, ou mais alto de amplificação.

A mais nova alternativa para amplificadores para a banda S é o AFDE com supressão da emissão espontânea acima de 1530 nm. Com o AFDE é possível amplificar comprimentos de onda menores que 1530 nm, mas é muito difícil obter ganho, pois é necessário um nível de inversão de população muito alto, o que usualmente provoca uma grande amplificação da emissão espontânea (ASE – Amplifying Stimulated Emission). Bombeando em 0,98  $\mu\text{m}$  e suprimindo a emissão espontânea, para comprimentos de onda maior que 1530 nm, é possível construir um AFDE para a banda S. Há basicamente duas formas de se fazer isso, pode-se usar vários estágios de fibra dopada com érbio (FDE) separados por filtros para supressão da ASE [18], ou pode-se construir uma FDE especial que introduz perdas para comprimentos de onda maiores que 1530 nm [19, 20], mostrando amplificação entre 1480 nm e quase 1530 nm, com 34 dB de pico de ganho.

## 2.2. Amplificador à fibra dopada com túlio

O túlio é um elemento da série dos Lantanídeos (terra rara), um metal sólido à temperatura ambiente cujo número atômico é 69. Ele tem camadas eletrônicas internas incompletas, o que proporciona várias propriedades interessantes. Quando presente em um vidro ou cristal adequado e for excitado com a energia correta, pode fluorescer, permitindo o desenvolvimento de lasers e amplificadores, já que é possível obter inversão de população entre certos níveis energéticos.

Para utilizar os íons de túlio em comunicações ópticas, temos que solucionar dois problemas que, em princípio, impedem que haja amplificação eficiente entre os níveis  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ , níveis de interesse onde há emissão de fótons na banda S. O primeiro está relacionado ao vidro hospedeiro, que tem que ter fônons de baixa energia e o segundo é relacionado aos tempos de vida dos níveis envolvidos no processo. A figura 2.1 mostra um diagrama com os níveis de energia mais baixos do estado 4f do íon trivalente de túlio em fibras fluoradas, com a indicação dos comprimentos de onda correspondentes à absorção do estado fundamental (AEF) e de estado excitado (AEE) originada nos níveis  ${}^3\text{F}_4$  e  ${}^3\text{H}_4$  para cada nível.

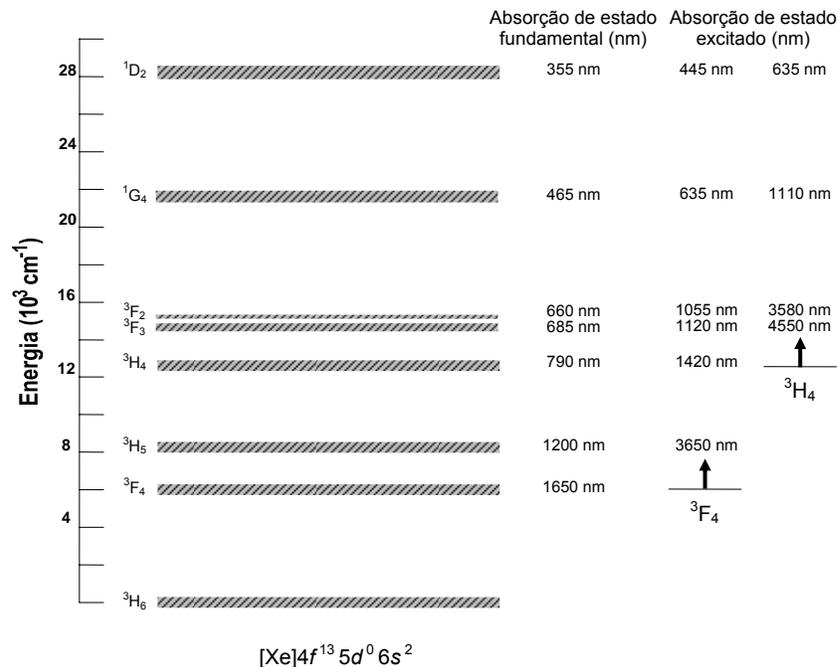


Figura 2. 1. Diagrama dos níveis de energia mais baixos do estado 4f do íon  $\text{Tm}^{3+}$  em fibras fluoradas, com a indicação dos comprimentos de onda correspondentes à absorção do estado fundamental e de estado excitado originada nos níveis  ${}^3\text{F}_4$  e  ${}^3\text{H}_4$  para cada nível.

Os íons  $Tm^{3+}$  quando excitados para o nível  $^3H_4$  podem relaxar rapidamente para o  $^3H_5$ , que está logo abaixo dele com um gap de energia da ordem de  $4400\text{ cm}^{-1}$ , por um processo não radiativo de emissão multifonônica. Dessa forma, vidros como a sílica, cuja energia do fônon é da ordem de  $1100\text{ cm}^{-1}$ , não podem ser usados como hospedeiros para os íons de túlio em alguns lasers e amplificadores, pois seus fônons são facilmente emitidos fazendo com que o tempo de vida desse nível seja muito rápido,  $\sim 20\text{ }\mu\text{s}$ . A alternativa é usar vidros fluorados, tais como ZBLAN, cuja energia do fônon é da ordem de  $500\text{ cm}^{-1}$  [26, 27]. É possível puxar fibras de vidros ZBLAN ( $ZrF_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}_3$ ), mas infelizmente elas não são compatíveis com as fibras de sílica, usadas em comunicações ópticas. É muito difícil trabalhar com elas, pois além de higroscópicas (sensíveis à água), sua dureza é muito menor se comparada com a da sílica, fazendo com que quebrem mais facilmente. Elas têm ponto de fusão bem mais baixo ( $\sim 450^\circ\text{C}$ ) que a sílica e queimam facilmente se a luz não for acoplada corretamente [28]. Para facilitar o trabalho, é preciso emendar as fibras dopadas com túlio (FDT) com fibras de sílica padrão. As técnicas para fazer essas emendas ainda não são totalmente dominadas, mas alguns grupos de pesquisa já o fazem e vendem o módulo pronto [29]. Mesmo as emendas sendo de qualidade abaixo da desejada, elas permitem que as fibras ZBLAN sejam utilizadas mais facilmente [30]. Outra solução é procurar por um vidro de silicato, compatível com as fibras padrão usadas em comunicações ópticas, onde seja possível diminuir a energia do fônon [31, 32].

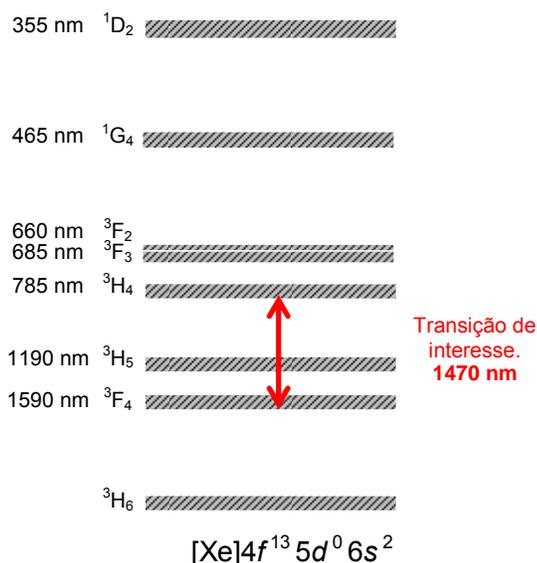


Figura 2. 2. Diagrama dos níveis de energia mais baixos do estado 4f do íon trivalente de túlio em fibras fluoradas.

Nos íons de túlio, o sistema de amplificação é de quatro níveis e o tempo de vida do nível de amplificação superior é mais curto que o do nível inferior. A figura 2.2 mostra um diagrama dos níveis de energia do túlio, e indica a transição energética de interesse. Também não há absorção do estado fundamental (AEF) para o sinal, pois os níveis envolvidos no processo (ressonantes) são excitados. O nível superior ( ${}^3H_4$ ) tem tempo de vida da ordem de 1 ms e o nível inferior ( ${}^3F_4$ ), 10 ms, ou seja, não há inversão de população se o íon for excitado diretamente para  ${}^3H_4$  (que corresponde a 800 nm) ou para  ${}^3F_3$ - ${}^3F_2$  (675 nm). Devido a isso, a transição  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  é chamada “self-terminating”. Para contornar esse problema, utiliza-se um processo de conversão ascendente de frequência [33] ou tenta-se diminuir o tempo de vida do nível inferior, co-dopando a fibra com outros íons de terras raras, como  $Tb^{3+}$  e  $Ho^{3+}$  [34]. Ambas as técnicas permitem inversão de população e, conseqüentemente, ganho no sistema.

Há outras duas transições que competem com  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  (1470 nm). A primeira é entre  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ , que emite fótons em torno de 800 nm, e a outra é entre  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$ , que emite em 2300 nm. A probabilidade de emissão para as transições de 800-, 1470- e 2300 nm é 0,89, 0,08 e 0,03, respectivamente. Como a probabilidade de emissão estimulada é proporcional à de emissão espontânea, espera-se que o espectro de ganho em 1470 nm seja saturado pela ASE em 800 nm.

Mesmo com esses problemas, é possível construir AFDT eficientes, atuando entre 1450 nm e 1490 nm e com alto ganho e baixo ruído. Diferentemente do AFDE, não há absorção do estado fundamental ( ${}^3H_6$ ) para o comprimento de onda do sinal, o ADFT é transparente para o sinal se o bombeamento estiver desligado. Com relação aos tempos de vida dos estados envolvidos, usualmente utiliza-se um processo de bombeamento por conversão ascendente, absorção de dois fótons seqüenciais, no qual ao mesmo tempo em que o nível superior é excitado, o nível inferior é de-populado. Na prática, um alto nível de potência de bombeamento é necessário para manter este processo eficiente. Com relação ao decaimento por emissão multifonônica para o próximo nível mais baixo ( ${}^3H_5$ ), são utilizados vidros fluorados, que tem baixa energia de fônon, onde concentrações de túlio até 8000 ppm são facilmente incorporadas.

São vários os esquemas possíveis de bombeamento para os AFDT. Pode ser utilizado apenas um comprimento de onda (em torno de 1050 nm ou 1410 nm) ou uma combinação de dois comprimentos de onda (1050+1550 nm, 1410+1550 nm, 1410+1240 nm e 1410+800 nm são alguns dos esquemas descritos na literatura). Nas seções seguintes apresentaremos alguns desses esquemas.

### 2.2.1. Esquemas de duplo bombeamento

O AFDT já foi testado com vários esquemas de bombeamento, todos eles fazendo uso de processos de absorção de dois fótons, com apenas um comprimento de onda ou com dois. Para esquemas com apenas um laser de bombeamento podem ser utilizados dois lasers diferentes, 1050 nm ou 1410 nm. Os esquemas que foram testados inicialmente utilizavam um laser próximo de 1050 nm [33, 35, 36]. O esquema que utiliza 1410 nm foi descrito na literatura bem depois [37]. A figura 2.3 mostra de forma simplificada o processo de excitação do íon  $Tm^{3+}$  no esquema de 1050 nm (a) e de 1410 nm (b).

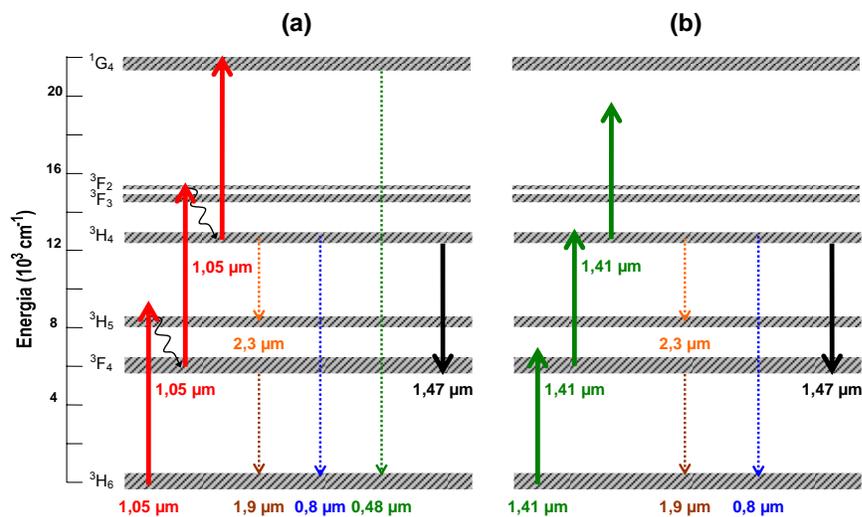


Figura 2. 3. Esquema de níveis simplificado do íon de túlio em vidro ZBLAN para os esquemas de bombeamento com (a) 1050 nm e (b) com 1410 nm. Mostra também a transição de amplificação (1470 nm) e as transições que competem com ela (setas pontilhadas).

Nos dois casos ocorre a absorção não simultânea de dois fótons. O primeiro fóton excita o íon para o nível  ${}^3F_4$ , o segundo fóton popula o nível  ${}^3H_4$ . Essa absorção de estado excitado (AEE) reduz a população em  ${}^3F_4$  e aumenta a de  ${}^3H_4$ , invertendo população. Devido à AEF ser baixa tanto para 1050 nm como para 1410 nm, apenas alguns íons são excitados ao nível superior e participam do processo de amplificação. Isso faz com que nenhum desses dois métodos seja muito eficiente, sendo necessária alta potência de bombeamento para atingir ganhos da ordem de 20 dB. A figura 2.4 mostra o espectro de absorção do íon de  $Tm^{3+}$  em vidros ZBLAN. Nota-se o quão pequena é a AEF para esses comprimentos de onda. Estão indicados na figura os níveis correspondentes a cada pico de absorção (AEF).

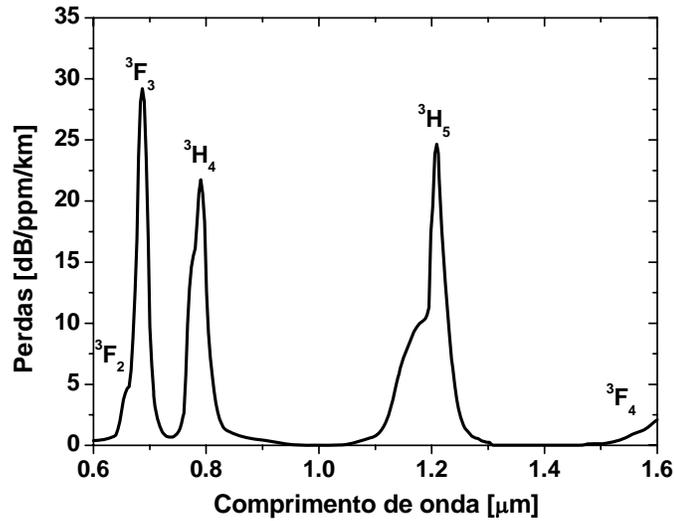


Figura 2. 4. Espectro de absorção de uma fibra ZBLAN dopada com  $Tm^{3+}$ . [33, 38]

No esquema de 1050 nm, um fóton de bombeamento é absorvido e promove o íon ao nível  ${}^3H_5$ , este rapidamente decai para o nível metaestável  ${}^3F_4$ , por relaxação multifonônica. O íon é então re-excitado, por AEE de outro fóton de bombeamento, para  ${}^3F_2$ - ${}^3F_3$ , por estarem tão próximos podem ser entendidos como um único nível, novamente o íon relaxa não radiativamente, indo para  ${}^3H_4$ . É então formada a inversão de população entre os níveis  ${}^3F_4$  e  ${}^3H_4$ . Devido à seção de choque de AEE para 1050 nm ser bem maior (o pico é em torno de 1055 nm) que a seção de choque de AEF (figura 2.3), a densidade de população em  ${}^3F_4$  é baixa e a inversão de população é quase total. Nesse esquema de bombeamento ainda há outra AEE, do nível  ${}^3H_4$  para o nível  ${}^1G_4$ , que reduz a inversão de população entre  ${}^3F_4$  e  ${}^3H_4$ , o pico dessa absorção é em torno de 1110 nm.

Na prática, a ASE em 800 nm, que é a emissão de maior probabilidade, é suprimida nesse processo, pois a seção de choque de AEF para 1050 nm é muito baixa, o que deixa muita população no nível fundamental. O sistema emite fótons em todos os outros comprimentos de onda indicados com setas pontilhadas na figura 2.3(a), mas não há a amplificação significativa de nenhum deles.

No esquema com 1410 nm o processo de conversão ascendente é praticamente o mesmo, com a diferença de que não há AEE a partir do nível  ${}^3H_4$ , pois o fóton de bombeamento ( $\sim 7100 \text{ cm}^{-1}$ ) não tem energia suficiente para alcançar o gap de energia ( $\sim 8900 \text{ cm}^{-1}$ ). A AEF de um fóton de 1410 nm excita o íon diretamente para o nível  ${}^3F_4$ . O segundo fóton re-excita para  ${}^3H_4$ . Devido ao fato que a seção de choque de AEE para 1410 nm ser bem maior (o pico é em

torno de 1420 nm) que a seção de choque de AEF, a densidade de população em  ${}^3F_4$  é baixa e é também obtido um alto nível de inversão de população.

Devido à AEF ser muito baixa, em ambos os casos, é necessária alta potência de bombeamento para produzir amplificação do sinal na banda S. Ou seja, nos AFDT com um único laser de bombeamento a eficiência de conversão de potência (PCE, sigla para power conversion efficiency) é relativamente baixa. Muitas técnicas para aumentar a PCE têm sido propostas onde se utiliza um segundo laser auxiliando a AEF. Define-se PCE como:

$$PCE = \frac{P_{\text{sinal}}^{\text{saída}} - P_{\text{sinal}}^{\text{entrada}}}{P_{\text{bombeamento}}^{\text{total}}}, \quad (2.1)$$

onde  $P_{\text{sinal}}^{\text{entrada}}$  é a potência, em watts, do sinal de entrada no amplificador,  $P_{\text{sinal}}^{\text{saída}}$  é a do sinal amplificado, que sai do amplificador, e  $P_{\text{bombeamento}}^{\text{total}}$  a potência total de bombeamento.

O segundo laser pode auxiliar promovendo população para o nível inferior de amplificação,  ${}^3F_4$ , ou diretamente para o nível superior,  ${}^3H_4$ . No primeiro caso, é possível um maior controle do nível de inversão de população, dessa forma é também possível deslocar o espectro de amplificação. Nas seções seguintes iremos falar um pouco mais sobre esses esquemas de bombeamento.

### 2.2.1.1. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível ${}^3F_4$

Ambos os esquemas, com 1050 nm ou com 1410 nm, produzem um alto nível de inversão de população, mas para deslocar a banda de amplificação é necessário modificar o nível de inversão de população entre os níveis  ${}^3F_4$  e  ${}^3H_4$ . Para isso, várias técnicas vêm sendo propostas e testadas. Essas técnicas podem ser separadas em dois grupos principais.

O primeiro utiliza fibras com alta dopagem de íons de túlio. Deslocamento da banda de amplificação de 1450 -1490 nm para 1480 -1510 nm e eficiência de conversão maior que 40% já foram descritos utilizando esta técnica [37], na qual, o deslocamento da banda de emissão ocorre devido a uma interação íon-íon e a fibra é dopada com concentrações de túlio maiores que 4000 ppm. Quando os íons estão muito próximos uns dos outros ocorre um processo não radiativo de transferência de energia, resultado da alta concentração, chamado relaxação cruzada. A relaxação cruzada é um fenômeno onde íons de  $Tm^{3+}$  no estado excitado  ${}^3H_4$  transferem sua energia para um vizinho no estado fundamental, dessa forma ambos os íons ficam no estado excitado  ${}^3F_4$ . Isso é equivalente a aumentar a população do nível  ${}^3F_4$ , nível de

amplificação mais baixo, mudando o nível de inversão de população e deslocando a curva de ganho.

O segundo grupo utiliza dois lasers de bombeamento com comprimentos de onda diferentes ao mesmo tempo na fibra [39]. Com o uso de apenas um bombeamento não é possível deslocar a banda de amplificação, pois o nível de inversão de população é quase total, tornando o espectro de ganho igual ao espectro da seção de choque de emissão [40]. A seção de choque de absorção é em geral maior que a seção de choque de emissão em comprimentos de onda menores [23]. Isso pode ser verificado ao se comparar os espectros de absorção e emissão para a transição  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ , que são centrados, respectivamente, em 1410 nm e 1470 nm [41]. Dessa forma, o espectro de ganho pode ser deslocado para comprimentos de onda maiores, que são favorecidos nesse processo, quando a população em  ${}^3\text{F}_4$  não for desprezível, mas geralmente, são necessárias fibras mais longas para a operação eficiente com ganho deslocado.

Em sistemas tal como os descritos anteriormente, a adição de um segundo laser, chamado bombeamento de estado fundamental, resolve o problema da baixa AEF. Há várias propostas de esquemas com duplo bombeamento. A primeira utiliza um laser na região de 1550 nm juntamente com o laser de 1050 nm ou 1410 nm, mas várias outras foram testadas. Todas elas se mostraram bastante eficientes, se comparadas com esquemas de bombeio único.

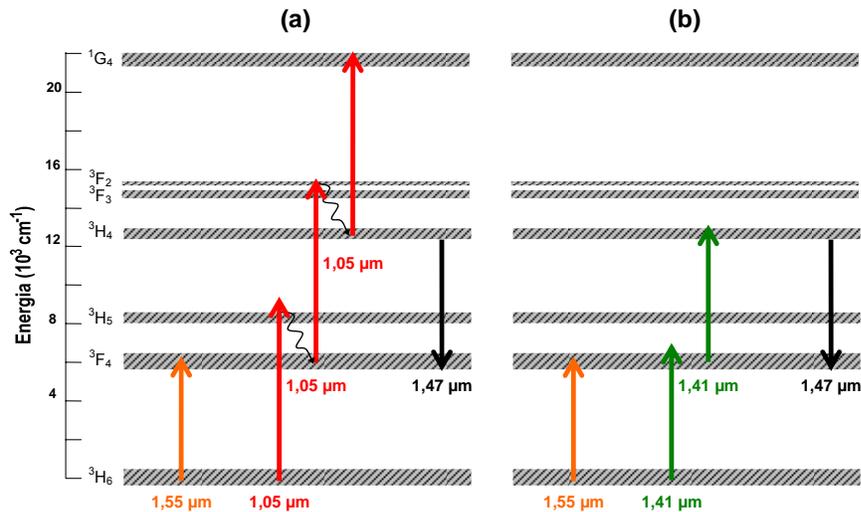


Figura 2. 5. Esquema de bombeamento com dois comprimentos de onda:

(a) 1550 + 1050 nm e (b) 1550 + 1410 nm.

A figura 2.5 mostra o diagrama de níveis de energia para  $\text{Tm}^{3+}$  com esquemas de bombeamento com 1550 nm em associação com (a) 1050 nm ou (b) 1410 nm. Neles, quando é

utilizada pouca potência de 1550 nm, o número de íons excitados aumenta, aumentando o ganho do AFDT, pois a seção de choque de absorção para 1550 nm é no mínimo uma ordem de grandeza maior, se comparada com a de 1050 nm ou 1410 nm. Com maiores potências, a população em  $^3F_4$  aumenta, deslocando a banda de amplificação para comprimentos de onda maiores [23].

Experimentos publicados comparam esses dois esquemas de duplo bombeamento, mostrando que é possível obter maior eficiência de conversão utilizando-se 1410 nm. Isso ocorre devido ao ganho em 1050 nm estar limitado pela AEE do nível  $^3H_4$  para o  $^1G_4$ , apesar das seções de choque de AEE para 1050 nm ( $^3F_4 \rightarrow ^3F_{2,3}$ ) e 1410 nm ( $^3F_4 \rightarrow ^3H_4$ ) terem valores comparáveis. Mesmo a figura de ruído sendo maior para o esquema com 1410 nm (< 6 dB), é com ele que se consegue o maior deslocamento da curva de ganho para comprimentos de onda maiores. No entanto, se for necessário amplificar a região abaixo de 1475 nm é mais apropriado o uso do esquema com 1050 nm [39, 42].

Os esquemas de bombeamento duplo descritos acima ainda sofrem com a baixa AEF. O espectro de absorção do nível  $^3H_6$  para  $^3F_4$  é centrado em 1650 nm, dessa forma, o bombeamento em 1550 nm se localiza no final da banda de absorção, mas sua seção de choque ainda é bem maior que as de 1050 nm e de 1410 nm. Usando-se 1240 nm, ao invés de 1550 nm, esse problema é resolvido. A figura 2.6 mostra o diagrama de níveis de energia para  $Tm^{3+}$  com esquemas de bombeamento com 1240 nm em associação com 1410 nm [43].

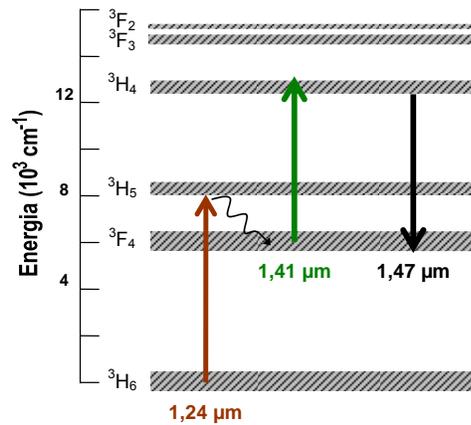


Figura 2. 6. Esquema de bombeamento com dois comprimentos de onda: 1240 + 1410 nm.

O efeito do laser de bombeamento em 1240 nm é o mesmo do laser em 1550 nm, mas obtendo maior eficiência de AEF. Em ambos os casos, é preciso controlar muito bem a potência desse segundo bombeamento, pois se for muito alta, vai aumentar demais a população em  $^3F_4$  e vai comprometer o desempenho do AFDT, tanto em potência como em ruído.

### 2.2.1.2. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3H_4$

Outra técnica de duplo bombeamento surgiu para aumentar a AEF, garantindo que a população em  $^3F_4$  ficasse bem baixa. Nesse esquema não é possível deslocar a banda de amplificação, mas a eficiência de conversão de potência aumenta e a figura de ruído continua baixa (< 6 dB). O primeiro esquema relatado utiliza 800 nm em associação com 1410 nm [44]. O segundo esquema, desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa durante o período do mestrado, utiliza 800 nm em associação com 1050 nm [45]. Ambos os esquemas apresentam alta eficiência de conversão, que em alguns casos pode exceder 50%.

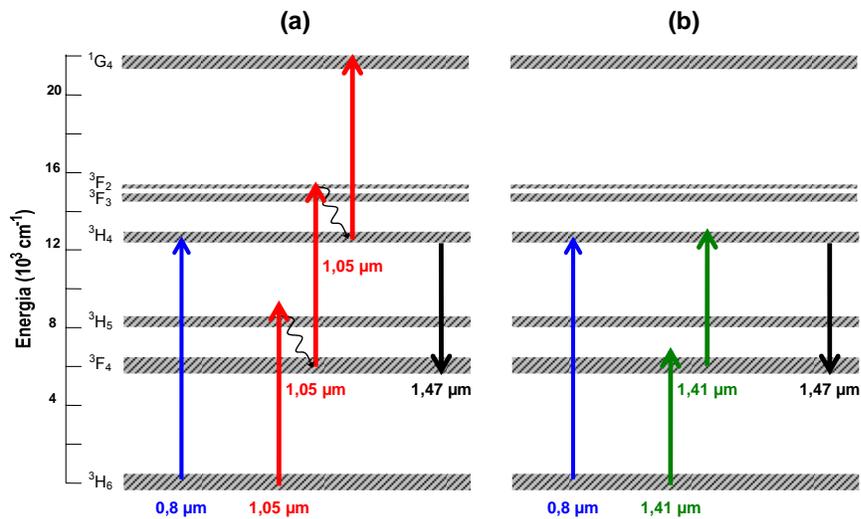


Figura 2. 7. Esquema de bombeamento com dois comprimentos de onda:  
(a) 800 + 1050 nm e (b) 800 + 1410 nm.

A figura 2.7 mostra o diagrama de níveis de energia para  $Tm^{3+}$  com esquemas de bombeamento com 800 nm em associação com (a) 1050 nm ou (b) 1410 nm. Nesses esquemas, o laser de bombeamento em 800 nm é utilizado para popular, com muita eficiência, o nível  $^3H_4$  e o bombeamento de conversão ascendente (1050- ou 1410 nm), além de tirar população de  $^3F_4$ , também popula o nível superior de amplificação. Nesses casos não há o deslocamento da banda de amplificação, beneficiando a inversão de população quase total do sistema.

### 2.3. Ganho distribuído - COFDR

Em comunicações ópticas, é muito importante caracterizar a todos os componentes ópticos utilizados e reduzir às perdas, principalmente às de retorno (reflexões). As reflexões e os efeitos de “crosstalk” (troca de informação entre canais) podem interferir nas propriedades de modulação de lasers e, devido à interferência óptica entre duas ondas não correlacionadas, podem também aumentar o ruído do sistema. Em amplificadores ópticos os problemas podem ser ainda maiores, as reflexões podem realimentar o meio de ganho e fazer com que o sistema comece a funcionar como um laser, diminuindo drasticamente a eficiência do dispositivo.

Além da técnica convencional de medida da reflexão óptica no domínio do tempo, há muitas outras técnicas para medir as perdas de componentes ópticos. Detecção direta da luz espalhada na reflexão, contagem de fótons por refletometria óptica no domínio do tempo (OTDR – optical time domain reflectometry), refletometria óptica de baixa coerência e refletometria óptica no domínio de frequências, são algumas delas. Essas últimas são mais vantajosas, em comparação com OTDR, em termos de sensibilidade e resolução espacial [46, 47].

Outro parâmetro crítico na otimização dos amplificadores de fibra é a escolha do comprimento da fibra, que depende principalmente da potência de bombeamento, mas também de outros fatores como eficiência de acoplamento dos sinais e do bombeamento, em sistemas WDM, das perdas das emendas, entre outros. Essa escolha é usualmente feita por cálculos baseados em modelos teóricos, mas esse procedimento depende da existência de algum modelo teórico preciso, que já tenha sido cuidadosamente comprovado experimentalmente. No caso dos AFDE usados comercialmente para amplificação da banda C, esse modelo existe e é suficiente para tal, mas para os amplificadores para a banda S os modelos existentes estão muito longe de serem os ideais [48]. Existem métodos experimentais para a escolha do comprimento de fibra ótimo (método de corte), mas eles exigem que a fibra seja cortada, medindo-se o ganho em cada situação até encontrar o comprimento onde o ganho é máximo. No caso do AFDT é preciso um método melhor, dado a falta de modelos teóricos totalmente adequados e do altíssimo custo das fibras ZBLAN dopadas com túlio.

A técnica chamada refletometria óptica coerente no domínio das frequências (COFDR – coherent optical frequency domain reflectometry) é uma ferramenta muito poderosa para medir ganho-distribuído e caracterizar componentes ópticos, devido a sua característica intrínseca de ser não destrutiva e ter alta sensibilidade e resolução [46, 47, 49]. Medidas de ganho-distribuído

foram realizadas na banda C com essa técnica [50, 51] que também pode ser aplicada para caracterizar um amplificador completamente, incluindo seus isoladores e emendas [49, 52]. Essa técnica era restrita à banda C em um comprimento de onda fixo, principalmente devido às características de coerência do laser utilizado como feixe de prova, que precisa ter largura de banda relativamente estreita e que possa ter seu comprimento de onda variado, mantendo essa coerência.

Durante o período do mestrado, essa técnica foi utilizada para caracterizar o ADFT desenvolvido em nossos laboratórios [30, 53]. O nosso grupo foi o primeiro a aplicar essa técnica para a banda S, além disso, com a possibilidade da sintonia do sinal. Em nossos laboratórios, essa é uma ferramenta de caracterização rotineira. Hoje em dia, há poucos grupos trabalhando com essa técnica [54-56], e com a maior disponibilidade de lasers de diodo e dispositivos, ela pode ser aplicada em várias outras faixas de comprimento de onda [57].

### 2.3.1. Experimento

Em COFDR, a frequência óptica de um laser é linearmente varrida e acoplada na porta de entrada (1) de um acoplador 50%-50%, figura 2.8. A reflexão Fresnel do conector da porta (2) dá a reflexão de referência (OL – oscilador local), também pode ser utilizado um espelho, e a porta (3) é acoplada ao dispositivo que se quer testar. Os sinais refletidos pela referência e pelo dispositivo são combinados na porta (4) e a interferência produzida por eles é analisada em um analisador de espectros de transformada rápida de Fourier (fast Fourier transform – FFT). Devido à linearidade da varredura de frequências, o sinal de batimento gerado é proporcional à distância entre o oscilador local e o ponto de reflexão no dispositivo, enquanto a intensidade da reflexão é dada pelo quadrado da amplitude do sinal de batimento, que é proporcional ao campo elétrico da luz refletida. A análise de Fourier do sinal de batimento permite a visualização de vários picos em frequências de batimento distintas, as curvas obtidas são similares às obtidas com a técnica de OTDR, com a diferença da escala ser em frequência ao invés de tempo. Na medida, o analisador de espectros FFT é programado para utilizar a janela Blackmann-Harris (BMH) [47], para minimizar distorções nas curvas (efeitos de “scalloping” e bandas laterais).

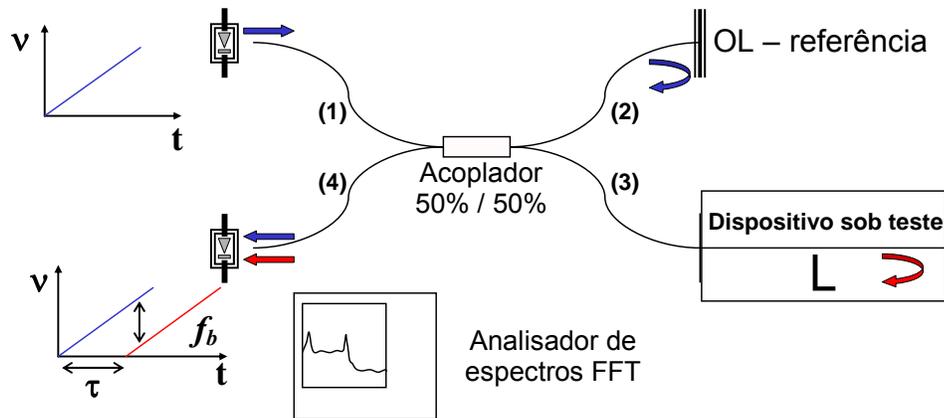


Figura 2. 8. Princípio básico da técnica de COFDR. A porta de entrada do interferômetro de Michelson, (1), é onde o laser de sinal é lançado, tendo sua freqüência variando linearmente em torno de um certo comprimento de onda; (2) e (3) são as portas de reflexão, em (2) está a reflexão de referência, o oscilador local (OL) e em (3) o dispositivo testado; os sinais refletidos são recombinaados em (4), detectados e é feita uma análise de Fourier do sinal de batimento gerado.

Considere a radiação numa determinada freqüência emitida pelo laser em  $t = 0$ . Ela passa pelo acoplador, uma parte dela vai para o oscilador local (OL) e outra parte dela chega ao dispositivo sob teste. No mesmo momento em que essa freqüência é refletida no OL, ela está na entrada do dispositivo, no ponto de conexão, pois os braços do interferômetro são do mesmo tamanho. Se essa luz entrar no dispositivo e for espalhada em algum ponto distante  $L$  do ponto de conexão, ou seja, a uma distância  $L$  entre esse ponto de reflexão e o OL, ela voltará a estar no ponto de conexão um tempo  $\tau$  depois (tempo para o laser percorrer uma volta completa entre a entrada e o ponto em  $L$  do dispositivo). Nesse mesmo instante, uma luz de freqüência ligeiramente diferente estará sendo refletida no OL, pois saiu do laser um tempo  $\tau$  depois e o laser tem sua freqüência variando linearmente com o tempo. Ao chegar à porta de saída do interferômetro, irá interferir uma com a outra. A interferência entre essa luz, que saiu em  $t = 0$  do laser, e da luz refletida pelo OL, que saiu em  $\tau$ , vai gerar uma freqüência de batimento  $x$ , que é relacionada univocamente com a distância percorrida no dispositivo. Quanto maior for a distância percorrida no dispositivo maior será a distância em freqüência (ou comprimento de onda), entre os feixes que irão interferir, ou seja, maior será a freqüência de batimento gerada.

A freqüência óptica de um laser de diodo sintonizável, comercial, foi varrida modulando-se com uma função triangular a tensão aplicada num material piezolétrico, modificando o tamanho da cavidade externa do laser. Esse procedimento é fornecido pelo fabricante e encontra-se interno ao módulo do laser. Ele permite uma boa linearidade na varredura de

frequências com apenas uma pequena modulação na intensidade. Um gerador de funções fornece o sinal de modulação e um sinal de gatilho (trigger), que é utilizado para sincronizar a aquisição dos dados em uma posição particular da função de onda de modulação do laser. Isso permite escolher a região de melhor linearidade na varredura de frequência, minimizando os efeitos das não linearidades da varredura. Nas nossas medidas, tipicamente a metade do período da função triangular é 100 ms (5 Hz) enquanto o tempo de aquisição usado no FFT é de 4 ms.

O laser utilizado nos experimentos tinha 100 kHz de largura de linha, valor fornecido pelo fabricante. De acordo com o fabricante, essa largura de linha é a mesma para toda a banda em que o laser pode ser sintonizado, mesmo quando é colocado no modo de varredura de frequência. Sendo assim, quando a frequência óptica do laser é varrida em 7 GHz (aproximadamente 50 pm em torno de 1460 nm) apenas 0,3 GHz dessa varredura é realmente utilizada para a aquisição de dados. Dependendo da intensidade e do período da função triangular, de acordo com as características do laser fornecidas pelo fabricante, a varredura total do laser pode variar entre 7- e 70 pm (aproximadamente 1- e 10 GHz em 1460 nm). Considerando o período da função triangular e a frequência do gatilho do analisador de espectros FFT, a taxa de aquisição de dados é da ordem de 5 Hz (200 ms), ou seja, em um minuto é possível fazer médias em 300 espectros.

A resolução espacial é um fator importante que deve ser analisada em nosso experimento. Para um laser ideal, de largura de linha zero, o espaçamento entre as frequências de Fourier determina o limite de resolução em:

$$\Delta L = \frac{c}{2n \cdot \Delta \nu}, \quad (2.2)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo  $n$  é o índice de refração da fibra e  $\Delta \nu$  é a varredura total de frequências ópticas usada nas medidas, ou seja, uma varredura completa de 0,3 GHz limita a resolução em 30 cm ( $n = 1,5$ ). Dependendo do período da função triangular, uma varredura de frequência maior ou menor pode ser utilizada para adquirir dados, modificando a resolução da medida. Uma maneira de estimar experimentalmente a resolução é medindo a largura a meia altura (-3 dB) dos picos de reflexão na curva de COFDR. A escolha da frequência da função triangular depende do tamanho do dispositivo que se quer testar. Para fibras maiores a varredura de frequência deve ser menor, de tal forma que toda frequência de batimento gerada seja menor que 100 kHz, limite máximo do analisador de espectros FFT utilizado. Não linearidades na varredura de frequência irão limitar a resolução da medida, pois a frequência de batimento, correspondente a um determinado pico de reflexão, pode variar durante a medida.

Por esse motivo, tanto o laser como o gerador de funções, devem ser os mais estáveis e lineares possível.

A não linearidade pode aparecer devido à resposta térmica do laser ou por uma modulação incorreta. Adicionando-se um termo de segunda ordem  $\gamma$  à varredura de frequências ópticas, representando a não linearidade que pode ocorrer, podemos escrever a frequência angular da luz  $\omega(t)$  como:

$$\omega(t) = \omega_0 + \beta t + \gamma t^2, \quad (2.3)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência central e  $\beta$  é a taxa de varredura. Desprezado o ruído de fase do laser, a intensidade  $I(t, \tau)$  do sinal de batimento correspondente a apenas uma reflexão na porta de teste a uma distância  $L$  do LO será dada por [47]

$$I(t, \tau) = \left( e^{-\tau/t_c} \right) \frac{E_0^2}{2} \sqrt{R_{LO} R} \cos \left[ \omega_0 t - \frac{\beta \tau^2}{2} + \frac{\gamma \tau^3}{3} + (\beta \tau + \gamma \tau^2) t + \gamma \tau t^2 \right], \quad (2.4)$$

onde  $t_c$  é o tempo de coerência do laser,  $E_0$  é a amplitude do campo elétrico óptico do laser,  $R_{LO}$  e  $R$  são as refletividades do oscilador local e do ponto  $L$  na porta de teste,  $R$  também pode ser o coeficiente de espalhamento Rayleigh se em  $L$  não ocorresse uma reflexão, e  $\tau = \frac{2nL}{c}$ , tempo

de uma volta completa da luz até o ponto em  $L$  no dispositivo. A frequência de batimento  $f_b$  correspondente a essa única reflexão será dada por

$$2\pi f_b = (\beta - \gamma \tau) \tau + 2\gamma \tau t, \quad (2.5)$$

implicando que a frequência de batimento muda linearmente durante a varredura, não sendo mais constante. No caso em que a não linearidade é pequena ( $2\gamma t \gg \beta$ ), a reflexão será caracterizada por um pico no espectro de frequência, cuja largura é proporcional a  $\tau$ . A intensidade do pico no espectro de frequência irá decrescer não apenas por causa do tempo de coerência finito do laser, mas também devido a não linearidades da varredura e deve ser calculado pela transformada de Fourier de (2.4).

Apesar do cálculo teórico da resolução depender da largura de frequências usadas na medida, na prática, o fator mais limitante é a sua linearidade. Por esse motivo, é muito importante que a região onde a medida será feita seja a mais linear possível. É possível identificar essa região ao analisar a reflexão Fresnel de uma fibra de comprimento  $L$ , quanto mais linear for a varredura de frequências, mais estreito será o pico correspondente a essa reflexão. A escolha da região utilizada na medida é feita mudando-se o atraso do sinal de gatilho no analisador de espectros FFT.

O fator mais limitante para a distância máxima que pode ser detectada e para a sensibilidade da medida de COFDR é o ruído de fase do laser [58], por isso é necessário um laser com a largura de linha mais fina possível. O ruído de fase surge devido a flutuações na fase do laser, o que determina uma largura de linha finita. No nosso caso, descobrimos que a largura do laser que estávamos utilizando era realmente 100 kHz, mas que o laser não era muito estável, ou seja, sua fase mudava drasticamente e de forma aleatória. Para as nossas medidas esse não foi um problema grave, mas isso limitou o comprimento máximo das fibras que poderiam medir. O comprimento de coerência do laser limita a distância máxima detectável, ele é calculado da seguinte forma:

$$L_c = \frac{c}{\pi \cdot \Delta f}, \quad (2.6)$$

onde  $\Delta f$  é a largura de linha do laser. Para o laser utilizado, o comprimento de coerência é da ordem de 1 km, mas na prática só podíamos medir cerca de 100 m sem que as flutuações do laser tornassem a medida muito ruidosa. Mesmo se a varredura de frequências fosse perfeita, sem distorções, a intensidade refletida diminuiria exponencialmente (isso ocorre principalmente devido ao espalhamento), até se misturar com o ruído de fundo (noise floor), o que limita a distância que pode ser medida [59]. Não só o sinal refletido diminui, mas o ruído aumenta com a distância ao OL. Portanto, para uma medida ser bem sucedida, o ruído deve ser reduzido ao máximo, para que ocorra uma diferença (degrau) entre a intensidade refletida no final da porta de teste, eliminando-se a reflexão Fresnel, e o ruído. Todos esses fatores irão determinar a distância máxima que a técnica de COFDR pode medir.

Fontes extras de ruído incluem flutuações na intensidade do laser (ruído de intensidade), ruído no detector, que é um ruído eletrônico, e o ruído quântico. Todos eles contribuem para o aumento do ruído de fundo, ou seja, para a diminuição da sensibilidade da medida. Em qualquer caso, o ruído é proporcional à largura de banda da medição, portanto a sensibilidade será melhor se a largura de banda da medida for menor. Para reduzir o ruído na medida devem ser feitas médias que podem ser tanto no domínio das frequências, após o cálculo do FFT, ou no domínio do tempo, antes do cálculo. As médias no domínio das frequências reduzem bastante às flutuações e ruído nas medidas de COFDR, mas o ruído de fundo não se modifica muito. No domínio do tempo o ruído de fundo é bastante reduzido, médias no tempo só são utilizadas se for realmente preciso diminuir o ruído de fundo. Efeitos de polarização também contribuem para aumentar a flutuação da medida [60]. Há algumas técnicas que se propõem a diminuir os efeitos causados pela polarização em medidas de detecção coerente, adotamos o método de médias na polarização.

Em nossas medidas são feitas médias de duas formas diferentes, sempre utilizando um grande número de espectros ( $>100$ ). A primeira consiste em acrescentar ao sinal de modulação do laser uma tensão DC (offset) bem pequena, e variar em torno do zero, dessa forma a maneira como o laser é modulado muda um pouco, melhorando a linearidade do sinal gerado. A segunda é a média na polarização, que pode ser feita através de um controlador de polarização de fibra localizado na porta de referência ou de teste.

A figura 2.9 mostra uma assinatura típica de COFDR [1], quando se mede um amplificador padrão. É possível identificar as reflexões correspondentes a alguns componentes ópticos, como o WDM, que está indicado na figura, ou a emenda entre a fibra padrão e a fibra dopada. É possível também determinar o ponto onde a fibra termina, quando a reflexão Fresnel do final dela é eliminada. Se o sistema é transparente para o sinal, a curva obtida é como a curva preta, se o sistema absorve o sinal, tem-se a curva azul, e se existe um bombeamento, ou seja, ganho para o sinal, tem-se a curva vermelha. Devido ao sinal retro-espalhado (espalhamento Rayleigh) ser muito menor que o sinal injetado no sistema, a distribuição do ganho na fibra é essencialmente determinado pelo sinal e bombeamento que estão sendo transmitidos, não consideramos as duas direções para o cálculo.

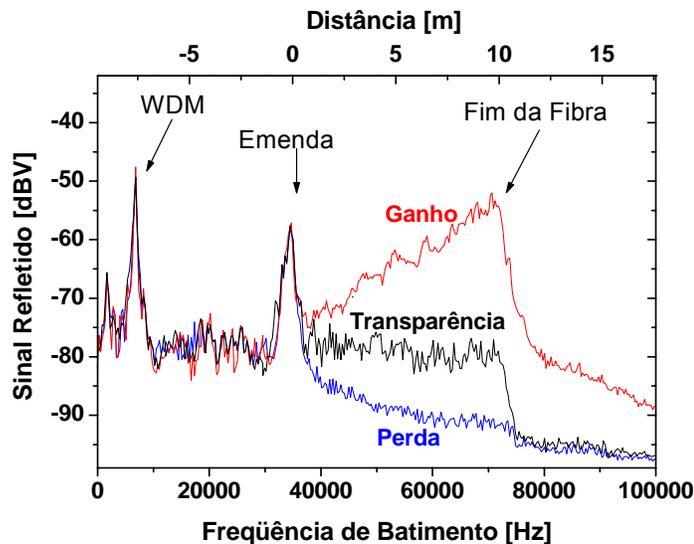


Figura 2. 9. Assinatura típica de uma medida de COFDR.

O ganho em uma dada posição da fibra é obtido pela diferença entre a intensidade do sinal refletido quando há bombeamento no sistema em comparação a quando não há bombeamento, dividido por dois, pois o sinal passa duas vezes pela fibra dopada. O ganho integrado para um pedaço de fibra de tamanho  $(z - z_0)$  é dado por [50]:

$$G(z) = \frac{1}{2} [I(z) - I(z_0) - \eta(z - z_0)], \quad (2.7)$$

onde  $\eta$  é o fator de perdas de coerência devido à largura de linha do laser ser finita.

