



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Tiago Sutili

**Aquisição Experimental Fotoelétrica Ultrarrápida com  
Algoritmos de Processamento Digital para a Análise de  
Subsistemas em Comunicações Ópticas Coerentes de  
Altíssimas Taxas**

Campinas

2018



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Tiago Sutili

# **Aquisição Experimental Fotoelétrica Ultrarrápida com Algoritmos de Processamento Digital para a Análise de Subsistemas em Comunicações Ópticas Coerentes de Altíssimas Taxas**

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações e Telemática.

**Orientador:** Prof. Dr. Evandro Conforti

**Co-orientador:** Dr. Rafael Carvalho Figueiredo

**Co-orientador:** Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno Tiago Sutili, e orientada pelo Prof. Dr. Evandro Conforti.

Campinas

2018

**Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s):** FAPESP, 2014/18791-7

**ORCID:** <https://orcid.org/0000-0002-2668-432X>

Ficha catalográfica  
Universidade Estadual de Campinas  
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura  
Luciana Pietrosanto Milla - CRB 8/8129

Suttili, Tiago, 1988-  
Su84a Aquisição experimental fotoelétrica ultrarrápida com algoritmos de processamento digital para a análise de subsistemas em comunicações ópticas coerentes de altíssimas taxas / Tiago Suttili. – Campinas, SP : [s.n.], 2018.

Orientador: Evandro Conforti.

Coorientadores: Rafael Carvalho Figueiredo e Cristiano de Mello Gallep.

Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Comunicações ópticas. 2. Metrologia. 3. Moduladores de luz. 4. Lasers semicondutores. 5. Chaveamento ótico. I. Conforti, Evandro, 1947-. II. Figueiredo, Rafael Carvalho, 1982-. III. Gallep, Cristiano de Mello, 1974-. IV. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. V. Título.

#### Informações para Biblioteca Digital

**Título em outro idioma:** High speed coherent subsystems analysis using photoelectric real-time analog-to-digital acquisition and offline signal processing

**Palavras-chave em inglês:**

Optical communications

Metrology

Optical modulators

Semiconductor lasers

Optical switching

**Área de concentração:** Telecomunicações e Telemática

**Titulação:** Doutor em Engenharia Elétrica

**Banca examinadora:**

Evandro Conforti [Orientador]

Murilo Araujo Romero

Glauco Fontgalland

Helio Waldman

Darli Augusto de Arruda Mello

**Data de defesa:** 23-02-2018

**Programa de Pós-Graduação:** Engenharia Elétrica

# Comissão Julgadora - Tese de Doutorado

**Candidato:** Tiago Sutili (RA: 142376)

**Data da Defesa:** 23 de fevereiro de 2018

**Título da Tese:** “Aquisição Experimental Fotoelétrica Ultrarrápida com Algoritmos de Processamento Digital para a Análise de Subsistemas em Comunicações Ópticas Coerentes de Altíssimas Taxas”

Prof. Dr. Evandro Conforti (Presidente, FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Murilo Araujo Romero (Membro Externo, EESC/USP)

Prof. Dr. Glauco Fontgalland (Membro Externo, DEE/UFCG)

Prof. Dr. Helio Waldman (Membro Interno, FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Darli Augusto de Arruda Mello (Membro Interno, FEEC/UNICAMP)

A ata de defesa, com as respectivas assinaturas dos membros da Comissão Julgadora, encontra-se no processo de vida acadêmica do aluno.

*Dedico esta tese