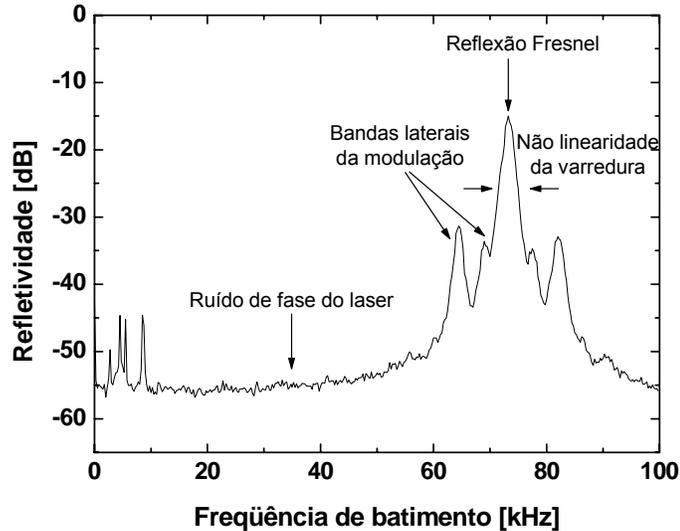


Figura 2. 10. Aspectos do sinal.

A figura 2.10 mostra uma curva obtida através da técnica de COFDR, medindo-se uma fibra padrão de 30 m. O pico de reflexão Fresnel foi corrigido para -15 dB (3%), que é a refletividade dessa reflexão para o infravermelho. A figura mostra alguns dos efeitos descritos anteriormente, como o ruído de fase, que aumenta quão mais perto estiver a reflexão, as bandas laterais, que surgem devido a distorções na modulação do laser, e as não linearidades da varredura, que aumentam a largura do pico de reflexão.

As escalas em frequência de batimento podem ser transformadas em distância. Para isso basta calibrar o sistema, medido fibras de tamanho conhecido e transformar a escala, via uma regra de três simples e direta. Uma vez calibrado, pode-se ler diretamente, a partir dos gráficos, a localização das emendas, defeitos e comprimento ótimo de ganho na fibra, e de acordo com a forma da curva do COFDR, e determinar se o comprimento da fibra está ou não otimizado. Para as fibras ZBLAN, a calibração em distância deveria ser corrigida pela diferença de índices de refração. Devido a essa diferença ser muito pequena, para as distâncias usadas por nós, essa correção não foi necessária.

As características que a técnica de COFDR possui, fazem com que ela seja muito interessante na caracterização de vários componentes ópticos. Sensibilidades extremamente altas podem ser obtidas, de tal forma que essa técnica permite a caracterização de

componentes ópticos de alto desempenho de uma forma fácil, rápida, precisa e não destrutiva. Em nossa pesquisa aplicamos COFDR para medir o ganho distribuído nos AFDT que construímos e saber se as fibras que tínhamos estavam nos tamanhos corretos para obtenção de um amplificador mais eficiente, sem que em nenhum momento precisássemos abrir o módulo ou cortar as fibras.

Para aplicar a técnica de COFDR utilizamos um acoplador 50/50 (interferômetro de Michelson), um laser de largura de linha estreita e que podia ser modulado em frequência, um detector de baixo ruído e um analisador de espectros de FFT. Para executar medidas de ganho distribuído é também necessário um filtro, para que o detector não sature, eliminando qualquer resquício de bombeamento e filtre a ASE gerada. O que determina o comprimento de onda do feixe de prova do COFDR são o laser e o filtro utilizados. Lasers de diodo para a banda S com largura de linha fina, hoje em dia, podem ser encontrados com facilidade. O mesmo não acontece com os filtros de banda estreita, que devem ter alta isolação, ou seja, a relação entre a banda passante e a banda bloqueada deve ser maior que 50 dB, para que não haja saturação do detector.

A figura 2.11 mostra o esquema experimental usado em nossas medidas. O filtro utilizado era constituído de um circulador e de fibras com rede de Bragg (FBG – fibre Bragg grating). O fotodiodo amplifica o sinal, que é então analisado pelo FFT. O osciloscópio é usado só para verificar se os sinais de gatilho, de modulação e o sinal estão corretos.

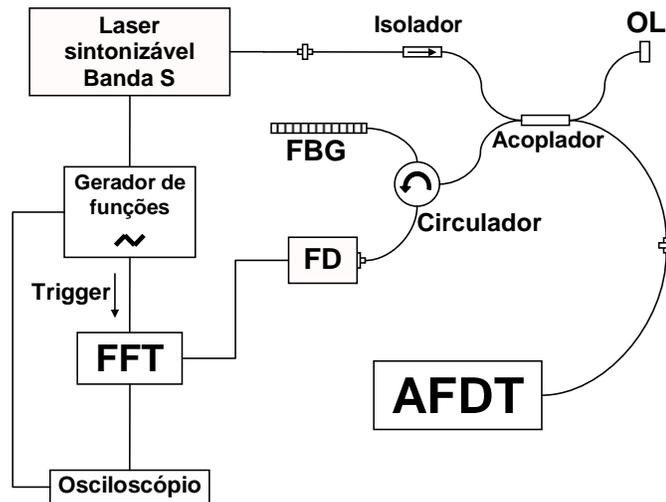


Figura 2. 11. Montagem experimental do COFDR para banda S.

FBG: fibras com rede de Bragg; FD: detector, um fotodiodo de InGaAs; OL: oscilador local.

Foram usadas várias FBG, cada uma delas construída para um dado comprimento de onda (1460-, 1470-, 1480-, 1490- e 1500 nm) e com largura espectral de aproximadamente

0,8 nm. As fibras de Bragg que usamos foram feitas pelo grupo do Doutor Walter Margulis, na ACREO, Suécia. Dependendo da escolha da fibra usada, o laser era sintonizado de forma que o feixe de prova do COFDR estivesse localizado no centro da banda passante do filtro. Como o comprimento de onda da rede de Bragg pode variar um pouco, devido a fatores externos e ao fato que o grupo na ACREO nem sempre possuía o laser correto para caracterizar as redes desenhadas, antes de usar uma determinada fibra, ela passava por uma calibração e o comprimento de onda do laser é escolhido para ficar no centro da banda passante do filtro. Em geral eles tinham menos de 2 nm de diferença entre o valor real e o calculado. O esquema experimental dos AFDT poderia variar de acordo com os lasers utilizados e os WDMs disponíveis, ele será detalhado quando cada esquema for tratado separadamente. Nas figuras 2.12 e 2.13, mostramos uma foto dos equipamentos utilizados para o experimento de COFDR.

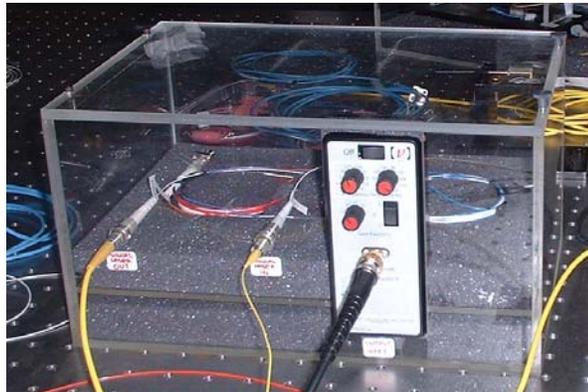


Figura 2. 12. Foto do sistema de COFDR – Interferômetro, fibras e detector.

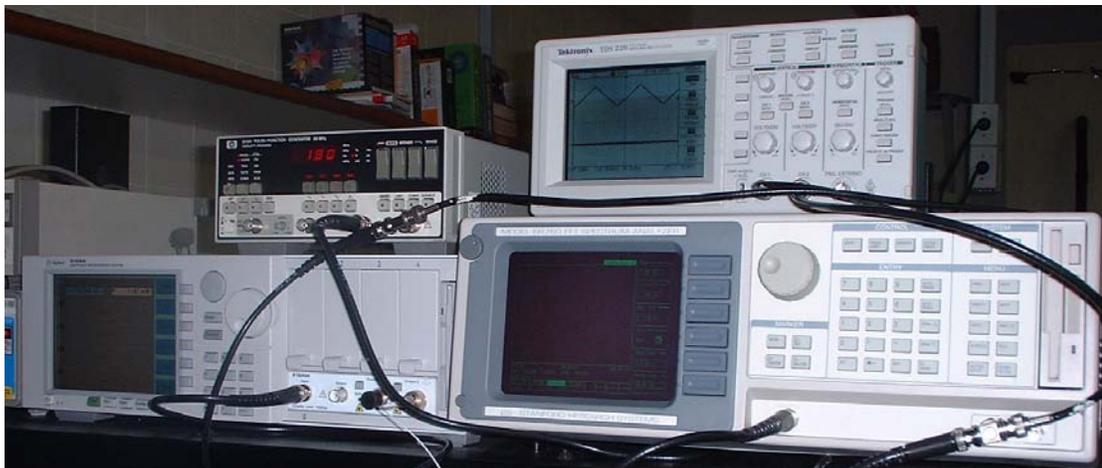


Figura 2. 13. Foto do sistema de COFDR – Laser de sinal, gerador de funções, osciloscópio e analisador de espectro FFT.

Inicialmente o FFT deveria ser programado, o gerador de funções configurado para uma função triangular com amplitude menor que o máximo suportável pelo laser, que no nosso caso era  $\pm 5V$ , e uma fibra comum deveria ser conectada à porta de teste do interferômetro. Na tabela abaixo estão resumidas as principais características do sistema, incluindo a configuração do FFT e as freqüências usualmente utilizadas para fazer medidas. O laser e o filtro já devem ter sido caracterizados e configurados para o comprimento de onda desejado para a medida. O primeiro passo é escolher a freqüência e a amplitude da função de modulação, para isso a fibra comum, de tamanho conhecido, deve ter o final clivado, dessa forma a reflexão Fresnel será a referência para a configuração do sistema.

Fibra	Configuração do FFT	Forma da função de modulação	Freqüência do sinal de modulação	Amplitude do sinal de modulação
L = 40 m Concentração = 2000 ppm ( $3,2 \times 10^{25}$ ions/cm <sup>3</sup> ) Diâmetro do núcleo = 2,74 $\mu$ m NA = 0,238 $\lambda_{\text{corte}}$ = 850 nm	Medir espectro do sinal Janela: BMH Aterramento: ground Acoplamento: AC Trigger externo com slope positivo Eixos: Log [dBV] x Linear [Hz] Input range <0 dB Médias: Tipo – RMS e Modo – linear Tempo de aquisição: 4 ms (100 kHz)	Função triangular (50%) 	8 Hz	2 Vpp
			3 Hz	4 Vpp

Tabela 2. 1. Características do sistema de COFDR usado nesta tese.

Ao encontrar uma combinação de freqüência e amplitude que permita a visualização do pico de reflexão Fresnel, é alterado o atraso do gatilho (trigger), para que seja usada a parte mais linear da modulação, isso é feito escolhendo a posição em que o pico fica mais estreito e estável em uma freqüência. A freqüência do pico de reflexão da fibra de calibração deve estar numa posição tal que ao colocar a fibra, ou dispositivo que se quer testar, seja possível a visualização de todo sistema em freqüências menores que 100 kHz. Isso significa que, se o dispositivo tem comprimento da ordem de 20 m e está usando-se uma fibra de 10 m para calibrar o sistema, o pico Fresnel da fibra de calibração deve ficar em, por exemplo, 20 kHz, dessa forma, quando colocar o dispositivo de teste, o final dele ficará perto de 40 kHz. Usualmente utilizam-se duas fibras de tamanho conhecido para calibrar o sistema, dessa forma é possível verificar a largura do pico de reflexão em freqüências diferentes e escolher a melhor posição de atraso do gatilho.

Com o sistema calibrado iniciam-se as medições. Quando vai medir-se ganho distribuído, o bombeamento é ligado. É escolhido o número de médias que serão feitas e inicia-se a medida, em geral, cada medida feita é uma média de 100 - 150 espectros do FFT. Ao mesmo tempo em que o FFT faz as médias, é feita uma pequena variação no offset do gerador

de funções, para que a curva do COFDR fique com menos flutuações, e/ou é feita uma média na polarização, variando-se a configuração do polarizador. No caso de ganho distribuído é feita uma seqüência de medidas variando-se a potência de bombeamento. No caso de caracterização de componentes ópticos, em geral, são feitas medidas de COFDR testando-se inicialmente pela fibra de entrada, depois pelo lado oposto, fibra de saída.

Devido às flutuações na medida, há um erro relacionado ao valor medido, no nosso caso, o erro nas medidas de ganho era menor que 1 dB e o erro na distância da ordem de 1 m para a fibra utilizada, 40 m.

### 2.3.2. Resultados Experimentais

Atualmente, todos os AFDT de bom desempenho são baseados em fibras de vidro ZBLAN ( $ZrF_4$ - $BaF_2$ - $LaF_3$ - $AlF_3$ - $NaF$ ). O primeiro AFDT eficiente, para a banda-S, foi descrito na literatura por Komukai e colaboradores em 1993 e 1995 [38, 61], e ele foi imediatamente seguido por Percival e Williams em 1994 [36]. Desde então, muitos trabalhos foram publicados na área e o maior esforço foi direcionado a encontrar o melhor esquema de bombeamento. Em todos os casos, usando um ou mais lasers de bombeamento, para o ADFT, é necessário o esquema onde haja a conversão ascendente de frequências. Muitos esquemas foram propostos e publicados na literatura, conforme descrito nas seções anteriores.

Esquemas usando apenas um laser com comprimento de onda próximo de 800 nm são ineficientes devido aos tempos de vida dos níveis envolvidos no processo, conforme discutido anteriormente. Mesmo assim, está descrito na literatura um experimento que utiliza apenas um laser nesse comprimento de onda para bombeamento, mas os autores utilizaram uma fibra especial, co-dopada com túlio e hólmio [34]. Bombeamento com um laser via conversão ascendente de frequência é um processo de duas etapas, no qual inicialmente um fóton popula o nível de energia excitado mais baixo, enquanto o segundo fóton é responsável por popular o nível de energia mais alto, por absorção de estado excitado. O segundo fóton simultaneamente despopula o nível mais baixo e cria a inversão de população necessária para gerar amplificação. O laser mais utilizado em esquemas de com um bombeamento tem comprimento de onda na região entre 1040-1070 nm, mas lasers em torno de 1400 nm também podem ser bastante eficientes. Os lasers, que podíamos utilizar, foram: um laser de fibra de itérbio, bombeado por diodo, emitindo em 1050 nm; um laser Raman emitindo em 1410 nm; um laser

cw de Ti:safira, bombeado por um laser Nd:YVO, que pode ser sintonizado entre 720-900 nm; um laser de diodo, utilizado como sinal, monomodo longitudinal, que pode ser continuamente sintonizado entre 1456 e 1584 nm; e um laser de diodo, monomodo longitudinal, amplificado por um AFDE, emitindo em 1550 nm.

É importante mencionar que, depois de todo esse empenho científico de vários grupos de pesquisa, ficou claro que, os esquemas que utilizam mais de um comprimento de onda para excitar os íons de túlio são bem mais eficientes. Nas seções seguintes descrevermos os resultados que obtivemos nos nossos estudos em ganho distribuído com COFDR para alguns esquemas de duplo bombeamento. Para o esquema com duplo bombeamento com o laser auxiliar em 800 nm, a fibra utilizada, descrita na tabela 2.1, possuía 40 m de comprimento. Fibras de comprimentos diferentes que também foram utilizadas. Por exemplo, no experimento com os lasers de 1050 nm e 1550 nm, foi utilizada uma fibra de 18 m, similar à fibra de 40 m com concentração de íons de túlio de 2000 ppm, e uma fibra de 6 m de alta concentração, 5000 ppm, e para o experimento com 1050 nm e 800 nm, também foi utilizada uma fibra de 15 m similar à fibra de 40 m. Os resultados principais estão apresentados nas seções seguintes.

### **2.3.2.1. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3F_4$**

Esquemas de bombeamento para AFDT empregando lasers em 1050 nm e 1550 nm já são bem conhecidos na literatura [23, 62, 63]. A adição do bombeamento em 1550 nm já se mostrou eficiente quanto ao aumento do ganho do sistema, melhora na potência de conversão do amplificador e redução da potência total de bombeamento. Nessa seção serão apresentados os resultados experimentais das medidas de ganho distribuído no AFDT bombeado com 1050 nm e 1550 nm. Nesse sistema foi obtido ganho para pequenos sinais de até 28 dB. Serão também apresentadas as vantagens da adição do bombeamento auxiliar em 1550 nm.

A figura 2.14 mostra a montagem experimental para as medidas de OFDR para o AFDT com duplo bombeamento. O laser de bombeamento principal era um laser de fibra de itérbio bombeado por diodo emitindo em 1050 nm, o laser de bombeamento auxiliar, um laser de diodo sintonizável, comercial, operando em 1550 nm, o qual era amplificado por um AFDE. O laser de sinal era um laser de diodo sintonizável, comercial, que emitia continuamente entre 1456 nm e 1584 nm. Os bombeamentos e o sinal eram acoplados juntos na mesma fibra através de um conjunto de dois acopladores WDMs comerciais. A porta de saída do WDM 2 foi emendada com a fibra de entrada do módulo Le Verre Fluoré que continha a fibra ZBLAN dopada com túlio,

com 2000 ppm, 18 m. Nesse experimento foi utilizada uma fibra menor, mas similar à descrita na tabela 2.1. Devido a perdas no componentes e nas emendas, a máxima potência de 1550 nm que acoplada dentro do módulo da FDT foi 6 mW. A máxima potência de 1050 nm foi limitada em 450 mW para evitar danificar as emendas internas do módulo da FDT e de outros componentes.

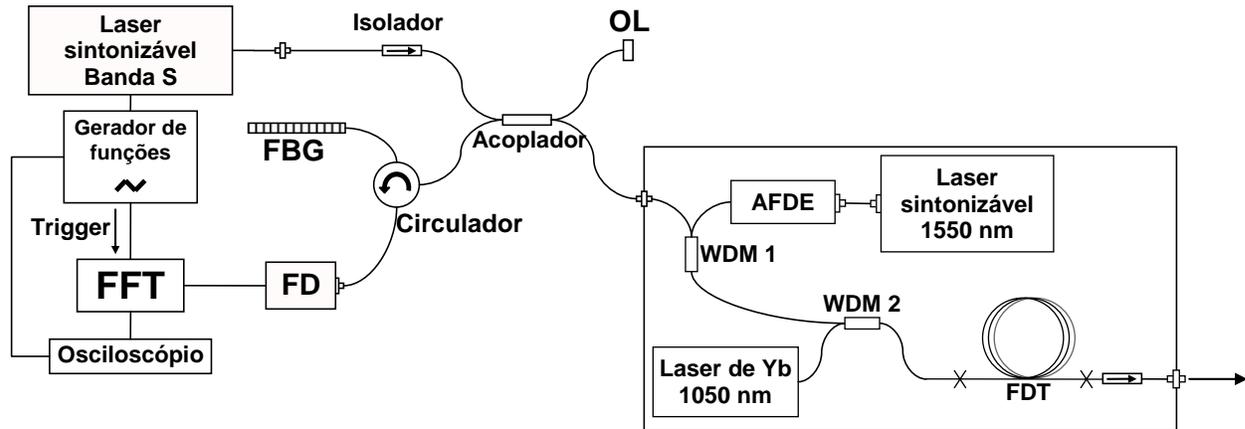


Figura 2. 14. Montagem experimental para as medidas de OFDR para o AFDT com duplo bombeamento em 1050 nm e 1550 nm. Os componentes são: FDT – fibra dopada com túlio, WDM – acopladores, AFDE – amplificador à fibra dopada com érbio, OL – oscilador local, FBG – Fibra com rede de Bragg, FD - InGaAs fotodiodo, e FFT – analisador de espectro de transformada rápida de Fourier.

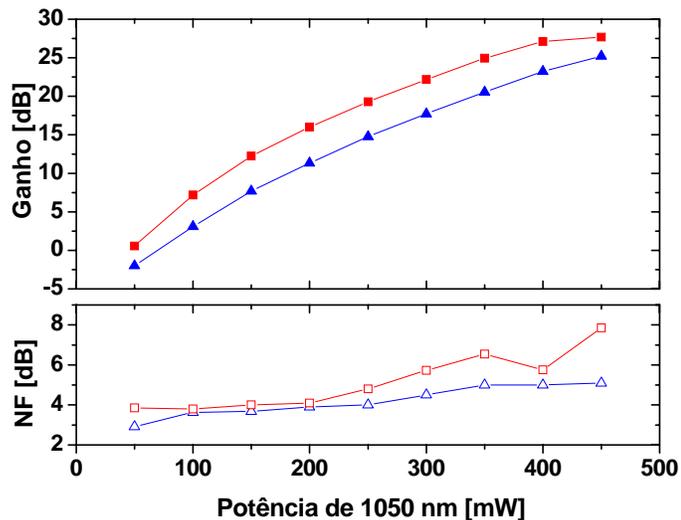


Figura 2. 15. Ganho do amplificador e figura de ruído em função da potência de bombeamento em 1050 nm. Os triângulos (azul) representam os dados sem o laser em 1550 nm e os quadrados (vermelho) com 5 mW de 1550 nm. A potência do sinal é 31  $\mu$ W (-15 dBm) e o comprimento de onda é 1470 nm.

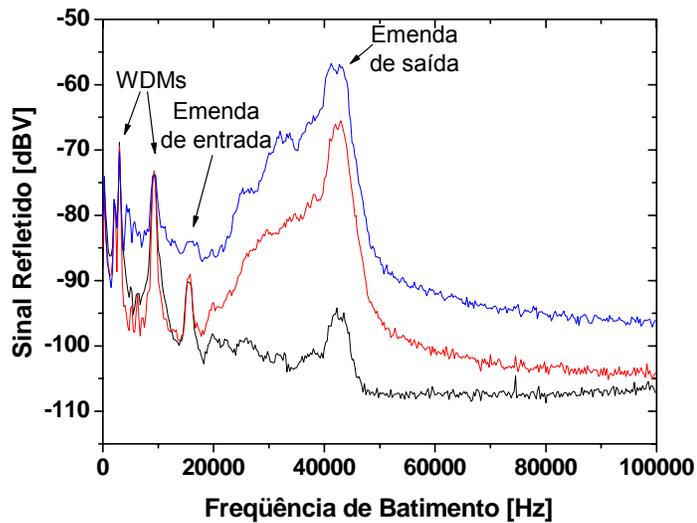


Figura 2. 16. Sinal retro espalhado detectado em função da freqüência de batimento, assim como obtido no analisador de espectro FFT. A linha inferior (preta) corresponde a apenas o sinal (sem bombeamento); a linha intermediária (vermelha), ao sistema bombeado apenas com 150 mW de 1050 nm; e a linha superior (azul), 150 mW de 1050 nm e 6 mW de 1550 nm. A potência do sinal é 0,35 mW (-4,5 dBm) e seu comprimento de onda é 1470 nm

Como discutido anteriormente, bombeando apenas com o laser de 1050 nm (1047 nm ou 1064 nm), é possível obter amplificação. Mas ao custo de ser necessária alta potência de bombeamento, devido à baixa absorção de estado fundamentais (AEF) do nível  $^3F_4$  para o  $^3H_5$  do íon trivalente de  $Tm^{3+}$  [33, 35, 38]. Esse processo não é muito eficiente. Em um esquema de bombeamento com 1050 nm e 1550 nm, fótons de 1550 nm inicialmente ajudam populando o nível  $^3H_5$  devido a uma AEF mais alta [23, 40]. Sendo assim, a adição do bombeamento em 1550 nm aumenta a eficiência de conversão dos AFDT [23, 40, 62, 63]. Na figura 2.15 pode-se ver a contribuição do bombeamento em 1550 nm para o ganho do amplificador em função do bombeamento em 1050 nm. Esses dados foram medidos da forma tradicional, utilizando-se um analisador de espectros óptico. Um aumento entre 4 e 5 dB é observado quando o laser auxiliar é ligado, assim como descrito na literatura [62]. Na figura também se pode observar que para essa potência de sinal (-15 dBm) e potências de bombeamento utilizadas, não foram observados efeitos de compressão do ganho. Outra informação interessante é que para atingir ganho de 25 dB com apenas o laser em 1050 nm, é necessário 450 mW. Mas no esquema com o duplo bombeamento essa potência diminui para 350 mW de 1050 nm somado a 5 mW de 1550 nm (355 mW de potência total somada). Temos uma redução de mais de 20% da potência

total utilizada. Essa redução da potência é mais pronunciada para maiores potências de bombeamento. Essa melhoria pode se refletir no custo final dos AFDT e aumentar seu tempo de uso, dado que componentes como as fibras dopadas e as emendas são sensíveis a altas potências.

As medidas de COFDR foram realizadas para analisar mais detalhadamente a dinâmica do ganho e do ganho distribuído dentro da fibra. Na figura 2.16, é apresentado o espectro medido no FFT para as três condições: sem bombeamento (apenas o sinal); bombeamento com 1050 nm (150 mW); e duplo bombeamento com 1050 nm (150 mW) e 1550 nm (6 mW). Componentes como os WDMs e as emendas nas fibras podem ser identificados na medida por picos de alta refletividade. Assim como explicado anteriormente, a frequência de batimento obtida no gráfico é diretamente proporcional à distância dentro da fibra, e podemos converter um valor no outro utilizando fibras de tamanho conhecido. Dessa forma é possível obter o ganho distribuído na FDT, mostrado na figura 2.17.

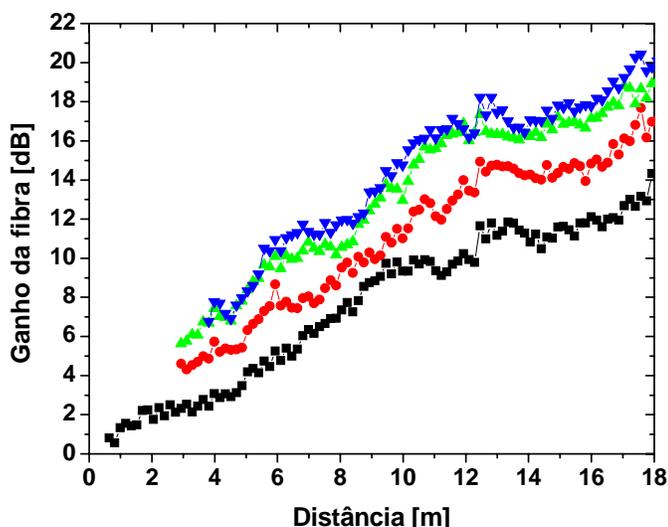


Figura 2. 17. Ganho da fibra em função da distância para diferentes condições de bombeamento. A potência do bombeamento em 1050 nm é fixa em 150 mW.

Potência em 1550 nm: quadrados pretos – 0 mW, círculos vermelhos – 2 mW, triângulos verdes – 4 mW, triângulos invertidos azuis – 6 mW. A potência do sinal é 0,35 mW (-4,5 dBm), em 1470 nm.

Na figura é mostrado o ganho da fibra em função da distância dentro da fibra para diferentes condições de bombeamento. Relembrando que o ganho calculado no experimento de COFDR pode ser convertido em ganho do amplificador se as perdas de todos os componentes, para o comprimento de onda do sinal, forem levadas em consideração e subtraídas do

resultado final. Em nosso ADFT, foram medidos 5,1 dB de perdas para o sinal, diferença medida entre a entrada do sistema e a entrada da fibra de túlio.

Na figura 2.17, pode-se observar um efeito de saturação do ganho da fibra com o aumento da potência de 1550 nm, dado que as curvas para 4 e 6 mW estão quase sobrepostas. Note que na figura 2.15 esse efeito de saturação não é observado, para uma potência do sinal de -15 dBm. No caso da figura 2.17, a potência do sinal é bem maior (-4,5 dBm), o que foi necessário para a execução do experimento de COFDR, para melhorar a razão sinal-ruído. Possivelmente esta é a razão para a saturação do sinal medido com COFDR. É possível executar o COFDR com sinais menores, mas nosso sistema necessitava de potências relativamente altas, devido a alguns componentes introduzirem grandes perdas (principalmente o circulador e a fibra com rede de Bragg). É interessante notar que os resultados do COFDR indicam que o esquema com duplo bombeamento pode ser utilizado se for necessário diminuir a fibra dopada com túlio e manter um mesmo valor de ganho. Por exemplo, Se assumirmos que o ganho desejado seja de 14 dB, seriam necessários 150 mW de 1050 nm e uma fibra de 18 m. Mas em um esquema de duplo bombeamento, acrescentando 4 mW de 1550 nm, a fibra poderia ser reduzida a 10 m, atingindo os mesmos 14 dB de ganho, figura 2.17. Devido ao alto custo das fibras ZBLAN dopadas com túlio, o uso desse esquema de bombeamento poderia representar uma significativa diminuição no custo total do amplificador.

Um AFDT duplamente bombeado foi construído e foi demonstrada sua funcionalidade. Esse amplificador foi caracterizado por métodos tradicionais, com o uso de um analisador de espectros óptico e por COFDR [42, 64]. Foi obtida amplificação para pequenos sinais de até 28 dB com esse esquema de duplo bombeamento. Mostrou-se também que a adição de 5 mW de 1550 nm resulta no aumento de 5 dB no ganho de pequenos sinais, ou a redução na potência total de bombeamento, ou uma redução de 44% no comprimento da FDT para obter o mesmo ganho obtido com bombeamento em apenas 1050 nm. Lembrando que esses números dependem das condições experimentais e dos componentes ópticos utilizados.

Foi também testado o mesmo esquema de bombeamento com uma fibra de alta concentração de íons de túlio [65]. Mas devido a grande variedade de temas abordados nessa tese, não apresentaremos essa aplicação. Para mais informações veja referência [65].

### 2.3.2.2. Esquemas com laser auxiliando na absorção do nível $^3H_4$

Em esquemas com dois comprimentos de onda de bombeamento, um laser pode ser responsável por popular o nível superior e o outro por despopular o nível inferior de amplificação, cujo tempo de vida é longo, o que tende a ser um processo mais eficiente. Recentemente Roy e colaboradores demonstraram um esquema de bombeamento que utilizava um laser em 800 nm e outro em 1400 nm [44], e excederam eficiência de conversão de potência maior que 50%. Muitos outros esquemas já foram descritos para atingir altos valores de eficiência de conversão de potência. Muitos dos trabalhos descritos na literatura necessitam de potências entre 200 e 500 mW para atingir ganhos da ordem de 25 dB, com exceção da referência [34], onde uma fibra especial foi utilizada. Nosso grupo desenvolveu e caracterizou um novo esquema de bombeamento para AFDT, que utiliza lasers em 800 nm e 1050 nm [45]. Esse novo esquema foi implementado em duas configurações diferentes, com os lasers de bombeamento contra-propagantes e co-propagantes, e no geral, obtivemos ganhos maiores que 20 dB com potência total de bombeamento menor que 150 mW para pequenos sinais.

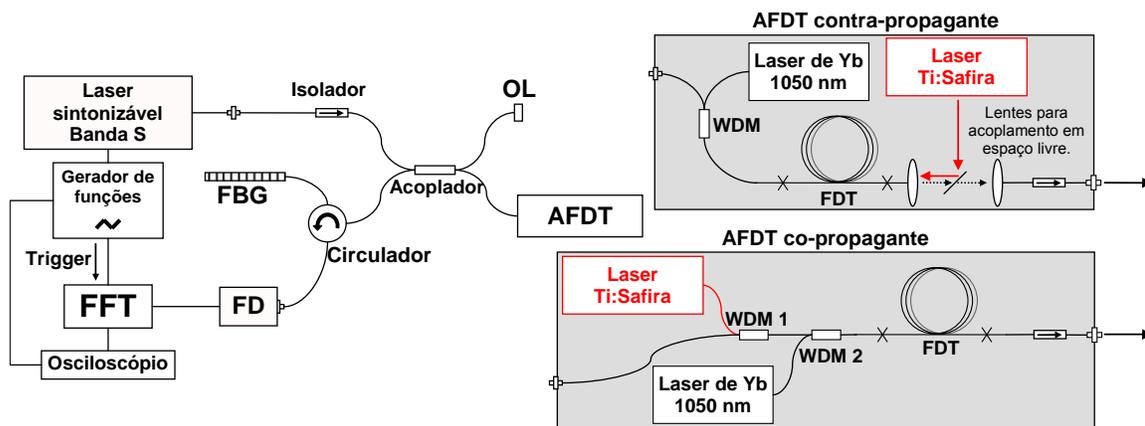


Figura 2. 18. Esquema experimental do COFDR para AFDT com duplo bombeamento. Os esquemas para os AFDT co- e contra-propagantes estão inseridos na figura. O Laser de Ti:Safira está destacado em vermelho.

A técnica de COFDR foi aplicada para otimizar o comprimento da fibra e analisar mais detalhadamente o processo de amplificação e o papel que cada laser executa. O esquema experimental utilizado é similar ao descrito anteriormente. Apenas a parte do AFDT muda. Ou seja, a configuração de acoplamento dos lasers e os WDM são modificados para se adequar ao interesse de acordo com os componentes disponíveis. O ganho distribuído foi medido em ambos os casos, quando os bombeamentos eram co- e contra-propagantes. Na figura 2.18 é apresentado o esquema experimental. O esquema do COFDR é o mesmo descrito

anteriormente. O esquema do AFDT contra-propagante faz uso de apenas um WDM e o laser de Ti:Safira é acoplado na fibra de saída do módulo da FDT com o auxílio de lentes de microscópio e um espelho dicróico, que deixava passar o sinal, que é novamente acoplado em uma fibra para poder ser analisado. Já no esquema co-propagante, são utilizados dois WDM, e o laser de Ti:Safira é acoplado no WDM 1 juntamente com o sinal, só depois, através do WDM 2, o laser de itérbio é acoplado ao sistema. No segundo esquema foram utilizadas lentes para acoplamento em espaço livre apenas para acoplar o laser em 800 nm na fibra, pois esse laser não tem fibra na sua saída.

Para uma fibra ZBLAN com 15 m, 2000 ppm, 2,8  $\mu\text{m}$  de diâmetro do núcleo, abertura numérica de 0,238 e comprimento de onda de corte em 880 nm, no caso contra-propagante, quase 20 dB de aumento no ganho foi obtido, figura 2.19. A maior vantagem desse esquema em relação a outros esquemas de duplo bombeamento se deve ao fato do laser em 800 nm popular diretamente o nível superior de amplificação. Como a seção de choque de AEF em 800 nm é muito grande, o papel do laser em 1050 nm nesse processo é de despolarizar o nível mais baixo de amplificação, por meio de uma forte AEE para o estado  $^3F_2$ . Ou seja, simultaneamente tirando população de  $^3F_4$  e populando  $^3H_4$  (por emissão não radiativa a partir de  $^3F_2$ ), beneficiando a inversão de população.

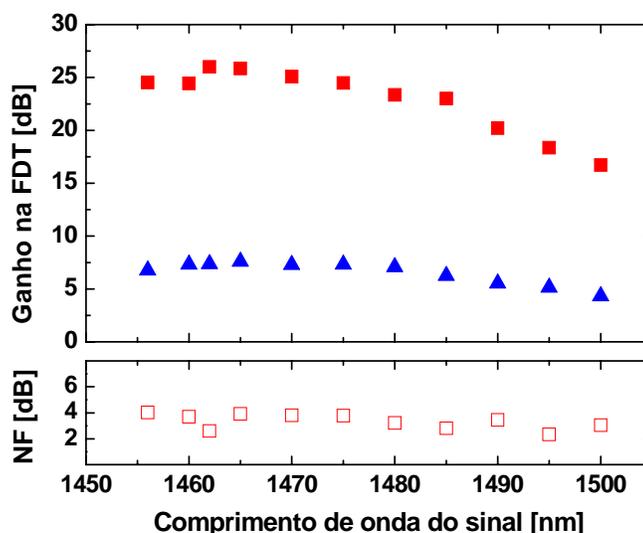


Figura 2. 19. Ganho de fibra e figura de ruído para pequenos sinais para os esquemas com apenas 1050 nm e 800 + 1050 nm. Os triângulos (azul) correspondem ao esquema com apenas 80 mW de 1050 nm. Os quadrados (vermelho) correspondem ao esquema com dois lasers de bombeamento, 80 mW em 1050 nm e 73 mW em ~800 nm, os quadrados abertos correspondem à figura de ruído para o esquema com duplo bombeamento. A potência do sinal é -27 dBm.

O ganho na FDT e a figura de ruído para esse esquema de duplo bombeamento estão mostrados na figura 2.19. O aumento no ganho para pequenos sinais quando o laser em 800 nm é adicionado é claramente percebido. O ganho na FDT aumenta em aproximadamente 20 dB quando 73 mW de 800 nm são adicionados a 80 mW de 1050 nm quando o amplificador está no regime de pequenos sinais (-27 dBm). É importante enfatizar que o laser de 800 nm sozinho não consegue criar inversão de população, no entanto, o laser de 1050 nm consegue. Mas para apenas o bombeamento com 1050 nm, com esses níveis de potência, obtemos um ganho de fibra muito baixo, menor que 10 dB. A figura também mostra que esse aumento de aproximadamente 20 dB se estende por toda banda (40 nm) e nenhum esquema para planificar o ganho foi utilizado com essa fibra de 15 m. A figura de ruído é baixa (menor que 5 dB) em toda banda medida. Para medir a figura de ruído, estimamos a potência da emissão espontânea amplificada (ASE) no comprimento de onda do sinal, interpolando entre os valores nos comprimentos de onda próximos em cada lado do espectro do sinal [66].

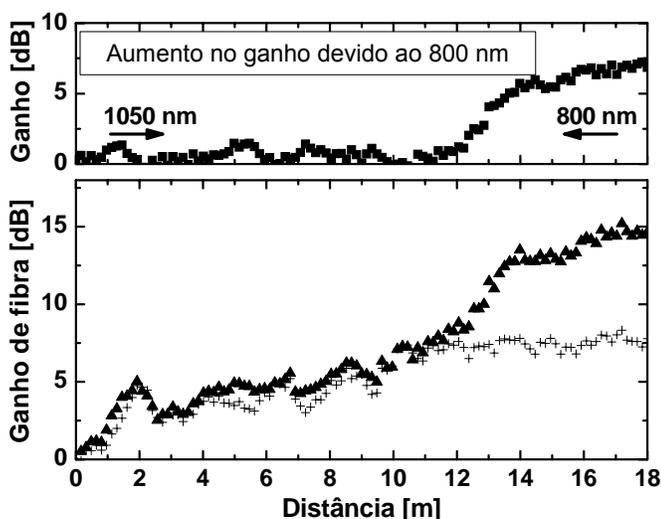


Figura 2. 20. Ganho de fibra e aumento no ganho em função da distância na FDT. Os triângulos correspondem a 80 mW em 1050 nm somados a 45 mW em 800 nm, que entra na fibra pela saída (sentido da seta indicado na figura). As cruzes correspondem ao bombeamento simples com 80 mW em 1050 nm. O gráfico na parte superior mostra apenas o aumento no ganho devido à presença do 800 nm (quadrados). A potência do sinal é 0 dBm (1 mW) em 1480 nm.

Para entender melhor o papel da fibra dopada nessa nova configuração e para estudar a dinâmica do ganho no interior da fibra, foi aplicada a técnica COFDR. Usando o esquema experimental descrito anteriormente, figura 2.18, o ganho distribuído para essa configuração foi

inferido. Os resultados estão apresentados na figura 2.20, mas nesse caso a fibra utilizada foi um pouco diferente (fibra de 18 m descrita na seção anterior), isso porque as emendas da fibra que estávamos usando se deterioraram e foi preciso mandá-las para refazer. Para esse experimento utilizamos 1 mW de sinal em 1480 nm, 80 mW de 1050 nm e 45 mW de 800 nm. As cruces mostram o ganho de fibra para o caso onde há apenas 1050 nm. Os triângulos mostram o ganho de fibra no caso em que há os dois bombeamentos. E os quadrados mostram a diferença entre eles. Para o caso de apenas um laser de bombeamento, foi observado o mesmo que no experimento anterior (figura 2.19), 7,5 dB de ganho na fibra, aproximadamente constante para comprimentos maiores que 12 m de FDT. Observando a figura, fica bem claro que nesse esquema contra-propagante todo o efeito do laser em 800 nm ocorre nos últimos 6 m de fibra e em aproximadamente 2 desses metros o ganho estava saturado. De acordo com esses resultados, poder-se-ia reduzir a fibra para 16 m, mantendo o mesmo valor de ganho, com esse esquema de bombeamento. Esse comportamento de rápida saturação do ganho (com o comprimento da fibra) para o esquema com dois lasers pode ser entendido devido ao 800 nm ter uma AEF para o nível  $^3H_4$  muito grande, e ele sozinho não ser capaz de gerar ganho devido ao longo tempo de vida do nível  $^3F_4$ . Dessa forma é necessária a presença do bombeamento em 1050 nm para que haja inversão de população, e conseqüentemente ganho. Apesar da potência do 800 nm ser máxima no final da fibra, não há um aumento no ganho daquela região pois todo o 1050 nm já foi utilizado, enquanto que nos primeiros 12 m de fibra não há 800 nm suficiente para gerar um aumento no ganho. Esses resultados mostram que uma fibra mais curta seria mais eficiente e também que um esquema co-propagante seria a melhor opção.

Acreditamos que esse esquema funciona muito bem, até mesmo no regime saturado, principalmente na configuração co-propagante, assim como foi demonstrado para o esquema com 1400 nm e 800 nm [39, 44].

Conhecendo esse resultado, o experimento co-propagante com 800 nm e 1050 nm foi montado, na figura 2.18 está o esquema experimental. As figuras 2.21, 2.22 e 2.23 mostram os resultados obtidos. De acordo com os resultados, é possível observar que bombeando com apenas 200 mW de 1050 nm, o ganho na fibra sobe gradativamente para 16 dB até atingir 18 m de fibra, e satura depois desse ponto. Ou seja, no esquema com apenas um bombeamento, precisa-se de muita fibra e de muita potência para atingir ganhos altos, figura 2.21. Bombeando apenas com 800 nm (45 mW), induzimos perdas na fibra (-0,67 dB/m) logo nos primeiros 7 m de fibra, ao invés de obter ganho. Isso porque a população se acumula no nível

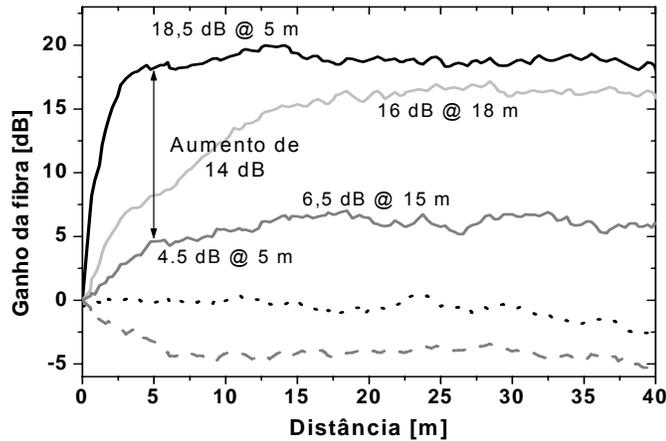


Figura 2. 21. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m. A potência do sinal é -6 dBm ( $250 \mu\text{W}$ ) em 1460 nm. De baixo para cima: 45 mW (800 nm); Sem bombeamento; 100 mW (1050 nm); 200 mW (1050 nm); e 45 mW (800 nm) + 100 mW (1050 nm).

$^3F_4$  e não inverte população. Quando ambos os bombeamentos estão ligados (100 mW de 1050 nm e 45 mW de 800 nm), tem-se um aumento de 12 dB, e obtém-se um ganho maior que 18 dB logo nos primeiros 5 m de fibra, figura 2.21. Ou seja, foi necessário bem menos potência (mais de 25% a menos de potência total) e muito menos fibra para conseguir um ganho alto. O laser em 800 nm aumenta a absorção de estado fundamental, varia a penetração do ganho, isso pode ser observado nas figuras 2.22 e 2.23, onde a potência total de bombeamento é variada, variando a razão entre as potências dos dois bombeamentos. Em todos os casos é possível observar o comprimento de fibra ótimo. Esse resultado foi utilizado para escolher o tamanho da fibra utilizada para construir o nosso protótipo de AFDT com duplo bombeamento, que será apresentado nas seções seguintes desse capítulo. Para o valor máximo de potência utilizado (100 mW em 800 nm e 200 mW em 1050 nm), foi obtido um ganho de 26 dB depois de 8 m de fibra. Observam-se claramente nos resultados, que o efeito do bombeamento em 800 nm ocorre apenas no início da fibra, da mesma forma como foi discutido anteriormente. O efeito de aumentar o ganho só ocorre na presença dos dois lasers. Se houver pouco 800 nm, ele será insuficiente no aproveitamento do 1050 nm, mas ainda teremos ganho em toda fibra. Se houver 800 nm a mais, não haverá 1050 nm suficiente para despovoar o nível inferior de amplificação e ocorrerá a reabsorção do sinal após o 1050 nm ter sido todo consumido. Observando a figura 2.22, nota-se que, no caso da maior potência utilizada, foi obtido ~10% de eficiência na conversão de potência em 5 m de fibra e ~30% em 8 m de fibra.

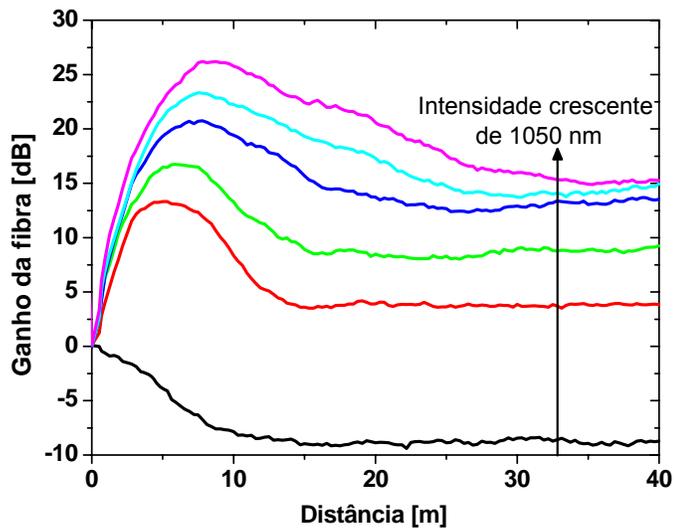


Figura 2. 22. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m, com potência de 800 nm fixa em 100 mW. A potência do sinal é -6 dBm (250  $\mu$ W) em 1460 nm. De baixo para cima, a potência de 1050 nm é: 0 mW (preto); 25 mW (vermelho); 50 mW (verde); 100 mW (azul), 150 mW (anil); e 200 mW (magenta).

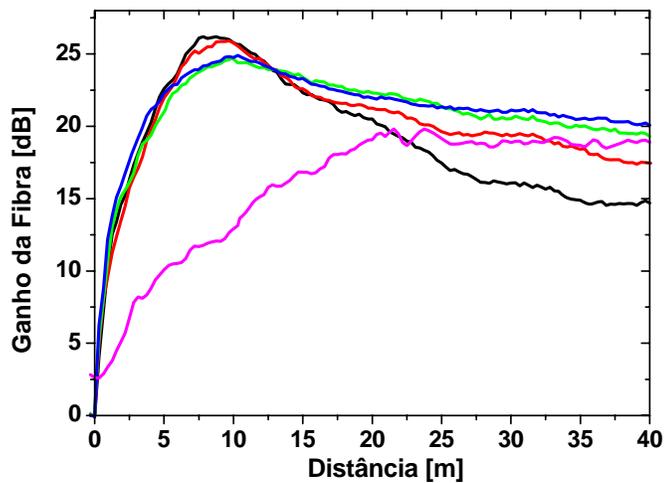


Figura 2. 23. Ganho da fibra em função da distância na FDT de 40 m, com potência de 1050 nm fixa em 200 mW. A potência do sinal é -6 dBm (250  $\mu$ W) em 1460 nm. A potência de 800 nm é: 100 mW (preto); 80 mW (vermelho); 60 mW (verde); 45 mW (azul); e 0 mW (magenta).

Através desses experimentos, foi possível observar aspectos importantes do processo de amplificação em FDT. Com a utilização de fibra ZBLAN dopadas com túlio, é possível construir amplificadores eficientes para a banda-S de comunicações ópticas. Esses AFDT têm muito potencial para serem utilizados comercialmente. Mas devido ao alto custo da fibra dopada e ao vidro ZBLAN ter características muito diferentes da sílica utilizada nas fibras comerciais, ainda existe um empenho científico em encontrar uma melhor alternativa, como é o caso do AFDE modificado [21, 67, 68]. Mas o AFDT ainda é considerado por muitos o melhor candidato e alguns dispositivos já foram apresentados comercialmente.

Muitos esquemas de bombeamento foram desenvolvidos e são capazes de gerar ganho muito alto, figura de ruído muito baixa, e uma boa potência de conversão de energia. Até o momento os melhores esquemas são os que utilizam duplo bombeamento, com um laser de 800 nm e outro laser em 1050 nm ou em 1410 nm. Também aplicamos a técnica de COFDR para caracterizar o ganho distribuído nesses amplificadores (os resultados com 1410 nm e 800 nm serão apresentados na próxima seção), e inferimos de forma não-destrutiva e não-invasiva, o comprimento de fibra ótimo para um dado conjunto de parâmetros de ganho (potência de bombeamento). Essa técnica é muito poderosa, dando inclusive pistas sobre o mecanismo de ganho no decorrer da fibra.

Na seção seguinte, será apresentada a comparação feita entre os esquemas de bombeamento com 800 nm e 1050 nm ou 1410 nm. Comparação que foi possível através do uso do COFDR como ferramenta para análise do ganho distribuído nesses dois casos.

### **2.3.2.2.1 Comparação entre os bombeamentos**

Usando a técnica de COFDR, foi estudado de forma não-invasiva o ganho distribuído em vários esquemas de bombeamento para o AFDT. Nessa seção serão comparados os esquemas que utilizam 800 nm + 1050 nm e 800 nm + 1400 nm, para determinar qual deles é mais vantajoso com relação à eficiência de ganho e ao comprimento da fibra. Serão apresentadas as vantagens de cada um, dependendo da aplicação final do AFDT. Também será mostrado que o esquema com 800 nm + 1050 nm necessita de menos fibra para atingir o mesmo valor de ganho.

A excitação dos íons de túlio pode se dar através de um processo de bombeamento seqüencial de absorção de fótons em 1050 nm. Neste caso a AEF é muito pequena, mas a AEE é grande tal que há inversão de população entre os níveis  $^3F_4$  e  $^3H_4$ , proporcionando o processo

de amplificação. Nesse caso, se a excitação for muito alta (potência alta de bombeamento), um terceiro fóton de 1050 nm pode ser absorvido, populando o nível  $^1G_4$ , que é responsável pela emissão no azul característica das FDT. O fato da seção de choque de AEF para o nível  $^3H_5$  ser muito menor que a AEE do nível  $^3F_4$  para a banda  $^3F_{2,3}$  é bem conhecido e descrito na literatura [33, 35].

De forma similar, é possível excitar os íons de túlio utilizando apenas um laser em 1410 nm, também por meio de um processo seqüencial de absorção de fótons. O esquema de bombeamento é similar ao do 1050 nm, sendo que a AEF ocorre diretamente para o nível  $^3F_4$  e a AEE ocorre diretamente para o nível  $^3H_4$ . Neste caso, entretanto, a seção de choque para a AEF é bem menor se comparada a de 1050 nm, e a AEE, não se sabe exatamente, mas acredita-se ser da mesma ordem se comparada com a de 1050 nm. [33, 35]. O bombeamento em 1410 nm não é ressonante com a transição  $^3H_4 - ^1G_4$ , Portanto, há muito pouca ou nenhuma emissão de azul nesse esquema de bombeamento.

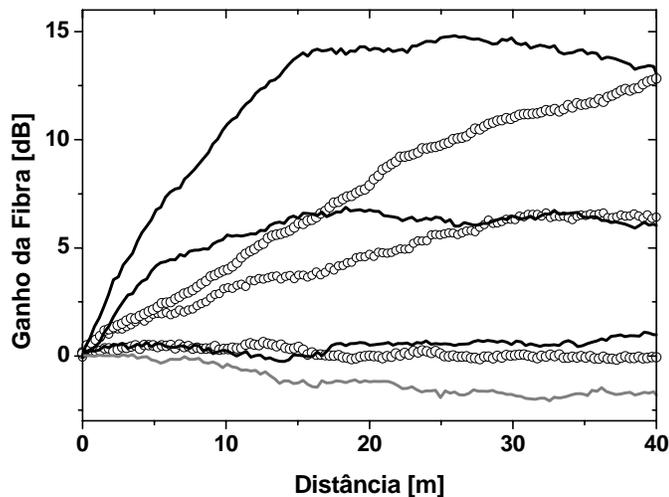


Figura 2. 24. Ganho distribuído através dos 40 m da FDT para dois esquemas que utilizam apenas um laser de bombeamento. Os círculos abertos correspondem ao bombeamento em 1410 nm, as linhas sólidas correspondem a 1050 nm e a linha cinza pontilhada mais baixa corresponde a nenhum bombeamento (apenas laser de sinal). As potências de bombeamento (de baixo para cima) são a 25 mW, 100 mW e 200 mW para ambos os comprimentos de onda. A potência do sinal é -3 dBm em 1460 nm.

A figura 2.24 mostra os resultados do experimento de COFDR para esses dois esquemas de bombeamento simples, com apenas um laser (bombeamento 1), 1050 nm ou 1410 nm. Mais detalhes sobre esse experimento pode ser encontrado na minha dissertação de

mestrado [1]. Esse experimento permite entender melhor esse mecanismo de amplificação, tornando possível entender melhor o papel do laser em 800 nm que será visto mais adiante. Podemos observar que em ambos os casos, é necessária uma potência relativamente alta para que o processo de amplificação ocorra. Para 100 mW de bombeamento, apenas um pequeno valor de ganho pode ser obtido (6-7 dB). Mas, de forma muito interessante, esse valor é atingido em aproximadamente 18 m de fibra quando o bombeamento é em 1050 nm, ou em 30 m de fibra, quando o bombeamento ocorre em 1410 nm. Aumentando a potência de bombeamento, observamos que para 200 mW atingimos 14 dB em 18 m com 1050 nm, enquanto que para 1410 nm não foi possível atingir o mesmo valor de ganho, pois aparentemente os 40 m de fibra foram poucos. A razão para isso é a mesma mencionada por Roy e colaboradores em [40] e que mencionamos anteriormente, o fato da seção de choque de AEF ser bem maior para 1050 nm se comparada com 1410 nm.

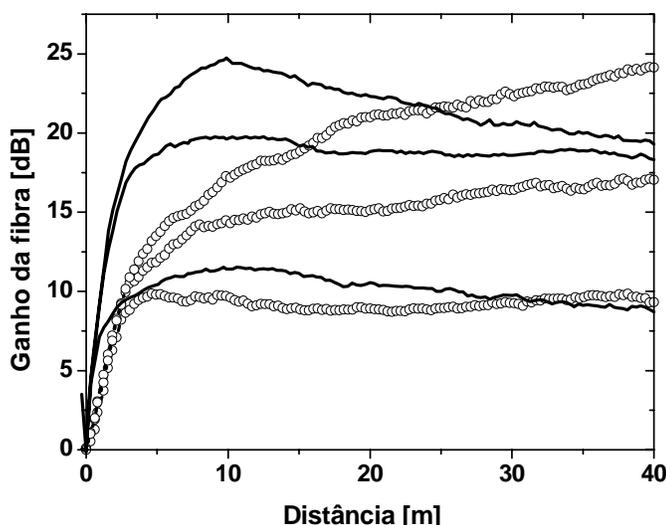


Figura 2. 25. Ganho distribuído através dos 40 m da FDT para dois esquemas que utilizam duplo bombeamento (dois lasers). Os círculos abertos correspondem ao bombeamento em 1410 + 800 nm e as linha sólidas correspondem a 1050 + 800 nm. As potências de bombeamento (de baixo para cima) são a 25 mW, 100 mW e 200 mW para 1050 nm e 1410 nm e a potência de 800 nm foi mantida constante em 45 mW. A potência do sinal é -3 dBm em 1460 nm.

Para os esquemas de duplo bombeamento, vamos comparar os esquemas na configuração co-propagante, onde o laser em 800 nm (bombeamento 2) é adicionado para excitar os íons de  $Tm^{3+}$  por uma AEF muito grande. O fóton em 800 nm primeiramente popula o nível mais alto de amplificação, enquanto o fóton de bombeamento 1 despovoa o nível mais

baixo via AEE, enquanto popula o nível superior também. Usando COFDR, mostramos que todo o efeito do 800 nm se dá nos primeiros metros de fibra, devido à alta absorção. Os resultados podem ser vistos na figura 2.25. Para uma comparação direta, mantivemos as mesmas potências de 1050 nm e 1410 nm utilizadas na figura 2.24, e adicionamos 45 mW de 800 nm, valor fixo. O primeiro resultado é que para 25 mW (bombeamento 1) e 45 mW (bombeamento 2), um ganho de ~9 dB para 1410 nm é alcançado em apenas ~5 m de fibra e 10 dB para 1050 nm é obtido em aproximadamente na mesma distância (talvez um pouco menos). Só para lembrar, sem o laser de 800 nm, com 25 mW do bombeamento 1 não temos nenhum ganho, figura 2.24, e apenas com 800 nm não temos ganho, figura 2.21, dado que não é possível obter inversão de população devido aos tempos de vida envolvidos. Para 100 mW do bombeamento 1 e 45 mW do bombeamento 2, o ganho com 1410 nm atinge o valor de 17 dB aos 40 m de fibra, no entanto, para 1050 nm ele atinge 18 dB em 18 m de fibra. Finalmente, para 200 mW, aparecem novos efeitos. Primeiro, para 1050 nm temos um ganho de 25 dB em 10 m, que começa então a diminuir quando a distância aumenta. Mas para 1410 nm, o ganho em 10 m é apenas 17 dB, mas chega a atingir 24 dB aos 40 m de fibra. Esse resultado pode ser explicado devido à população do nível  $^1G_4$ , que só ocorre no caso do bombeamento com 1050 nm, que tira população do nível  $^3H_4$ . Isso não ocorre no caso do bombeamento com 1410 nm. Isso pode ser visualmente confirmado, notando que não há emissão no azul no caso com 1410 nm, enquanto que no caso com 1050 nm a emissão no azul é muito forte. O rápido crescimento do ganho para o caso de 1050 nm e 800 nm indica que a AEE é maior para 1050 nm do que para 1410 nm, e que a AEF é dominada pelo laser em 800 nm em ambos os esquemas.

Foram realizados estudos comparativos, experimentais, entre os dois esquemas de bombeamento para os AFDT: 800 nm + 1050 nm e 800 nm + 1400 nm. Nossos resultados experimentais mostram que o esquema com 800 nm + 1050 nm é mais eficiente, pois necessita de menos fibra, e menos potência total de bombeamento para atingir o mesmo valor de ganho, comparado ao esquema com 800 nm + 1400 nm.

### 2.3.3. Quanto ao ruído nas medidas de ganho distribuído

Na seção anterior foram mostradas curvas de ganho da fibra em função da distância dentro da fibra. Essas curvas foram calculadas a partir dos resultados originados da experiência de COFDR [1]. Mas observando as curvas originais, figuras 2.26 e 2.27, notar-se o crescimento do ruído quando o bombeio aumenta. Existem duas componentes principais contribuindo para esse crescimento. O primeiro é um ruído branco, que correspondente ao aumento da potência da ASE gerada pelo amplificador. O outro ruído é mais intenso em frequências menores, ruído colorido.

O ruído branco surge devido aos batimentos gerados na interferência entre as frequências ópticas do sinal com a ASE e da ASE com a própria ASE [3]. Como o nosso filtro tem uma largura finita, chega bastante ASE no detector. Enquanto a potência de bombeamento é baixa, a sua interferência na medida é mínima, mas à medida que o bombeamento aumenta a ASE gerada também, e o nível do ruído de fundo começa a aumentar. Das duas contribuições da ASE para o aumento do ruído, o batimento ASE-sinal é mais importante se comparado com o batimento ASE-ASE, pois a potência do sinal é muito maior que a de ASE. Portanto, o batimento gerado terá maior intensidade.

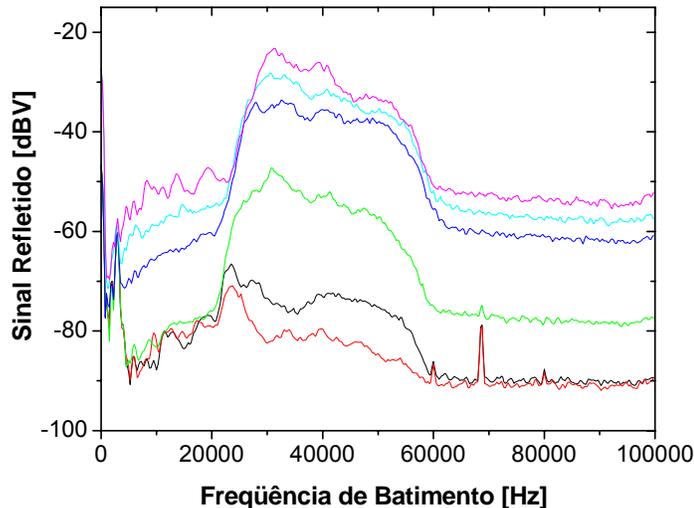


Figura 2. 26. Sinal refletido medido pelo FFT em função da frequência de batimento, com potência de 800 nm fixa em 45 mW. A potência do sinal é -6 dBm (250  $\mu$ W) em 1460 nm. De baixo para cima, a potência de 1050 nm é: 0 mW; apenas o sinal; 25 mW; 100 mW, 150 mW; e 200 mW.

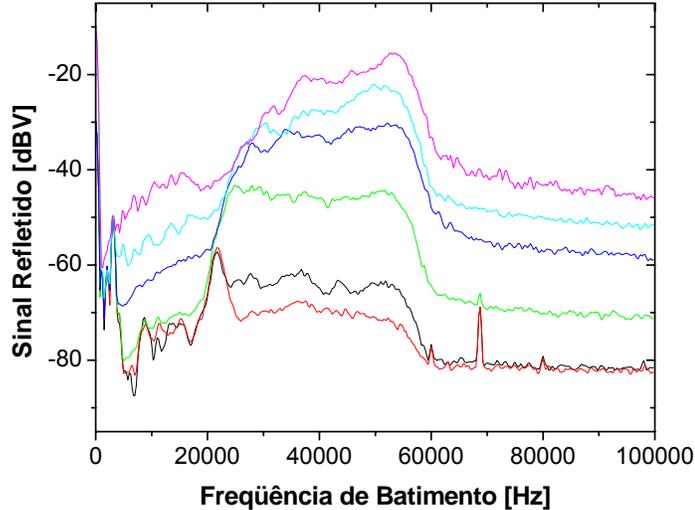


Figura 2. 27. Sinal refletido medido pelo FFT em função da freqüência de batimento, com potência de 800 nm fixa em 45 mW. A potência do sinal é -6 dBm (250  $\mu$ W) em 1460 nm. De baixo para cima, a potência de 1410 nm é: 0 mW; apenas o sinal; 25 mW; 100 mW, 150 mW; e 200 mW.

O ruído colorido ocorre principalmente devido ao batimento entre freqüências refletidas dentro do amplificador, como por exemplo, a freqüência refletida no final da fibra de túlio e as freqüências espalhadas em todo amplificador. Esse batimento é mais intenso entre freqüências que foram espalhadas bem perto uma da outra, por isso ele é maior em freqüências baixas. A máxima influência desse ruído é a formação de uma figura cuja extensão, em freqüências, é equivalente a do dispositivo, no caso amplificador, iniciando em freqüência zero. Para diminuir sua influência é colocado, antes da fibra dopada, um pedaço de fibra padrão com tamanho comparável a da fibra dopada. Na figura apresentada, foi suprimido o sinal em baixas freqüências, filtrando na detecção.

Há mais um ruído que aumenta quando a potência de bombeamento aumenta: o ruído de intensidade relativa do laser. Como o sinal é amplificado, o batimento gerado entre as freqüências do laser aumenta de intensidade, fazendo o nível do ruído de fase subir.

Essas fontes de ruído estão presentes em todas as medidas, mas só é preciso eliminá-las quando sua intensidade ficar comparável com a do sinal. A escala na qual é feita a medida é logarítmica, o que torna fácil identificar e separar o ruído do sinal. Ou seja, ao fazer a análise das curvas obtidas com COFDR, é preciso saber identificar até onde é sinal e quando é ruído. As partes da curva onde o ruído é maior ou da mesma ordem de grandeza do sinal são eliminadas na hora de ser feita a análise das medidas.

## 2.4. Teoria e simulações

A partir das equações de taxa e de propagação, é possível escrever expressões para o ganho e prever algumas características do sistema. Mas usualmente são necessárias muitas aproximações, fazendo com que os modelos não sejam muito precisos. O problema com esse tipo de modelo teórico é que uma solução numérica para as equações encontradas exige um conhecimento de vários parâmetros atômicos e da fibra que, nem sempre, são fáceis de medir e calcular, tais como fator de confinamento, seções de choque de absorção e emissão e tempos de vida de todos os níveis envolvidos. O modelo apresentado por Komukai e associados [33, 38] para AFDT, descreve de forma bem simplificada a dinâmica de excitação e amplificação do íon de túlio quando bombeado com apenas um comprimento de onda de bombeamento (1064 nm).

Uma alternativa aos modelos existentes é utilizar um modelo de caixa preta (BBM, sigla para black box model) [69-71]. Nesse modelo, considera-se o amplificador como uma caixa preta com funções de transferência não lineares relacionando os sinais de entrada e saída. O BBM é um modelo poderoso. Ele dá uma relação analítica entre o sinal de entrada e saída de um amplificador, diferente do modelo completo, onde é preciso resolver todas as equações de taxa e propagação para prever qual será o sinal de saída do amplificador. Com ele é possível prever o ganho para qualquer esquema de bombeamento. Um BBM para AFDT foi desenvolvido juntamente com nosso grupo [69], onde o amplificador de túlio foi modelado como um sistema de três níveis homogeneamente alargado [72]. Os resultados encontram-se na minha dissertação de mestrado [1] e mais detalhes sobre o modelo pode ser visto na dissertação do Andrés Rieznik [73] e não serão apresentados novamente aqui.

Modelos completos, com equações de taxa e propagação, são necessários para a construção e desenvolvimento de amplificadores, com eles é possível prever parâmetros do sistema como comprimento ótimo de fibra, concentração de íons, entre outros. Parâmetros esses que não podem ser obtidos com os modelos de caixa preta. Os BBM são úteis para prever a reação (ganho e figura de ruído) de um sistema que já está construído, quando em uma determinada situação de bombeamento e potência dos sinais.

### 2.4.1. Modelo teórico de equações de taxa e propagação para AFDT

O estudo teórico feito durante o mestrado [1] para o esquema de bombeamento com um laser em 1050 nm ou em 1410 nm foi ampliado para a adição do bombeamento adicional em 800 nm. Os resultados teóricos serão apresentados nessa seção, eles foram desenvolvidos durante o doutorado de Cláudio Floridia [74] utilizando nossos resultados experimentais para calcular o ganho distribuído. Resultados teóricos do ganho distribuído podem agora ser comparados com dados experimentais de COFDR [75]. Para o esquema com 1550 nm é necessário um estudo mais aprofundado devido ao deslocamento da banda de amplificação. Esse modelo não pode ser aplicado ao AFDT que utiliza uma fibra de alta concentração, pois a interação íon-íon é muito importante para o processo [76]. De forma simplificada, o modelo desenvolvido pode ser alterado para incluir o bombeamento em 1550 nm, mas como esse esquema de bombeamento não era o alvo principal de nossa pesquisa, não será apresentado nessa tese.

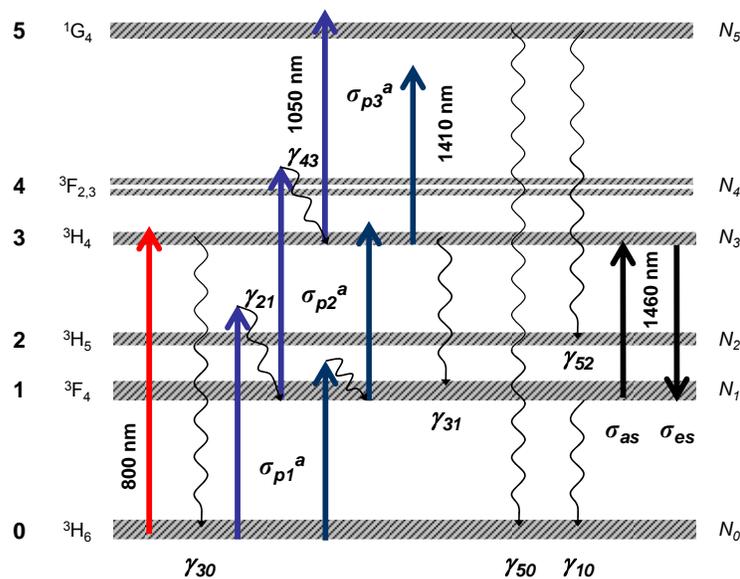


Figura 2. 28. Modelo para análise das equações de taxa.

O modelo teórico desenvolvido baseia-se no modelo de equações de taxa proposto por Komukai [33, 38]. A figura 2.28 mostra o diagrama de níveis do íon Tm<sup>3+</sup>, seções de choque e taxas de emissão espontânea relevantes para o cálculo de todos os esquemas de bombeamento estudados. Definem-se densidades de população em ³H₆, ³F₄, ³H₅, ³H₄, ³F₂,₃ e ¹G₄ como N₀, N₁, N₂, N₃, N₄ e N₅, respectivamente. As taxas de decaimento espontâneo e não-radiativo são dadas por γ<sub>ij</sub>, as seções de choque de absorção do estado fundamental ³H₆, e dos

estados excitados  ${}^3F_4$  e  ${}^3H_4$  são dadas por  $\sigma_{p1}^a$ ,  $\sigma_{p2}^a$  e  $\sigma_{p3}^a$  respectivamente, tanto para o bombeamento em 1050 nm ou em 1410 nm. Para o bombeamento em 1050 nm,  $\sigma_{p1}^a$ ,  $\sigma_{p2}^a$  e  $\sigma_{p3}^a$  correspondem a transições de  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$ ,  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3F_{2,3}$  e  ${}^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$ , respectivamente.

Diferentemente do modelo proposto por Komukai, vamos considerar a emissão espontânea do nível  ${}^3H_4$  para o  ${}^3H_5$  e para o  ${}^3F_4$ . Mesmo sendo muito pequenas se comparadas a outras emissões do íon  $Tm^{3+}$ , elas se mostraram importantes na viabilidade do modelo. Para o caso do bombeamento com 1050 nm, consideramos as três transições de excitação: (i) a absorção de estado fundamental (AEF) de  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_5$ ; (ii) a primeira absorção de estado excitado (AEE) de  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3F_{2,3}$ ; (iii) e a segunda AEE de  ${}^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$ . Também incluímos a AEF para o bombeamento em 800 nm. As seções de choque de absorção e de emissão estimulada para o comprimento de onda do sinal ( $\sigma_{es}$  e  $\sigma_{as}$ ) são relacionadas pelas relações de McCumber [25]. As equações de taxa para o esquema de duplo bombeamento com 1050 + 800 nm são dadas por:

$$\frac{dN_0}{dt} = -(W_{p1} + W_{p800})N_0 + \gamma_{10}N_1 + \gamma_{30}N_3 + \gamma_{50}N_5, \quad (2.8)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -(\gamma_{10} + W_{p2} + W_{sa})N_1 + \gamma_{21}N_2 + (\gamma_{31} + W_{se})N_3, \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{p1}N_0 - \gamma_{21}N_2 + \gamma_{52}N_5, \quad (2.10)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{p800}N_0 + W_{sa}N_1 - (\gamma_{30} + \gamma_{31} + W_{se} + W_{p3})N_3 + \gamma_{43}N_4, \quad (2.11)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = W_{p2}N_1 - \gamma_{43}N_4, \quad (2.12)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = W_{p3}N_3 - (\gamma_{50} + \gamma_{53})N_5. \quad (2.13)$$

Nas equações acima,  $W_{p1}$ ,  $W_{p2}$ ,  $W_{p3}$  e  $W_{p800}$  são as taxas de transição para os bombeamentos em 1050 nm e 800 nm,  $W_{sa}$  e  $W_{se}$  são as taxas de transição para a absorção e emissão estimulada no comprimento de onda do sinal. Para o sistema de equações para 1410 nm e 800 nm, o nível 4 não participa e pode ser excluído, um grupo de equações similares é encontrado, sendo que o primeiro fóton do bombeamento principal (1410 nm) é absorvido pelo nível 1, o segundo fóton, pelo nível 3. Isso significa que a equação para  $N_4$  é nula, o termo em  $N_4$  na equação de  $N_3$  é nulo, o termo  $W_{p1}N_0$  é adicionado à equação de  $N_1$  (ao invés de  $N_2$ ) e o termo  $W_{p2}N_1$  é adicionado à equação de  $N_3$  (ao invés de  $N_4$ ), o restante é igual ao grupo de equações anterior. Todas as taxas de transição são definidas como:

$$W_i = \frac{\Gamma_i \sigma_i P_i}{h \nu_i A}, \quad (2.14)$$

onde  $\sigma_i$  é a seção de choque da transição,  $h \nu_i$  é a energia do fóton,  $P_i$  é a potência óptica nessa frequência,  $\Gamma_i$  é o fator de recobrimento (overlap), e  $A$  é a área do núcleo da fibra.

Na condição de estado estacionário, pode-se obter uma expressão para a população nos níveis relevantes, sabendo que a densidade total da população é fixa.

$$N = N_0 + N_1 + N_3 + N_5 \quad (2.15)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = 0. \quad (2.16)$$

Conhecendo a expressão da população dos níveis, pode-se escrever:

$$\frac{dP_s}{dz} = [\sigma_{es} N_3(z) - \sigma_{as} N_1(z)] \Gamma_s P_s(z) - P_s(z) \alpha_s, \quad (2.17)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -[\sigma_{p1}^a N_0(z) + \sigma_{p2}^a N_1(z) + \sigma_{p3}^a N_3(z)] \Gamma_p P_p(z) - P_p(z) \alpha_p, \quad (2.18)$$

$$\frac{dP_p^{800}}{dz} = -\sigma_{p800}^a N_0(z) \Gamma_p^{800} P_p^{800}(z) - P_p^{800}(z) \alpha_p^{800}, \quad (2.19)$$

que determinam as potências em função do comprimento da fibra. Mais informações sobre esse cálculo podem ser encontradas na referência [74]. As equações 2.17-2.19 dependem de parâmetros do sistema tal como os comprimentos de onda do sinal, parâmetros da fibra, seções de choque valores de perda para o sinal ( $\alpha_s$ ) e para os dois bombeamentos ( $\alpha_p$  e  $\alpha_p^{800}$ ) e os fatores de recobrimento para todos os comprimentos de onda envolvidos ( $\Gamma_s$ ,  $\Gamma_p$  e  $\Gamma_p^{800}$ ). Este, calculado a partir da suposição de um modo gaussiano propagando-se na fibra, aproximação para o modo fundamental [77]. Os fatores de recobrimento são dados por  $\Gamma_i = 1 - \exp(-2a^2/\omega_i^2)$ , onde  $a$  é o raio do núcleo e  $\omega_i$  é a frequência da luz, exceto para o comprimento de onda 800 nm. Neste caso, a fibra é multimodo e  $\Gamma_p^{800}$  é um parâmetro de ajuste. Obviamente este parâmetro de ajuste pode variar de experimento a experimento, uma vez que a combinação de modos realmente acoplados na fibra é desconhecida. As equações 2.17-2.19 podem ser resolvidas pelo método Runge-Kutta, e o ganho distribuído na fibra pode ser calculado a partir da expressão:

$$G(z) = 10 \log \left[ \frac{P_s(z)}{P_s(0)} \right]. \quad (2.20)$$

Os valores de perdas intrínsecas do sinal são obtidos a partir das curvas de COFDR quando não há bombeamentos ligados. E assumindo dependência do espalhamento Rayleigh, a perda para outros comprimentos de onda pode ser obtida por:

$$\alpha = \frac{C_R}{\lambda^4}, \quad (2.21)$$

onde  $C_R$  é obtido experimentalmente. A tabela abaixo resume os valores para os parâmetros usados no cálculo.

Parâmetro	Valor	Referência	
$\gamma_{10}$	108 s <sup>-1</sup>	172,4 s <sup>-1</sup> [26]	
$\gamma_{21}$	196000 s <sup>-1</sup>	[25]	
$\gamma_{30}$	702,8 s <sup>-1</sup>	[26]	
$\gamma_{31} + \gamma_{32}$	179 s <sup>-1</sup>	100,1 s <sup>-1</sup> [26, 78]	
$\gamma_{50}$	676,4 s <sup>-1</sup>	[26]	
$\gamma_{52}$	492,9 s <sup>-1</sup>	[26]	
$C_R$	44 dB/km @ 1400 nm	Experimental	
$\sigma_{es}$	$1,65 \times 10^{-27} \text{ m}^2$	[79]	
$\sigma_{as}$	$0,7 \times \sigma_{es}$	[25]	
$\sigma_{p800}^a$	$3,0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	Estimativa	
1050 nm	$\sigma_{p1}^a$	$1,3 \times 10^{-27} \text{ m}^2$	$1,1 \times 10^{-27}$ [33]
	$\sigma_{p2}^a$	$1,0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	$8,2 \times 10^{-25}$ [33]
	$\sigma_{p3}^a$	$0,7 \times 10^{-26} \text{ m}^2$	$1,0 \times 10^{-26}$ [33]
1410 nm	$\sigma_{p1}^a$	$0,3 \times 10^{-27} \text{ m}^2$	Ajuste
	$\sigma_{p2}^a$	$1,5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	Ajuste
	$\sigma_{p3}^a$	0	Não-ressonante (suposição)
$\sigma_{p800}^a$	$6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	[25]	

Tabela 2. 2. Parâmetros utilizados nos cálculos.

Com os valores descritos na tabela, foi calculado o ganho distribuído. No caso onde há apenas o bombeamento em 800 nm, o ganho é negativo (perdas induzidas) e esse efeito só é reproduzido teoricamente se considerarmos as emissões espontâneas de  $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{H}_5$  e de  $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ . Devido à  $\gamma_{21}$  ser bem mais rápido que  $\gamma_{32}$  e que  $\gamma_{31}$ , essas duas emissões espontâneas podem ser combinadas em apenas um parâmetro. Nota-se que o valor utilizado para explicar esta absorção induzida é 79% maior que o valor reportado na literatura para vidros fluorozirconados [26]. Essa foi a forma encontrada para que os resultados coincidisse, se

usarmos os valores reportados na literatura [26, 78], a simulação prediz ganho do sinal, o que não ocorre na realidade.

Considerando o esquema de bombeamento por conversão ascendente tanto para 1050 nm, como para 1410 nm, as curvas teóricas de ganho distribuído foram ajustadas aos dados experimentais de COFDR. Partindo dos valores das seções de choque descritas na literatura para um bombeamento em 1064 nm [33, 38, 80], seus valores foram modificados, ajustados, para que houvesse uma melhor superposição da curva com os valores experimentais, obtendo assim os valores das seções de choque descritos na tabela acima. A diferença entre os comprimentos de onda de bombeamento, explica em parte as diferenças entre os parâmetros usados e os parâmetros reportados na literatura. Outras razões para essas diferenças estão nas diferenças nas fibras de túlio, fabricação e especificações, nos modelos de aproximação utilizados (Judd-Ofelt, Fuchtbauer-Landenburg) e nas comparações utilizadas entre resultados calculados e experimentos para obter valores significativos das seções de choque [25]. A vantagem desse modelo está na validação dos valores calculados com relação a resultados experimentais para vários comprimentos das fibras de túlio em condições de bombeamento diversas. Isso só melhora a estimativa dos valores das seções de choque.

## 2.4.2. Resultados

Nessa seção serão apresentados os resultados calculados teoricamente e os dados experimentais dos quais eles foram ajustados. Note que os dados experimentais são os mesmos apresentados na seção anterior [81, 82].

Considerando o esquema com bombeamento por absorção seqüencial de dois fótons, um único comprimento de onda, para ambos 1050 nm ou 1410 nm. Ajustando os dados experimentais, apresentados nas figuras 2.29 e 2.30, é possível calcular as seções de choque de absorção,  $\sigma_{p1}^a$ ,  $\sigma_{p2}^a$  e  $\sigma_{p3}^a$  [75]. Para 1050 nm, temos:  $1,36 \times 10^{-27} \text{ m}^2$ ,  $1,0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$  e  $1,5 \times 10^{-27} \text{ m}^2$ , respectivamente, para 1410 nm, temos:  $0,23 \times 10^{-27} \text{ m}^2$ ,  $1,45 \times 10^{-25} \text{ m}^2$  e 0 (esse bombeamento é não ressonante com essa transição).

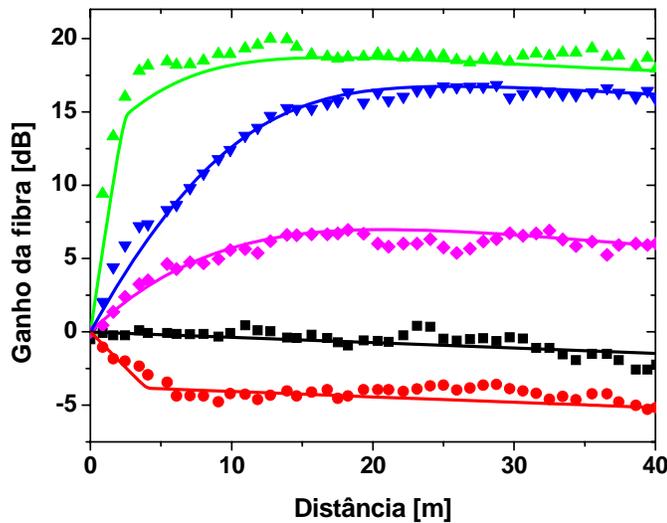


Figura 2. 29. Ganho distribuído, experimental (símbolo) e teórico (linha). Bombeamento com 45 mW (●) de 800 nm; Sem bombeamento (■); 100 mW (◆) e 240 mW (▼) de 1050 nm ; e 55 mW de 800 nm + 140 mW de 1050 nm (▲).

As figuras 2.29 e 2.30 também apresentam os resultados experimentais (símbolos) e os ajustes teóricos (curvas sólidas) para os esquemas com duplo bombeamento. Os resultados apresentados mostram um grande crescimento no ganho nos primeiros metros de fibra, o mesmo comportamento é reproduzido pelas curvas de ajustes teóricos.

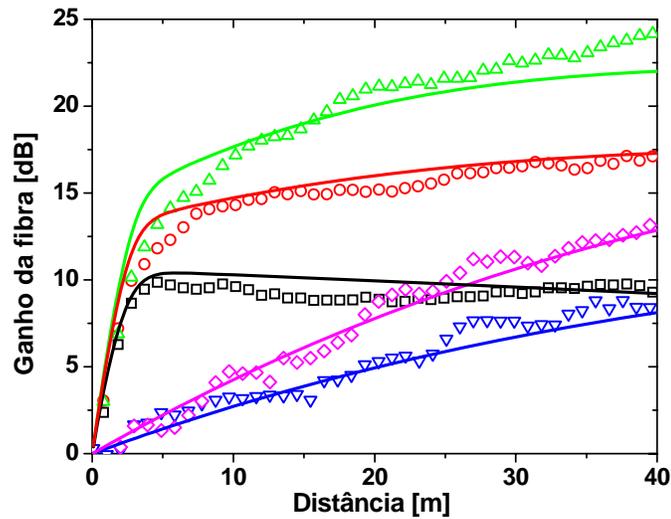


Figura 2. 30. Ganho distribuído, experimental (símbolo) e teórico (linha). Bombeamento com 200 mW (▽) e 300 mW (◇) de 1410 nm; 45 mW de 800 nm e 25 mW de 1410 nm (□); 45 mW de 800 nm e 175 mW de 1410 nm (○); e 50 mW de 800 nm e 310 mW de 1410 nm (△).

Um modelo teórico que permite simular esquemas de simples ou duplo bombeamento para AFDT foi desenvolvido. Em particular, os esquemas com 800 nm + 1050 nm e 800 nm + 1400 nm foram testados e tiveram dados experimentais ajustados teoricamente. As simulações apresentam excelente concordância com as medidas de ganho distribuído obtidas através da técnica de COFDR.

## 2.5. Outros estudos em AFDT

Os experimentos apresentados nas seções anteriores desse capítulo não foram os únicos testes feitos nos AFDT desenvolvidos em nossos laboratórios. Nessa seção serão apenas apresentados e mencionados alguns dos outros resultados que obtidos, referenciando ao artigo correspondente.

### 2.5.1. Transiente

Foram executados vários experimentos para medir a resposta transiente dos AFDT. Foram testados vários esquemas de bombeamento diferentes. Foi testada a modulação de um ou mais sinais, e em alguns casos, um dos lasers de bombeamento também foi modulado. Foram apresentados pôsteres e seções orais em conferências nacionais e internacionais e um trabalho foi publicado numa revista de distribuição mundial. Os resumos e trabalhos podem ser encontrados nas referências: [65], que utiliza uma fibra com alta concentração e bombeamento com 1050 nm e 1550 nm; [63], que faz uso do mesmo esquema de bombeamento e uma fibra com 2000 ppm; e [83, 84], onde foi feito um estudo sob o bombeamento com 800 nm e 1050 nm.

### 2.5.2. BER

Estudos preliminares de medida de taxa de erro no AFDT com simples bombeamento em 1050 nm foram feitos na PUC - Rio. Os resultados estão publicados na referência [85]. Atualmente em nossos laboratórios, há um sistema capaz de medir taxa de erro nesses amplificadores. No futuro, experimentos com os AFDT com duplo bombeamento poderão ser executados.

### 2.5.3. Protótipo

Depois de caracterizar completamente o AFDT com duplo bombeamento com 800 nm e 1050 nm, foi construído um protótipo desse amplificador [86]. O protótipo utiliza apenas lasers de diodo para a excitação da fibra dopada com túlio, que tem 5 m de comprimento. Foram construídas duas versões, uma com o controle eletrônico externo e outra com o controle eletrônico integrado. Para esse protótipo, foram caracterizados: o ganho, a figura de ruído, BER, as perdas do amplificador, a potência de saturação, a banda de comprimentos de onda de amplificação e estimado o valor econômico.

O desenvolvimento de um protótipo AFDT com duplo bombeamento foi baseado no nosso esquema de bombeamento patenteado. Foi essencial para a realização dessa etapa do trabalho a disponibilidade de lasers de semiconductor com as características necessárias: comprimentos de onda em 800 nm e 1050 nm, com saída em fibra óptica monomodo e potência final na fibra de túlio da ordem de 50 mW e 150 mW, respectivamente. Alguns dos componentes foram feitos sob encomenda e otimizados para a banda-S. Conseqüentemente, um AFDT potencialmente competitivo e compacto foi desenvolvido, como mostrado nas especificações preliminares na figura 2.31.

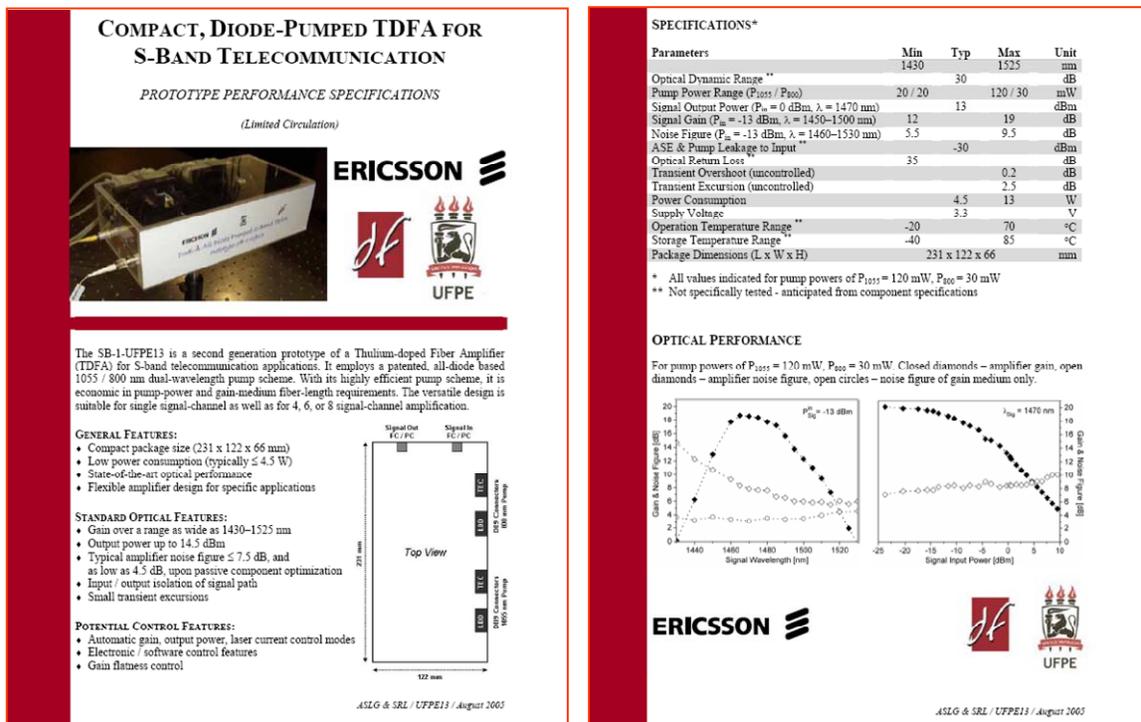


Figura 2. 31. Especificações do protótipo do AFDT com duplo bombeamento [86].

## 2.6. Conclusões

Foi completamente caracterizado um amplificador à fibra dopada com túlio desenvolvido em nosso laboratório. Durante o período final do mestrado e início do doutorado, foi possível coletar um número muito grande de dados, devido a enorme quantidade de experimento executados até aquele momento. O COFDR se mostrou uma ferramenta poderosa também para o entendimento dos processos de amplificação e no papel de cada comprimento de bombeamento na amplificação do sinal. Juntamente com os nossos outros experimentos, foi possível entender melhor o papel que cada laser executava no processo de amplificação do sinal e como funciona a dinâmica do sistema.

Foram estudados e testados vários esquemas de bombeamento para AFDT, especialmente o esquema 800/1050 nm, que resultou em uma aplicação de patente (US2003231380 e WO03077384). Os resultados mais relevantes dos esquemas de bombeamento testados foram apresentados e publicados em revistas e jornais de circulação internacional. Com base nesses resultados foi possível desenvolver um modelo teórico para simular o ganho distribuído nas fibras dopadas com túlio. Os estudos transientes também foram de extrema importância para o entendimento dos processos que regem a amplificação nesses amplificadores. Os resultados demonstram que o esquema com 800/1050 nm é provavelmente o melhor para aplicações padrão para AFDT, em rede de telecomunicação na banda-S reconfiguráveis.

Foram feitas várias medidas com o uso da técnica de COFDR, que demonstraram a importância desse método de medida. Até o presente momento, ao nosso conhecimento, somos o único grupo a utilizar essa técnica interferométrica para caracterizar componentes na banda-S. Uma consequência importante das medidas feitas com COFDR, juntamente com outros experimentos, é o entendimento dos processos de bombeamento e amplificação que ocorrem nas fibras dopadas com túlio.

Além de todas essas vantagens, essa técnica é implementada de forma bastante simples, o que a torna um instrumento de medida que pode ser montado e desmontado com facilidade. O COFDR tornou-se uma montagem experimental constantemente utilizada. De forma fácil e econômica, não só os AFDT podem ser caracterizados, mas outros tipos de amplificadores ópticos podem ser caracterizados, dependendo apenas da disponibilidade do laser na frequência correta.

## Referências do capítulo 2

1. Carvalho, M. T., *Caracterização de Amplificadores à Fibra Dopada com Túlio por Reflectometria Óptica Coerente no Domínio das Freqüências*. Dissertação de Mestrado defendida em 2002, no Departamento de Física, UFPE. Recife. 116 s.
2. Agrawal, G. P., *Fiber-optic communication systems*. 3rd ed. Wiley series in microwave and optical engineering. 2002, New York: Wiley. XVII, 546 s.
3. Becker, P. C., Olsson, N. A. e Simpson, J. R., *Erbium-doped fiber amplifiers : fundamentals and technology*. Optics and photonics. 1999, San Diego: Academic Press. XV, 460 s.
4. McCarthy, D. C., *Growing by Design*. Photonics Spectra, 2001. **35**(7): p. 88-+.
5. Fukuchi, K., Kasamatsu, T., et al. *10.92-Tb/s (273/spl times/40-Gb/s) triple-band/ultra-dense WDM optical-repeatered transmission experiment*. in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. 2001. Anaheim, USA, vol.4: p. PD24-1-PD24-3.
6. Ono, T., Fukuchi, K., et al., *Wideband and ultra-dense WDM transmission technologies for over 10Tbps capacity*. Nec Research & Development, 2002. **43**(2): p. 122-127.
7. Agrawal, G. P., *Nonlinear fiber optics*. 2nd ed. Optics and photonics. 1995, San Diego: Academic Press. XVIII, 592 s.
8. Fludger, C. R. S. *Raman Amplifiers for Broad Band Communications*. in *Optical Amplifiers and their Applications*. 2002. Vancouver, Canada, Short Course Notes.
9. Hansryd, J., Andrekson, P. A., et al., *Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2002. **8**(3): p. 506-520.
10. Seiki, O., Naoki, S., et al. *Bi[<sub>2</sub>O]<sub>3</sub>-based glass for S-band amplification*. in *Photonics West*. 2002. San Jose, USA SPIE, 4645: p. 8-15.
11. Ono, H., Yamada, M. e Shimizu, M., *S-band erbium-doped silica fibre amplifier with flattened-gain of over 21 dB*. Electronics Letters, 2002. **38**(19): p. 1084-1086.
12. Sakamoto, T., Aozasa, S., et al., *Hybrid fiber amplifiers consisting of cascaded TDFA and EDFA for WDM signals*. Journal of Lightwave Technology, 2006. **24**(6): p. 2287-2295.
13. Khurgin, J. B., Vurgraftman, I., et al., *Reduced crosstalk semiconductor optical amplifiers based on type-II quantum wells*. IEEE Photonics Technology Letters, 2002. **14**(3): p. 278-280.
14. Fukuchi, K. *Optical transmission technologies beyond 10 Tb/s*. in *Conference on Lasers and Electro-Optics*. 2002. Long Beach, USA, vol.1: p. 494-495.
15. Hecht, J. (2002) *S-band amplification and challenges developer*. Laser Focus World **38**(7), Disponível em: [http://lfw.pennnet.com/articles/article\\_display.cfm?Section=ARCHI&C=Feat&ARTICLE\\_ID=147590&KEYWORDS=hecht&p=12](http://lfw.pennnet.com/articles/article_display.cfm?Section=ARCHI&C=Feat&ARTICLE_ID=147590&KEYWORDS=hecht&p=12).
16. Masuda, H., Mori, A., et al. *Ultra-wide-band hybrid tellurite/silica fiber Raman amplifier*. in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. 2002. Anaheim, USA, 388-390.
17. Masuda, H., Aozasa, S. e Shimizu, M., *Ultra-wide-band hybrid amplifier consisting of two dispersion-compensating fibres for Raman amplification and thulium-doped fibre*. Electronics Letters, 2002. **38**(11): p. 500-502.
18. Ono, H., Yamada, M. e Shimizu, M., *S-band erbium-doped fiber amplifiers with a multistage configuration - Design, characterization, and gain tilt compensation*. Journal of Lightwave Technology, 2003. **21**(10): p. 2240-2246.

19. Arbore, M. A., Zhou, Y., et al. *34 dB gain at 1500 nm in S-band EDFA with distributed ASE suppression*. in *Optical Amplifiers and their Applications*. 2002. Vancouver, Canada, Postdeadline papers: p. PD4-1-PD4-3.
20. Harun, S. W., Saat, N. K. e Ahmad, H., *Two-stage S-band erbium-doped fiber amplifier using a depressed-cladding fiber*. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2005. **46**(1): p. 92-94.
21. Thyagarajan, K. e Kakkar, C., *S-band single-stage EDFA with 25-dB gain using distributed ASE suppression*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2004. **16**(11): p. 2448-2450.
22. Aozasa, S., Shimizu, M. e Masuda, H., *Gain spectrum control method for gain-shifted TDFA employing single wavelength pumping*. *Electronics Letters*, 2002. **38**(22): p. 1325-1327.
23. Kasamatsu, T., Yano, Y. e Sekita, H., *1.50- $\mu$  m-band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier with 1.05- and 1.56- $\mu$  m dual-wavelength pumping*. *Optics Letters*, 1999. **24**(23): p. 1684-1686.
24. Aozasa, S., Masuda, H., et al., *Gain-shifted TDFA employing high concentration doping technique with high internal power conversion efficiency of 70%*. *Electronics Letters*, 2002. **38**(8): p. 361-363.
25. Kasamatsu, T., Yano, Y. e Ono, T., *1.49- $\mu$  m-band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier for WDM transmission systems*. *Journal of Lightwave Technology*, 2002. **20**(10): p. 1826-1838.
26. Sanz, J., Cases, R. e Alcalá, R., *Optical-Properties of Tm-3+ in Fluorozirconate Glass*. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1987. **93**(2-3): p. 377-386.
27. Hayashi, H., Tanabe, S. e Hanada, T., *1.4  $\mu$  m band emission properties of Tm<sup>3+</sup> ions in transparent glass ceramics containing PbF<sub>2</sub> nanocrystals for S-band amplifier*. *Journal of Applied Physics*, 2001. **89**(2): p. 1041-1045.
28. Dianov, E. M., Bufetov, I. A., et al., *Catastrophic destruction of fluoride and chalcogenide optical fibres*. *Electronics Letters*, 2002. **38**(15): p. 783-784.
29. Nishida, Y., Fujiura, K., et al., *Reliability of fluoride fiber module for optical amplifier use*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1999. **11**(12): p. 1596-1598.
30. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., et al. *Distributed-Gain Measurements in S-band TDFA by Coherent optical frequency Domain reflectometry*. in *Optical Amplifiers and their Applications*. 2002. Vancouver, Canada: OSA, Trends in Optics and Photonics, vol 77: p. 41-47 (Paper OMD4).
31. Cole, B. e Dennis, M. L. *S-band amplification in a thulium doped silicate fiber*. in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. 2001. Anaheim, USA, TuQ3.
32. Samson, B. N., Traynor, N. J., et al. *Thulium-doped silicate fiber amplifier at 1460-1520 nm*. in *Optical Amplifiers and their Applications 2000*. Quebec, Canada, Postdeadline papers: p. PdP6.
33. Komukai, T., Yamamoto, T., et al., *Up-Conversion Pumped Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier and Laser Operating at 1.47  $\mu$ m*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995. **31**(11): p. 1880-1889.
34. Sakamoto, T., Shimizu, M., et al., *1.4- $\mu$ m-Band Gain Characteristics of a Tm-Ho-Doped Zblyan Fiber Amplifier Pumped in the 0.8- $\mu$ m Band*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1995. **7**(9): p. 983-985.
35. Aozasa, S., Sakamoto, T., et al., *Tm-doped fiber amplifiers for 1470-nm-band WDM signals*. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2000. **12**(10): p. 1331-1333.
36. Percival, R. M. e Williams, J. R., *Highly Efficient 1.064- $\mu$ m up-Conversion Pumped 1.47- $\mu$ m Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier*. *Electronics Letters*, 1994. **30**(20): p. 1684-1685.

37. Aozasa, S., Masuda, H., et al., *1480-1510 nm band Tm-doped fibre amplifier with high power conversion efficiency of 42%*. Electronics Letters, 2001. **37**(19): p. 1157-1158.
38. Komukai, T., Yamamoto, T., et al., *Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.47  $\mu\text{m}$  (vol 31, pg 1880, 1995)*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996. **32**(1): p. 173-173.
39. Roy, F. *Recent advances in thulium-doped fiber amplifiers*. in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. 2002. Anaheim, USA, 568-570.
40. Roy, F., Bayart, D., et al., *Noise and gain band management of thulium-doped fiber amplifier with dual-wavelength pumping schemes*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. **13**(8): p. 788-790.
41. Kasamatsu, T., Yano, Y. e Ono, T., *Laser-diode-pumped highly efficient gain-shifted thulium-doped fiber amplifier operating in the 1480-1510-nm band*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. **13**(5): p. 433-435.
42. Martins-Filho, J. F., Bastos-Filho, C. J. A., et al., *Dual-wavelength (1050 nm plus 1550 nm) pumped thulium-doped fiber amplifier characterization by optical frequency-domain reflectometry*. IEEE Photonics Technology Letters, 2003. **15**(1): p. 24-26.
43. Roy, F., Leplingard, F., et al., *48% power conversion efficiency in single pump gain-shifted thulium-doped fibre amplifier*. Electronics Letters, 2001. **37**(15): p. 943-945.
44. Roy, F., Sauze, A. L., et al. *0.8- $\mu\text{m}$ +1.4- $\mu\text{m}$  pumping for gain-shifted TDFA with power conversion efficiency exceeding 50%*. in *Optical Amplifiers and their Applications*. 2001. Stresa, Itália, Postdeadline Paper: p. PD4.
45. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., et al., *Characterization of efficient dual-wavelength (1050+800 nm) pumping scheme for thulium-doped fiber amplifiers*. IEEE Photonics Technology Letters, 2003. **15**(2): p. 200-202.
46. Eickhoff, W. e Ulrich, R., *Optical Frequency-Domain Reflectometry in Single-Mode Fiber*. Applied Physics Letters, 1981. **39**(9): p. 693-695.
47. von der Weid, J. P., Passy, R., et al., *On the characterization of optical fiber network components with optical frequency domain reflectometry*. Lightwave Technology, Journal of, 1997. **15**(7): p. 1131-1141.
48. Desurvire, E., *Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications*. 1994, New York: Wiley. XXVII, 770 s.
49. von der Weid, J. P., Passy, R. e Gisin, N., *Coherent reflectometry of optical fiber amplifiers*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1997. **9**(9): p. 1253-1255.
50. von der Weid, J. P., Passy, R., et al., *High-resolution distributed-gain measurements in erbium-doped fibers*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1998. **10**(7): p. 949-951.
51. Wegmuller, M., Oberson, P., et al., *Distributed gain measurements in Er-doped fibers with high resolution and accuracy using an optical frequency domain reflectometer*. Lightwave Technology, Journal of, 2000. **18**(12): p. 2127-2132.
52. Passy, R., Gisin, N. e Von der Weid, J. P., *High-sensitivity-coherent optical frequency-domain reflectometry for characterization of fiber-optic network components*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1995. **7**(6): p. 667-669.
53. Costa e Silva, M. B., Carvalho, M. T., et al., *Distributed-gain measurements in S-band TDFA by coherent optical frequency domain reflectometry*. Electronics Letters, 2002. **38**(14): p. 729-730.
54. Ahn, T. J. e Kim, D. Y., *High-resolution differential mode delay measurement for a multimode optical fiber using a modified optical frequency domain reflectometer*. Optics Express, 2005. **13**(20): p. 8256-8262.
55. Lopez, R. M., Spirin, V. V., et al., *Coherent optical frequency domain reflectometry for interrogation of bend-based fiber optic hydrocarbon sensors*. Optical Fiber Technology, 2004. **10**(1): p. 79-90.

56. Soller, B. J., Gifford, D. K., et al., *High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies*. Optics Express, 2005. **13**(2): p. 666-674.
57. Geng, J. H., Spiegelberg, C. e Jiang, S. B., *Narrow linewidth fiber laser for 100-km optical frequency domain reflectometry*. IEEE Photonics Technology Letters, 2005. **17**(9): p. 1827-1829.
58. Passy, R., Gisin, N., et al., *Experimental and theoretical investigations of coherent OFDR with semiconductor laser sources*. Lightwave Technology, Journal of, 1994. **12**(9): p. 1622-1630.
59. von der Weid, J. P., Passy, R. e Gisin, N., *Mid-range coherent optical frequency domain reflectometry with a DFB laser diode coupled to an external cavity*. Lightwave Technology, Journal of, 1995. **13**(5): p. 954-960.
60. Mussi, G., Stamp, P., et al., *Polarization effects in coherent optical frequency-domain reflectometry*. Photonics Technology Letters, IEEE, 1996. **8**(11): p. 1513-1515.
61. Komukai, T., Yamamoto, T., et al., *1.47-Mu-M Band Tm<sup>3+</sup> Doped Fluoride Fiber Amplifier Using a 1.064-Mu-M up-Conversion Pumping Scheme*. Electronics Letters, 1993. **29**(1): p. 110-112.
62. Tanabe, S. e Tamaoka, T., *Gain characteristics of Tm-doped fiber amplifier by dual-wavelength pumping with a tunable L-band source*. Optical Materials, 2004. **25**(2): p. 165-169.
63. Luthi, S. R., Carvalho, M. T. e Gomes, A. S. L., *Transient gain behavior in 1050/1550-nm dual-wavelength pumped TDFAs*. IEEE Photonics Technology Letters, 2005. **17**(5): p. 995-997.
64. Bastos-Filho, C. J. A., Martins-Filho, J. F., et al. *Dual wavelength (1050+1550nm) pumped thulium doped fibre amplifier characterization by Optical Frequency Domain Reflectometry*. in SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA. 2002. Recife - PE, Brasil: Technical Digest. 2002, 526-530 (paper ST20.5).
65. Bastos-Filho, C. J. A., Martins-Filho, J. F., et al., *Measurements of gain cross-saturation and transient response in highly doped TDFAs*. Optics Communications, 2005. **246**(1-3): p. 79-84.
66. Baney, D. M., Gallion, P. e Tucker, R. S., *Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers*. Optical Fiber Technology, 2000. **6**(2): p. 122-154.
67. Yeh, C. H., Lin, M. C., et al., *S-band gain-clamped grating-based erbium-doped fiber amplifier by forward optical feedback technique*. Optics Express, 2006. **14**(7): p. 2611-2617.
68. Rosolem, J. B., Juriollo, A. A., et al., *All silica S-band double-pass erbium-doped fiber amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters, 2005. **17**(7): p. 1399-1401.
69. Rieznik, A., Wiederhecker, G., et al. *Black box model for thulium doped fiber amplifiers*. in *Optical Fiber Communications Conference*. 2003. Atlanta, USA, 2: p. 627-628.
70. Xiupu, Z. e Mitchell, A., *A simple black box model for erbium-doped fiber amplifiers*. Photonics Technology Letters, IEEE, 2000. **12**(1): p. 28-30.
71. Burgemeier, J., Cords, A., et al., *A black box model of EDFA's operating in WDM systems*. Lightwave Technology, Journal of, 1998. **16**(7): p. 1271-1275.
72. Roy, F., Bayart, D., et al., *Spectral hole burning measurement thulium-doped fiber amplifiers*. Optics Letters, 2002. **27**(1): p. 10-12.
73. Rieznik, A. A., *Modelagem e Física de Amplificadores à Fibra Dopada com Érbio*. Dissertação de Mestrado defendida em 2003, no Instituto de Física "Gleb Wataghin", UniCamp. Campinas. 64 s.
74. Floridia, C., *Desenvolvimento e Caracterização de Amplificadores Paramétricos e de Amplificadores e Lasers à Fibra Dopada com Túlio*. Tese de Doutorado defendida em 2003, no Departamento de Física, UFPE. Recife. 187 s.

75. Florida, C., Carvalho, M. T., et al., *Modeling the distributed gain of single- (1050 or 1410 nm) and dual-wavelength- (800+1050 nm or 800+1410 nm) pumped thulium-doped fiber amplifiers*. Optics Letters, 2004. **29**(17): p. 1983-1985.
76. Peterka, P., Faure, B., et al., *Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers*. Optical and Quantum Electronics, 2004. **36**(1-3): p. 201-212.
77. Marcuse, D., *Gaussian Approximation of Fundamental Modes of Graded-Index Fibers*. Journal of the Optical Society of America, 1978. **68**(1): p. 103-109.
78. Guery, C., Adam, J. L. e Lucas, J., *Optical-Properties of Tm-3+ Ions in Indium-Based Fluoride Glasses*. Journal of Luminescence, 1988. **42**(4): p. 181-189.
79. Roy, F., *L'amplificateur à fibre dopée thulium: un dispositif prometteur pour l'application d'une nouvelle bande de canaux multiplexés en longueur d'onde dans les systèmes de transmission par fibre optique*. Tese de Doutorado defendida em 2002, no Departamento de Engenharia Eletrônica, Université de Franche-Comté.
80. Brunet, F., Laperle, P., et al. *Modeling of Tm-doped ZBLAN blue upconversion fiber lasers operating at 455 nm*. 1999: SPIE, 3849: p. 125-135.
81. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., et al., *Low-pump-power, short-fiber copropagating dual-pumped (800 and 1050 nm) thulium-doped fiber amplifier*. Optics Letters, 2003. **28**(5): p. 334-336.
82. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T. e Sundheimer, M. L., *Comparison of distributed gain in two dual-wavelength pumping schemes for thulium-doped fibre amplifiers*. Electronics Letters, 2003. **39**(8): p. 647-648.
83. Lüthi, S. R., Carvalho, M. T. e Gomes, A. S. L. *Transient Response of 800/1050 nm Dual-Wavelength Pumped TDFAs*. in *European Conference on Optical Communication*. 2004. Stockholm, Sweden, We2.3.2.
84. Gomes, A. S. L. e Lüthi, S. R. *Dual-wavelength pumped TDFAs for S-band optical telecommunication - an evaluation*. in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*. 2005. Anaheim, USA, vol.3: p. JWA13.
85. dos Santos, A. B., Silva, M. B. C. E., et al., *Bit error rate and noise in S-band TDFA-amplified 10-Gb/s optical transmission*. Microwave and Optical Technology Letters, 2003. **38**(4): p. 277-279.
86. Gomes, A. S. L. e Lüthi, S. R., *Dual wavelength pumped TDFA prototype in S-Band Optical Amplifiers and Wavelength Conversion Devices - A Five Years Report: September 2000 - December 2005*, Work performed at the laboratory of Optoelectronics and Photonics, Physics Department, Universidade Federal de Pernambuco, 2006, Supported by Ericsson do Brasil

## Capítulo 3 – Tomografia óptica na odontologia

O uso de técnicas ópticas na medicina e na biologia tem uma longa história. Desde o século 18, a microscopia tem sido uma ferramenta indispensável para biólogos e cientistas da área médica. Com a invenção do laser em 1960, os médicos foram muito beneficiados com métodos menos invasivos para auxiliar em procedimentos cirúrgicos. O desenvolvimento da fibra óptica levou a fabricação de endoscópios, permitindo que órgãos internos do corpo humano fossem observados sem que houvesse a necessidade de grandes cortes. Tecnologias ópticas também ajudam na análise de amostra de tecidos e na contagem e medida de células sanguíneas. Apesar de todos esses avanços, poucos dos instrumentos ópticos utilizados na medicina de hoje utilizam as propriedades de coerência da luz de forma vantajosa.

A tomografia por coerência óptica (TCO ou OCT, do inglês – Optical coherence tomography) é um método de diagnóstico por imagem que explora as propriedades de coerência do fóton. Com base na técnica de tomografia óptica [1], foram desenvolvidos dispositivos tomográficos capazes de produzir imagens de seções transversais da microestrutura interna de materiais e tecidos biológicos com alta resolução transversal, medindo a luz que é refletida e retro espalhada [1, 2]. A TCO funciona de forma similar ao ultra-som de imagem de modo B [3-5], mas medindo os “ecos” de luz, figura 3.1, sendo possível a obtenção de imagens com resolução entre 1-15  $\mu\text{m}$ , que é uma ou duas ordens de magnitude maior que a do ultra-som. E diferentemente do ultra-som, TCO pode adquirir imagens sem que seja necessário o contato com a amostra.

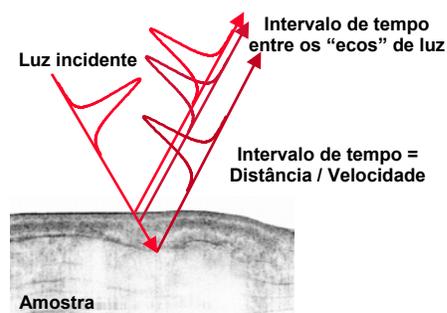


Figura 3. 1. Geração de imagens usando “ecos” de luz. Tomografia por coerência óptica (TCO) é o análogo óptico do ultra-som. Para gerar a imagem, é primeiro necessário medir o atraso entre os ecos de luz e a magnitude desses pulsos de luz refletidos. Devido à extrema velocidade da luz, TCO necessita de uma tecnologia completamente diferente da utilizada em ultra-som. TCO utiliza princípios de técnicas clássicas de óptica, assim como de medidas de fenômenos ultra-rápidos. [3]

A aplicação da tomografia por coerência óptica em medicina iniciou há pouco mais de uma década [6-8], mas suas raízes encontram-se nos primeiros experimentos com interferometria com luz branca, que levaram ao desenvolvimento da refletometria no domínio óptico coerente (optical coherence domain reflectometry – OCDR), uma técnica interferométrica unidimensional para medida óptica [8, 9]. Praticamente todas as técnicas de interferometria óptica utilizadas na medicina atualmente tiveram sua origem nas comunicações ópticas, estando estas duas áreas correlacionadas.

Apesar de OCDR ter sido inicialmente desenvolvida para medir defeitos em cabos de fibras ópticas e em dispositivos ópticos, sua capacidade para analisar a estrutura interna do olho humano [10, 11] e outros tecidos biológicos [12, 13] foi logo identificada. A tomografia por coerência óptica é uma extensão de OCDR para duas ou três dimensões. A habilidade da TCO de gerar imagens de seções transversais de tecidos biológicos, devido ao curto tempo de coerência das fontes de luz, permitiu a análise de estruturas interna dessas amostras em profundidades além do campo visível em microscopia convencional e em microscopia confocal.

Na odontologia, ainda não existe em uso uma técnica de diagnóstico muito precisa. Os métodos mais utilizados por profissionais dessa área são: os exames visuais e táteis, sonda exploradora e sonda periodontal, e exames radiológicos. Exames visuais são muito imprecisos e dependem do examinador. Exames táteis, com o uso de sondas exploradoras e sondas periodontais, podem ser extremamente dolorosos para o paciente e gerar resultados imprecisos. As radiografias revelam estruturas dos dentes e dos ossos que não podem ser identificadas no exame visual. Mesmo sendo muito sensíveis na identificação de regiões desmineralizadas, causada por cáries, e regiões de perda óssea, elas têm muitas limitações em identificar doenças periodontais, por não serem capazes de observar tecidos moles. Outra limitação encontra-se no fato da imagem ser uma projeção bidimensional, dificultando a localização precisa das regiões cariadas. Somado a isso tudo, a radiografia utiliza radiação ionizante potencialmente perigosa.

Os tecidos que compõem os dentes são meios altamente espalhadores de luz. Os coeficientes de espalhamento para o esmalte e para a dentina em 1053 nm são  $15 \text{ cm}^{-1}$  e  $260 \text{ cm}^{-1}$ , respectivamente [14]. Mesmo assim, luz na região do infravermelho pode penetrar toda a extensão do esmalte (2-3 mm) e um pouco na dentina, permitindo a construção de imagens de TCO, em duas ou três dimensões, dessa parte da estrutura do dente. Apesar de que, para a odontologia, a tomografia óptica ainda não está clinicamente disponível, como é o caso na oftalmologia, essa técnica tem um potencial muito promissor.

Em odontologia, o uso do TCO iniciou em 1998 com a geração de imagem de ambos tecidos moles e duros [15-17]. Isso levou ao diagnóstico de várias doenças bucais, inclusive a detecção de cáries em estágios iniciais [18]. Outra área onde a TCO pode obter resultados importantes é na análise de restaurações dentárias [19-22], onde é possível identificar interfaces entre o dente e a restauração, inclusive identificando defeitos na restauração [23].

### 3.1. Princípios básicos da tomografia por coerência óptica no domínio temporal

Nessa seção será feita uma descrição dos princípios de funcionamento da técnica de tomografia por coerência óptica. Serão mencionados os limites de resolução, de sensibilidade do sistema, os protocolos para geração de imagens e a relação entre taxa de aquisição dos dados com parâmetros do sistema. Serão mencionadas também algumas das áreas onde TCO tem dado contribuições importantes.

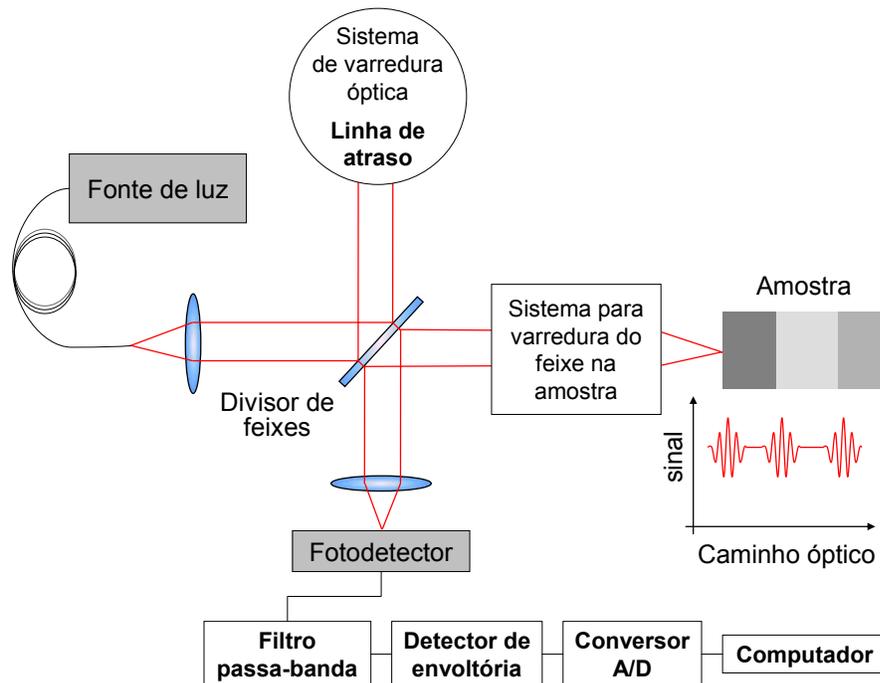


Figura 3. 2. Diagrama básico de montagem de um sistema de TCO.

A figura 3.2 mostra os componentes básicos de um sistema de TCO. A parte principal compreende um interferômetro iluminado por uma fonte de luz com banda larga (baixa coerência). O sistema de TCO divide o feixe em dois, um de referência e um de amostragem (teste), cada um percorrendo um caminho distinto. Eles interferem no fotodetector somando os dois campos elétricos que foram refletidos pela amostra e pelo sistema de varredura óptica, usualmente constituído por um espelho móvel.

Os sistemas de tomografia por coerência óptica também podem ser construídos usando componentes de fibra óptica, principalmente a troca do divisor de feixes por um acoplador 50/50 de fibra. Com isso, os sistemas tornam-se mais compactos, viabilizando e reduzindo o preço

final de um equipamento comercial utilizando essa tecnologia. Outra vantagem do uso das fibras é facilitar o acoplamento do sistema de varredura do feixe a equipamentos que podem ser levados até o paciente, como as lâmpadas de fenda em oftalmologia e endoscópios para geração de imagens de órgãos internos do corpo humano.

A formulação matemática rigorosa da interferência, coerência e propagação de ondas pode ser encontrada em vários livros [24, 25]. De forma simplificada, pode ser demonstrado que a média temporal da foto-corrente no detector pode ser expressa por [26, 27]:

$$I = \left\langle \frac{\eta e}{h\nu} \frac{|E_R + E_S|^2}{2\eta_0} \right\rangle, \quad (3.1)$$

onde  $\eta$  é a eficiência quântica do detector,  $e$  é a carga do elétron,  $h\nu$  é a energia do fóton e  $\eta_0$  é a impedância intrínseca do espaço livre. Considerando inicialmente o caso de uma onda monocromática, onde o campo elétrico,  $E$ , é dado por:

$$E_i = A_i e^{(i\omega t - \beta z)}, \quad (3.2)$$

onde  $A$  é uma amplitude,  $\omega$  é a frequência óptica da luz e  $\beta$  é a constante de propagação. Substituindo na equação 3.1 obtemos:

$$I = \frac{\eta e}{h\nu\eta_0} \left( \frac{1}{2} |A_R|^2 + \frac{1}{2} |A_S|^2 + \text{Re}\{E_R E_S^*\} \right), \quad (3.3)$$

onde o termo  $\text{Re}\{E_R E_S^*\} = A_R A_S \cos(2\beta_R L_R - 2\beta_S L_S)$  representa a parte real do termo de interferência,  $L$  é o comprimento da porta do interferômetro, caminho percorrido pelo feixe, os índices  $R$  e  $S$  representam os sinais de referência e da amostra, respectivamente, e o fator 2 é devido à luz percorrer duas vezes a distância  $L$ .

No espaço livre, sem a presença de elementos refratores nas portas, as constantes de propagação são iguais para ambos os caminhos, o de referência e o da amostra, tal que

$\beta_R = \beta_S = 2\pi/\lambda$ . Sendo assim:

$$\text{Re}\{E_R E_S^*\} = A_R A_S \cos\left(2\pi \frac{\Delta L}{\lambda/2}\right), \quad (3.4)$$

onde  $\Delta L = L_R - L_S$  é o diferença entre os caminhos de referência e da amostra. A equação 3.4 mostra que há um termo oscilante, senoidalmente, que representa a interferência entre os campos de amostra e de referência. A interferência tem um período de  $\lambda/2$  relativo à diferença entre os caminhos que a luz percorre.

Para uma fonte de luz de baixa coerência, com  $E_R = A_R(\omega)e^{-i[2\beta_R(\omega)L_R - \omega t]}$  e  $E_S^* = A_S(\omega)e^{-i[2\beta_S(\omega)L_S - \omega t]}$ , onde  $A_R(\omega)$  e  $A_S(\omega)$  são as amplitudes dependentes da frequência da luz e  $\beta_i(\omega)$  é a constante de propagação da fonte de luz de banda larga, a foto-corrente no detector é:

$$I = \frac{\eta e}{h\nu\eta_0} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{2} |A_R|^2 + \frac{1}{2} |A_S|^2 + S(\omega) e^{-i\Delta\phi(\omega)} \right) \frac{d\omega}{2\pi} \right\}, \quad (3.5)$$

onde os dois primeiros termos (modulo quadrado) do lado direito da equação são constantes (termos dc) e o terceiro termo é oscilante (termo ac) e definido por  $S(\omega) = A_S(\omega)A_R(\omega)^*$  e por  $\Delta\phi(\omega) = 2[\beta_S(\omega)L_S - \beta_R(\omega)L_R]$ . A integral é tomada para levar em consideração todas as frequências que compõem a fonte de baixa coerência. Se os campos da amostra e de referência tiverem as mesmas componentes espectrais,  $S(\omega)$  é essencialmente equivalente ao espectro de potência da fonte de luz.  $\Delta\phi(\omega)$  é o termo responsável pelo descasamento de fase no detector de cada componente espectral.

Considerando o caso onde os caminhos de referência e de teste consistem de um meio uniforme, linear e não-dispersivo, e que o tecido difuso da amostra se comporta localmente como um espelho. E que a densidade de potência espectral da fonte de luz é dada por  $S(\omega - \omega_0)$ , considerando a largura de banda limitada e centrada na frequência  $\omega_0$ . Assumindo as constantes de propagação  $\beta_i(\omega)$  iguais nas duas portas do interferômetro, podendo ser reescritas em primeira ordem de expansão de Taylor em torno da frequência central:

$$\beta_R(\omega) = \beta_S(\omega) = \beta(\omega_0) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0). \quad (3.6)$$

O descasamento de fase  $\Delta\phi(\omega)$ , determinado apenas pelo descasamento no comprimento  $\Delta L$  entre os caminhos de referência e de teste, é dado por:

$$\Delta\phi(\omega) = \beta(\omega_0)(2\Delta L) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0)(2\Delta L). \quad (3.7)$$

Dessa forma, a integral sobre a densidade de potência espectral na equação 3.5 se transforma em:

$$I \propto \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)\Delta\tau_g} \frac{d(\omega - \omega_0)}{2\pi} \right\}, \quad (3.8)$$

onde  $\Delta\tau_p$  é o atraso do descasamento de fase e  $\Delta\tau_g$  é o atraso do descasamento de grupo, definidos por:

$$\Delta\tau_p = \frac{\beta(\omega_0)}{\omega_0}(2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_p}, \quad (3.9)$$

e

$$\Delta\tau_g = \beta'(\omega_0)(2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_g}. \quad (3.10)$$

Sendo,  $v_p = \omega_0/\beta(\omega_0)$  correspondente a velocidade de fase da frequência central do espectro de potência e  $v_g = 1/\beta'(\omega_0)$  a velocidade de grupo. A equação 3.8 pode ser interpretada pelo teorema de Wiener-Khintchine: a função de auto-correlação é a transformada de Fourier inversa da densidade de potência espectral. As equações mostram que o termo interferométrico é composto de um termo de transporte e um envelope. O termo de transporte oscila com a mudança na diferença de caminho óptico das portas,  $2\Delta L$ , na frequência espacial de  $\beta(\omega_0)$ . O envelope, que determina a função de propagação pontual (point spread function) do interferômetro, é essencialmente a transformada de Fourier inversa do espectro de potências da fonte  $S(\omega-\omega_0)$ .

Considerando que a fonte de luz tem uma densidade de potência espectral Gaussiana, definida por:

$$S(\omega - \omega_0) = \sqrt{\frac{2\pi}{\sigma_\omega^2}} e^{-(\omega-\omega_0)^2/\sigma_\omega^2}, \quad (3.11)$$

que foi normalizada para a unidade,  $\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} = 1$ , onde  $2\sigma_\omega$  é o desvio padrão da largura de banda do espectro de potência (radianos por segundo) . Usando o espectro de potência (3.11) na expressão para a foto-corrente no detector (3.8), temos que:

$$I \propto \text{Re} \left\{ e^{-\frac{\Delta\tau_g}{2\sigma_\tau^2}} e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \right\}. \quad (3.12)$$

A foto-corrente contém um envelope de onda Gaussiano com uma largura temporal do desvio padrão característico  $2\sigma_\tau$ , inversamente proporcional à largura de banda do espectro de potência:  $2\sigma_\tau = 2/\sigma_\omega$ . Note que  $\sigma_\tau\sigma_\omega = 1$ , ou seja, a relação de incerteza tempo/frequência é minimizada pela forma de onda Gaussiana. Esse envelope se desfaz rapidamente com o aumento do atraso no descasamento de grupo  $\Delta\tau_g$ , e é modulado pelas franjas de interferência que oscilam com o aumento do atraso no descasamento da fase  $\Delta\tau_p$ . Portanto, esse termo define o poder de resolução axial do sistema de TCO. O detector só enxerga as franjas de interferência quando as distâncias percorridas nas portas de referência e amostra estão

casadas, relacionada, de tal forma que o atraso no descasamento de grupo encontra-se dentro do envelope Gaussiano:  $-\sigma_\tau < \beta'(\omega_0) \cdot 2\Delta L < \sigma_\tau$ . O desvio padrão da resolução axial, ou a largura da função de propagação pontual (a largura  $\sigma_\tau$  do envelope Gaussiano em unidades de descasamento no comprimento  $\Delta L$ ) é  $\Delta L_{SD} = \frac{v_g}{\sigma_\omega}$ . Para o caso da propagação no espaço livre,

ambas as velocidades de grupo e de fase são iguais à velocidade da luz no vácuo,  $c$ . O que demonstra que a resolução axial é inversamente proporcional à largura de banda da fonte.

Para medidas de largura de banda e resolução, é mais conveniente o uso da largura total à meia altura (FWHM – full width at half maximum) comparado ao uso desvio padrão. Para um pulso de formato Gaussiano, com desvio padrão  $\sigma$ , tem-se que a largura total à meia altura é igual a  $2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ . Sendo assim, para o interferômetro no espaço livre, a resolução axial do sistema é:

$$\Delta L_{FWHM} = \Delta L_c = \frac{2\ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (3.13)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda central e  $\Delta\lambda$  é a largura total à meia altura do espectro de potência.

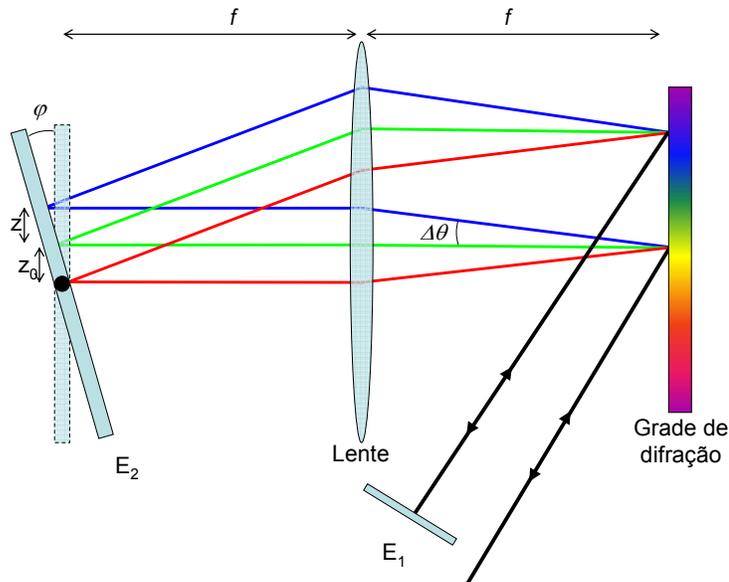


Figura 3. 3. Linha de atraso Fourier utilizada no nosso sistema de TCO.

O sistema óptico de varredura pode ser de várias formas. A montagem mais simples é baseada em translação linear, consistindo em um espelho montado sobre um motor de passo. Motores de passo usualmente são muito lentos, portanto, alternativas para que o sistema de

varredura seja mais rápido também são bastante utilizadas. Por exemplo, uma roda dentada com face refletora [28], espelho de canto de cubo montado na ponta de uma haste movimentada por um motor galvo [29, 30], uma linha de atraso de Fourier [31], entre outras possibilidades [32]. Esta última consiste de uma lente e grade de difração, montados como na figura 3.3. A linha de atraso Fourier baseia-se numa propriedade bem conhecida das transformadas de Fourier, no qual um atraso na fase linear no domínio de frequência corresponde a um atraso na velocidade de grupo no domínio temporal [31, 33].

### 3.1.1. Limites de resolução

Diferentemente da microscopia convencional, em TCO, os mecanismos que governam as resoluções axial e transversal são independentes. A resolução axial é determinada pelo comprimento de coerência da fonte de luz utilizada, e a resolução transversal depende dos componentes ópticos utilizados e da geometria empregada.

Por depender apenas das propriedades da fonte luminosa, alta resolução axial pode ser atingida independentemente da condição na qual o feixe é focalizado. O comprimento de coerência é a largura espacial do campo de auto-correlação produzido pelo interferômetro, determinado pela largura total à meia altura da função de propagação pontual. O envelope desse campo corresponde à transformada de Fourier do espectro de potência. Sendo assim:

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left( \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \right), \quad (3.14)$$

assim como visto na seção anterior para uma fonte com distribuição espectral Gaussiana. A resolução axial é, portanto inversamente proporcional à largura total à meia altura do espectro de potência da fonte. Dessa forma, para atingir altas resoluções é necessária a utilização de fontes de banda larga (de baixa coerência).

A resolução transversal da técnica de TCO é similar a da microscopia convencional e depende das condições de focalização do feixe. O menor “spot size” (diâmetro do feixe) que pode ser obtido focalizando-se um feixe de luz depende inversamente da abertura numérica do ângulo de focalização da luz. Sendo assim:

$$\Delta x = 2\omega_{c0} = \frac{4\lambda}{\pi} \left( \frac{f}{d} \right), \quad (3.15)$$

onde  $d$  é o diâmetro do feixe na lente objetiva,  $f$  é sua distância focal e  $2\omega_{c0}$  é a cintura do feixe

no foco. Altas resoluções transversais podem ser obtidas utilizando-se grande abertura numérica (AN) e focalizando o feixe no menor diâmetro possível. Podemos também relacionar a resolução transversal à profundidade do foco, ou parâmetro confocal  $b$ , que é duas vezes o comprimento de Rayleigh  $z_R$ .

$$b = 2z_R = \frac{\pi \Delta X^2}{2\lambda}. \quad (3.16)$$

Uma análise da equação 3.16 mostra que o parâmetro confocal pode diminuir se a resolução transversal aumentar, assim como na microscopia convencional. A figura 3.4 mostra de forma esquemática a relação entre a cintura do feixe e a profundidade do campo (parâmetro confocal) para os casos de pequena e grande abertura numérica no ângulo de focalização, o que delimita dois casos limite para o sistema de TCO.

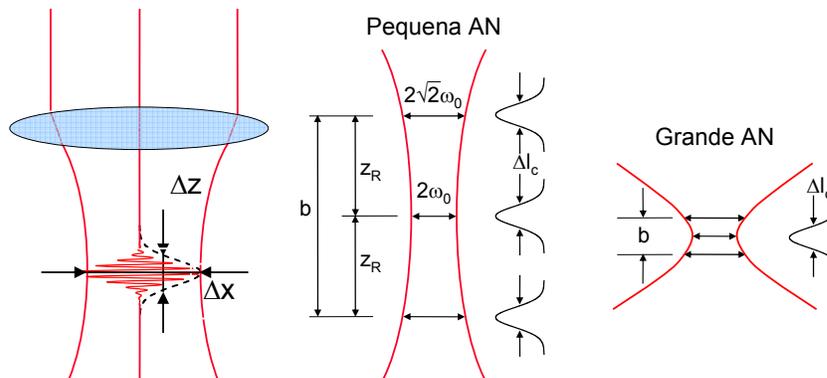


Figura 3. 4. Limite de focalização em TCO para pequena e grande abertura numérica (AN).

A maioria das imagens geradas por tomografia óptica é feita focalizando-se com uma pequena abertura numérica, onde o parâmetro confocal é bem mais longo que o comprimento de coerência. Há uma troca entre resolução transversal e profundidade do campo, relação bem conhecida em microscopia. Focalizando com uma grande abertura numérica é possível atingir resolução transversal muito boa, mas a profundidade do campo é muito pequena. Neste caso, o comprimento de coerência pode ser mais longo que o parâmetro confocal. Nessa situação, a profundidade do campo pode ser utilizada para diferenciar a luz proveniente de posições diferentes na amostra, assim como na microscopia confocal. Esse regime de operação é usualmente chamado de microscopia por coerência óptica (OCM – optical coherence microscopy).

Outro parâmetro que é muito importante a ser lembrado é a dispersão da velocidade de grupo, ou a dispersão de segunda ordem [24, 27]. Esse é um problema extremamente importante principalmente em sistemas de TCO que utilizam fibra óptica. Pois se as duas portas do interferômetro não tiverem exatamente o mesmo tamanho, pode haver uma grande

dispersão da velocidade de grupo, diferente para cada porta do interferômetro. O descasamento da dispersão de segunda ordem causa três efeitos: o alargamento do sinal interferométrico, ou alargamento do comprimento de coerência efetiva; redução da amplitude do sinal; e deslocamento, em posição, do sinal de interferência [34]. Sendo assim é muito importante compensar um eventual descasamento da dispersão da velocidade de grupo.

### 3.1.2. Sensibilidade

TCO pode atingir alta sensibilidade de detecção, pois o campo elétrico é medido, ao invés da intensidade da luz, usando detecção óptica heterodina. Esse efeito pode ser observado através da equação 3.5, onde o termo oscilante resulta do produto entre o campo refletido ou espalhado pela amostra e o campo de referência. Dessa forma, pode ocorrer um aumento na amplitude do termo oscilante que é detectado, ou seja, o interferômetro produz um ganho heterodino para pequenos sinais ópticos.

Os sinais que são refletidos pela amostra são detectados demodulando eletronicamente o sinal do fotodetector à medida em que o espelho de referência é transladado. A sensibilidade é uma medida da menor refletividade detectável. Mais formalmente, a sensibilidade de um sistema é o inverso da refletividade na qual a razão sinal ruído (SNR - signal to noise ratio) é igual à unidade. A sensibilidade é um dos parâmetros que define qual a maior profundidade observável pela TCO.

A razão sinal-ruído pode ser calculada por uma expressão bem estabelecida [26], dada pela equação:

$$SNR = 10 \log \left( \frac{\eta P}{2 h \nu NEB} \right). \quad (3.17)$$

Onde  $\eta$  é a eficiência quântica do detector,  $h\nu$  é a energia do fóton,  $P$  é a potência do sinal e  $NEB$  (noise equivalent bandwidth) é a largura de banda equivalente de ruído do filtro utilizado para demodular o sinal. Isso implica que a razão sinal-ruído é proporcional ao sinal detectado dividido pela largura equivalente de ruído da detecção. Isso significa que para obter imagens com alta resolução é necessário um sinal com alta potência ou  $NEB$  pequeno. É possível mostrar que o termo devido à  $NEB$  é diretamente proporcional à velocidade na qual o espelho de referência é transladado. Portanto, para uma dada SNR, para altas velocidades de aquisição, ou alta resolução da imagem, são necessárias altas potências. O desempenho de

um sistema de TCO depende, portanto, do seu *design* e seus componentes, e da velocidade de aquisição dos dados. Tipicamente, os valores de sensibilidade ligados a esse sistema variam entre -90 até -100 dB, o que significa na capacidade de detectar sinais que tem potência  $10^{-9}$  ou  $10^{-10}$  vezes menos que a potência do sinal incidente [35].

### 3.1.3. Geração da imagem

O processo de aquisição do sinal converte as flutuações de amplitude do sinal óptico interferométrico no detector em uma seqüência de dados digitalizados que contém informação sobre reflexões na amostra e localização longitudinal. O detector converte o sinal óptico em corrente elétrica. O sinal elétrico é filtrado, para remover as frequências fora da região do sinal (filtro passa banda), amplificado, demodulado e armazenado [36].

As imagens de seção transversal são obtidas fazendo-se sucessivas medidas em profundidade (varredura axial) e medindo-se a luz retroespalhada ou refletida em várias posições [1]. A figura 3.5 mostra um exemplo de como uma imagem de tomografia por coerência óptica é gerada. As imagens bidimensionais são adquiridas fazendo-se sucessivas medidas do sinal refletido em varreduras axiais e variando a posição do feixe na amostra. No final será obtido um conjunto de dados, formando um mapa bidimensional, que correspondem à intensidade no detector em função da posição na amostra. Cada linha representa uma varredura axial e cada coluna corresponde a uma posição transversal diferente.

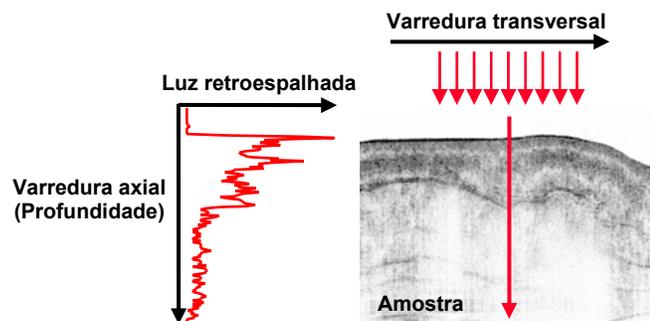


Figura 3. 5. Geração de imagens em TCO. Imagens de seção transversal são construídas fazendo-se varreduras axiais em várias posições transversais diferentes.

É possível gerar diferentes padrões de imagem [35], figura 3.6. O método mais comum é a aquisição de dado com a prioridade na profundidade, descrito anteriormente. Cada medida em profundidade é chamada de *A-scan*. Mas também é possível fazer a aquisição da imagem

com prioridade na direção transversal (*B-scan*). Cada *B-scan* é formado por uma seqüência de varreduras da posição do feixe na amostra (varredura na direção *x*), em varias posições do espelho de referência (varredura em profundidade). Também é possível gerar imagens do plano *en fase* [37-39], (*C-scan*). Nesse caso a luz retroespalhada ou refletida é medida em uma profundidade determinada, o espelho de referência fica fixo e a posição de feixe é varrida na amostra, sucessivas varreduras, em *x* e em *y*. Esse modo de varredura é similar ao que é usado na microscopia confocal.

Para visualização, os dados são adquiridos por um computador e apresentados como uma imagem bidimensional em escala de cinza ou em cores falsas. Na escala de cinza, é feita uma relação entre a gradação da cor e a intensidade do sinal. Na escala de cores falsas é utilizada a seqüência do arco íris, onde as cores "quentes" (vermelhos) podem ser relacionadas a altas intensidades, e cores "frias" (azuis) para intensidades baixas. Cada pixel (ponto da imagem) corresponde a um valor no mapa de intensidades, e esse número terá uma cor e uma intensidade associadas a ele.

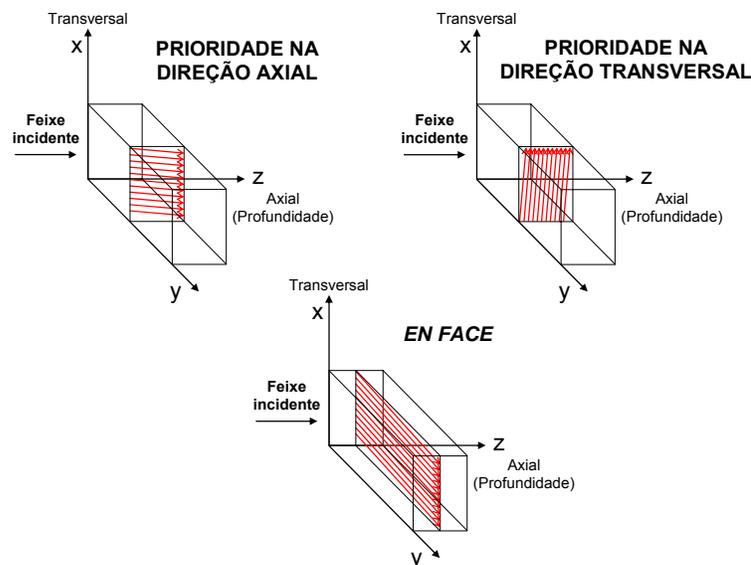


Figura 3. 6. Protocolos diferentes de varredura para gerar imagens de tomografia óptica. Há vários protocolos que podem ser utilizados em TCO dependendo de como a imagem é construída e sua aplicação. Seções transversais podem ser adquiridas tanto dando prioridades para a direção axial (profundidade) assim como dando prioridade para a direção transversal. Com a prioridade na direção axial, varreduras axiais são adquiridas em sucessivas posições transversais. Com prioridade na direção transversal, varreduras transversais do feixe na amostra são adquiridas em sucessivas posições em profundidade (posição do espelho de referência). Fazendo a varredura nas duas direções transversais é possível adquirir imagens *en face* de uma específica profundidade [35].

Em geral, as variações de intensidade detectada são muito grandes, ordens de grandeza, onde o menor valor corresponde ao limite de sensibilidade do sistema. Devido a isso, as imagens são normalmente exibidas em escala logarítmica, o que expande o alcance dinâmico de exibição, mas resulta na compressão de variações relativas do sinal. Em geral, flutuações de sinal são relativamente grandes, sendo assim, o sistema de TCO tem capacidade limitada na detecção de pequenas variações relativas no sinal retroespalhado e é mais difícil ainda perceber essas variações em escala percentual, linear.

Nas imagens, usualmente o nível branco corresponde ao valor máximo de intensidade retroespalhada ou refletida, e o nível preto à menor intensidade. Usualmente o ruído de fundo é eliminado (threshold) e fica abaixo do nível preto. Na escala de cores falsas, as intensidades altas (usualmente -10 dB do sinal incidente) correspondem aos brancos e vermelhos, e as intensidades baixas (-100 dB do sinal incidente) correspondem aos pretos e azuis. Note que o uso da escala de cores ajuda na diferenciação de camadas na amostra, mas em contraposição, ela pode gerar artefatos na imagem. Se a intensidade do sinal variar, haverá uma mudança nas cores das estruturas da imagem. Sendo assim, é necessária uma cuidadosa normalização no nível dos sinais. E também se deve notar que mudanças na intensidade do sinal serão mapeadas com cores diferentes, e isso nem sempre corresponde a uma mudança na estrutura da amostra [35].

É também importante lembrar que apesar da imagem tomográfica representar a dimensão real da estrutura que está sendo medida (corrigindo efeitos de refração e índice de refração), as cores em diferentes estruturas na imagem representam mudanças nas propriedades ópticas da amostra, e não mudanças estruturais. Dessa forma, as imagens de TCO devem ser comparadas e interpretadas de forma análoga às imagens histológicas.

#### **3.1.4. Densidade de pixels (pontos) e tempo de aquisição**

A densidade de pixels (pontos) numa imagem depende das condições de aquisição dos dados. De maneira geral, devemos tomar dois pontos dentro de cada distância  $\Delta z$  (resolução axial), ou seja, densidade de duas vezes a resolução ou mais, quando percorrendo uma distância  $L_z$ . Ou seja, é desejável para que haja  $N_z = 2L_z/\Delta z$  ou mais pontos axiais na imagem. Na direção transversal, o número de pontos depende do número de varreduras axiais adquiridas,  $N_x$ , para gerar a imagem de TCO. E da mesma forma como antes, é desejável que

haja  $N_x = 2L_z/\Delta x$  ou mais pontos numa imagem onde foi percorrida uma distância  $L_x$  e que cuja resolução transversal é  $\Delta x$ . Entretanto, na maioria dos casos, são tomados menos pontos que o valor ótimo na direção transversal. Com o avanço da tecnologia, a tendência é o número de pixels na imagem aumentar ainda mais. Ou seja, para cada mínimo de resolução ( $\Delta x \times \Delta z$ ), vem sendo tomados cada vez mais pontos de dados, gerando imagens mais detalhadas. Inicialmente, as imagens não tinham mais que 100 x 500 pixels, ou seja, eram imagens de 50k pixel de tamanho [40]. Atualmente, os sistemas de alta resolução podem adquirir imagens maiores que megapixel de tamanho [41, 42].

A densidade de pixels está diretamente ligada à velocidade de aquisição dos dados. É desejável que os dados sejam adquiridos o mais rápido possível, principalmente quando se quer fazer imagens *in vivo*. Isso é necessário para evitar distorções causadas pelo movimento. No entanto, é importante lembrar que a velocidade da aquisição dos dados está diretamente ligada à sensibilidade da detecção. Ou seja, quanto mais rápido se adquire a imagem, o que é equivalente a aumentar a largura de banda equivalente de ruído do detector, pior será a relação sinal-ruído da figura. Mas em muitos casos, é necessário que a razão sinal-ruído seja apenas maior que um determinado valor para ser possível distinguir pequenas reflexões na amostra.

Para aumentar a razão sinal-ruído ainda é possível aumentar a potência óptica utilizada. Mas em muitos casos, principalmente em casos clínicos associados a medidas *in vivo*, a potência máxima utilizada deve ser obedecer às regras gerais de segurança. Em casos como aplicações no olho e na pele, o Instituto Nacional de Padrões Americano (ANSI – American National Standards Institute) tem critérios bem estabelecidos. Entretanto, para várias outras aplicações ainda não existe um estudo sistemático ou critério aceitável que estabeleça o limite seguro de exposição máxima de luz [35].

Portanto, a velocidade da aquisição da imagem deve ser determinada pela combinação da máxima potência de luz que pode ser utilizada e da mínima razão sinal-ruído, necessária para a aquisição de imagens com boa qualidade. Quanto maior a quantidade de pontos a serem adquiridos em uma medida, maior será o seu tempo. Portanto é necessária uma prévia análise para determinar o tempo total da medida, tal que, distorções de movimento não sejam artefatos de muita importância, e seja mantida a qualidade da imagem [36].

### 3.1.5. Resolução da imagem e comprimento de penetração

Dois dos parâmetros mais importantes na caracterização da qualidade de uma imagem em sistemas biológicos são a sua resolução e a profundidade. Uma comparação entre TCO, ultra-som e microscopia é mostrada na figura 3.7. No caso do ultra-som, tanto a penetração (profundidade da imagem) como a resolução são determinadas pela frequência ou do comprimento de onda sonora. Tipicamente, em sistemas clínicos, a frequência da onda de som é da ordem de 10 MHz, podendo atingir resolução da ordem de 150  $\mu\text{m}$ . Ultra-som tem a vantagem que as ondas sonoras nessa frequência são facilmente transmitidas nos tecidos biológicos, dessa forma é possível obter imagens com algumas dezenas de centímetros de profundidade. Para frequências maiores é possível obter resolução de algumas dezenas de micrometros, mas a penetração nesses casos é reduzida a alguns milímetros [35].

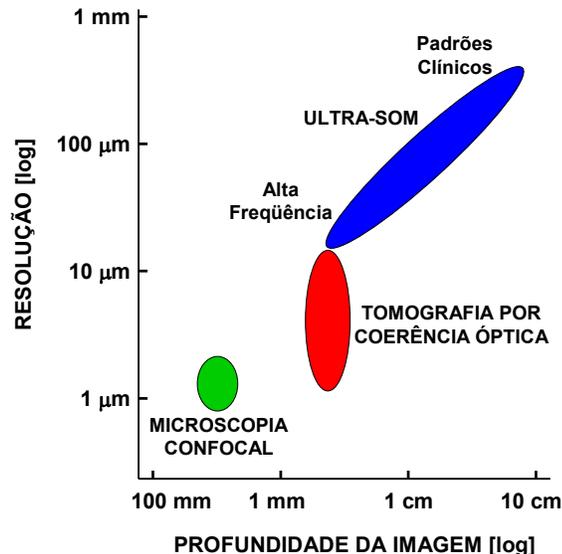


Figura 3. 7. Resolução e penetração de técnicas de geração de imagem. No caso do ultra-som, tanto a penetração (profundidade da imagem) como a resolução são determinadas pela frequência da onda de som. É possível obter alta resolução axial, mas a resolução transversal é usualmente prejudicada. A atenuação ultra-sônica, maiores frequências, limita a penetração em alguns milímetros, mas melhora a resolução. Em TCO, a resolução é determinada pela largura de banda da fonte de luz utilizada, podendo atingir valores entre 1-15  $\mu\text{m}$ . Na maioria dos tecidos biológicos, o espalhamento determina a penetração em 2-3 mm. No caso da microscopia confocal, é possível obter resolução transversal da ordem de sub-micrometro, mas a resolução axial é prejudicada. Neste caso a penetração não ultrapassa algumas centenas de micrometros em tecidos biológicos espalhadores. Essas técnicas de geração de imagem são complementares, cada uma atua melhor em uma região específica.

Em TCO, a resolução e a penetração são determinadas por processos diferentes. Assim como discutido anteriormente. A tecnologia atual permite atingir valores de resolução entre 1-15  $\mu\text{m}$ , aproximadamente, 1-2 ordens de grandeza maior que a resolução do ultra-som de modo-B padrão. A resolução transversal é governada pela óptica de focalização, com uma troca entre resolução transversal e profundidade do campo, usualmente esse valor é da ordem de dezenas de micrometros. Quanto à penetração, o espalhamento limita a penetração na maioria dos tecidos biológicos em 2-3 mm.

No caso da microscopia confocal, a resolução está diretamente ligada aos componentes ópticos utilizados. Em sistemas convencionais é possível obter resolução transversal da ordem de sub-micrometro. Mas a quando a resolução transversal é muito pequena, a resolução axial é prejudicada. Em microscopia confocal tradicional, a penetração não ultrapassa algumas centenas de micrometros em tecidos biológicos espalhadores, por esse motivo sua maior aplicação está na geração de imagem de amostras *in vitro*.

Todas essas técnicas de geração de imagem são complementares, cada uma atuando melhor em uma região específica. Uma técnica não substitui a outra, cada qual em uma aplicação diferente. O ponto mais importante é a possibilidade do uso dessas técnicas em conjunto para melhorar o diagnóstico e caracterização de doenças.

### 3.1.6. Aplicações diversas

A capacidade da tomografia por coerência óptica em fazer medidas bidimensionais da luz retroespalhada para gerar imagens da microestrutura interna de tecidos biológicos foi demonstrada inicialmente em 1991 [1]. Neste trabalho foi estudada a retina humana *in vitro* e uma placa arterio-esclerótica, como exemplos da capacidade desta técnica em medir meios fracamente espalhadores e altamente espalhadores. Desde então a TCO tem sido aplicada em diversas áreas.

Essa é uma técnica muito poderosa para a medicina e áreas afins, pois proporciona à oportunidade da geração de imagens em tempo real, e visualização *in situ* da microestrutura de tecidos biológicos sem a necessidade de remover e processar a amostra, assim como na biopsia convencional e da patologia histológica. O conceito de “biopsia óptica” não invasiva, que a tomografia óptica cria, e a sua capacidade em visualizar a morfologia dos tecidos biológicos em tempo real, sob a operação de um técnico, pode ser utilizada para tanto para diagnosticar

doenças como para guiar uma intervenção cirúrgica. A tomografia óptica não tem utilidade apenas em medicina e áreas afins. Ela pode ser aplicada em áreas que vão desde a imagem de materiais até a gravação óptica. Nessa seção será feita uma breve revisão de algumas áreas onde TCO foi aplicada, dando ênfase maior às áreas médicas, onde o nosso interesse no uso desta técnica se concentra.

### 3.1.6.1. TCO em oftalmologia

A primeira aplicação biológica da técnica de TCO foi para a geração de imagens do olho. Até os dias atuais, é na oftalmológica que ela tem o maior impacto. Os primeiros tomogramas *in vivo* do olho humano foram feitos em 1993, no nervo óptico e na região macular da retina [7, 43, 44], e na câmara anterior (córnea) [45]. Desde então, um grande número de estudos clínicos, utilizando TCO como principal método de diagnóstico e acompanhamento no desenvolvimento de doenças do olho, têm sido realizados. A tomografia por coerência óptica permite a visualização da câmara anterior [11, 46] e posterior [40, 47-52] do olho humano sem a necessidade de contato e de forma não invasiva.

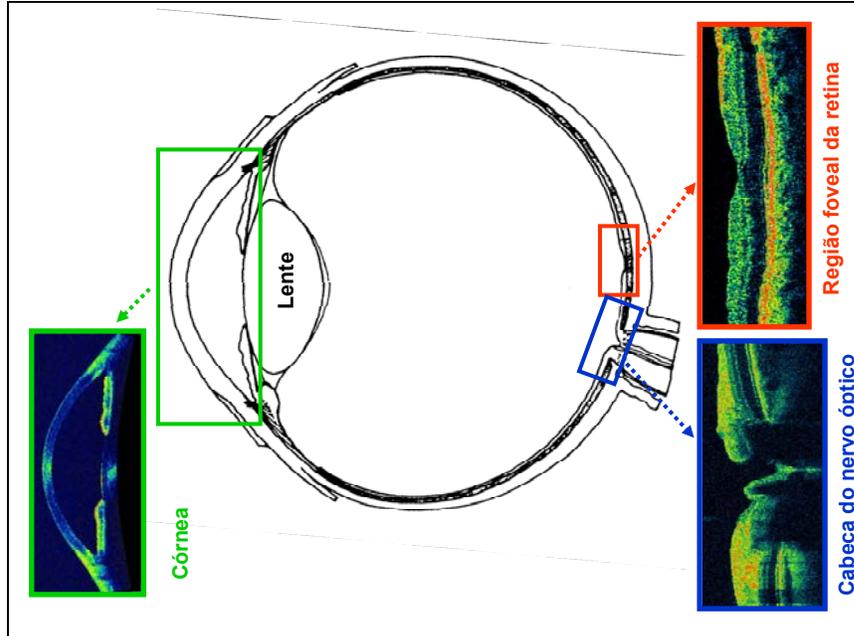


Figura 3. 8. Esquema do olho humano com a indicação de algumas regiões onde foram feitas imagens de TCO e exemplos dessas imagens.

A figura 3.8 apresenta um esquema do olho humano e imagens geradas por TCO de diversas regiões do olho normal. É muito importante falar sobre a tomografia por coerência óptica na oftalmologia, pois é essa a aplicação de maior avanço clínico, sendo um modelo para outras áreas de aplicações clínicas. Uma revisão mais detalhada sobre essa aplicação será feita no capítulo 4. É importante salientar que o TCO já se estabeleceu consistentemente como uma ferramenta de diagnóstico de doenças da retina humana.

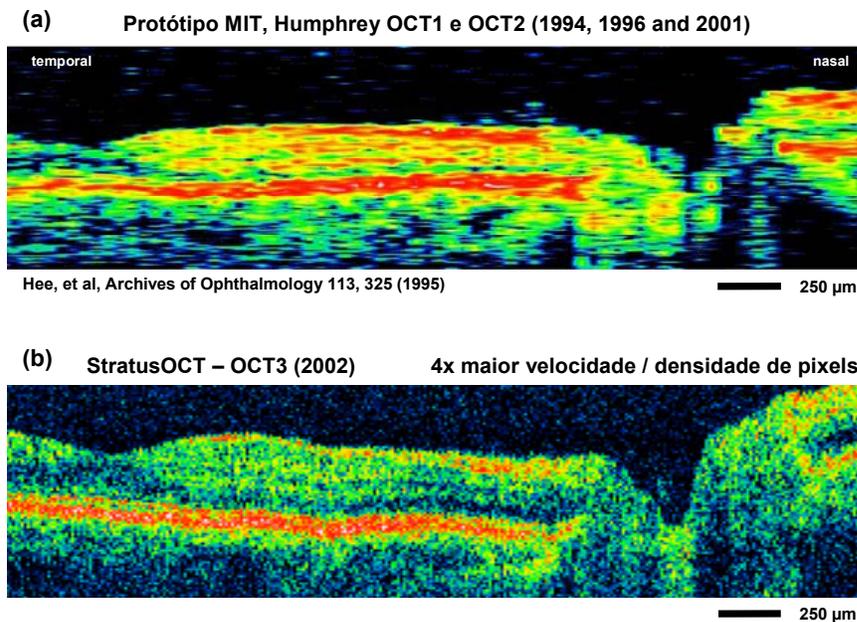


Figura 3. 9. Imagem papilomacular de um olho normal gerada pelo equipamento TCO comercial.

(a) Imagem demonstrativa do protótipo desenvolvido pelo grupo do MIT [40] cuja tecnologia foi passada para Humphrey Systems, que desenvolveu as duas primeiras gerações do equipamento comercial, OCT1 e OCT2. (b) Imagem gerada pelo OCT3, terceira geração, também chamado StratusOCT [53], lançado em 2002.

A tomografia por coerência óptica tem o potencial de detectar e diagnosticar doenças em estágio inicial, antes do aparecimento de sintomas físicos e que ocorra a perda irreversível da visão. Muitos pacientes já foram examinados e muitos estudos clínicos encontram-se atualmente em desenvolvimento por muitos grupos de pesquisa, clínicas e hospitais pelo mundo. A técnica de TCO é utilizada como método de diagnóstico e sua tecnologia foi transferida para indústria e introduzida comercialmente para diagnóstico em oftalmologia em 1996 (Humphrey Systems, empresa de Dublin, CA, nos EUA, que hoje faz parte da Carl Zeiss Meditec). A figura 3.9 apresenta uma imagem gerada pelo equipamento comercial de terceira geração (StratusOCT) [53]. O equipamento comercial já se encontra na terceira geração, e a quarta geração já está em fase final de desenvolvimento e está sendo lançada.

### 3.1.6.2. TCO em dermatologia

Imagens de TCO na pele podem detectar reações patológicas *in vivo*, assim como inflamações e necrose, visualizando mudanças estruturais. TCO é muito útil para o diagnóstico de alguns processos específicos da pele, incluindo hiperqueratose, paraqueratose, acantose da epiderme, psoríase, formações de cavidades intradérmicas e dilatação dos vasos sanguíneos. Por ser não invasivo, ela permite a análise da pele sem que haja reações adversas [54]. Outra vantagem é a possibilidade do monitoramento do desenvolvimento da doença e da recuperação no decorrer do tratamento. Estudos morfométricos, medidas da profundidade e extensão de patologias da pele pelo corpo humano podem ser feitos facilmente utilizando-se TCO [55]. Já para tumores na pele, as imagens de TCO concordam bem com imagens histológicas e podem facilmente distinguir tecido cancerígeno da pele saudável, mas ainda não há contraste suficiente para realizar um diagnóstico seguro de tumores [56].

A tomografia por coerência óptica também pode ser usada para acompanhar tratamento da superfície da pele. A aplicação de óleos, efeitos de hidratação e desidratação devido a aplicações de substâncias na superfície da pele podem ser quantificados e acompanhados no decorrer do tempo. Sendo assim, TCO pode ser uma técnica complementar aos métodos de bioengenharia para o estudo de efetividade e tolerância de tratamento da superfície da pele por cosméticos [54]. A figura 3.10 [56, 57] mostra um exemplo de imagem da pele gerada por TCO.

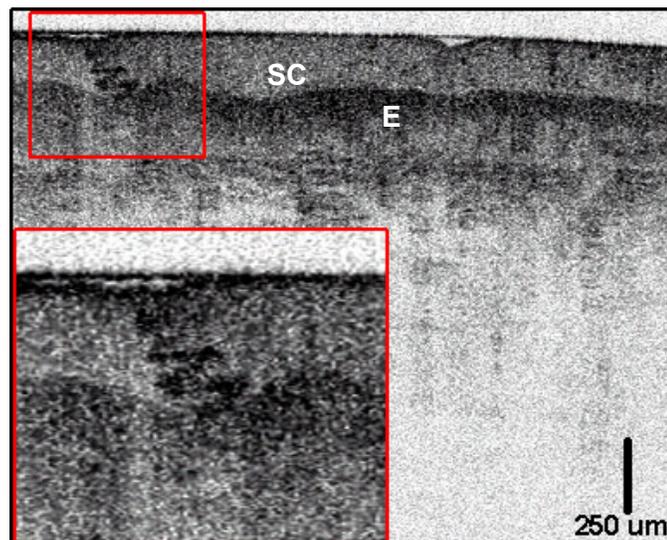


Figura 3. 10. Imagem de TCO *in vivo* da pele humana. É possível identificar a camada do stratum corneum (SC), epitélio (E), derme e a glândula sudorípara espiralada (detalhe inserido na figura) [56, 57].

### 3.1.6.3. Outras aplicações médicas

TCO é útil não somente no diagnóstico de doenças, mas também guiando processos cirúrgicos. Por ser capaz de observar por baixo da superfície em tempo real, ela pode ser utilizada para guiar cirurgias em áreas perto de estruturas sensíveis, como artérias, veias e nervos. Ela também é bastante útil ajudando em microcirurgias [58, 59]. Um exemplo seria no reparo de pequenas artérias e veias ou até mesmo nervos depois de um acidente grave.

### 3.1.6.4. Biópsia óptica

A biópsia óptica é por definição uma técnica para gerar imagens *in situ* da microestrutura de tecidos biológicos com a resolução similar à obtida com a histologia, mas sem a necessidade da retirada ou processamento desse tecido [60]. Ela é extremamente importante, principalmente em regiões onde a biópsia convencional é impossível ou muito difícil de ser feita, por exemplo, na retina. Outro exemplo de onde a biópsia tradicional não pode executada é na geração de imagens da morfologia de placas artero-escleróticas, em artérias coronárias [61]. A ruptura espontânea de placas artero-escleróticas seguida de trombose é a causa mais freqüente de eventos coronários agudos e de morte súbita. Alguns estudos identificaram a presença de características histológicas que tornavam determinadas placas mais susceptível a estes eventos. Na figura 3.11 [62] está representada uma das muitas aplicações da biópsia óptica, a imagem de TCO da próstata obtida durante procedimento cirúrgico.

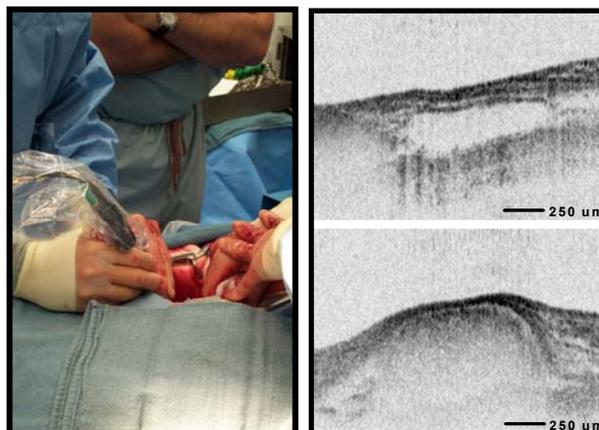


Figura 3. 11. A foto da esquerda mostra um procedimento cirúrgico com o uso da ponta de prova manual do tomógrafo óptico durante uma cirurgia de próstata; e na direita estão apresentadas as imagens de TCO obtidas *in vivo* da próstata do paciente durante sua prostectomia [62].

A figura 3.12 [57, 63] mostra imagens de uma amostra *ex vivo*, comparando com a histologia (imagens coloridas) e provando que TCO tem a capacidade de fazer a biópsia óptica.

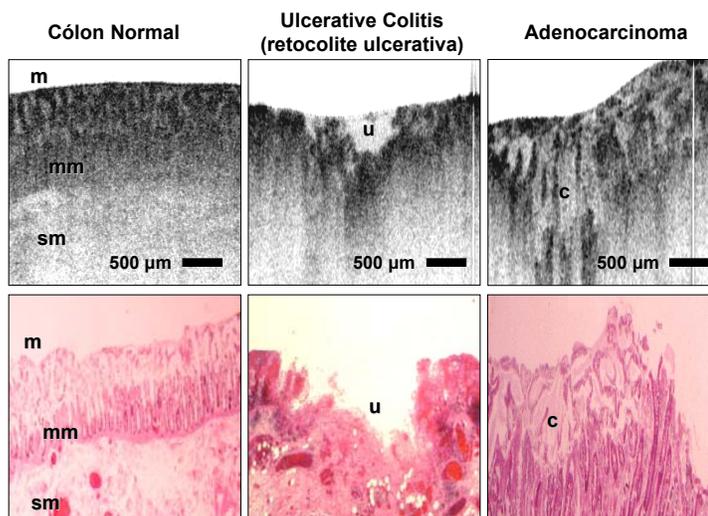


Figura 3. 12. Comparação entre imagens de TCO (superior) e de histologia (inferior) do cólon do trato gastrointestinal *ex vivo* (espécime removido do corpo para análise patológica). As imagens mostram como as imagens de tomografia óptica podem claramente reconhecer mudanças na arquitetura celular, assim como a histologia, e determinar se uma região do tecido está ou não comprometida, no caso, por câncer. (m) mucosa; (mm) muscular da mucosa; (sm) submucosa; (u) lesões ulceradas; e (c) criptas dilatadas e desorganizadas. A retocolite ulcerativa é uma doença inflamatória intestinal que geralmente envolve o reto, mas pode envolver o intestino grosso (cólon) todo. Pessoas com essa doença têm diarreia com sangue cronicamente e têm mais chance de adquirir câncer de cólon. Câncer derivado de glândulas são chamados adenocarcinoma (adeno quer dizer glândula) [57, 63].

A biópsia óptica é possível através do acoplamento das pontas de prova de TCO em instrumentos para imagem clínica, tais como: endoscópios, cateteres, dispositivos laparoscópicos, pontas de prova manuais, colposcópios, agulhas de biópsia ou microscópios. Com isso é possível visualizar a morfologia de tecidos, ainda no corpo humano, e a análise da sua estrutura, tornando possível diagnosticar doenças, principalmente o câncer, sem que haja a necessidade da remoção de um pedaço do tecido para análise patológica. TCO promete ser de grande impacto quanto a muitas aplicações médicas, desde o monitoramento e diagnóstico de neoplasia (mudança na morfologia do trato gastrointestinal superior que por muitas vezes é precursora de câncer, diferenciar o epitélio normal do epitélio neoplásico) até permitir a operação de microcirurgias e procedimentos cirúrgicos com mínima invasão.

### 3.1.6.5. TCO em odontologia

Tomografia por coerência óptica tem o potencial de ser um novo método para a geração de imagens odontológicas com segurança, para a análise da saúde dentária. Aplicações incluem: diagnóstico de doenças periodontais; detecção de cáries, inclusive em estágio inicial; e a avaliação da integridade de restaurações dentárias. Essa técnica pode potencialmente beneficiar o diagnóstico de qualquer área acessível na cavidade oral, que contenha informações úteis dentro dos primeiros 2-3 mm de tecido. Essa limitação se dá devido ao espalhamento. Nos dentes, ele é maior na dentina do que no esmalte, em comprimentos de onda próximos ao infravermelho [14]. Com TCO, é possível distinguir a junção esmalte/cimento, fator importante para a determinação do nível de aderência do tecido periodontal, a interface esmalte/dentina e a interface dente/gengiva, permitindo a avaliação do sulco gengival ou bolsa periodontal, quando esta estiver presente.

Para o primeiro estudo *in vivo* empregando a técnica de TCO, foi desenvolvida uma peça de mão [16]. O instrumento manual foi cuidadosamente projetado para oferecer conforto ao paciente durante o exame e possibilitar uma boa varredura da área selecionada para avaliação. Utilizando um laser com comprimento de onda central em 1310 nm, resolução axial 15 µm, foi possível gerar imagens de 1,5 mm de penetração nos tecidos moles, e de 3 mm nos tecidos duros. As imagens permitiram a visualização de importantes componentes estruturais da gengiva: sulco gengival, epitélio e tecido conjuntivo; além de detectar, embora não tão nitidamente, o osso alveolar esponjoso. Os tecidos duros que compõem o dente também foram caracterizados.

As imagens obtidas, figura 3.13 [16], mostraram várias das estruturas morfológicas de ambos tecidos moles e duros. A figura 3.13 (a) mostra um desenho com a anatomia dentária, e nas figuras 3.13 (b) e (c) estão mostradas as imagens geradas por TCO de dentes humanos, anterior e posterior, *in vivo*.

A casca de dentina é uma mistura de colágeno e sais de hidroxiapatita que na coroa é recoberta pela capa de esmalte. O cementum forma uma fina camada na raiz do dente. A margem gengival é localizada no ponto onde o dente entra no tecido gengival. O sulco gengival é um fino canal formado entre o epitélio gengival e a superfície do dente. Tecido conectivo liga a parte livre da margem gengival à superfície do dente, enquanto que os ligamentos periodontais conectam o osso alveolar esponjoso ao cementum, dessa forma fixando o dente na mandíbula.

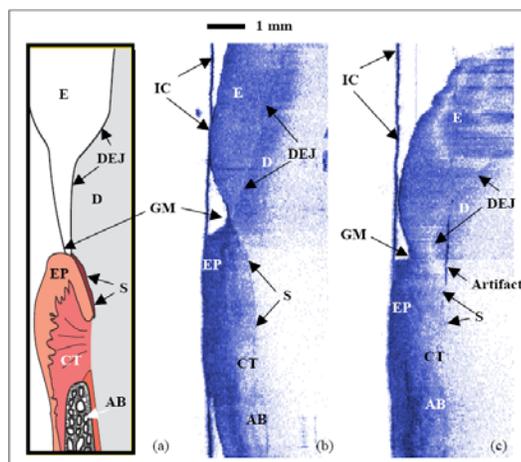


Figura 3. 13. (a) Desenho dos tecidos dentários, (b) Imagem de TCO do dente anterior, e (c) Imagem de TCO do dente posterior. Na figura: (D) dentina, (E) esmalte, (DEJ) junção esmalte/dentina, (GM) margem gengival, (S) sulco gengival, (EP) epitélio gengival, (AB) osso alveolar esponjoso, (CT) tecido conjuntivo e (IC) a camada plástica utilizada para controle de infecção [16].

Muitos outros estudos têm empregado TCO em odontologia com o intuito de melhorar a qualidade das imagens e tornar a tomografia óptica uma ferramenta confiável para o diagnóstico dentário. A sua capacidade de gerar imagens dos tecidos moles e duros da cavidade bucal é muito útil. E sua capacidade de identificar mudanças morfológicas na microestrutura do tecido é de extrema importância para diagnosticar, principalmente, patologias relacionadas a estados pré-cancerígenos.

Com a introdução de métodos de prevenção à cárie dentária, as formas de diagnóstico disponíveis na odontologia tornaram-se ineficazes. Os métodos visuais e as radiografias identificam cavidades extensas, mas não são suficientemente sensíveis para detectar precocemente lesões onde não haja cavidade, muito menos podem detectar cáries de raiz ou ainda cáries secundárias. Com TCO é possível detectar a cárie em estágios iniciais, pois com ele é possível avaliar o estado de desmineralização que ocorre no processo carioso, que alterava as propriedades ópticas do esmalte e da dentina. Estudos mostraram a viabilidade do TCO em diagnosticar cáries oclusais, interproximais, de raiz e associadas à restaurações (cáries secundárias), todas elas de difícil diagnóstico por métodos tradicionais [20].

Outra área em odontologia onde TCO pode ser muito importante é na geração de imagens de restaurações dentárias [19-22]. Até o momento, não há uma técnica quantitativa confiável capaz de analisar a restauração dentária, particularmente pelo ponto de vista clínico. A inspeção visual e imagens de raios-X não são precisas o suficiente para detectar pequenas lacunas, resultado de restaurações mal feitas.

O tecido dental é um meio muito espalhador da luz. Para o esmalte e para a dentina, os coeficientes de espalhamento em 1053 nm são, respectivamente,  $15 \text{ cm}^{-1}$  e  $260 \text{ cm}^{-1}$  [14]. Luz no infravermelho pode penetrar toda extensão do esmalte dentário, permitindo a geração de imagens em 2 e 3 dimensões da estrutura do dente. Apesar da não disponibilidade comercial de aparelhos de TCO para odontologia, o potencial dessa técnica promete um rápido desenvolvimento tecnológico. Nas próximas seções serão descritos experimentos realizados em nossos laboratórios nesta área.

### **3.1.6.6. Outras aplicações**

O armazenamento de dados e informação em alta densidade (incluindo vídeo e áudio) tem se tornado cada vez mais importante. A demanda por uma maior capacidade no armazenamento óptico (CDs e DVDs) tem levado pesquisadores a procurar novas tecnologias. Uma possibilidade é o uso de várias camadas gravadoras em um mesmo disco óptico e usar TCO para ler uma camada específica. Usando um sistema de tomografia óptica e focalizando o feixe na amostra com uma grande abertura numérica, é possível escrever e acessar informações em uma camada bem fina de material depositado em um disco de mídia óptico [64].

Outra aplicação bastante recente é na caracterização de compostos matriciais de polímeros. Ela é utilizada na análise e caracterização da matriz de polímeros, à procura de defeitos e da medição de pontos ruins [65].

### **3.2. Tomografia óptica na análise de restaurações dentárias e no diagnóstico pulpar**

Novas tecnologias estão sendo utilizadas e aperfeiçoadas para o diagnóstico por imagem e é necessário estar atento ao emprego e aos benefícios que elas permitem. Atualmente, na área da medicina, têm-se vários recursos de imagem como métodos auxiliares no diagnóstico e tratamento, a tomografia computadorizada, ressonância magnética, ultra-som e doppler. Na odontologia, mesmo em se tratando de uma especialidade na qual é imprescindível a utilização de recursos de diagnóstico de imagem, poucos são os métodos empregados.

A interface dente/restauração sempre foi alvo de muitas pesquisas e discussões, pois o sucesso do tratamento restaurador depende da integridade desta região. Há alguns anos, acreditava-se que as fendas formadas nas restaurações de amálgama, eram resultado da não aderência quimicamente deste material à estrutura dentária. Porém, com o surgimento da odontologia adesiva, observou-se que, apesar dos avanços obtidos (condicionamento ácido e o uso dos adesivos de última geração) ainda eram observadas fendas na interface dente/restauração. No caso dos materiais adesivos, que se aderem quimicamente aos tecidos dentários, as fendas marginais são conseqüências do emprego da técnica incorretamente, das propriedades físicas do material e, principalmente da contração gerada durante a polimerização.

Para detectar falhas existentes na interface dente/restauração e suas conseqüências, como a cárie secundária, a odontologia dispõe apenas dos seguintes métodos de diagnóstico: a inspeção visual e a tátil, que podem ser auxiliada pelas radiografias. Porém esses métodos de diagnósticos são subjetivos, levando o profissional, por muitas vezes, a cometer erros (falsos positivos ou falsos negativos) no momento da escolha do tratamento.

Para o diagnóstico pulpar são utilizados os testes semiotécnicos, exame clínico e exame radiográfico, método de imagem mais utilizado pelos endodontistas. O exame radiográfico auxilia no diagnóstico pulpar à medida que permite a visualização da extensão da polpa e sua proximidade com restaurações ou cáries, além de permitir a visualização de áreas radiolúcidas no periápice que podem sugerir um quadro de necrose pulpar. Assim, apesar de o exame radiográfico permitir ao endodontista a visualização bidimensional da câmara pulpar e dos canais radiculares, ele é um método de diagnóstico limitado, estático, que não oferece, por exemplo, uma imagem dinâmica do fluxo pulpar. Muitas vezes, não é possível, mesmo com a história clínica, testes semiotécnicos e radiografia periapical ter um diagnóstico preciso do

estado da polpa dental. Além do que, até hoje, ainda não foi possível correlacionar características clínicas das patologias pulpares com características histopatológicas da polpa, sendo apenas dividido o estado pulpar para fins de tratamento em estado reversível e estado irreversível da polpa.

Nesta seção será discutido o uso da técnica de tomografia por coerência óptica para avaliar quantitativamente, *in vitro*, fendas em restaurações de amálgama e resina composta, os resultados serão comparados com imagens radiográficas e de microscopia óptica. Imagens com resolução de 10  $\mu\text{m}$  serão apresentadas, onde foi possível detectar fendas maiores que 50  $\mu\text{m}$  entre o esmalte e a restauração. E também será avaliado o uso da tomografia por coerência óptica como método de diagnóstico por imagem da polpa dental em ratos, *in vitro*. Todas as experiências descritas foram aprovadas pelo Comitê de Ética em Pesquisa envolvendo seres humanos e animais do Centro de Ciências da Saúde da Universidade Federal de Pernambuco.

### 3.2.1. Experimentos e resultados

A técnica de TCO, como método de análise e diagnóstico em odontologia, foi testada em nossos laboratórios para dois fins específicos. Para avaliar quantitativamente, *in vitro*, fendas em restaurações de amálgama e resina composta e testada como método de diagnóstico por imagem da polpa dental em ratos, *in vitro*.

As fendas foram obtidas utilizando-se uma fita de acetato, 50  $\mu\text{m}$ , durante o processo de restauração, que era retirada posteriormente. Clinicamente, já foram observadas fendas de 35 a 105  $\mu\text{m}$ . As menores fendas determinam a resolução espacial necessária para o uso proposto da técnica de TCO.

Para avaliar a possibilidade do uso dessa técnica para diagnóstico da polpa dentária, foram utilizados os dentes molares extraídos de ratos. O objetivo principal era avaliar a penetração e a distinção entre a dentina e a câmara pulpar. Esse método, provada a sua viabilidade, teria a capacidade de visualizar a anatomia do canal radicular, assim como a morfologia da polpa, de forma não invasiva. Em teoria, imagens de TCO obtidas em tempo real em conjunto com a técnica de detecção Doppler, tornariam possível avaliar o fluxo sanguíneo em ambas as câmara pulpar e raiz.

Para ambos os experimentos, foram utilizados sistemas de TCO similares ao descrito anteriormente. As características foram um pouco diferentes para os dois experimentos e nas seções seguintes elas serão apresentadas separadamente.

### 3.2.1.1. Análise de restaurações dentárias

Para esse experimento foi utilizado um laser de Ti:Safira operando em 800 nm e com largura espectral de 10 nm, emitindo pulsos de 150 fs. O laser era acoplado a 3 m de fibra monomodo 800 nm, o que causava um alargamento no espectro, chegando a ~40 nm. A resolução axial desse sistema era de aproximadamente 7  $\mu\text{m}$ .

Essa fibra era emendada a um acoplador (50/50 em 80 nm), parte principal do interferômetro de Michelson baseado em fibra. O espelho na porta de referência e a base da amostra eram montadas em estágios (motores) de translação, cuja resolução no passo era de 200 nm. A luz na porta da amostra era colimada na saída da fibra e focalizada por uma lente de 10 cm, o que proporcionava uma resolução transversal de 35  $\mu\text{m}$ . Para a detecção foi utilizado um fotodetector com alta sensibilidade, o sinal era filtrado e amplificado 100x. A resolução axial, que no caso era de ~10  $\mu\text{m}$ , era degradada devido ao aparecimento de bandas laterais no sinal de auto-correlação, efeitos de polarização e de dispersão nas fibras do interferômetro. A figura 3.14 mostra o esquema do experimento e uma foto do sistema de TCO montado nos nossos laboratórios. A potência máxima do laser na amostra era de 10 mW.

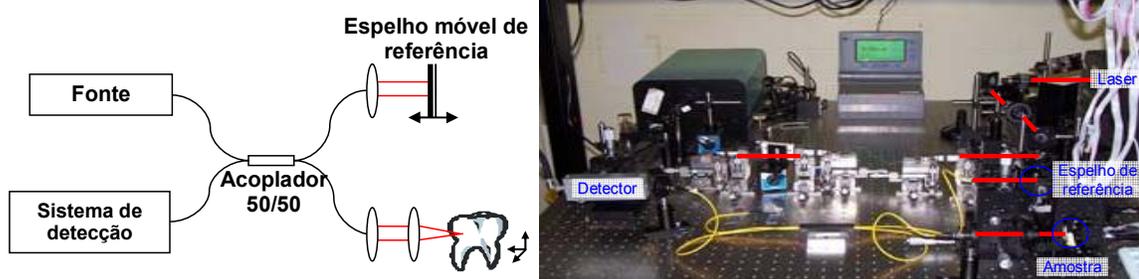


Figura 3. 14. Esquema do interferômetro de Michelson baseado em fibra óptica e foto do sistema de TCO montado no laboratório de Optoeletrônica e Fotônica da Universidade Federal de Pernambuco, para a realização do experimento.

A pesquisa foi realizada em molares humanos obtidos no banco de dentes da Pós-Graduação do curso de Odontologia do Departamento de Prótese e Cirurgia Bucofacial da Universidade Federal de Pernambuco. As amostras foram cortadas e as cavidades preparadas

atingindo tanto o esmalte como a dentina. Todo o preparo da amostra foi executado por Luciana de Melo, na época, estudante de mestrado do Departamento de Prótese e Cirurgia Bucofacial da UFPE, orientada pelo Professor Anderson Gomes.

As cavidades foram feitas com uma broca cilíndrica em uma turbina de alta rotação refrigerada, de forma que a parede externa não apresentasse mais de 3 mm e que a mesma estivesse constituída de esmalte e dentina. Foram feitas restaurações com amálgama de prata e com resina composta. Fendas propositas foram introduzidas em regiões escolhidas no esmalte do dente com o auxílio de uma fita de acetato com 50  $\mu\text{m}$  de espessura, removida depois do procedimento de preparo.

As imagens obtidas foram comparadas a imagens de microscopia e de raios-x. A figura 3.15 mostra imagens de microscopia e de raios-x de dentes com fenda. Para as imagens radiográficas foi utilizado o Spectro X0X (Dabi Atlante) e filmes radiográficos Kodak. As imagens de microscopia foram obtidas através de um microscópio Nikon (Optihot) com uma objetiva de 5x. Para o dente tratado com amálgama, não foi possível identificar a fenda na radiografia, mas para o dente tratado com resina, a radiografia mostrou um indicativo de fenda (seta vermelha na figura), mas não mostrou extensão total da fenda. A espessura da fenda, em toda sua extensão, foi estimada através da microscopia em ambos os casos.

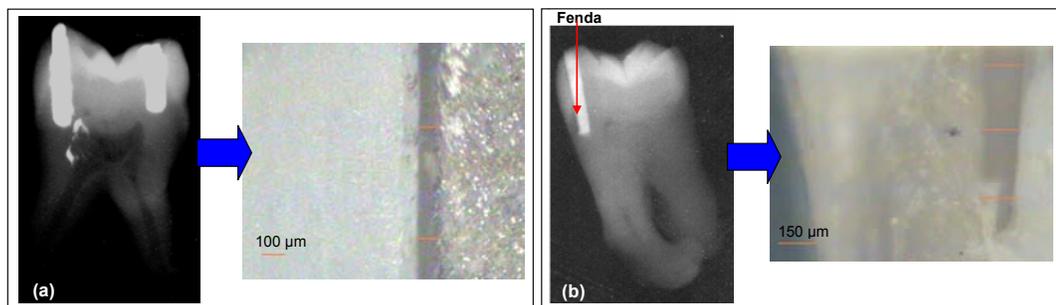


Figura 3. 15. Imagem de raios-x e de microscopia correspondente para dentes com fendas, restaurados com (a) amálgama de prata e (b) resina composta. Com as imagens de microscopia é possível estimar a espessura da fenda. Na chapa radiográfica (a) não foi possível identificar a fenda, na chapa (b) é possível identificá-la, mas não em toda sua extensão (seta vermelha).

Na figura 3.16 estão apresentados perfis de refletividade (*A-scan*) de algumas amostras, obtidos por TCO, e a imagem de microscopia correspondente a cada um dos dentes. Em todas as figuras é possível identificar a reflexão da interface ar/esmalte, seguido de um decaimento no sinal devido ao espalhamento no esmalte, e a reflexão entre o esmalte e a restauração. No caso figura 3.16 (a), nenhuma fenda foi encontrada, no limite da resolução de 10  $\mu\text{m}$ . Em ambas as figuras 3.16 (b) e (c) é possível identificar fendas, a espessura medida está indicada

na figura. Não é possível fazer uma análise quantitativa e direta comparando os dos dois métodos, mesmo a espessura da fenda sendo facilmente obtida através da técnica de TCO. Mas em uma análise rudimentar, os resultados indicam um erro de aproximadamente 10% na comparação entre os valores de espessura da fenda obtidos por TCO e pela microscopia.

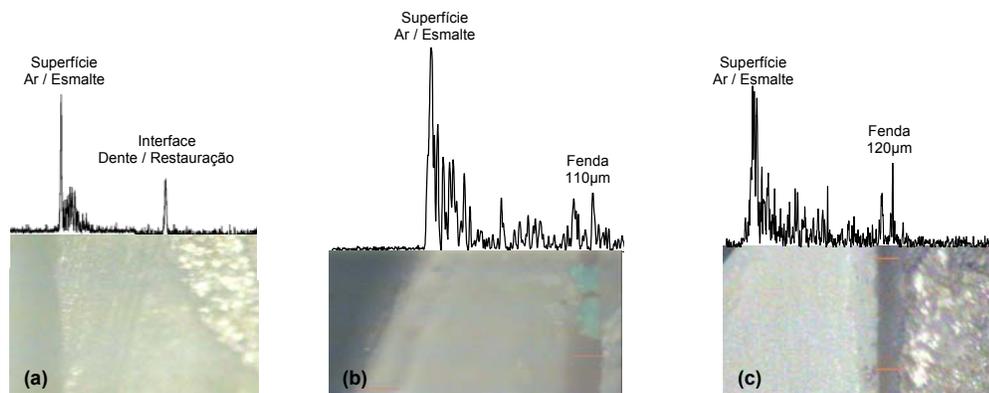


Figura 3. 16. A-scans obtidos por TCO e imagens de microscopia de dentes molares humanos restaurados, tratados com amálgama – (a) e (c) – e resina composta (b). Fendas na restauração estão presentes em (b) e (c).

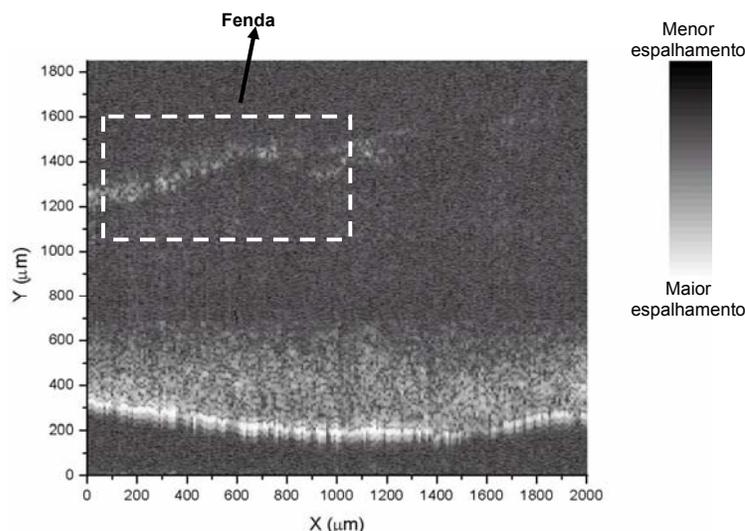


Figura 3. 17. Imagem tomográfica do dente restaurado com amálgama, mostrando claramente a região do esmalte onde está localizada a fenda.

A figura 3.17 mostra um exemplo de imagem obtida por TCO. É possível identificar a interface do ar com o esmalte, a topologia da amostra é mantida. Na figura pode ser observada a localização da fenda e mapeada sua estrutura. Assim como visto nas imagens de microscopia, a espessura da fenda não é constante, variando entre 51-146 µm. Os valores medidos estão consistentes com a espessura da fita de acetato utilizada para criar a fenda.

Para gerar a imagem bidimensional, cada varredura na amostra foi obtida em intervalos de 10  $\mu\text{m}$ . A imagem de TCO é apresentada em escala de cinza, onde os brancos indicam maior reflexão ou espalhamento e os pretos indicam menor reflexão ou espalhamento.

### 3.2.1.2. Viabilidade para o diagnóstico pulpar

Para esse experimento foi utilizado um laser de Ti:Safira operando em 830 nm e com largura espectral de 20 nm, emitindo pulsos de 50 fs. A resolução axial desse sistema era de aproximadamente 14  $\mu\text{m}$ . Utilizamos um sistema propagando no ar, com um divisor de feixes 50/50 e a linha de atraso de Fourier mencionada anteriormente.

O sistema de varredura rápida de Fourier consiste de uma grade de difração, uma lente convergente, um galvanômetro e um espelho de retorno, e é conhecido como “Fast Fourier Scanning”. O espelho plano do galvanômetro atua como um filtro de fase espacial, introduzindo uma rampa linear na fase no domínio das frequências. Este sistema de atraso temporal (varredura) é baseado na propriedade da transformada de Fourier onde uma rampa de fase no domínio de frequências corresponde a um atraso de grupo no domínio do tempo.

A varredura lateral da amostra é realizada através de motores de passo linear, controlados por computador, de alta resolução e reprodutibilidade, similares aos utilizados no experimento anterior. Esta configuração tem uma vantagem em relação aos interferômetros baseados em fibras ópticas, pois reduz os problemas relacionados à dispersão de polarização e à dispersão de velocidade de grupo. Entretanto, são necessários espelhos de banda larga, centrados em 830 nm e com aproximadamente 100 nm de largura de banda, divisores de feixe 50/50 com essas mesmas características e insensíveis a polarização além de detectores.

A luz que atingia a amostra era focalizada por uma lente de 10 cm, o que proporcionava uma resolução transversal de 35  $\mu\text{m}$ . Para a detecção foi utilizado um fotodetector com alta sensibilidade, o sinal era filtrado e amplificado. Devido existência de diferentes elementos nas duas portas do interferômetro, efeitos de dispersão, a resolução axial é degradada, aumentando para ~16  $\mu\text{m}$ .

A figura 3.18 mostra uma foto do experimento de TCO montado. Esse experimento foi executado em São Paulo, no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), Centro de Lasers e Aplicações, localizado no campus da USP, com o auxílio de Anderson Zanardi de Freitas, pesquisador do centro e aluno de doutorado. A figura mostra o sistema experimental,

identificamos as portas do interferômetro de Michelson, numa delas está a amostra e na outra o sistema de varredura. A potência máxima do laser na amostra era de 50 mW.

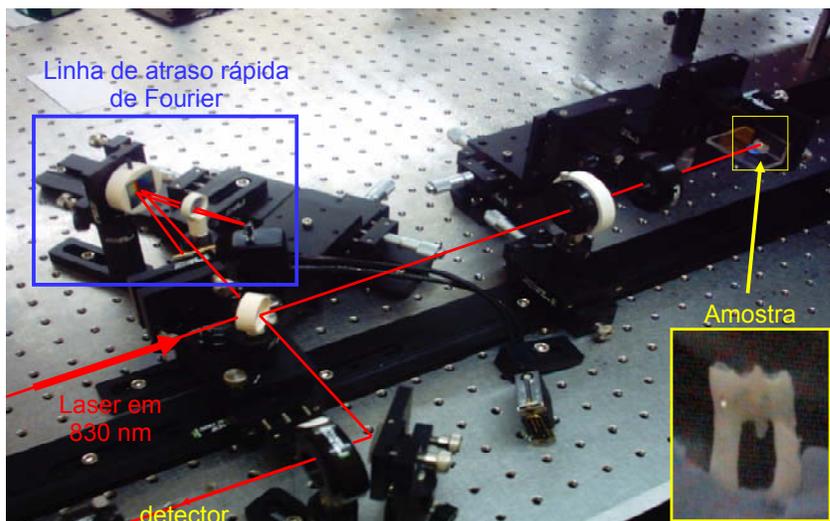


Figura 3. 18. Foto do sistema de TCO montado no Centro de Lasers e Aplicações no Instituto de pesquisas Energéticas e Nucleares, para a realização do experimento.

A pesquisa foi realizada nos dois primeiros molares inferiores extraídos de ratos Wistar do sexo masculino, com cerca de 3 meses de vida, pesando 260-320 g do Biotério de Antibióticos da Universidade Federal de Pernambuco. Antes de serem utilizadas, as amostras passaram por um processo de limpeza e foram mantidas em ambiente úmido. Todo o preparo da amostra foi executado por Cynthia Kauffman, na época, estudante de mestrado do Departamento de Prótese e Cirurgia Bucofacial da UFPE, orientada pelo Professor Anderson Gomes.

Após a medida com TCO, o dente foi imerso em resina polietileno cristal (Policrom Assunção) para permitir o corte e reduzir o risco de quebrar ou trincar a amostra. Após o corte, ela era lixada até que fosse atingida a posição de visualização interna desejada, só então passava por um processo de limpeza com ultra-som em solução de água e álcool no Laboratório de Química do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e submetido à microscopia óptica.

Para a avaliação microscópica foi utilizado um Microscópio Óptico Optiphot-100 da marca Nikon com uma lente de 5x de aumento. A figura 3.19 apresenta uma imagem de microscopia, vale observar que a figura completa, da maneira como apresentada na figura abaixo, é uma colagem das várias imagens obtidas no microscópio, dado que a abertura do microscópio não permitia ângulos tão amplos de visão.

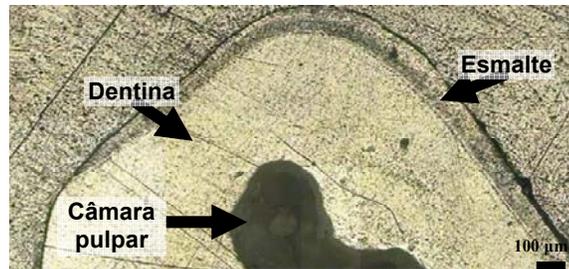


Figura 3. 19. Imagem (colagem de várias imagens) da microscopia da seção transversal do dente do rato após ser imerso em resina Policrom cristal, cortado e polido. As setas indicam a fina camada de esmalte, a dentina e a câmara pulpar. Microscópio óptico Optiphot-100 (Nikon).

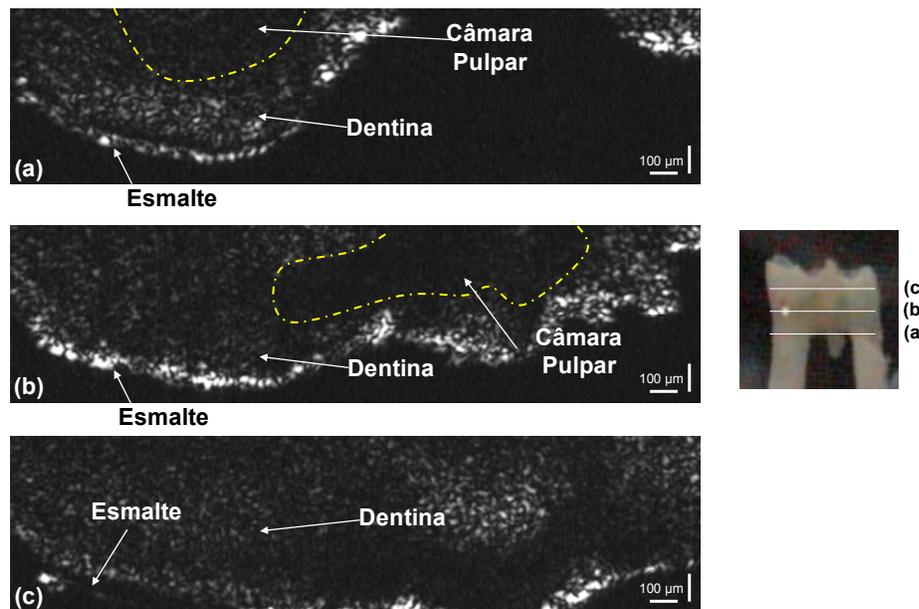


Figura 3. 20. Imagem de TCO do esmalte e dentina na região (a) do canal radicular, (b) e (c) da coroa dental. As varreduras foram feitas em intervalos de 400 µm, assim como mostrado na foto do lado direito.

A figura 3.20 mostra imagens de TCO dos dentes primeiros molares, identificando estruturas como: esmalte, dentina, câmara pulpar e região do canal radicular. A figura 3.20 (a) corresponde à região radicular da raiz distal do primeiro molar. Nesta imagem é possível identificar o esmalte como uma camada com maior espalhamento, logo em seguida a dentina, uma região com menor espalhamento e o canal radicular na área mais escura e central, delimitada por linha pontilhada. A figura 3.20 (b) corresponde a uma imagem seccionada de uma região 400 µm acima do canal radicular, correspondendo a uma área da coroa do dente, na região da câmara pulpar. Nesta imagem, a câmara pulpar pode ser identificada, delimitada por linha pontilhada, mas não houve linha de contraste suficiente. A figura 3.20 (c) corresponde

a uma imagem da região da coroa dental em um corte de 400  $\mu\text{m}$  acima da anterior, mostrando uma área que não apresenta região de câmara pulpar, pode-se verificar o esmalte e dentina.

A figura 3.21 mostra a área da coroa dental em outro dente na qual puderam ser visualizados o esmalte, a dentina e a câmara pulpar.

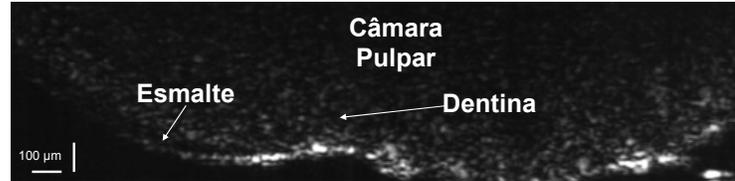


Figura 3. 21. Imagem de TCO do primeiro molar inferior de rato na região da coroa.

Com as amostras devidamente cortadas e lixadas, foi possível, através da microscopia óptica, correlacionar a imagem histológica com a imagem da tomografia por coerência óptica. As figuras 3.22 e 3.23 apresentam comparações entre as imagens do microscópio e imagens obtidas por TCO da região logo abaixo da coroa do dente. Foi possível identificar e correlacionar a dentina e a câmara pulpar em alguns casos.

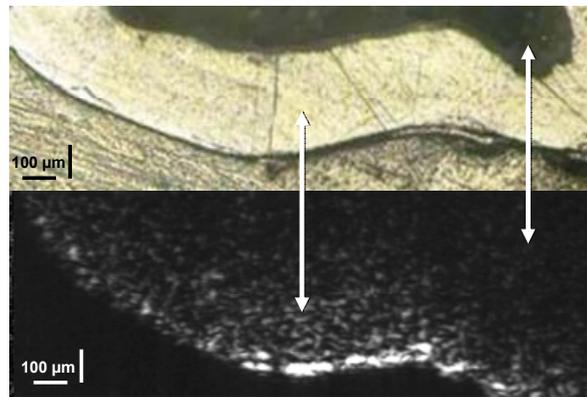


Figura 3. 22. Correlação das imagens de TCO e da microscopia óptica na região da câmara pulpar.

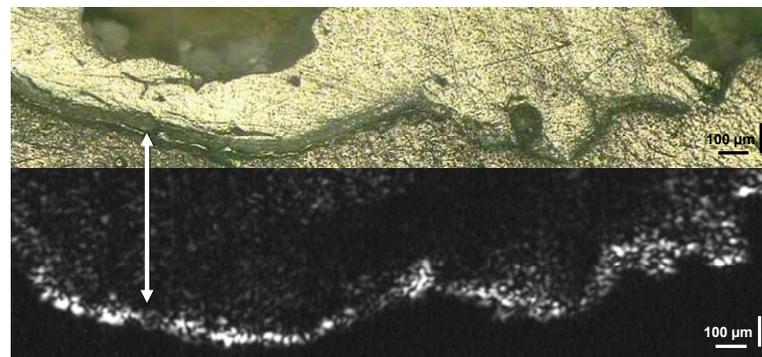


Figura 3. 23. Correlação das imagens de TCO e da microscopia óptica em relação ao formato do dente.

### 3.3. Discussão e conclusões

Nessa seção serão apresentadas e discutidas conclusões quanto às aplicações feitas com o sistema de tomografia por coerência óptica em odontologia.

#### 3.3.1. Análise de restaurações dentárias

A cárie dentária é um processo patológico multifatorial, caracterizado pela desmineralização do tecido duro (dente). Dentre as várias classes, a cárie secundária aparece como resultado de falhas na restauração. Se não detectada em estágio inicial, a cárie secundária se desenvolverá e danificará outras regiões do dente, por exemplo, a dentina. O acompanhamento clínico, *in vivo*, só é possível através dos raios-x. Mas as imagens produzidas por estes nem sempre mostram as fendas e falhas na restauração, apenas a região restaurada é identificada facilmente.

Foram demonstradas imagens obtidas através de TCO, que ao contrário das radiografias periapicais, permitiram a avaliação micrométrica da interface dente/restauração. Através delas foi possível detectar e medir fendas com uma espessura variando entre 51  $\mu\text{m}$  e 146  $\mu\text{m}$ , em restaurações de amálgama e resina composta restritas ao esmalte dentário. Com a resolução de 10  $\mu\text{m}$ , os dados apresentados mostram que fendas maiores que 50  $\mu\text{m}$  são facilmente detectadas, mas existe a possibilidade de medir fendas menores. Apesar dos testes terem sido realizado em fendas com apenas 0,5 mm de profundidade, a técnica pode medir toda a extensão do esmalte do dente [15, 16], existindo a possibilidade da avaliação de fendas mais profundas.

TCO satisfaz vários critérios de desempenho necessários para tornar-se uma técnica válida para odontologia na detecção de fendas em restaurações. Foi possível a análise espacial quantitativa de todas as restaurações, desde que as fendas fossem maiores que a resolução do sistema. Com uma fonte de luz mais apropriada, comprimento de onda melhor, seria possível penetrar mais no dente. Esse é o caso do laser em 1300 nm, que penetra cerca de 2-3 mm no esmalte [20]. Para gerar imagens de fendas menores que 10  $\mu\text{m}$ , é necessário melhorias na fonte de luz (espectro mais largo). Além disso, TCO tem a vantagem de mostrar tanto a região restaurada como a fenda, se existir, e determinar precisamente sua posição.

A exploração de novos avanços nessa técnica, novos comprimentos de onda e bandas espectrais mais largas, pode levar a resolução do sistema ao estado-da-arte. É também possível desenvolver sistemas em tempo real, *in vivo* [16, 17], tornando esse método potencialmente muito útil para o diagnóstico auxiliar na odontologia, permitindo não só a geração de imagens de partes escolhidas do esmalte e da dentina, assim como a elaboração de imagens bi e tridimensionais de grandes extensões do dente, talvez até todo ele.

### 3.3.2. Viabilidade para o diagnóstico pulpar

A polpa dental é um tecido vivo contido por paredes inelásticas, responsável pelas funções sensoriais de defesa e nutrição do dente. Até o momento, não existe uma técnica que permita um exame direto sem o prejuízo da vitalidade da mesma. Os métodos de diagnóstico da polpa dental utilizados atualmente apresentam várias limitações. Têm sido desenvolvidas várias pesquisas sobre novos instrumentos para o diagnóstico pulpar, inclusive no campo óptico [66].

Ao se propor à tomografia por coerência óptica para diagnóstico pulpar teve-se em mente as vantagens desta técnica. TCO é um método de diagnóstico por imagem não invasivo, capaz de produzir imagens em tempo real e a nível microscópico. Quando associada ao efeito Doppler, fornecer informações sobre o fluxo sanguíneo, além de poder gerar imagens de ambos os tecidos duros e moles. Com ela é possível produzir imagens tridimensionais, tudo isso sem fazer uso de radiação ionizante, como os raios-x, ou de campos com efeitos cumulativos, como a tomografia computadorizada [67].

A técnica de TCO foi aplicada para estudos preliminares na câmara pulpar de dentes molares de ratos. Os dados obtidos foram comparados com imagens de microscopia para uma análise direta. As medidas foram realizadas utilizando-se um laser em 830 nm e com resolução espacial de  $\sim 16 \mu\text{m}$ . Como o objetivo do estudo era verificar a viabilidade da observação de características internas à estrutura do dente, os resultados se mostraram muito promissores. As imagens obtidas através da técnica de tomografia por coerência óptica mostraram claramente as estruturas principais, como dentina, esmalte, câmara pulpar e raiz, mas é necessário um melhoramento no contraste e na penetração.

Melhoras no sistema podem ser obtidas através do uso de diferentes comprimentos de onda. Um sistema com uma fonte de luz centrada em 1300 nm está sendo montado em nossos laboratórios e esse estudo deverá ser continuado. É possível que, com as devidas alterações,

mudança do comprimento de onda utilizado, melhorias na detecção do sinal e eliminação do ruído, o sistema possa se tornar mais atrativo para o desenvolvimento de um dispositivo de TCO compacto. Com isso, será possível a geração de imagens da estrutura interna do dente com melhor qualidade, revelando mais detalhes sobre essa região e fazendo da TCO uma ferramenta bastante útil no diagnóstico pulpar.

### Referências do capítulo 3

1. Huang, D., Swanson, E. A., et al., *Optical Coherence Tomography*. Science, 1991. **254**(5035): p. 1178-1181.
2. Fujimoto, J. G., *Optical coherence tomography for ultrahigh resolution in vivo imaging*. Nature Biotechnology, 2003. **21**(11): p. 1361-1367.
3. Fujimoto, J. G., Drexler, W., et al., *Optical coherence tomography: high resolution imaging using echoes of light*. Optics and Photonics News, 2000. **11**: p. 24-31.
4. Foster, F. S., Pavlin, C. J., et al., *Advances in ultrasound biomicroscopy*. Ultrasound in Medicine and Biology, 2000. **26**(1): p. 1-27.
5. Fujimoto, J. G., Pitris, C., et al., *Optical coherence tomography: An emerging technology for biomedical imaging and optical biopsy*. Neoplasia, 2000. **2**(1-2): p. 9-25.
6. Fujimoto, J. G., Brezinski, M. E., et al., *Optical Biopsy and Imaging Using Optical Coherence Tomography*. Nature Medicine, 1995. **1**(9): p. 970-972.
7. Fercher, A. F., Hitzenberger, C. K., et al., *In-Vivo Optical Coherence Tomography*. American Journal of Ophthalmology, 1993. **116**(1): p. 113-115.
8. Youngquist, R. C., Carr, S. e Davies, D. E. N., *Optical Coherence-Domain Reflectometry: a New Optical Evaluation Technique*. Optics Letters, 1987. **12**(3): p. 158-160.
9. Takada, K., Yokohama, I., et al., *New Measurement System for Fault Location in Optical Wave-Guide Devices Based on an Interferometric-Technique*. Applied Optics, 1987. **26**(9): p. 1603-1606.
10. Fercher, A. F., Mengedoht, K. e Werner, W., *Eye-Length Measurement by Interferometry with Partially Coherent-Light*. Optics Letters, 1988. **13**(3): p. 186-188.
11. Izatt, J. A., Hee, M. R., et al., *Micrometer-Scale Resolution Imaging of the Anterior Eye in-Vivo with Optical Coherence Tomography*. Archives of Ophthalmology, 1994. **112**(12): p. 1584-1589.
12. Clivaz, X., Marquisweible, F., et al., *High-Resolution Reflectometry in Biological Tissues*. Optics Letters, 1992. **17**(1): p. 4-6.
13. Schmitt, J. M., Knuttel, A. e Bonner, R. F., *Measurement of Optical-Properties of Biological Tissues by Low-Coherence Reflectometry*. Applied Optics, 1993. **32**(30): p. 6032-6042.
14. Fried, D., Glens, R. E., et al., *Nature of Light-Scattering in Dental Enamel and Dentin at Visible and near-Infrared Wavelengths*. Applied Optics, 1995. **34**(7): p. 1278-1285.
15. Colston, B. W., Everett, M. J., et al., *Imaging of hard- and soft-tissue structure in the oral cavity by optical coherence tomography*. Applied Optics, 1998. **37**(16): p. 3582-3585.
16. Colston, B. W., Sathyam, U. S., et al., *Dental OCT*. Optics Express, 1998. **3**(6): p. 230-238.
17. Feldchtein, F. I., Gelikonov, G. V., et al., *In vivo OCT imaging of hard and soft tissue of the oral cavity*. Optics Express, 1998. **3**(6): p. 239-250.
18. Freitas, A. Z., Zezell, D. M., et al., *Imaging carious human dental tissue with optical coherence tomography*. Journal of Applied Physics, 2006. **99**(2): p. -.
19. Wang, X. J., Milner, T. E., et al., *Characterization of dentin and enamel by use of optical coherence tomography*. Applied Optics, 1999. **38**(10): p. 2092-2096.
20. Fried, D., Xie, J., et al., *Imaging caries lesions and lesion progression with polarization sensitive optical coherence tomography*. Journal of Biomedical Optics, 2002. **7**(4): p. 618-627.
21. Otis, L. L., Al-Sadhan, R. I., et al., *Identification of occlusal sealants using optical coherence tomography*. Journal of Dental Research, 2000. **79**: p. 456-456.

22. Jones, R. S., Staninec, M. e Fried, D., *Imaging artificial caries under composite sealants and restorations*. J Biomed Opt, 2004. **9**(6): p. 1297-304.
23. de Melo, L. S. A., de Araujo, R. E., et al., *Evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography*. Journal of Biomedical Optics, 2005. **10**(6): p. 064027-1-5.
24. Siegman, A. E., *Lasers*. 1986, Oxford: Oxford University Press. xxii, 1283 s.
25. Haus, H. A., *Waves and fields in optoelectronics*. 1984, Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall. xii,402 s.
26. Hee, M. R., *Optical Coherence Tomography: Theory. Cap 2*, in Handbook of optical coherence tomography, 1a ed. ed. Bouma, B. E. e Tearney, G. J. 2002, New York: Marcel Dekker p. 41–66.
27. Hee, M. R., *Optical Coherence Tomography of the Eye*. Tese de Doutorado defendida em 1997, no Department of Electrical engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology. Cambridge, MA - USA. 230s.
28. Hsiung, P. L., Chen, Y., et al., *Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman continuum light source*. Optics Express, 2004. **12**(22): p. 5287-5295.
29. Swanson, E. A., Huang, D., et al., *High-Speed Optical Coherence Domain Reflectometry*. Optics Letters, 1992. **17**(2): p. 151-153.
30. Swanson, E. A., Huang, D., et al., *High-Speed Optical Coherence Domain Reflectometry (vol 17, pg 151, 1992)*. Optics Letters, 1992. **17**(7): p. 547–549.
31. Tearney, G. J., Bouma, B. E. e Fujimoto, J. G., *High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line*. Optics Letters, 1997. **22**(23): p. 1811-1813.
32. Hsiung, P. L., Li, X. D., et al., *High-speed path-length scanning with a multiple-pass cavity delay line*. Applied Optics, 2003. **42**(4): p. 640-648.
33. Rollins, A. M., Kulkarni, M. D., et al., *In vivo video rate optical coherence tomography*. Optics Express, 1998. **3**(6): p. 219-229.
34. Huang, D., *Optical Coherence Tomography*. Tese de Doutorado defendida em 1993, no Harvard-MIT Division of Health Sciences and Technology, MIT. Boston. 118 s.
35. Fujimoto, J. G., *Optical Coherence Tomography: Introduction. Cap 1*, in Handbook of optical coherence tomography, 1a ed. ed. Bouma, B. E. e Tearney, G. J. 2002, New York: Marcel Dekker p. 1-40.
36. Ko, T. H.-T., *High Speed Data Acquisition System for Optical Coherence Tomography*. Dissertação de Mestrado defendida em 2000, no Department of Electrical Engineering and Computer Sciences, MIT. Cambridge. 59 s.
37. Podoleanu, A., *En-face OCT imaging*. Medical Physics, 2003. **30**(6): p. 1539-1539.
38. Podoleanu, A. G., *En-face optical coherence tomography (OCT): A new method to analyse structural changes of the optic nerve head in rat glaucoma (vol 89, pg 1210, 2005)*. British Journal of Ophthalmology, 2005. **89**(11): p. 1545-1545.
39. Podoleanu, A. G., Rogers, J. A. e Jackson, D. A., *OCT en-face images from the retina with adjustable depth resolution in real time*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1999. **5**(4): p. 1176-1184.
40. Hee, M. R., Izatt, J. A., et al., *Optical Coherence Tomography of the Human Retina*. Archives of Ophthalmology, 1995. **113**(3): p. 325-332.
41. Drexler, W., Morgner, U., et al., *In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography*. Optics Letters, 1999. **24**(17): p. 1221-1223.
42. Wojtkowski, M. D., Ko, T. H., et al., *Ultrahigh speed, ultrahigh resolution optical coherence tomography using spectral domain detection*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2004. **45**: p. U50-U50.

43. Izatt, J. A., Swanson, E. A., et al., *In vivo Imaging of the Human Retina with Optical Coherence Tomography*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 1993. **34**(4): p. 761-761.
44. Swanson, E. A., Izatt, J. A., et al., *In-Vivo Retinal Imaging by Optical Coherence Tomography*. Optics Letters, 1993. **18**(21): p. 1864-1866.
45. Hee, M. R., Izatt, J. A., et al., *Micron-Resolution Imaging of the Anterior Segment with Optical Coherence Tomography*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 1993. **34**(4): p. 942-942.
46. Hee, M. R., Izatt, J. A., et al., *In-Vivo Optical Coherence Tomography of the Anterior Segment*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 1994. **35**(4): p. 2078-2078.
47. Ko, T. H., Ghanta, R. K., et al., *Ultrahigh resolution optical coherence tomography for quantitative topographic mapping of retinal and intraretinal architectural morphology*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2001. **42**(4): p. S793-S793.
48. Drexler, W., Morgner, U., et al., *Ultrahigh resolution and spectroscopic optical coherence tomography of the human retina*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2000. **41**(4): p. S93-S93.
49. Izatt, J. A., Hee, M. R., et al., *High-Speed in-Vivo Retinal Imaging with Optical Coherence Tomography*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 1994. **35**(4): p. 1729-1729.
50. Ko, T. H., Fujimoto, J. G., et al., *Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging of architectural morphology in retinal diseases*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2004. **45**: p. U50-U50.
51. Ko, T. H., Schuman, J. S., et al., *Comparison of ultrahigh resolution and standard optical coherence tomography for imaging retinal pathologies*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2003. **44**: p. U217-U217.
52. Ko, T. H., Drexler, W., et al. *Ultrahigh-resolution optical coherence tomography for enhanced visualization of retinal pathology*. 2003: SPIE, 4956: p. 55-58.
53. Chan, A., Duker, J. S., et al., *Normal macular thickness measurements in healthy eyes using stratus optical coherence tomography*. Archives of Ophthalmology, 2006. **124**(2): p. 193-198.
54. Welzel, J., Noack, J., et al., *Optical Coherence Tomography in Dermatology. Cap 20*, in Handbook of optical coherence tomography, 1a ed. ed. Bouma, B. E. e Tearney, G. J. 2002, New York: Marcel Dekker p. 539-562.
55. Gladkova, N. D., Petrova, G. A., et al., *In vivo optical coherence tomography imaging of human skin: norm and pathology*. Skin Research and Technology, 2000. **6**: p. 6-16.
56. Nishizawa, N., Chen, Y., et al., *Real-time, ultrahigh-resolution, optical coherence tomography with an all-fiber, femtosecond fiber laser continuum at 1.5  $\mu$  m*. Optics Letters, 2004. **29**(24): p. 2846-2848.
57. Fujimoto, J. G. (2004) *RLE Progress Report*. cap 28 - Laser Medicine and Biomedical Imaging **146**, 1-69 Disponível em: [http://www.rle.mit.edu/media/pr\\_no146.html](http://www.rle.mit.edu/media/pr_no146.html).
58. Brezinski, M. E., Tearney, G. J., et al., *Optical biopsy with optical coherence tomography: Feasibility for surgical diagnostics*. Journal of Surgical Research, 1997. **71**(1): p. 32-40.
59. Boppart, S. A., Bouma, B. E., et al., *Intraoperative assessment of microsurgery with three-dimensional optical coherence tomography*. Radiology, 1998. **208**(1): p. 81-86.
60. Tearney, G. J., Brezinski, M. E., et al., *In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography*. Science, 1997. **276**(5321): p. 2037-2039.
61. Brezinski, M. E., Tearney, G. J., et al., *Assessing atherosclerotic plaque morphology: Comparison of optical coherence tomography and high frequency intravascular ultrasound*. Heart, 1997. **77**(5): p. 397-403.
62. Hsiung, P.-L., Schneider, K., et al. *Ultrahigh-resolution OCT of prostate pathology in the clinic using a portable Cr:forsterite laser*. 2003: SPIE, 4956: p. 78-80.

63. Fujimoto, J. G. (2005) *RLE Progress Report*. cap 34 - Laser Medicine and Biomedical Imaging **147**, 1-70 Disponível em: <http://www.rle.mit.edu/>.
64. Chinn, S. R. e Swanson, E. A., *Optical Coherence Tomography for High-Density Data Storage*. Cap 14, in Handbook of optical coherence tomography, 1a ed. ed. Bouma, B. E. e Tearney, G. J. 2002, New York: Marcel Dekker p. 385-420.
65. Dunkers, J. P., *Applications of Optical Coherence Tomography to the Study of Polymers Matrix Composites*. Cap 15, in Handbook of optical coherence tomography, 1a ed. ed. Bouma, B. E. e Tearney, G. J. 2002, New York: Marcel Dekker p. 421-444.
66. Schmitt, J. M., Webber, R. L. e Walker, E. C., *Optical Determination of Dental-Pulp Vitality*. IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 1991. **38**(4): p. 346-352.
67. Rhodes, J. S., Ford, T. R. P., et al., *Micro-computed tomography: a new tool for experimental endodontology*. International Endodontic Journal, 1999. **32**(3): p. 165-170.



## Capítulo 4 – Tomografia óptica na medicina

A tomografia por coerência óptica (TCO ou OCT, em inglês) é uma tecnologia de diagnóstico emergente, desenvolvida pelo grupo de pesquisa do Prof. James G. Fujimoto, no M.I.T. e por seus colaboradores em 1991 [1], e aplicada em várias áreas da medicina [2]. A tomografia óptica permite a visualização da microestrutura interna de tecidos vivos *in situ* e em tempo real e com resolução entre 1-30  $\mu\text{m}$ . Vários estudos indicam que mudanças na morfologia arquitetural dos tecidos, associadas à neoplasia, podem ser identificadas [3-5].

Sistemas clínicos de TCO usualmente utilizam diodos superluminescentes (SLDs – superluminescent diodes) que permitem a geração de imagens com 10-15  $\mu\text{m}$  de resolução axial. Essas resoluções são tipicamente insuficientes para identificar mudanças devido às neoplasias, necessária para a detecção de câncer, ou para identificar características morfológicas e estruturais de tecidos para a visualização de outras doenças.

Os avanços em lasers de estado sólido, na tecnologia de fibras não lineares e dos próprios SLDs permitiu o desenvolvimento de novos sistemas com resolução ultra-alta (UHR-OCT – Ultrahigh resolution OCT), novas técnicas que prometem melhorar a diferenciação dos tecidos e o contraste na imagem. Mas como discutido no capítulo anterior, sistemas de resolução muito alta são lentos, condição necessária para manter a alta sensibilidade.

Sistemas convencionais de tomografia óptica medem o atraso dos “ecos” de luz retroespalhada ou refletida usando um interferômetro [1, 6, 7]. Medidas do atraso e da magnitude desses “ecos” de luz são feitas varrendo mecanicamente o caminho óptico de referência. Dessa forma, diferentes atrasos seqüenciais são detectados em tempos diferentes enquanto o caminho de referência é modificado (varrido). Por esse motivo, esquemas, como o discutido no capítulo 3 desta tese, são conhecidos como sistemas de TCO no “domínio temporal” (Time domain optical coherence tomography – TdOCT). O recente desenvolvimento da técnica de tomografia por coerência óptica no domínio espectral permitiu a geração de imagens *in vivo* de tecidos biológicos com altíssima velocidade. Trazendo inúmeras novas aplicações para TCO, dado o enorme potencial para a geração de imagens para o diagnóstico clínico de grandes porções de tecido e a coleta de dados em três dimensões.

Recentemente, avanços importantes na tecnologia de TCO permitiram a geração de imagens com velocidade de ~15 a 50x maior, com a mesma resolução do sistema convencional, comercial, ou ~100x mais rápido que os sistemas de UHR-OCT, mantendo a sensibilidade [8-10]. Essa nova tecnologia de detecção do sinal é conhecida como detecção no

domínio de Fourier, pois os atrasos dos ecos de luz são medidos fazendo a transformada de Fourier do espectro de interferência do sinal luminoso [11, 12]. Diferentes atrasos temporais nos ecos de luz produzem diferentes frequências nas franjas no espectro de interferência. A tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier (Fourier domain optical coherence tomography – FdOCT) oferece significantes melhoras na sensibilidade e na velocidade na qual a imagem é coletada, se comparados à TCO no domínio temporal [13-15].

Há duas maneiras de detectar e analisar o sinal óptico em tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier: TCO espectral (Spectral optical coherence tomography – SOCT) ou TCO com a fonte com comprimento de onda variável (swept source OCT). Na primeira, utiliza-se um espectrômetro e um analisador multicanais (CCD linear – linear Charged Coupled Device) [11, 12, 16-18], e na segunda, uma fonte laser cuja frequência óptica é variada muito rapidamente (assim como os sistemas de COFDR descritos no capítulo 2 dessa tese) [1, 19-23].

As primeiras aplicações de sistemas de refletometria no domínio de Fourier na medicina foram para medir as distâncias inter-oculares [11]. Alguns anos depois, com o desenvolvimento de melhores fontes de luz e CCDs, foram geradas imagens da secção transversal da retina e da câmara anterior do olho *in vivo* [24]. O interesse nessa área cresceu bastante depois que foi demonstrado que esses sistemas podem atingir sensibilidade muito maior que os sistemas temporais [13-15], além de permitirem a geração de imagens de alta velocidade [17, 25]. Mais recentemente, instrumentos baseados em TCO no domínio de Fourier foram utilizados para gerar imagens oftalmológicas de alta velocidade e alta resolução, *in vivo* [18, 26, 27], provando a viabilidade desses sistemas para aplicações clínicas. O foco deste capítulo será nas aplicações oftalmológicas da técnica de TCO, pois essa é a área onde os maiores avanços foram feitos e onde essa técnica tem o maior impacto.

TCO espectral e com comprimento de onda variável são especialmente promissores para a geração de imagens com resolução ultra-alta, pois eles superam as limitações em velocidade na aquisição dos dados do TCO no domínio temporal. Sendo assim, é possível utilizar essas técnicas para formar mapas tridimensionais da mácula e do nervo óptico [10, 28], por exemplo. O que também permite o registro cruzado, e a comparação, dos dados tridimensionais com a fotografia de fundo do olho, permitindo um melhor diagnóstico e acompanhamento do tratamento de doenças. Somado a isso, TCO no domínio de Fourier tem a vantagem de permitir o acesso direto ao padrão de franjas espectrais, possibilitando uma enorme gama de novas aplicações. Algumas das aplicações permitidas são: medição da absorção [29]; observação o fluxo sanguíneo, juntamente com técnicas para medir o sinal

Doppler [30, 31]; e análise e medida direta do sinal complexo (frequência real e imaginária), técnica que permite dobrar a largura axial de observação [32, 33].

SOCT e swept source OCT são especialmente adequados para a compensação numérica da dispersão. A compensação numérica da dispersão é uma ferramenta muito importante em aplicações oftalmológicas. Variações no comprimento do olho nos diferentes pacientes podem causar dispersão, fazendo com que haja perda na resolução. Em tempo real não é possível corrigir essas pequenas diferenças e fazer o correto casamento da dispersão nas portas de referência e amostra. Com a possibilidade da correção numérica, as imagens geradas terão sempre a mesma qualidade, independente do tamanho do olho analisado.

Neste capítulo será descrito o que foi feito durante o ano de meu doutorado sanduíche no Instituto tecnológico de Massachusetts (Massachusetts Institute of Technology – MIT). Durante o período de maio de 2004 a maio de 2005, estive no grupo de pesquisa do professor James G. Fujimoto, no MIT. Tive a oportunidade de trabalhar com sistemas de tomografia por coerência óptica de última geração. Sob a supervisão direta do doutor Maciej Wojtkowski, pós-Doutor presente no grupo na época e um dos pioneiros no uso do SOCT em aplicações clínicas [24, 32], estive envolvida em dois projetos de desenvolvimento de SOCT. Projetos direcionados a aplicações oftalmológicas, com aplicações em: geração de imagens clínicas da retina de pacientes humanos [34]; e geração de imagens da retina de cobaias animais vivas (ratos e camundongos) [35]. O primeiro sistema de SOCT montado foi instalado na clínica oftalmológica do New England Eye Center da Tufts-New England Medical Center (NEMC) e utilizado em pesquisas de validação da técnica para detecção de patologias da retina e no acompanhamento de tratamentos oftalmológicos.

## 4.1. Princípios básicos da tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier

A tomografia por coerência óptica com resolução ultra-alta (UHR-OCT – Ultrahigh resolution OCT) foi um avanço para a diferenciação da morfologia arquitetural dos tecidos vivos. Especialmente na retina humana, onde permitiu a visualização de pequenas mudanças morfológicas, associadas a doenças em estágios iniciais [36, 37].

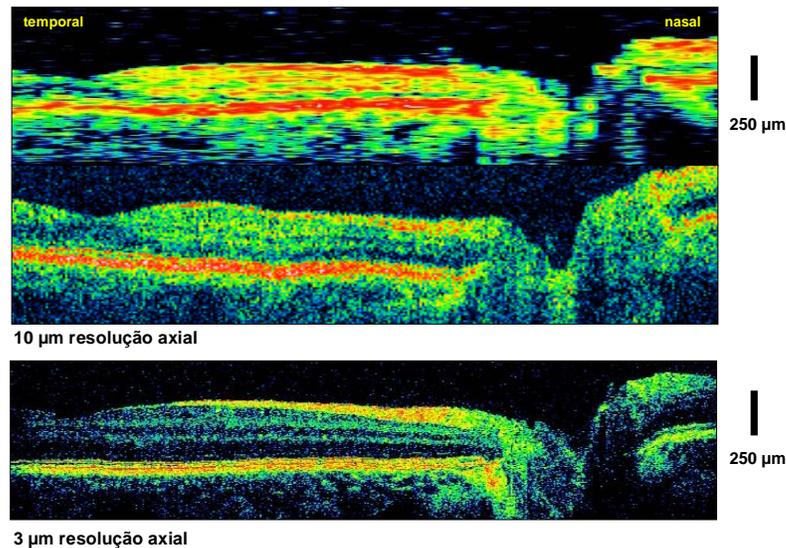


Figura 4. 1. Comparação entre as imagens geradas pelo instrumento comercial (duas imagens superiores, primeira e terceira gerações, OCT1 e StratusOCT, apresentadas no capítulo 3) com as de UHR-OCT (inferior).

A figura 4.1 [38, 39] mostra uma comparação entre as imagens geradas pelo instrumento comercial, da primeira e terceira gerações, com 10 µm de resolução, com imagens de UHR-OCT, com 3 µm de resolução. Note que neste último caso, devido ao longo tempo na aquisição, os dados foram alinhados na figura para corrigir movimentos voluntários e involuntários do olho do paciente.

Uma das limitações do sistema de TCO descrito no capítulo 3, que utiliza a detecção no domínio do tempo, é que para a geração de imagens de alta resolução é necessário que haja uma redução na velocidade da aquisição dos dados. Isso porque, os níveis de exposição de luz no olho humano são limitados e não é possível aumentar a potência sem haver danos à retina. Dessa forma, a velocidade máxima é também limitada, pois se deve manter um mínimo de sensibilidade para se obter uma imagem de boa qualidade.

Técnicas de detecção no domínio de Fourier, assim como o SOCT, não têm essas limitações, portanto é possível gerar imagens de resolução ultra-alta e em alta velocidade, mantendo a sensibilidade. Nas seções seguintes serão apresentadas as características dos sistemas de TCO no domínio de Fourier. Ênfase maior será dada ao SOCT, cujas aplicações oftalmológicas foram estudadas durante o meu período de permanência no MIT.

O conceito de tomografia por coerência óptica no domínio de Fourier foi demonstrado pela primeira vez em 1995 [11]. Nesse trabalho foi descrita uma forma de determinar a estrutura interna de um objeto, olho, a partir da informação do espectro da luz retroespalhada. Em 2002 foi demonstrada a capacidade de obtenção de imagens da retina humana usando TCO no domínio Fourier [16, 24], mostrando a capacidade e funcionalidade dessa técnica. Estudos posteriores [13] demonstraram a superioridade da TCO no domínio de Fourier em relação à TCO temporal com relação à sensibilidade. Todos esses fatores contribuíram para que esta modalidade em particular de TCO se tornasse o foco principal de pesquisa de diversos grupos que trabalham na área.

#### **4.1.1. Geração de imagens por tomografia por coerência óptica espectral**

Com a alta velocidade obtida através do SOCT e a resolução ultra-alta através das fontes de luz de banda larga (lasers ou diodos superluminescentes com mais de 100 nm de largura espectral), é possível gerar mapas tridimensionais da mácula e do disco óptico *in vivo*, sem que haja grande desconforto ao paciente. A tomografia por coerência óptica espectral com resolução ultra-alta (UHR-SOCT – Ultrahigh resolution spectral OCT) permite o registro correlacionado dos dados em três dimensões com a fotografia do fundo do olho para um diagnóstico mais preciso de doenças e da evolução dos tratamentos.

Filmes obtidos em tempo real dos processos dinâmicos no olho também são possíveis. Imagens de alta qualidade podem ser geradas, para isso são adquiridos mais *A-scans* do que o mínimo necessário, relação discutida no capítulo anterior (oversampling) quanto à densidade de pontos na imagem. A execução de médias entre os dados, permite uma melhora na visualização das camadas internas da retina e uma melhor segmentação (análise e separação das camadas, para identificar diferentes tecidos e coletar dados quantitativos de espessura). Além disso, a técnica de SOCT tem a vantagem de permitir acesso direto ao padrão de franjas de interferência, permitindo uma vasta gama de novas aplicações, como imagem do fluxo Doppler [31], medidas de absorção [29], compensação da dispersão [18] e a análise do sinal complexo [32].

Em SOCT, um espectrômetro com um analisador multicanais (CCD linear) é utilizado para adquirir as componentes espectrais do sinal óptico. A luz retroespalhada por todas as camadas internas da amostra é adquirida simultaneamente, como um espectro interferométrico, e processado via software para que seja possível obter uma varredura axial ou em profundidade. Esse método é diferente da detecção no domínio do tempo, onde a porta de referência contém um espelho cuja posição é varrida e dados de diferentes profundidades são sequencialmente coletados. Um esquema do sistema de tomografia por coerência óptica espectral com resolução ultra-alta é mostrado na figura 4.2. Note a diferença do sistema descrito no capítulo anterior: o espelho de referência é estacionário, um espectrômetro com uma câmera CCD é utilizado, ao invés da eletrônica necessária para o domínio do tempo, e o processamento é computacionalmente mais intensivo.

Devido ao seu método de detecção, o SOCT tem uma vantagem inerente em sensibilidade e/ou velocidade se comparado com o TCO no domínio temporal. No sistema temporal, o ruído do sinal aumenta quando aumentamos a banda de detecção. Para se obter

dados com resolução muito alta, é necessário o uso de fontes de luz com largura de banda muito grande, portanto, a velocidade na aquisição dos dados deve ser reduzida para que a largura de banda da detecção eletrônica também diminua e a qualidade da imagem seja mantida. De forma alternativa, a velocidade pode ser aumentada se for aceitável haver uma redução na sensibilidade. Com SOCT, não há esta penalidade em sensibilidade quando se adquire dados em velocidades altas ou se aumenta a largura de banda da fonte.

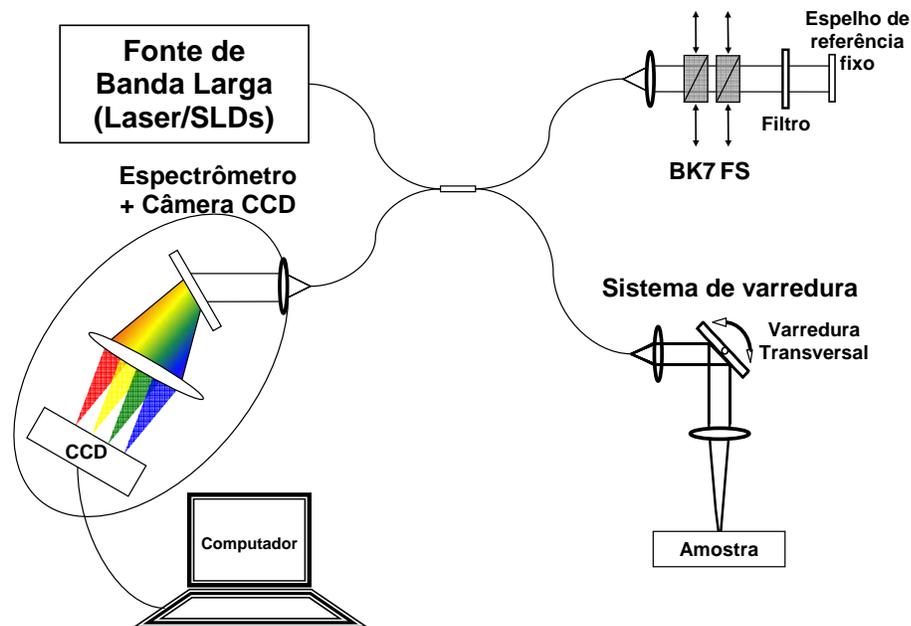


Figura 4. 2. Diagrama esquemático do sistema de tomografia por coerência óptica espectral com resolução ultra-alta (UHR-SOCT).

A luz vinda de uma fonte de banda larga é dividida entre as portas de referência e de amostra de um interferômetro. A luz na porta de referência é atenuada e refletida por um espelho estacionário, colocado em uma posição fixa. A luz na porta de amostra é direcionada ao sistema de varredura do feixe, que o posiciona na amostra a qual se deseja fazer a imagem. Usualmente são utilizados espelhos controlados por galvanômetros (two galvanometer-actuated steering mirrors) que podem movimentar o feixe em duas dimensões sobre a amostra, sob qualquer padrão de direcionamento, para gerar imagens das seções transversais. Os feixes interferem no espectrômetro e os dados são coletados por um computador, que também controla os espelhos galvo.

Para imagens oftalmológicas, o máximo de luz na retina não pode ultrapassar  $800 \mu\text{W}$ , consistente com os padrões aprovados pelo instituto nacional de regras americano (ANSI – American National Standards Institute). O espectro de luz na saída do interferômetro é analisado por um espectrômetro. O espectrômetro consiste em uma lente para colimar o

feixe da saída da fibra, uma grade de difração, uma lente de grande abertura numérica e uma CCD linear. O feixe colimado é direcionado à grade de difração volumétrica (VPH grating – volumetric phase holographic grating), que é uma grade de transmissão. Ela separa as componentes espectrais do feixe e direciona-as a uma lente de grande abertura com o mínimo de distorção cromática. Esta focaliza o feixe sobre uma câmera CCD linear (2048 elementos) e os dados coletados. Os dados são então transferidos para a memória do computador, onde são re-escalados de comprimento de onda para frequência (além da distribuição de pontos no espectro ser refeita e homogeneizada). E sofrem uma transformada de Fourier para obter as medidas do atraso (espaço) em função da magnitude da luz retroespalhada ou refletida pela amostra.

Antes de apresentar um formalismo mais rigoroso [16, 24, 32], será feita uma breve exposição sobre os princípios básicos de SOCT. A partir da análise feita na seção 3.1, considere um interferômetro Michelson. Foi mostrado que para uma fonte monocromática (onda plana) no espaço livre, sem a presença de elementos refratores nas portas, com as constantes de propagação iguais para ambos os caminhos, o termo oscilante da foto-corrente no detector vale:

$$\text{Re}\{E_R E_S^*\} = A_R A_S \cos\left(2\pi \frac{\Delta L}{\lambda/2}\right), \quad (4.1)$$

onde  $\Delta L = L_R - L_S$  é o diferença entre os caminhos de referência e da amostra e  $A_R$  e  $A_S$  são as amplitudes dos campos de referência e amostra, respectivamente. A equação 4.1 (equação 3.4) mostra que há um termo oscilante, senoidalmente, tem um período de  $\lambda/2$  relativo à diferença entre os caminhos que a luz percorre.

A análise para uma fonte de luz de baixa coerência será feita de forma um pouco diferente. Os campos de referência e amostra são:  $E_R = A_R(\omega)e^{-i[2\beta_R(\omega)L_R - \omega t]}$  e  $E_S^* = A_S(\omega)e^{-i[2\beta_S(\omega)L_S - \omega t]}$ , onde  $A_R(\omega)$  e  $A_S(\omega)$  são as amplitudes dependentes da frequência da luz e  $\beta_i(\omega)$  é a constante de propagação da fonte de luz de banda larga, da mesma forma como no capítulo 3. Mas o sinal será analisado em cada frequência distinta, ou seja, o sinal em cada um dos elementos da CCD deve ser integrado em vetor de onda, para levar em consideração todos os atrasos possíveis dentro da amostra. Cada elemento da CCD mede “uma” frequência ( $d\omega$ , relacionado com o tamanho finito do pixel de detecção).

Para simplificar e ilustrar o que acontece, considere um atraso fixo, ou seja, ao invés de uma amostra volumétrica, há um espelho com apenas uma reflexão, e que o tamanho do pixel

seja infinitesimal. Cada elemento de detecção da câmera medirá uma foto-corrente que vale aproximadamente:

$$I = \frac{\eta e}{h\nu\eta_0} \operatorname{Re} \left\{ \left( \frac{1}{2} |A_R|^2 + \frac{1}{2} |A_S|^2 + S(\omega) e^{-i\Delta\phi(\omega)} \right) \frac{1}{2\pi} \right\}_{\omega=\omega_{\text{pixel}}}, \quad (4.2)$$

onde os dois primeiros termos (modulo quadrado) do lado direito da equação são constantes (termos dc) e o terceiro termo é oscilante (termo ac) e definido por  $S(\omega) = A_S(\omega)A_R(\omega)^*$  e por  $\Delta\phi(\omega) = 2[\beta_S(\omega)L_S - \beta_R(\omega)L_R]$ . Para essa análise, considerou-se que o detector apenas observa um elemento infinitesimal de frequência, onde  $\int f(\omega)\delta(\omega - \omega_0)d\omega = f(\omega_0)$ . Dessa forma, a equação 4.2 é facilmente demonstrada.

Fazendo as mesmas considerações do capítulo 3, e admitindo que  $\beta_i(\omega) = \beta(\omega_0)$ . Temos que expressão para a foto-corrente depende de:

$$I \propto \operatorname{Re} \left\{ e^{-i2\beta(\omega_{\text{pixel}})\Delta L} \right\}. \quad (4.3)$$

ou seja, há uma dependência da frequência de oscilação com  $\lambda$  e com  $\Delta L$ . E da mesma forma como antes, o sinal oscilante é modulado pelo espectro de potência da fonte. Todas as equações derivadas no capítulo 3 continuam válidas para esse sistema, mas a medida será executada como se a varredura fosse com relação ao comprimento de onda. Para cada atraso, uma oscilação em  $\lambda$  é observada, cujo período vale  $c/2\Delta L$  (ondas planas no espaço livre). A figura 4.3 mostra de forma esquemática o princípio de funcionamento da técnica de SOCT.

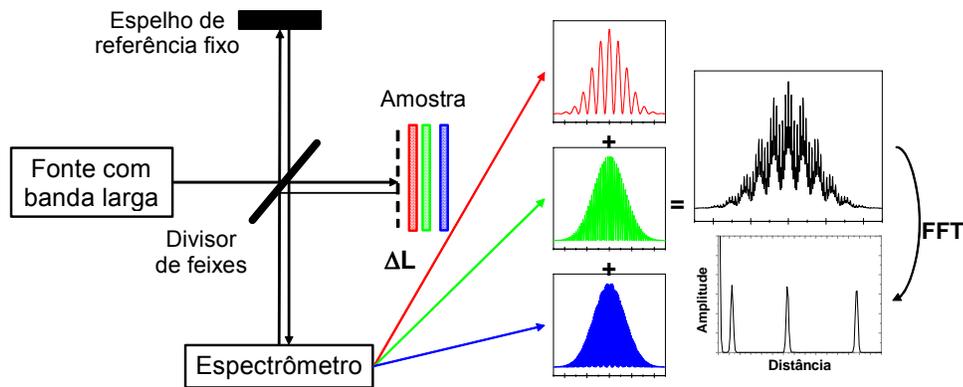


Figura 4. 3. Esquema dos princípios básicos de funcionamento da tomografia por coerência óptica espectral. Se houvesse apenas a reflexão da amostra vermelha, o espectro de interferência observado na câmera seria como o da figura vermelha (menor atraso, maior período de oscilação), o mesmo vale para as curvas e amostras verde e azul. Se na amostra todas essas reflexões estiverem presentes, o espectro de interferência observado será como o da figura preta. Aplicando a transformada de Fourier a esse espectro (com as devidas correções e ajustes) é possível recuperar a informação sobre a posição e amplitude das reflexões.

Observando-se a figura 4.3, pode ser entendido melhor o processo para a geração de imagens em SOCT. Com apenas a reflexão da amostra vermelha, o espectro de interferência observado na câmera seria similar ao da figura vermelha (menor atraso, maior período de oscilação). Se o atraso for maior, como o da amostra verde, o espectro gerado por ele seria como o da figura verde. O mesmo é válido para a amostra e figura azuis (maior atraso, menor período de oscilação). Se na amostra todas essas reflexões estiverem presentes, o espectro de interferência observado será a soma de todos os atrasos, no caso, vermelho, verde e azul. A figura de interferência espectral observada seria como a da figura preta. Observe que essa simulação numérica também simula o tamanho finito dos pixels de detecção, dado que há um número finito de pontos no gráfico. O detector de tamanho finito faz com que, quando a frequência de oscilação aumente, haja uma perda no contraste das franjas. Note que nas curvas verde e azul há mínimos de oscilação que não são zero. Aplicando a transformada de Fourier o espectro preto (com as devidas correções e ajustes) é possível recuperar a informação sobre a posição e amplitude das reflexões. Dessa forma é gerado um perfil de refletividade da amostra, um *A-scan*.

É muito importante que o espectrômetro seja bem ajustado. Devido à fonte de luz utilizada nos experimento ter largura de banda muito grande, o alinhamento é de extrema importância para a obtenção de bons resultados. Dessa forma é possível ajustar e reduzir alguns artefatos que podem surgir nas imagens, como a diminuição da amplitude das franjas de interferência, devido ao tamanho finito dos elementos de detecção. No espectrômetro, foram utilizadas lentes com correção cromática e a câmera CCD era posicionada tal que a linha do foco sobrepusesse os elementos de detecção (sistema com cinco graus de liberdade no ajuste muito delicado). Outro parâmetro importante é o casamento da dispersão nas portas do interferômetro. Procedimentos de ajuste e teste do sistema eram executados durante o período de alinhamento. Um desses procedimentos incluía a verificação da largura e intensidade da função de auto-correlação. Se calculada antes e depois do zero da linha de atraso, elas devem ser simétricas, assimetrias geralmente estão relacionadas ao descasamento da dispersão e ao desalinhamento do espectrômetro.

Um problema que deve ser levado em consideração nesse sistema é que o sinal de auto-correlação é simétrico em torno do zero da linha de atraso, imagens espelho. Existem métodos para obter informações sobre o sinal complexo e obter informação em todo comprimento de penetração possível. Mas a maneira mais simples para superar este problema é posicionar a amostra completamente antes ou depois do zero da linha de atraso, tal que só

haja sinal em atrasos positivos ou negativos. Esse procedimento evita a formação da imagem dobrada [32], mas reduz a região que pode ser observada pela metade.

Outros artefatos que causam redução na qualidade da imagem incluem [24]: descasamento da dispersão, como discutido no capítulo 3; limitação da resolução do espectrômetro, causando diminuição da amplitude e do contraste das franjas de interferência; assimetria do espectro de potência da fonte, causando bandas laterais aos picos de frequência depois da transformada de Fourier; transferência de informação entre pixels (corrente de crosstalk); e a simetria da transformada de Fourier, fazendo com que haja a geração de imagens espelho. Os ruídos que mais influenciam as medidas de SOCT podem ser térmicos, balísticos (shot noise), e o de leitura. O primeiro causa uma distribuição da carga do pixel do detector para os vizinhos, causando troca de informação entre os detectores. Mas todos esses efeitos podem ser contornados ou corrigidos para que seja possível obter uma imagem de alta qualidade e resolução.

Além dos artefatos presentes na medida, há limites intrínsecos à técnica: a sensibilidade e a resolução são reduzidas, pioram, com a distância ao zero da linha de atraso. Por causa disso, apenas uma faixa em torno do zero tem as características necessárias para geração de imagens de boa qualidade. A distância útil para a geração de imagens é limitada pela perda de sensibilidade e pela imagem espelho (que a reduz pela metade). Existem maneiras e técnicas para obter a informação complexa do sistema de TCO [32], mas nas aplicações em oftalmologia elas não são muito utilizadas, pois as distâncias medidas são menores que  $\frac{1}{2}$  range máximo.

Neste capítulo serão apresentadas várias imagens da retina humana, por esse motivo é interessante identificar as camadas morfológicas desse tecido. Um diagrama da arquitetura morfológica da retina com os acrônimos em inglês é mostrado na figura 4.4. Utilizando esse diagrama, é possível identificar as camadas de tecidos da retina nas imagens de tomografia óptica. De cima para baixo: a primeira camada é a de fibras nervosas (NFL), formada a partir da confluência dos axônios das células ganglionares; a camada de células ganglionares (GCL), onde se encontram os corpos de células amácrinas deslocadas e células ganglionares; a camada plexiforme interna (IPL), onde prolongamentos de células bipolares, amácrinas e ganglionares fazem sinapses; a camada nuclear interna (INL), onde se encontram corpos celulares de células bipolares, horizontais, amácrinas e de células ganglionares deslocadas; a camada plexiforme externa (OPL), onde os prolongamentos de fotorreceptores, células bipolares e horizontais fazem conexões sinápticas entre si; e a camada nuclear externa (ONL), onde os corpos celulares dos fotorreceptores (dois subtipos: cones, responsáveis pela sensibilidade à luz intensa e pela visão a cores, e os bastonetes, responsáveis pela adaptação

da visão ao claro-escuro) podem ser encontrados. O soma da célula de Müller, que é um tipo particular de astrogliia radial exclusivo da retina, está localizado na INL e seus prolongamentos se estendem por toda retina, formando a membrana limitante interna (ILM – Internal limiting membrane), separando a retina do humor vítreo, e a membrana limitante externa (ELM – External limiting membrane), adjacente à camada nuclear externa. Posterior à retina, no fundo do olho, há uma camada de células epiteliais pigmentadas, conhecidas como epitélio pigmentar da retina (RPE), rico em melanina e que é responsável, dentre outras funções, em absorver a luz não capturada pelos fotorreceptores. Isto evita a degradação e a distorção da imagem pela retina neural, uma vez que não permite a reflexão da luz não absorvida pelos fotorreceptores.

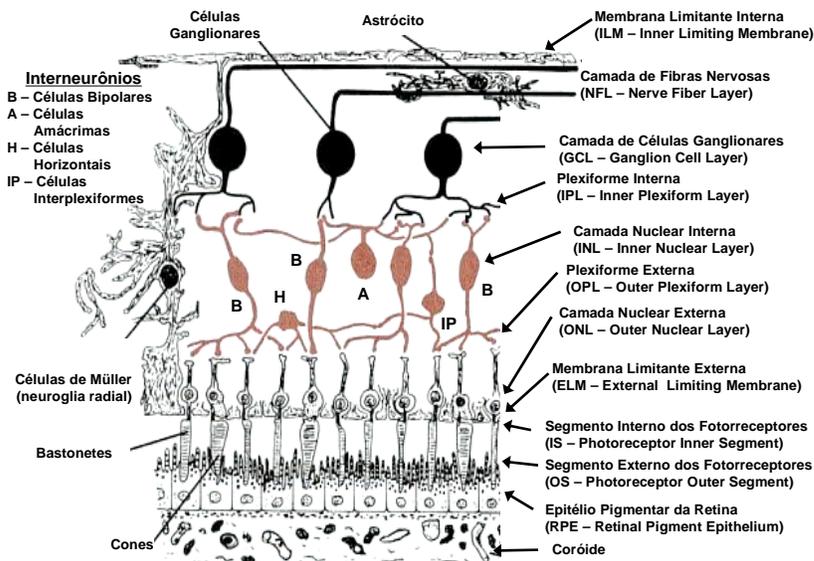


Figura 4. 4. Esquema da morfologia arquitetural da retina.

A tomografia por coerência óptica espectral foi aplicada à geração de imagens da retina humana [24] e foi demonstrado que essa técnica pode atingir alta velocidade de aquisição de dados e melhor sensibilidade que TCO no domínio temporal [13, 17]. Também foram gerados filmes em tempo real (taxa de vídeo) da retina *in vivo* [28]. O grupo do MIT, no qual esse trabalho foi desenvolvido, foi o primeiro a apresentar imagens da retina com resolução ultra-alta e com alta velocidade [18]. A aquisição de 16.000 linhas (*A-scan*) por segundo, com 1024 pontos por linha foi demonstrada utilizando-se uma câmera CCD linear de 12 bits com 2048 pixels (elementos de detecção). Foi demonstrada resolução de 2,1  $\mu\text{m}$  com um laser de Ti:safira de 5 fs [40, 41] e o espectrômetro para banda larga utilizado foi desenvolvido no laboratório. Esse sistema tinha sensibilidade de 98 dB, gerando imagens de excelente qualidade, como mostrado na figura 4.5.

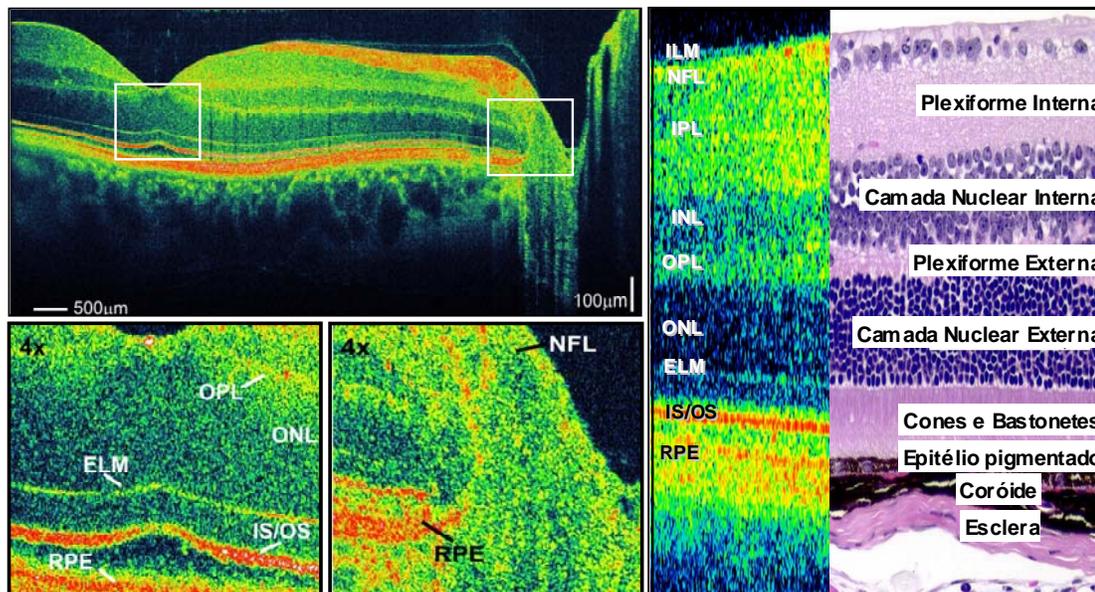


Figura 4. 5. No lado esquerdo: Imagem de SOCT, com 10,000 linhas adquiridas em 0,6 segundos, da retina de um olho humano direito normal, *in vivo*. A imagem foi tomada no eixo papilomacular, a largura transversal é de 8 mm (admitindo que a distância entre a mácula e o disco óptico á de 6,2 mm. A imagem apresenta altíssima qualidade, mesmo ampliada em 4x mantém uma resolução bastante alta. No lado direito: Comparação entre a imagem de TCO e a histologia.

As vantagens desse sistema incluem: aumento de 20 dB em sensibilidade comparado ao TCO padrão ou 100 vezes mais rápido com a mesma sensibilidade comparado à UHR-OCT no domínio do tempo; aquisição totalmente digital de dados (acesso direto ao espectro); e mais sensível à fase do padrão de franjas espectrais, permitindo medir o sinal Doppler com maior simplicidade. Mas também há desvantagens: em medidas de baixa velocidade, o padrão de franjas espectrais na média se cancela; a sensibilidade diminui com a profundidade; a resolução diminui com a profundidade; existe a presença de artefatos de coerência (autocorrelation terms), mas que podem ser suprimidos digitalmente; e a presença da imagem conjugada após FFT, que, como discutimos antes, existe maneiras para sobrepor esse problema [16, 17, 24, 29, 32, 42].

A figura 4.6 mostra uma comparação entre os sistemas no domínio do tempo e espectral. Foi também desenvolvido pelo grupo, um software eficiente para compensar a dispersão, fator importante para atingir resolução ultra-alta [18]. Participei da montagem do sistema clínico de SOCT, que utiliza um laser compacto de Ti:safira também desenvolvido pelo grupo do professor Fujimoto [43]. Com ele foram realizados experimentos com pacientes e foram demonstradas imagens tridimensionais de patologias da retina. Esse estudo foi realizado

juntamente com os médicos do New England Eye Center no Tufts-New England Medical Center.

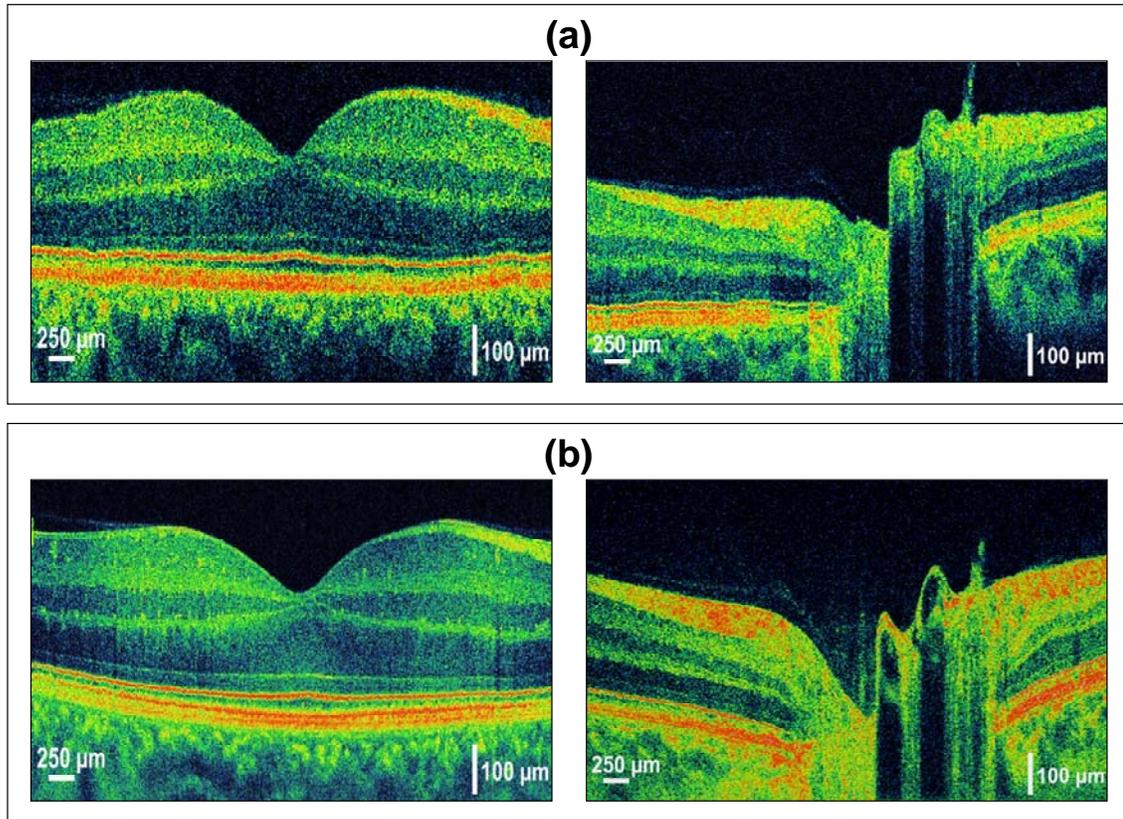


Figura 4. 6. Comparação entre imagens de (a) TCO com resolução ultra-alta no domínio do tempo e de (b) SOCT com resolução ultra-alta. (a) Imagens com 600 linhas, coletadas em 4s. Ambas as imagens foram corrigidas para reduzir artefatos de movimento. (b) Imagens com 2048 linhas, coletadas em 0,08s. Neste caso, não é necessária a correção, as imagens mostram o perfil real da fóvea (esquerda) e do disco óptico (direita) [38].

### 4.1.2. Geração de imagens por tomografia por coerência óptica com fonte de frequência variável

A técnica para geração de imagens de TCO que será descrita nessa seção é similar à técnica de COFDR descrita no capítulo 2 desta tese. Assim como COFDR, ela utiliza fontes de luz com frequência variável para criar um perfil de refletividade da amostra. O sinal é detectado e analisado, onde é tomada sua transformada de Fourier. Para a geração de imagens bi e tridimensionais, o feixe de prova é varrido na amostra.

As técnicas de TCO com varredura de frequência são muito importantes quando é necessário o uso de comprimentos de onda em torno de 1300 nm para a geração de imagens. Nessa região, não há câmeras CCD de baixo custo disponíveis. As fontes de luz são, portanto, de extrema importância para que seja possível a geração de imagens de boa qualidade, assim como discutido no capítulo 2. TCO com uma fonte de luz de frequência variável tem a vantagem de permitir a detecção balanceada do sinal, evitando a necessidade do uso de espectrômetros de alto desempenho e dos CCDs utilizados nos sistemas de detecção espectral. Por essa razão é de grande interesse o desenvolvimento de fontes de luz de frequência variável com alto desempenho.

Muitas fontes com frequência variável para aplicações em TCO já foram demonstradas [14, 19, 20, 44-46] e, durante o período do doutorado sanduíche, o grupo estava desenvolvendo alguns projetos direcionados a esse respeito [23, 47, 48]. Não participei diretamente do desenvolvimento das fontes, mas pude acompanhar o processo de perto e participei um pouco no *design* do sistema de TCO.

O sistema de TCO construído está esquematizado na figura 4.7. Foi utilizado um esquema de detecção balanceada para gravar o sinal de interferência (franjas) do interferômetro de Michelson em um dos dois canais de alta velocidade de um conversor A/D operando até 10 M-amostra/s e com resolução de 14 bits. Os fotodiodos utilizados têm largura de banda de 80 MHz, ganho de 50,000 V/A e responsividade estimada em 0.8 A/W, em 1300 nm. Para a recalibração em tempo real, mudar de comprimento de onda instantâneo para frequência, uma fração da luz do laser é desviada e acoplada a um filtro fixo Fabry-Pérot (FP) de fibra com 50 GHz (0.28 nm). Um fotodetector de largura de banda de 125 MHz adquire o sinal de recalibração enquanto o laser varia o comprimento de onda. Cada pico no sinal de recalibração corresponde a uma mudança de frequência de 50 GHz comparado ao pico anterior, o que está correlacionado à máxima transmissão do filtro Fabry-Pérot. Depois de

filtrado eletronicamente, o sinal de recalibração é gravado no segundo canal do conversor A/D, sincronizado ao sinal da amostra vindo do sistema de TCO. Isso permite a recalibração em tempo real do sinal de interferência, para obter um espaçamento igual em frequência antes da aplicação do algoritmo de FFT. As imagens de TCO são geradas utilizando-se um esquema para varredura do feixe pós-objetiva. Esse sistema de varredura consiste em duas lentes objetivas, 20 mm e 40 mm, e um conjunto de espelhos galvo com abertura para o feixe de 6 mm, posicionado após as lentes. O sistema usado nesse experimento foi o mesmo utilizado no experimento com pequenos animais que será descrito nas seções seguintes.

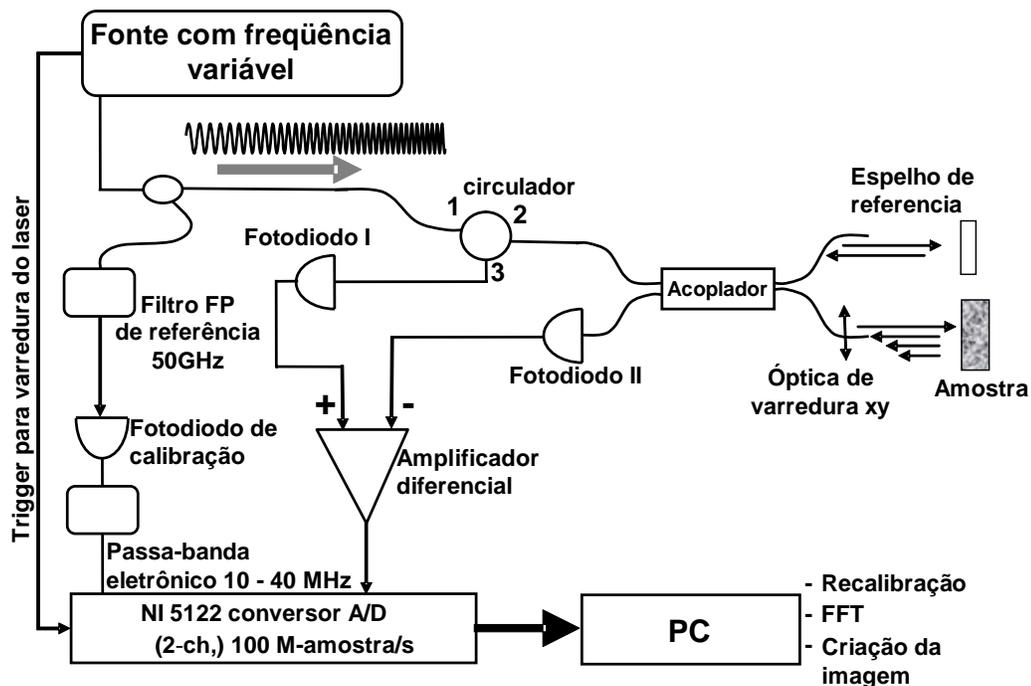


Figura 4. 7. Esquema do sistema de TCO com detecção no domínio de Fourier / swept source.

A aplicação da fonte de luz com frequência variável desenvolvida para TCO com alta velocidade é demonstrada na figura 4.8. São apresentadas imagens da pele humana *in vivo*. As imagens foram adquiridas a uma taxa de aquisição de linhas de 20 e 27 kHz. A potência média utilizada foi 1.4 mW e 0.4 mW respectivamente.

As imagens na figura 4.8 mostram a pele humana de diferentes posições da mão *in vivo*. Essas imagens têm qualidade comparável às obtidas com TCO no domínio do tempo e podemos claramente identificar camadas como: *stratum corneum* (SC); a junção derme-epiderme (DEJ); a epiderme (ED); dutos sudoríparos (SD); e a unha (N). As imagens também mostram uma perda de qualidade quando mudamos a taxa de aquisição das linhas de 20 kHz

para 27 kHz, isso é devido a uma perda de potência do laser e aumento da emissão espontânea amplificada [48].

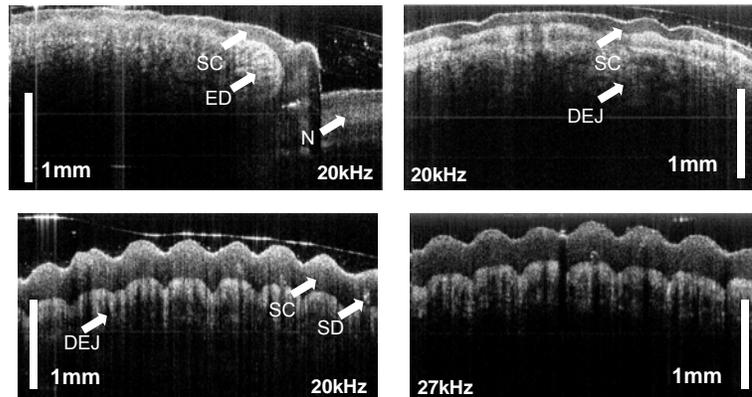


Figura 4. 8. Imagens de TCO obtidas com a fonte de luz com freqüência variável obtidas com diferentes taxas de aquisição de linhas. Topo à esquerda: Imagem da região próxima à unha (nailfold) a 20 kHz.

Topo à direita: Imagem da pele na região da palma a 20 kHz. Base à esquerda: Imagem da pele da região da ponta de dedo a 20 kHz. Base à direita: Imagem da pele da região da ponta de dedo a 27 kHz.

A resolução axial desse sistema foi de 12-14  $\mu\text{m}$  no ar, o que corresponde a 9-11  $\mu\text{m}$  no tecido. As imagens consistem de 3,500 linhas com 400 pontos por linha. A determinação do número de pixel axiais depende do espaçamento entre as freqüências do sinal de recalibração e da largura espectral total da fonte. As figuras mostram que o sinal DC foi suficientemente suprimido pela detecção balanceada e nenhuma outra subtração de potencia de fundo foi feita. As imagens são geradas por um algoritmo em pós-processamento, que interpola os pontos da amostragem e encontra o máximo mais provável comparado a um algoritmo que “verifica o vizinho mais próximo” [47]. O diâmetro transversal do feixe (spot size) era  $\sim 20 \mu\text{m}$ .

#### 4.1.3. Outras variações no esquema de varredura da amostra

Focalizando o feixe de luz em um ponto na superfície da amostra e recombinao a luz refletida pela referência, obtém-se um interferograma contendo informação que corresponde a um ponto na amostra, um *A-scan*. A exploração da amostra pode ser realizada variando a posição do feixe ou movendo-a. Fazendo uma varredura linear, será obtida uma série de dados bidimensional que correspondem a uma imagem de seção transversal (varredura em x-z). Uma varredura da área resulta em uma série de dados tridimensional que correspondem a uma

imagem volumétrica (varredura em x-y-z), chamada também TCO de campo total (full-field OCT). Mas essa não é a única maneira para fazer a varredura da amostra.

Em sistemas baseados em um único ponto (single point ou flying-spot), é necessário fazer a varredura da amostra nas duas dimensões transversais para construir uma imagem tridimensional usando a informação de profundidade obtida. Isso pode ser feito independentemente se o sistema é no domínio do tempo, pelo chaveamento-coerente quando variamos a posição do espelho de referência, ou se o sistema é no domínio de Fourier, ao ser feita a transformada de Fourier. A exploração transversal da amostra pode ser feita movendo-se a amostra, que é colocada sobre um motor de translação [11] ou movendo-se o feixe sobre a amostra [49, 50].

Em TCO paralelo, é utilizada uma câmera CCD bidimensional, a amostra é totalmente iluminada (full-field illuminated) por um feixe de diâmetro grande e são obtidas imagens *en face* quando o espelho de referência é transladando. Cada elemento do CCD bidimensional funciona como um detector individual, a informação sobre a amostra está em toda a área do feixe, portanto eliminando a necessidade da varredura transversal. Mudando a posição do espelho de referência e gravando sucessivas imagens *en face*, uma representação tridimensional pode reconstruída [51-55]. Neste caso, não é possível a detecção no domínio de Fourier nem o uso de fibras ópticas.

Muitas formas diferentes para gerar imagens, utilizando as informações que podem ser obtidas com técnicas de tomografia óptica, estão sendo estudadas e melhoradas. Essa área é de grande interesse para a medicina. A indústria tem colocado muito esforço e dinheiro em pesquisas para tornar melhores e comercialmente competitivos os equipamentos de tomografia por coerência óptica.

## 4.2. Geração de imagens oftalmológicas usando tomografia por coerência óptica espectral

A aplicação da técnica de UHR-OCT para a geração de imagens oftalmológicas permitiu atingir resoluções de 3  $\mu\text{m}$  na retina, comparada com os 10  $\mu\text{m}$  do TCO padrão (StratusOCT) [8, 36]. SOCT com resolução padrão já havia sido demonstrado para gerar imagens do olho humano, tanto da retina assim como do olho anterior (córnea e lente) com velocidade superior comparada com TCO temporal [17, 25-28, 56, 57].

Usando essa mais nova ferramenta tecnológica no campo de TCO, foi projetado e construído um sistema portátil de SOCT de alta velocidade e com resolução ultra-alta. Esse sistema pode atingir resoluções da ordem de 3  $\mu\text{m}$  na retina e gerar imagens em alta-velocidade, taxa de vídeo, em clínicas oftalmológicas. O protótipo de UHR-OCT de alta velocidade construído pode operar tanto com um laser ou diodos superluminescentes (SLDs) de banda larga como fontes de luz.

Lasers de banda larga, femtosegundo, podem introduzir algumas dificuldades na operação do sistema na clínica, pois exige um conhecimento especializado em lasers e na sua operação. Os SLDs de banda larga são uma ótima alternativa, pois podem ser operados facilmente e são fontes de luz relativamente mais baratas. A aquisição de dados em alta velocidade com a resolução axial da técnica de UHR-SOCT promete melhorar significativamente a utilidade clínica desse sistema em comparação ao sistema comercial. Foram realizados estudos de geração de imagem em paciente usando o sistema de SOCT com resolução ultra-alta na clínica oftalmológica do New England Eye Center do Tufts-New England Medical Center (NEMC). O estudo foi aprovado por todas as comissões necessárias no MIT e no NEMC e todos os estudantes e pesquisadores envolvidos, inclusive eu, fizeram testes e foram aprovados para trabalhar com pacientes humanos. Foram feitas imagens em mais 500 olhos de 327 pacientes com diferentes doenças da mácula. Algumas das patologias estudadas foram: buraco macular, retinopatia diabética, degeneração macular relacionada à idade, membrana epirretiniana, retinose pigmentar, e coriorretinopatia serosa central.

A figura 4.9 mostra uma figura esquemática do sistema UHR-SOCT (de alta velocidade) [18] que usa a detecção no domínio de Fourier. Assim como descrito anteriormente, a luz é dividida entre as portas do interferômetro. Na porta de referência ela é atenuada e passa por blocos de vidro e/ou célula de água para corrigir diferenças na dispersão entre as portas do interferômetro, incluindo o olho (célula de água) e é refletida por um espelho fixo. A luz na porta

da amostra é direcionada a uma lâmpada de fenda adaptada contendo um conjunto de espelhos galvos que transmitem a luz pela pupila na retina ocular [7]. O diâmetro (transverso) do feixe na retina é estimado em 20  $\mu\text{m}$ , mas isso depende em fatores como aberrações e a potência de refração dos diferentes olhos. Os espelhos galvo podem posicionar o feixe na retina em qualquer posição sob padrões arbitrários para gerar imagens das seções transversais. Os dados de TCO das seções transversais são adquiridos varrendo-se o feixe de TCO sobre a retina sob controle computacional. No caso, a potência incidente no olho era 750  $\mu\text{W}$ , mesmo valor utilizado no StratusOCT, equipamento comercial, e que está de acordo com os valores de segurança determinados pela ANSI. O espectro coletado pelo interferômetro é detectado numa câmera CCD linear com 2048 elementos. Os dados do espectro de interferência lidos pela câmera são transferidos para a memória do computador, onde são re-escalados e posteriormente sofrem a transformada de Fourier para gerar medidas axiais da posição (atraso) em função da magnitude da luz retro espalhada e/ou refletida pela retina.

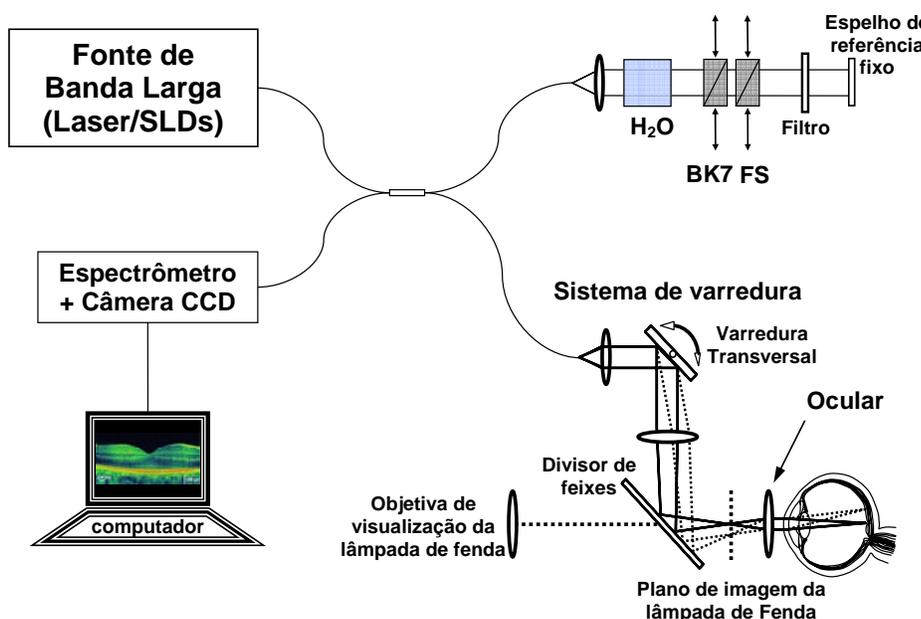


Figura 4. 9. Figura esquemática do instrumento de SOCT com alta velocidade.

Exemplos de imagens clínicas obtidas pelo UHR-SOCT são mostradas nas figuras 4.10 e 4.11. A figura 4.10 mostra o caso de um homem com 69 anos que tem 20/80 da visão no olho direito e diagnosticado em exame clínico com membrana epirretiniana (ERM – epiretinal membrane) e um buraco macular completo.

A membrana epirretiniana é um tecido delgado, semelhante a um papel de celofane, que cresce lentamente sobre a retina. A maioria dos casos ocorre espontaneamente, sem causa definida. Ela causa distorção nas imagens e baixa acuidade visual. À medida que progride, a

membrana torna-se mais espessa, podendo levar ao edema de retina. O buraco da mácula é uma abertura na mácula, mais comum entre a 4ª e a 5ª décadas de vida. A maioria dos pacientes refere baixa acuidade visual, distorção na imagem dos objetos e dificuldade para leitura. Em ambos os casos a indicação corretiva é a cirurgia.

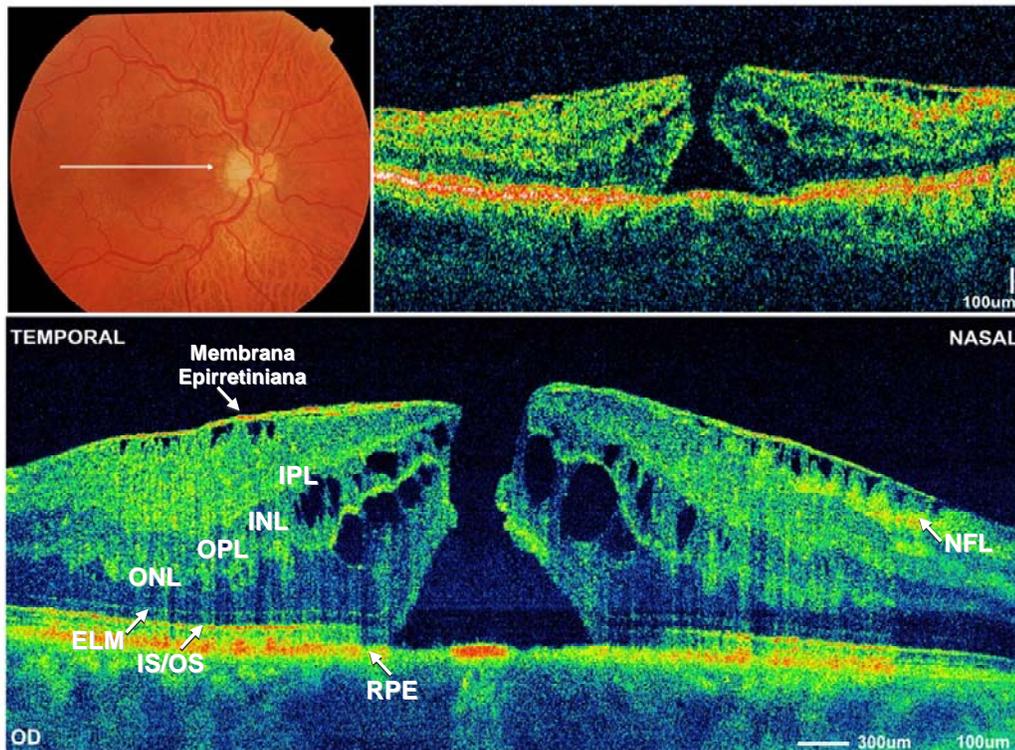


Figura 4. 10. Buraco macular juntamente com membrana epirretiniana: fotografia do fundo do olho (topo à esquerda); imagem da seção transversal obtida pelo instrumento comercial – StratusOCT (topo à direita); imagem da seção transversal obtida pelo instrumento UHR-SOCT. A imagem de alta qualidade consiste em 8100 linhas (pixels transversais) com 1024 pontos (pixels axiais) numa varredura bidimensional tomada em 0,35 segundos.

As imagens de resolução padrão do StratusOCT mostram claramente o buraco macular completo. A membrana epirretiniana visível (membrana sobre a retina que está descolando em alguns pontos), e estruturas císticas aparecem nos segmentos interno e externo dos fotorreceptores da região parafoveal. Na imagem de UHR-SOCT, a ERM é mais facilmente distinguida da retina, e as estruturas císticas são mais claramente visualizadas. Além disso, a junção entre os segmentos internos e externos dos fotorreceptores (IS/OS – inner/outer photoreceptor junction) e a membrana limitante externa (ELM – external limiting membrane) aparecem normais na região do buraco, indicando que os fotorreceptores permanecem intactos. Entretanto, na imagem do StratusOCT essa informação não é facilmente obtida. A redução na intensidade do sinal da ELM e da junção IS/OS na região do buraco pode ser atribuída ao fato

da retina ter mudado sua posição anatômica normal e o retroespalhamento é reduzido, isso não indica necessariamente dano aos fotorreceptores.

A figura 4.11 mostra o caso de um homem com 44 anos com coriorretinopatia serosa central crônica no olho direito, a qual tem se retornado intermitentemente por vários anos. As imagens de UHR-SOCT mostram acumulação de líquido seroso e elevação da retina neurosensorial. As elevações focais múltiplas do RPE são vistas nas imagens de seção transversal. O conjunto de imagens (raster set) de alta densidade de pixels permite avaliar o volume total acumulado de fluido seroso. A membrana de Bruch é visível sob a elevação temporal do RPE em todas as imagens.

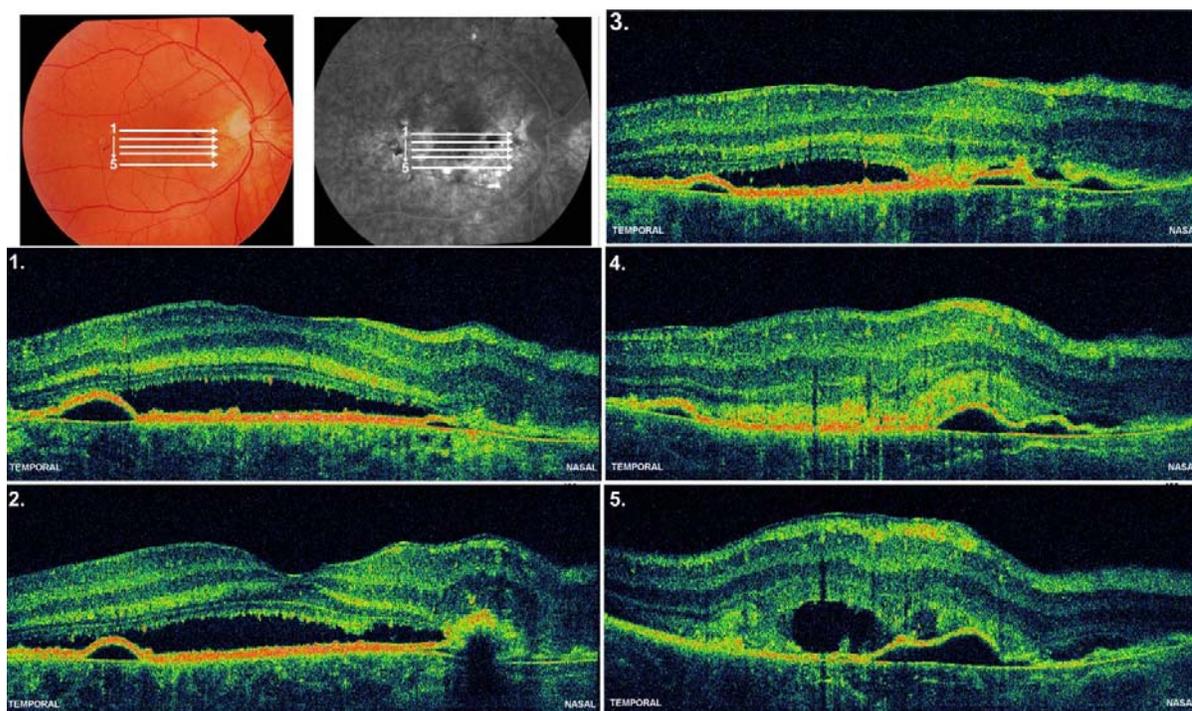


Figura 4. 11. Caso de coriorretinopatia serosa central crônica: Fotografia do fundo do olho (colorido), angiograma de fluorescência (preto-e-branco), série de imagens de SOCT com alta qualidade (1-5). As imagens consistem de 2048 linhas (pixels transversal) com 1024 pontos (pixels axiais) por linha (scan).

Cada imagem foi obtida em 0.09 s.

A coriorretinopatia serosa central é a causa mais comum do escurecimento (borrar) gradual da visão central em um olho. Não há nenhuma dor ou vermelhidão do olho associados. Ela ocorre predominantemente em homens com idade entre 20 e 50. Em alguns casos, pode ser associada ao stress e, ocasionalmente, pode aparecer como um efeito colateral a alguma medicação. Os sintomas incluem: borrar gradualmente a visão central em um olho; a visão de cor suavemente afetada; e as luzes podem parecer ligeiramente menos ofuscantes. Uma

queixa comum é distorção da visão, e também, o grau para óculos pode temporariamente mudar devido a uma mudança transitória do comprimento axial do olho. A coriorretinopatia serosa central aparece quando uma pequena área focal do RPE, vasa e se permite que líquido migre para baixo da retina, formando uma bolha subretinal.

Esses são apenas alguns exemplos de patologias relacionadas à retina que as imagens de SOCT podem dar contribuições valiosas no diagnóstico e no acompanhamento do tratamento ou cirurgia corretiva. Nas referências [34, 58] são mostrados vários outros exemplos de como as imagens de SOCT permitem a visualização de pequenas alterações na morfologia da retina. Os protocolos para o mapeamento e a análise quantitativa que poder ser feita com os dados obtidos pelo instrumento SOCT devido à alta densidade de pixels, podem ser vistos na referência [59].

O instrumento de TCO com ultra-alta resolução e alta velocidade permite a geração de imagens e mapas tridimensionais para a análise de muitos parâmetros da retina. Medidas como: a espessura da camada de fibras nervosas (ópticas); topografia do disco óptico; e a espessura da macula, podem ser feitas com uma melhor cobertura da área e resolução, se comparados ao tomógrafo óptico comercial. O mapeamento e quantificação da espessura de camadas intra-retinais ou de pequenas mudanças na microestrutura também é possível com uma melhor cobertura da área, permitindo uma melhor visualização de pequenas mudanças patológicas, como o rompimento do epitélio pigmentar da retina ou dos fotorreceptores. Outra função de grande importância é a geração de uma imagem similar à fotografia de fundo de olho, o que permite o acesso direto à localização das mudanças morfológicas mostradas nas imagens de TCO.

### 4.3. Geração de imagens de tomografia por coerência óptica espectral em pequenos animais

A geração de imagens da retina com aumento na sensibilidade e na velocidade, proporcionadas pelas técnicas de detecção no domínio de Fourier, pode servir como uma ferramenta clínica de grande valia para o diagnóstico de doenças oftalmológicas. Mas também é possível acompanhar e monitorar a progressão das doenças e avaliar a eficácia dos tratamentos médicos em várias patologias da retina. Estudos sistemáticos podem ser realizados em pequenos animais, modelos para várias doenças da retina. Durante a estada no MIT, foi desenvolvido e construído um instrumento de TCO baseado na detecção de Fourier para pequenos animais, como ratos e camundongos.

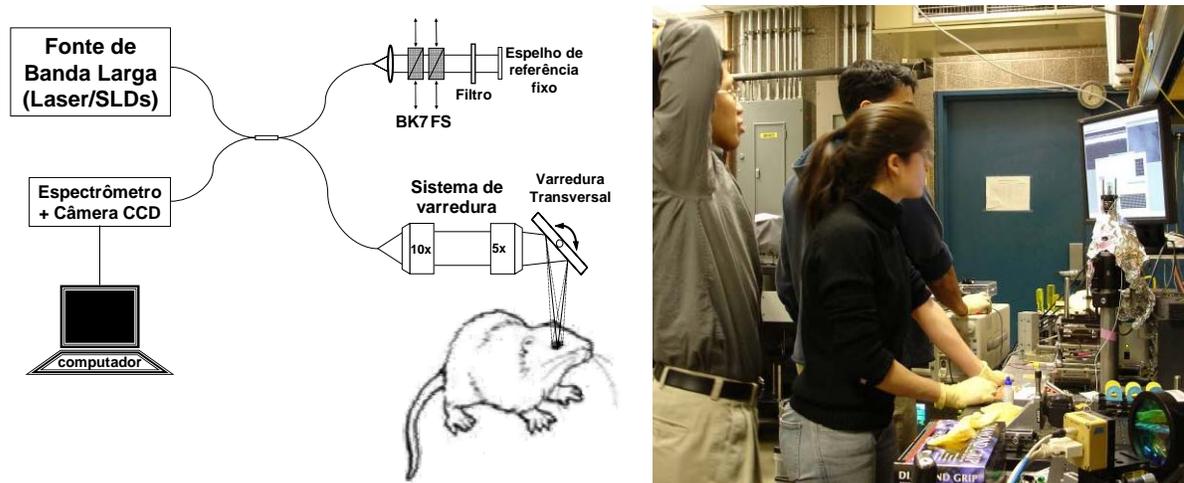


Figura 4. 12. Sistema de resolução ultra-alta e de alta velocidade utilizado para a geração de imagens da retina de ratos e camundongos *in vivo*. A luz da fonte de banda larga é dividida entre as portas amostra e referência, e o retroespalhamento ou reflexão vindo da amostra é combinado com a luz da referência por meio de um interferômetro de fibra. A detecção é feita por meio de um espectrômetro de alta-resolução e de alta velocidade. Foto: Laboratório no MIT

O sistema de UHR-SOCT construído para geração de imagens volumétricas da retina de ratos e camundongos está apresentado na figura 4.12. A luz de uma fonte de banda larga (SLD com  $\lambda_c = 890 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda = 145 \text{ nm}$ , two diode Broadlighter – Superlum Diodes Ltd.) foi acoplada a uma fibra monomodo e dividida entre as portas de referência e amostra. A luz retroespalhada pela referência foi combinada com a luz refletida pelo espelho de referência e detectada por um espectrômetro de alta-resolução e de alta velocidade. A porta da amostra consiste em duas

objetivas de microscópio e dois galvanômetros com espelhos de varredura com abertura para feixes com 6 mm. A varredura do feixe pós-objetiva elimina aberrações esféricas que podem ser introduzidas pelas lentes quando o feixe passa fora do eixo, e permite o uso de objetivas com alta abertura numérica e com compensação cromática. Devido à retina desses animais ter espessura maior que 100  $\mu\text{m}$ , foi escolhido o diâmetro de feixe de 10  $\mu\text{m}$  (spot transversal) com parâmetro confocal de 120  $\mu\text{m}$  para obter os parâmetros adequados de profundidade de campo. A resolução axial no olho foi de 2,8  $\mu\text{m}$  depois que ajustes digitais (dispersão e shaping do espectro). A potência incidente foi de 620  $\mu\text{m}$ , e a sensibilidade medida para o sistema foi de 95 dB. A velocidade de geração da imagem foi de 24,000 varreduras axiais por segundo.

Os ratos foram anestesiados com sódio pentobarbital (Nembutal) (40-50 mg/kg IP) e os camundongos com tribromoethanol (Avertin) (125-250 mg/kg). Depois de anestesiados, eles tiveram suas pupilas dilatadas com tropicanimide (Mydracyl) (1%) aplicada topicamente como gotas. O animal foi colocado confortavelmente sobre uma base e sua cabeça fixada para que fossem minimizados os movimentos dos olhos. Hydroxypropyl methylcellulose (Goniosol) (2.5%) foi utilizado para preservar a hidratação da córnea e uma lâmina de microscópio bem fina foi posta sobre a córnea para remover a curvatura do olho e permitir a focalização do feixe de luz na retina. O ângulo de incidência do feixe foi ajustado para minimizar as aberrações. Todo esse estudo está de acordo com as regras para o uso de animais em pesquisa em Oftalmologia e Visão, e todos os procedimentos foram feitos no MIT sob o protocolo e a aprovação do comitê do MIT sobre cuidados com os animais.

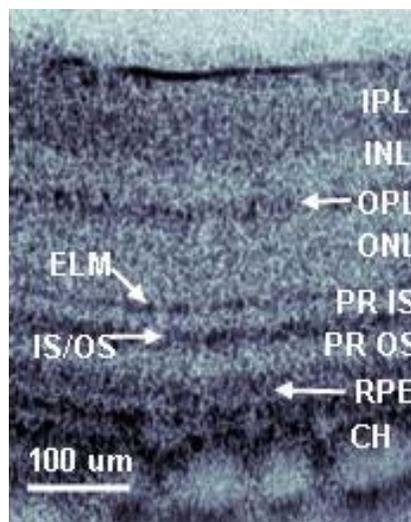


Figura 4. 13. Imagem de UHR-SOCT in vivo da retina normal de um rato Long-Evans, mostrando a capacidade desse sistema de visualizar as camadas intra-retinais.

A figura 4.13 mostra uma imagem da seção de choque da retina de um rato Long-Evans adulto, com resolução axial de 3-4  $\mu\text{m}$  obtida por esse sistema de SOCT. A figura mostra a visualização de todas as camadas importantes da retina desses pequenos animais. A geração de imagens da retina em pequenos animais pode ser muito útil como ferramenta para o desenvolvimento de técnicas de geração de imagem, como, por exemplo, para a tomografia por coerência óptica espectroscópica e a funcional.

O objetivo com esse experimento era introduzir a técnica de tomografia por coerência óptica com resolução ultra-alta e alta velocidade para gerar, de forma não invasiva, imagens e mapas tridimensionais da retina de pequenos animais. O instrumento de UHR-SOCT permite que seja visualizada a morfologia arquitetural da retina nesses modelos em pequenos animais. A imagem de fundo de olho gerada por SOCT permite o registro preciso da localização das imagens bidimensionais com os elementos da retina. A habilidade para gerar imagens em três dimensões com total cobertura da retina, permite a visualização detalhada e a quantização de estruturas da retina. Isso é feito de forma não invasiva e reproduzível, características muito importantes para o acompanhamento da progressão de doenças, monitoramento de mudanças patológicas em resposta a intervenções terapêuticas, e redução da necessidade de sacrificar os animais para ser feita a histologia. Essa capacidade do sistema de SOCT pode acelerar a transição entre estudos de pesquisas básicas, em ratos e camundongos, para a área de medicina aplicada.

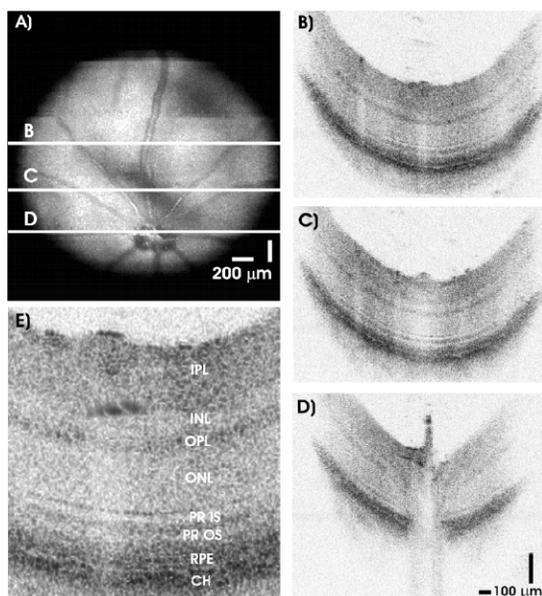


Figura 4. 14. Imagem de UHR-SOCT in vivo da retina normal de um rato Long-Evans. (A) imagem de fundo de olho gerada por tomografia óptica; (B)-(D) imagens de seções de choque correlacionadas à imagem de fundo; (E) visualização das camadas intra-retiniais.

A figura 4.14 mostra uma imagem de fundo de olho de um rato Long-Evans adulto, com resolução axial de 3-4  $\mu\text{m}$  obtida por SOCT. A figura relaciona imagens de seções da retina com a imagem de fundo de olho e mostra também a visualização de todas as camadas importantes da retina desses pequenos animais.

Nas referências [35, 60] são apresentados alguns dos resultados do estudo com ratos e camundongos. Nesses trabalhos é mostrado que SOCT tem o potencial de ser uma ferramenta muito importante no estudo de doenças oculares em modelos animais, sem a necessidade de sacrificar um número muito grande de animais para monitorar as mudanças na retina. Ainda é preciso fazer uma validação mais detalhada, comparando as imagens de tomografia óptica com as imagens histológicas, e descobrir a origem física para as bandas de reflexão e absorção que ocorrem nas imagens. Alterações na espessura, distâncias relativas ou refletividade das bandas podem ser indicativas de doenças e podem ser quantificadas usando a técnica de SOCT. Além disso, ela permite a geração de imagens e medidas quantitativas da retina *in vivo*. Dessa forma as medições não estão sujeitas às alterações devidas aos processos de preparação para histologia, indicando que SOCT pode se tornar uma ferramenta indispensável no estudo de doenças da retina em modelos animais.

## 4.4. Conclusões

Nesse capítulo foi descrita uma nova variedade de instrumento para geração de imagens baseado no interferômetro de Michelson, que utiliza detecção no domínio de Fourier. O sistema, para a geração de imagens tomográficas *in vivo*, apresentado tem resolução ultra-alta, ~2-3  $\mu\text{m}$ , e utiliza a detecção no domínio de Fourier. Comparado com esquemas no domínio do tempo, ele proporciona a geração de imagens de TCO muito bem mais rápido. Essas vantagens permitem: a geração de imagens de alta densidade de pixels; imagens tridimensionais; e quantificação e segmentação das camadas biológicas com propriedades ópticas distintas.

Foram descritos três experimentos: o desenvolvimento de um instrumento clínico para geração de imagens de TCO com resolução ultra-alta e em alta velocidade; o desenvolvimento de um instrumento para geração de imagens de SOCT de pequenos animais *in vivo*; e o desenvolvimento de um laser de frequência variável específico para aplicações em TCO. Cada uma delas foi discutida um pouco, e resultados foram apresentados. Imagens de TCO padrão foram comparadas a imagens geradas por esse novo dispositivo para enfatizar a diferença e melhoria na qualidade.

Na oftalmologia, o sistema de TCO de resolução ultra-alta e de alta velocidade tem várias vantagens se comparado ao TCO padrão, incluindo: melhoria na qualidade da imagem; preservação da topografia retinal (devido às altas velocidades da medida); melhor cobertura da retina; e o registro da imagem falsa de fundo de olho gerada por SOCT. Doenças da retina podem ser diagnosticadas em estágios iniciais e tratamentos podem se acompanhados de uma melhor maneira com o uso da tomografia por coerência óptica na clínica.

Esperamos, no futuro próximo, montar o nosso próprio UHR-OCT espectral. Seria o primeiro no Brasil e um incentivo para a medicina e à pesquisa oftálmica nacional. Já existe o interesse de um médico Brasileiro de renome internacional, com vários trabalhos publicados em revistas de oftalmologia, especialista em retina [61], neste sentido.

## Referências do capítulo 4

1. Huang, D., Swanson, E. A., et al., *Optical Coherence Tomography*. Science, 1991. **254**(5035): p. 1178-1181.
2. Fujimoto, J. G., *Optical coherence tomography for ultrahigh resolution in vivo imaging*. Nature Biotechnology, 2003. **21**(11): p. 1361-1367.
3. Fujimoto, J. G., Brezinski, M. E., et al., *Optical Biopsy and Imaging Using Optical Coherence Tomography*. Nature Medicine, 1995. **1**(9): p. 970-972.
4. Hsiung, P. L., Pantanowitz, L., et al., *Ultrahigh-resolution and 3-dimensional optical coherence tomography ex vivo imaging of the large and small intestines*. Gastrointestinal Endoscopy, 2005. **62**(4): p. 561-574.
5. Tai, S. P., Lee, W. J., et al., *In vivo optical biopsy of hamster oral cavity with epi-third-harmonic-generation microscopy*. Optics Express, 2006. **14**(13): p. 6178-6187.
6. Swanson, E. A., Izatt, J. A., et al., *In vivo retinal imaging by optical coherence tomography*. Optics Letters, 1993. **18**(21): p. 1864-1866.
7. Hee, M. R., Izatt, J. A., et al., *Optical Coherence Tomography of the Human Retina*. Archives of Ophthalmology, 1995. **113**(3): p. 325-332.
8. Ko, T. H., Fujimoto, J. G., et al., *Comparison of ultrahigh- and standard-resolution optical coherence tomography for imaging macular hole pathology and repair*. Ophthalmology, 2004. **111**(11): p. 2033-2043.
9. Ko, T. H., Fujimoto, J. G., et al., *Comparison of ultrahigh- and standard-resolution optical coherence tomography for imaging macular pathology*. Ophthalmology, 2005. **112**(11): p. 1922-1935.
10. Wojtkowski, M. D., Ko, T. H., et al., *Ultrahigh speed, ultrahigh resolution optical coherence tomography using spectral domain detection*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2004. **45**: p. U50-U50.
11. Fercher, A. F., Hitzinger, C. K., et al., *Measurement of Intraocular Distances by Backscattering Spectral Interferometry*. Optics Communications, 1995. **117**(1-2): p. 43-48.
12. Hausler, G. e Lindner, M. W., *"Coherence radar" and "spectral radar"-new tools for dermatological diagnosis*. Journal of Biomedical Optics, 1998. **3**(1): p. 21-31.
13. Leitgeb, R., Hitzinger, C. K. e Fercher, A. F., *Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. **11**(8): p. 889-894.
14. Choma, M. A., Sarunic, M. V., et al., *Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. **11**(18): p. 2183-2189.
15. de Boer, J. F., Cense, B., et al., *Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography*. Optics Letters, 2003. **28**(21): p. 2067-2069.
16. Wojtkowski, M., Kowalczyk, A., et al., *Frequency domain optical coherence tomography techniques in eye imaging*. Acta Physica Polonica A, 2002. **102**(6): p. 739-46.
17. Wojtkowski, M., Bajraszewski, T., et al., *Real-time in vivo imaging by high-speed spectral optical coherence tomography*. Optics Letters, 2003. **28**(19): p. 1745-1747.
18. Wojtkowski, M., Srinivasan, V. J., et al., *Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation*. Optics Express, 2004. **12**(11): p. 2404-2422.
19. Chinn, S. R., Swanson, E. A. e Fujimoto, J. G., *Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source*. Optics Letters, 1997. **22**(5): p. 340-342.

20. Golubovic, B., Bouma, B. E., et al., *Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a Cr<sup>4+</sup>:forsterite laser*. Optics Letters, 1997. **22**(22): p. 1704-1706.
21. Yun, S. H., Tearney, G. J., et al., *Motion artifacts in optical coherence tomography with frequency-domain ranging*. Optics Express, 2004. **12**(13): p. 2977-2998.
22. Yun, S. H., Tearney, G. J., et al., *High-speed optical frequency-domain imaging*. Optics Express, 2003. **11**(22): p. 2953-2963.
23. Huber, R., Wojtkowski, M. e Fujimoto, J. G., *Fourier Domain Mode Locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography*. Optics Express, 2006. **14**(8): p. 3225-3237.
24. Wojtkowski, M., Leitgeb, R., et al., *In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography*. Journal of Biomedical Optics, 2002. **7**(3): p. 457-463.
25. Nassif, N. A., Cense, B., et al., *In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve*. Optics Express, 2004. **12**(3).
26. Leitgeb, R. A., Drexler, W., et al., *Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2004. **12**(10): p. 2156-2165.
27. Cense, B., Nassif, N. A., et al., *Ultrahigh-resolution high-speed retinal imaging using spectral-domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2004. **12**(11).
28. Nassif, N., Cense, B., et al., *In vivo human retinal imaging by ultrahigh-speed spectral domain optical coherence tomography*. Optics Letters, 2004. **29**(5): p. 480-482.
29. Leitgeb, R., Wojtkowski, M., et al., *Spectral measurement of absorption by spectroscopic frequency-domain optical coherence tomography*. Optics Letters, 2000. **25**(11): p. 820-822.
30. White, B. R., Pierce, M. C., et al., *In vivo dynamic human retinal blood flow imaging using ultra-high-speed spectral domain optical Doppler tomography*. Optics Express, 2003. **11**(25): p. 3490-3497.
31. Leitgeb, R. A., Schmetterer, L., et al., *Real-time assessment of retinal blood flow with ultrafast acquisition by color Doppler Fourier domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. **11**(23): p. 3116-3121.
32. Wojtkowski, M., Kowalczyk, A., et al., *Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging*. Optics Letters, 2002. **27**(16): p. 1415-1417.
33. Targowski, P., Wojtkowski, M., et al., *Complex spectral OCT in human eye imaging in vivo*. Optics Communications, 2004. **229**(1-6): p. 79-84.
34. Srinivasan, V. J., Wojtkowski, M., et al., *High-Definition and 3-dimensional Imaging of Macular Pathologies with High-speed Ultrahigh-Resolution Optical Coherence Tomography*. Ophthalmology, 2006. **113**(11): p. 2054.e1–2054.e14.
35. Srinivasan, V. J., Ko, T. H., et al., *Non-invasive volumetric imaging and morphometry of the rodent retina with high-speed, ultrahigh resolution Optical Coherence Tomography*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2006. **Submitted for publication**.
36. Drexler, W., Morgner, U., et al., *Ultrahigh-resolution ophthalmic optical coherence tomography*. Nature Medicine, 2001. **7**(4): p. 502-507.
37. Drexler, W., Sattmarin, H., et al., *Enhanced visualization of macular pathology with the use of ultrahigh-resolution optical coherence tomography*. Archives of Ophthalmology, 2003. **121**(5): p. 695-706.
38. Fujimoto, J. G. (2004) *RLE Progress Report*. cap 28 - Laser Medicine and Biomedical Imaging **146**, 1-69 Disponível em: [http://www.rle.mit.edu/media/pr\\_no146.html](http://www.rle.mit.edu/media/pr_no146.html).
39. Fujimoto, J. G. (2005) *RLE Progress Report*. cap 34 - Laser Medicine and Biomedical Imaging **147**, 1-70 Disponível em: <http://www.rle.mit.edu/>.
40. Morgner, U., Kartner, F. X., et al., *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser (vol 24, pg 411, 1999)*. Optics Letters, 1999. **24**(13): p. 920-920.
41. Morgner, U., Kartner, F. X., et al., *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser*. Optics Letters, 1999. **24**(6): p. 411-413.

42. Kaluzny, J. J., Wojtkowski, M. e Kowalczyk, A., *Imaging of the anterior segment of the eye by spectral optical coherence tomography*. Optica Applicata, 2002. **32**(4): p. 581-589.
43. Kowalewicz, A. M., Schibli, T. R., et al., *Ultralow-threshold Kerr-lens mode-locked Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser*. Optics Letters, 2002. **27**(22): p. 2037-2039.
44. Yun, S. H., Tearney, G. J., et al., *High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3  $\mu$ m wavelength*. Optics Express, 2003. **11**(26): p. 3598-3604.
45. Yun, S. H., Boudoux, C., et al., *Extended-cavity semiconductor wavelength-swept laser for biomedical imaging*. IEEE Photonics Technology Letters, 2004. **16**(1): p. 293-5.
46. Zhang, J., Jung, W. G., et al., *Full range polarization-sensitive Fourier domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2004. **12**(24): p. 6033-6039.
47. Huber, R., Wojtkowski, M., et al., *Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles*. Optics Express, 2005. **13**(9): p. 3513-3528.
48. Huber, R., Wojtkowski, M., et al., *Three-dimensional and C-mode OCT imaging with a compact, frequency swept laser source at 1300 nm*. Optics Express, 2005. **13**(26): p. 10523-10538.
49. Podoleanu, A. G., Seeger, M., et al., *Transversal and longitudinal images from the retina of the living eye using low coherence reflectometry*. Journal of Biomedical Optics, 1998. **3**(1): p. 12-20.
50. Yeow, J. T. W., Yang, V. X. D., et al., *Micromachined 2-D scanner for 3-D optical coherence tomography*. Sensors and Actuators a-Physical, 2005. **117**(2): p. 331-340.
51. Dunsby, C., Gu, Y. e French, P. M. W., *Single-shot phase-stepped wide-field coherence-gated imaging*. Optics Express, 2003. **11**(2).
52. Roy, M., Svahn, P., et al., *Geometric phase-shifting for low-coherence interference microscopy*. Optics and Lasers in Engineering, 2002. **37**(6): p. 631-641.
53. Akiba, M., Chan, K. P. e Tanno, N., *Full-field optical coherence tomography by two-dimensional heterodyne detection with a pair of CCD cameras*. Optics Letters, 2003. **28**(10): p. 816-18.
54. Dubois, A., Grieve, K., et al., *Ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography*. Appl Opt, 2004. **43**(14): p. 2874-83.
55. Dubois, A., Vabre, L., et al., *High-resolution full-field optical coherence tomography with a Linnik microscope*. Applied Optics, 2002. **41**(4): p. 805-12.
56. Wojtkowski, M., Bajraszewski, T., et al., eds. *Real-time and static in vivo ophthalmic imaging by spectral optical coherence tomography*. SPIE. Vol. 5314. 2004: San Jose, CA, USA. 126-131.
57. Wojtkowski, M., Bajraszewski, T., et al., *Ophthalmic imaging by spectral optical coherence tomography*. American Journal of Ophthalmology, 2004. **138**(3): p. 412-419.
58. Srinivasan, V. J., Wojtkowski, M., et al. *Three-dimensional retinal imaging with ultrahigh resolution Fourier/spectral domain optical coherence tomography*. 2005: SPIE, 5688: p. 90-99.
59. Srinivasan, V. J., Wojtkowski, M., et al., *Intraretinal thickness mapping using three-dimensional, high-speed ultrahigh resolution OCT*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2005. **46**: p. 1113.
60. Ko, T. H., Srinivasan, V. J., et al., *Three dimensional retinal imaging of small animals with high-speed, ultrahigh resolution optical coherence tomography*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2005. **46**: p. 1051.
61. Costa, R. A., Skaf, M., et al., *Retinal assessment using optical coherence tomography*. Progress in Retinal and Eye Research, 2006. **25**(3): p. 325-353.



## Capítulo 5. Conclusões

No trabalho descrito nessa tese, foram utilizadas duas técnicas interferométricas, a refletometria óptica coerente no domínio das frequências e a tomografia por coerência óptica, ambas baseadas no interferômetro de Michelson. Essas técnicas foram utilizadas em aplicações para comunicações ópticas e na geração de imagens médicas e odontológicas.

Foi feita uma descrição geral sobre as técnicas de interferometria óptica. O desenvolvimento da interferometria na história da ciência e alguns interferômetros e suas aplicações principais foram apresentados. As diferentes fontes de luz que podem ser utilizadas também foram discutidas.

No capítulo 2, está descrito os princípios da técnica de COFDR e sua aplicação em comunicações ópticas, especialmente na caracterização do amplificador baseado em fibra dopada com túlio desenvolvido em nossos laboratórios. Foi mostrado como essa técnica é eficiente, não só na otimização do comprimento da fibra dopada desse amplificador, mas como é ferramenta importante na análise da dinâmica dos processos de bombeamento. Tudo isso, sem que a fibra tenha sido cortada. Foram comentadas outras técnicas utilizadas na caracterização desse amplificador e do protótipo desenvolvido, como medidas transientes e BER.

Nos capítulos 3 e 4, foi dada ênfase à tomografia por coerência óptica. No capítulo 3, a técnica de TCO no domínio do tempo, suas características básicas e algumas das suas principais aplicações. Também foi falado sobre a aplicação da tomografia óptica na odontologia para a melhoria dos diagnósticos e do acompanhamento de tratamentos. Apresentaram-se os resultados obtidos em dois experimentos onde essa técnica foi empregada: na caracterização de fendas em restaurações dentárias com amálgama e resina composta; e no teste da viabilidade do uso dessa técnica para acesso a informações sobre a polpa do dente de ratos. Foi demonstrado como as imagens tomográficas da microestrutura interna dos tecidos biológicos são construídas e como essa técnica é sensível.

No capítulo 4 foram abordadas variações importantes na técnica de TCO, a detecção no domínio de Fourier. Foram descritos experimentos dos quais participei durante meu doutorado sanduíche no MIT, sob a orientação do professor James Fujimoto, pioneiro no desenvolvimento da técnica de TCO. Duas variações da TCO no domínio de Fourier foram descritas: a tomografia por coerência óptica espectral e a tomografia por coerência óptica com a fonte com comprimento de onda variável. Este último é similar ao COFDR aplicado para a geração de

imagens tomográficas. Foram descritos dois experimentos usando TCO espectral realizados no MIT e com aplicações diretas na medicina, mais especificamente na oftalmologia. O primeiro experimento foi o desenvolvimento de um equipamento clínico utilizado para gerar imagens da retina humana e colocado em uma clínica oftalmológica, onde pacientes foram examinados. Resultados foram apresentados, imagens de olhos normais e com patologias, mostrando a qualidade das imagens geradas por esse dispositivo. No segundo experimento, foi desenvolvido um instrumento para gerar imagens da retina de ratos e camundongos *in vivo*. Este equipamento era capaz de identificar pequenas mudanças na morfologia da retina de animais, modelos para algumas doenças humanas da retina. As vantagens com relação à velocidade e sensibilidade dessa forma de detecção, comparada a TCO no domínio temporal, foram demonstradas.

Neste capítulo, será feita uma revisão dos trabalhos realizados e apresentadas nossas conclusões. Será abordada a importância das técnicas estudadas em cada uma das suas áreas de aplicação e como esse trabalho poderá ser continuado.

## **5.1. Interferometria e refletometria óptica**

Nesta tese, tentamos mostrar como técnicas de refletometria baseadas em dispositivos interferométricos desenvolvidos há mais de um século continuam atuais e que cada dia mais tem ganhado importante papel em várias áreas do conhecimento. A ciência, em especial a óptica, tem se tornado cada vez mais aplicada. Experimentos, desenvolvidos em laboratórios de pesquisa, têm se transformado cada vez mais rápido em equipamentos comerciais, e é preciso acompanhar esse ritmo. Projetos multidisciplinares e a associação da universidade com a indústria são os caminhos corretos para manter a ciência atual e produtiva.

Estudamos técnicas similares com aplicações bem diferentes e ambas muito importantes. Para os sistemas de comunicações ópticas, a técnica de COFDR se apresenta como uma importante ferramenta de acompanhamento e diagnóstico de sistemas e componentes. Na área da saúde, utilizamos a técnica de TCO para diagnosticar e caracterizar tecidos biológicos. Uma aplicação importante desta técnica é no acompanhamento de tratamentos, tanto cirúrgicos como terapêuticos.

## 5.2. Refletometria óptica coerente no domínio das frequências

Foram feitas várias medidas com o uso da técnica de COFDR, que demonstraram a importância desse método de medida. Nosso grupo demonstrou pela primeira vez a aplicação da técnica de COFDR, de forma sintonizável, para a banda S através da caracterização do ganho distribuído na fibra e das perdas de componentes, como as emendas. E fazendo uso dessa técnica, fomos capazes de caracterizar o AFDT desenvolvido em nosso laboratório. Durante o período final do mestrado e início do doutorado, foi coletada muita informação quanto aos amplificadores baseados em fibra dopada com túlio devido a enorme quantidade de experimentos executados até aquele momento. O COFDR se mostrou uma ferramenta poderosa também para entender os processos de amplificação e o papel de cada comprimento de onda de bombeamento na amplificação do sinal. Juntamente com outros experimentos, podemos entender melhor o papel que cada laser executava.

Estudamos e testamos vários esquemas de bombeamento para AFDT, especialmente o esquema 800/1050 nm, que resultou em uma aplicação de patente. Os resultados mais relevantes dos esquemas de bombeamento testados foram apresentados e publicados em revistas e jornais de circulação internacional. Com base nesses resultados foi possível desenvolver um modelo teórico para simular o ganho distribuído nas fibras dopadas com túlio. Os estudos transientes também foram de extrema importância para o entendimento dos processos que regem esses amplificadores. Nossos resultados demonstram que o esquema com 800/1050 nm é provavelmente o melhor para aplicações padrão para AFDT, em rede de telecomunicação na banda-S reconfiguráveis.

Foram feitas várias medidas com o uso da técnica de COFDR, que demonstraram a importância desse método de medida. Até o presente momento, ao nosso conhecimento, somos o único grupo a utilizar essa técnica para caracterizar componentes na banda-S. Uma consequência importante das medidas feitas, juntamente com outros experimentos, é o entendimento dos processos de bombeamento e amplificação que ocorrem nas fibras dopadas com túlio.

Além de todas essas vantagens, essa técnica é implementada de forma bastante simples, o que a torna um instrumento de medida que pode ser montado e desmontado com facilidade. O COFDR tornou-se uma montagem experimental constantemente utilizada em nossos laboratórios. De forma fácil e econômica, não só os AFDT podem ser caracterizados, mas outros tipos de amplificadores ópticos, dependendo apenas da disponibilidade do laser na frequência correta.

### 5.3. Tomografia por coerência óptica

A técnica de tomografia óptica foi apresentada em dois capítulos dessa tese e estudada em quase todas as suas formas. Utilizamos essa técnica de diagnóstico para aplicações em medicina e odontologia interagindo com outros grupos no Brasil e nos Estados Unidos.

#### 5.3.1. No domínio do tempo

Desenvolvemos um sistema de TCO em nosso laboratório. Juntamente com o grupo da Professora Denise Zezell do IPEN na USP, trabalhamos em técnicas ópticas aplicadas na odontologia. Dentre vários estudos, o diagnóstico de cáries e restauração dentárias utilizando TCO. A técnica de tomografia óptica tem sido utilizada não somente em experimento específicos, mas também como um método para acompanhar vários estudos desenvolvidos.

A cárie dentária é um processo patológico multifatorial, caracterizado pela desmineralização do tecido duro (dente). Dentre as várias classes, a cárie secundária aparece como resultado de falhas na restauração. Se não detectada em estágio inicial, a cárie secundária irá se desenvolver e danificar outras regiões do dente, por exemplo, a dentina. O acompanhamento clínico, *in vivo*, até o presente momento, só era possível através dos raios-x, que não mostram as fendas e falhas na restauração, apenas a região restaurada.

As imagens obtidas através do TCO, ao contrário das radiografias periapicais permitem a avaliação micrométrica da interface dente/restauração, detectando e medindo fendas com uma espessura variando entre 51  $\mu\text{m}$  a 146  $\mu\text{m}$ , em restaurações de amálgama e resina composta restritas ao esmalte dentário. Demonstramos que as falhas nas restaurações podem ser acompanhadas por TCO e, com uma resolução de 10  $\mu\text{m}$ , fomos capazes de detectar fendas maiores que 50  $\mu\text{m}$ , mas poderíamos também medir fendas menores. Apesar de termos testado em fendas com apenas 0,5 mm de profundidade, a técnica pode medir toda a extensão do esmalte do dente, sendo possível a avaliação de fendas mais profundas. Sendo assim, essa técnica satisfaz esse critério de desempenho. Os tipos de restaurações dos quais se poderiam ser feitas imagens por meios diretos e indiretos, incluem as fendas maiores do que a resolução do sistema, que podendo inclusive ser feita uma análise espacial quantitativa.

Com uma fonte de luz mais apropriada, comprimento de onda com maior penetração, seria possível observar mais do dente. Esse é o caso de 1300 nm, que penetra cerca de 2-3 mm no dente. Para gerar imagens de fendas menores que 10  $\mu\text{m}$ , é necessário melhorias na fonte de luz (espectro mais largo). Além disso, TCO tem a vantagem de mostrar tanto a região restaurada como a fenda, se existir, e determinar precisamente sua posição, como demonstrado.

A polpa dental é um tecido vivo contido por paredes inelásticas, responsável pelas funções sensorial, de defesa, e nutrição do dente. Ela não permite um exame direto sem o prejuízo da sua vitalidade. Os métodos de diagnóstico da polpa dental utilizados atualmente apresentam várias limitações e muitas pesquisas sobre novos instrumentos para o diagnóstico pulpar têm sido desenvolvidas, inclusive no campo óptico.

Ao propor à tomografia por coerência óptica para diagnóstico pulpar teve-se em mente as vantagens desta técnica. TCO é um método de diagnóstico por imagem não invasivo, capaz de produzir imagens em tempo real, e a nível microscópico, quando associado ao efeito Doppler, fornecer imagens do fluxo sanguíneo, além de poder gerar imagens de ambos os tecidos duros e moles. Com ela é possível produzir imagens tridimensionais, tudo isso sem fazer uso de radiação ionizante ou equipamentos com efeitos cumulativos, como a tomografia computadorizada.

A técnica de TCO foi aplicada para estudos preliminares sobre a câmara pulpar de dentes molares de ratos. Os dados obtidos foram comparados com imagens de microscopia para uma análise direta. As medidas foram feitas utilizando-se um laser em 830 nm e com resolução espacial de  $\sim 21 \mu\text{m}$ . Como o objetivo do estudo era verificar a viabilidade da observação de características internas à estrutura do dente, os resultados se mostraram muito promissores. As imagens obtidas através da técnica de tomografia por coerência óptica mostram claramente as estruturas principais, como dentina, esmalte, câmara pulpar e raiz, mas é necessário um melhoramento no contraste e na penetração. Isso pode ser obtido através do uso de diferentes comprimentos de onda. Um sistema em 1300 nm está sendo montado em nossos laboratórios e esse estudo deverá ser continuado. Acreditamos que com as devidas alterações, mudança do comprimento de onda utilizado, melhorias na detecção do sinal e eliminação do ruído, o sistema possa se tornar mais atrativo para o desenvolvimento de um dispositivo de TCO compacto e comercial. Se as imagens da estrutura interna do dente melhorarem de qualidade, revelando mais detalhes sobre essa região e fazendo, a TCO pode se tornar uma ferramenta bastante útil no diagnóstico pulpar.

A exploração de novos avanços nessa técnica, novos comprimentos de onda e bandas espectrais mais largas, pode levar à geração de imagens de TCO do esmalte e da dentina ao estado-da-arte em resolução, qualidade e velocidade. É também possível implementar sistemas em tempo real, *in vivo*, tornando esse método potencialmente muito útil para o diagnóstico auxiliar na odontologia, permitindo a elaboração de imagens bidimensionais dos tecidos duros que compõem o dente.

### 5.3.2. No domínio de Fourier

A técnica de tomografia por coerência óptica foi desenvolvida no grupo do professor James G. Fujimoto, no MIT, Cambridge – MA, EUA. Eu tive a oportunidade de trabalhar neste grupo durante um ano, doutorado sanduíche, e participar de experimentos no estado-da-arte em tecnologia para diagnóstico médico. Pude aprender novas técnicas aplicadas em sistemas de TCO e interagir com os vários membros do grupo.

Discorreremos sobre uma nova variedade de instrumento para geração de imagens baseado no interferômetro de Michelson, que utiliza detecção no domínio de Fourier. Um sistema com resolução ultra-alta e em alta velocidade para a geração de imagens tomográficas *in vivo* com resolução axial de  $\sim 2\text{-}3\ \mu\text{m}$  foi apresentado. A detecção no domínio de Fourier torna esse sistema bem mais rápido que o TCO no domínio do tempo. Essas vantagens permitem: a geração de imagens de alta densidade de pixels; imagens tridimensionais; e quantificação e segmentação das camadas biológicas com propriedades ópticas distintas.

Foram descritos três experimentos: o desenvolvimento de um instrumento clínico para geração de imagens de TCO com resolução ultra-alta e em alta velocidade; o desenvolvimento de um instrumento para geração de imagens de SOCT de pequenos animais *in vivo*; e o desenvolvimento de um laser de frequência variável específico para aplicações em TCO. Falamos um pouco de cada um deles e resultados foram apresentados. Comparamos imagens de TCO padrão com as imagens geradas por esse novo dispositivo para enfatizar a diferença e melhoria na qualidade das imagens geradas.

Na oftalmologia, o sistema de TCO de resolução ultra-alta e de alta velocidade tem várias vantagens se comparado ao TCO padrão, incluindo: melhoria na qualidade da imagem; preservação da topografia da retina (devido às altas velocidades da medida); melhor cobertura da retina; e o registro da imagem falsa de fundo de olho gerada por SOCT. Doenças da retina

podem ser diagnosticadas em estágios iniciais e tratamentos podem se acompanhados de uma melhor maneira com o uso da tomografia por coerência óptica na clínica.

#### **5.4. Perspectivas de trabalhos futuros**

O experimento de COFDR tornou-se um procedimento usual em nosso laboratório. Por ser de simples montagem, sempre que necessário o utilizamos para caracterizar componentes ópticos e fibras. Temos interesse em utilizar essa técnica na caracterização de amplificadores paramétricos e Raman, mas para isso é necessário adquirir novos lasers sintonizáveis.

Esperamos conseguir montar o nosso próprio UHR-OCT espectral. Seria o primeiro no Brasil e um incentivo para a medicina e à pesquisa oftálmica nacional. Já existe o interesse de um médico Brasileiro de renome internacional, com vários trabalhos publicados em revistas de oftalmologia, especialista em retina.

Um projeto em conjunto com a OPTO para o desenvolvimento de um instrumento de tomografia por coerência óptica espectral, para imagem oftalmológica, já foi aprovado pela FAPESP, e muito possivelmente estaremos participando efetivamente neste projeto.



## Trabalhos publicados

### Sobre Comunicações ópticas

#### Artigos em revistas científicas:

1. Costa e Silva, M. B.; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L.; Gomes, A. S. L.; von der Weid, J.P.; Margulis, W.; Carlsson, F. "Distributed-Gain Measurements in S-band TDFA by Coherent optical frequency Domain reflectometry". **Electronics Letters**, v.38, p.729–730, 2002.
2. dos Santos, A. B.; Costa e Silva, M. B.; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L.; Gomes, A. S. L.; von der Weid, J.P. "Bit Error Rate and Noise in S-Band TDFA-Amplified 10 Gb/S Optical Transmission". **Microwave and Optical Technology Letters**, v.38, p.277–279, 2003.
3. Martins filho, J. F.; Bastos filho, C. J. A; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L.; Gomes, A. S. L. "Dual-wavelength (1050 nm +1550 nm) pumped thulium-doped fiber amplifier characterization by optical frequency-domain reflectometry". **IEEE Photonics Technology Letters**, v.15(1), p.24–26, 2003.
4. Gomes, A. S. L.; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L.; Bastos filho, C. J. A; Martins filho, J. F.; Costa e Silva, M. B.; von der Weid, J.P.; Margulis, W. "Characterization of efficient dual-wavelength (1050 + 800 nm) pumping scheme for thulium-doped fiber amplifiers". **IEEE Photonics Technology Letters**, v.15(2), p.200–202, 2003.
5. Gomes, A. S. L.; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L.; Bastos filho, C. J. A; Martins filho, J. F.; von der Weid, J.P.; Margulis, W. "Low-pump-power, short-fiber copropagating dual-pumped (800 and 1050 nm) thulium-doped fiber amplifier". **Optics Letters**, v.28(5) p.334–336, 2003.
6. Gomes, A. S. L.; Carvalho, M. T.; Sundheimer, M. L. "Comparison of distributed gain in two dual-wavelength pumping schemes for thulium-doped fibre amplifier". **Electronics Letters**, v.39(8), p.647–648, 2003.
7. Florida, C.; Carvalho, M. T.; Lüthi, S. R.; Gomes, A. S. L. "Modeling of distributed gain of single- (1050 or 1410 nm) and dual-wavelength- (800 + 1050 nm or 800 + 1410 nm) pumped thulium-doped fiber amplifiers". **Optics Letters**, v.29, p.1983–1985, 2004.
8. Bastos Filho, C. J. A; Martins filho, J. F.; Carvalho, M. T.; Gomes, A. S. L. "Measurements of gain cross-saturation and transient response in highly doped TDFAs". **Optics Communications**, v.246(1-3), p.79–84, 2005.
9. Lüthi, S. R., Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L. "Transient gain behavior in 1050/1550-nm dual-wavelength pumped TDFAs". **IEEE Photonics Technology Letters**, v.17(5), p.995–997, 2005.

**Artigos em congressos:**

10. Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L., Sundheimer, M. L., Costa e Silva, M. B., von der Weid, J.P., Margulis, W., Carlsson, F. Distributed-gain Measurements and Splice Loss Characterization in S-band TDFA by Coherent Optical Frequency-domain Reflectometry In: Optical Amplifiers and Their Applications 2002, 2002, Vancouver. **OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)**. Washington DC: Optical Society of America, 2002. v.77. p.41 - 47
11. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L., Costa e Silva, M. B., von der Weid, J.P., Margulis, W., Carlsson, F. Distributed-Gain Measurements in S-band TDFA by Coherent optical frequency Domain reflectometry In: Optical Amplifiers and Their Applications 2002, 2002, Vancouver. **OAA Technical Digest**, 2002. p.OMD4
12. Bastos filho, C. J. A, Martins filho, J. F., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L., Gomes, A. S. L. Dual wavelength (1050+1550nm) pumped thulium doped fibre amplifier characterization by Optical Frequency Domain Reflectometry In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 2002, Recife. **SBMO Technical Digest**, 2002. p.526 - 530 (paper ST20.5).
13. Gomes, A. S. L., Sundheimer, M. L., Carvalho, M. T., Martins filho, J. F., Bastos filho, C. J. A, Margulis, W. Novel dual wavelength (1050nm + 800nm) pumping scheme for thulium doped fiber amplifier In: Optical Fiber Communication conference and exhibit 2002, 2002, Anaheim. **OFC Postdeadline papers**, 2002. p.FB2-1 - FB2-3.
14. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L. Comparison of distributed gain in 800 nm+1050 nm or 800 nm+1410 nm pumping schemes for thulium-doped fiber amplifiers using optical frequency domain reflectometry In: The 16th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2003, Tucson. **LEOS Conference Proceedings**, 2003. v.2. p.152 - 153
15. Gomes, A. S. L., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L., Bastos filho, C. J. A, Martins filho, J. F., von der Weid, J.P., Margulis, W. Low Pump Power, Short-Fiber Dual-Pumped (800 nm + 1050 nm) TDFA In: Optical Fiber Communication conference and exhibit 2003, 2003, Atlanta. **OFC Technical Digest**, 2003. v.86. p.632
16. Rieznik, A. A., Wiederhecker, G. S., Fragnito, H. L., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L., Gomes, A. S. L., Bastos filho, C. J. A, Martins filho, J.F. Black box Model for Thulium Doped fiber Amplifiers In: Optical Fiber Communication conference and exhibit 2003, 2003, Atlanta. **OFC Technical Digest**, 2003. v.86. p.627 - 628
17. Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L. Study on the transient response of 1.05 $\mu$ m single- and 1.05/1.55 $\mu$ m dualwavelength pumped TDFAs In: Optical Fiber Communication conference and exhibit 2004, 2004, Los Angeles. **OFC Technical Digest**, 2004. p.MF17
18. Florida, C., Carvalho, M. T., Sundheimer, M. L., Gomes, A. S. L. Modeling the distributed gain of single (1050nm or 1400nm) and dual-wavelength (800nm+1050nm or 800nm+1410nm) pumped TDFAs In: Optical Fiber Communication conference and exhibit 2004, 2004, Los Angeles. **OFC Technical Digest**, 2004. p.MF24
19. Lüthi, S. R., Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L. Transient response of 800/1050 nm dual-wavelength pumped TDFAs In: European Conference on Optical Communication, 2004, Stockholm. **ECOC Conference Proceedings**, 2004. p.We - 2.3.2

## Sobre TCO

### Artigos em revistas científicas:

1. Srinivasan, V. J.; Wojtkowski, M.; Ko, T. H.; Carvalho, M. T.; Fujimoto, J. G.; Duker, J. S.; Schuman, J. S.; Kowalczyk, A. "Three-dimensional retinal imaging with ultrahigh resolution Fourier/spectral domain optical coherence tomography". **Spie**, v.5688, p.90–99, 2005.
2. de Melo, L. S. A.; de Araujo, R. E.; Freitas, A. Z., Zezell, D. M., Vieira, N. D., Girkin, J., Hall, A., Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L. "Evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography". **Journal of Biomedical Optics**, v.16(6), p.64027-1–5, 2005.
3. Kauffman, C. M. F.; Carvalho, M. T.; de Araujo, R. E.; Freitas, A. Z.; Zezell, D. M.; Gomes, A. S. L. "Characterization of the dental pulp using optical coherence tomography". **Spie**, v.6137, p.6137-07, 2006.
4. Srinivasan, V. J.; Wojtkowski, M.; Witkin, A. J.; Duker, J. S.; Ko, T. H.; Carvalho, M. T.; Schuman, J. S.; Kowalczyk, A.; Fujimoto, J. G. "High-definition and 3-dimensional imaging of macular pathologies with high-speed ultrahigh-resolution optical coherence". **Ophthalmology**, v.113(11), p.2054.e1–2054.e14, 2006.
5. Srinivasan, V. J.; Ko, T. H.; Wojtkowski, M.; Carvalho, M. T.; Clermont, A.; Bursell, S.-E.; Song, Q. H.; Lem, J.; Duker, J. S.; Fujimoto, J. G. "Non-invasive volumetric imaging and morphometry of the rodent retina with high-speed, ultrahigh resolution Optical Coherence Tomography". **Investigative Ophthalmology & Visual Science**, 2007. Aceito para publicação.

### Artigos em congressos:

6. Ko, T. H., Srinivasan, V. J., et al., *Three dimensional retinal imaging of small animals with high-speed, ultrahigh resolution optical coherence tomography*. in ARVO, USA, **Investigative Ophthalmology & Visual Science**, v.46, 2005. p.1051
7. Srinivasan, V. J., Wojtkowski, M., et al., *Intraretinal thickness mapping using three-dimensional, high-speed ultrahigh resolution OCT*. in ARVO, USA, **Investigative Ophthalmology & Visual Science**, v.46. 2005. p.1113
8. de Melo, L. S. A., Carvalho, M. T., Gomes, A. S. L., de Araujo, R. E., Freitas, A. Z., Zezell, D. M., Vieira, N. D. Evaluation of in vitro dental restoration by optical coherence tomography In: Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005, Streza. **LEOS Technical digest**. , 2005. p.642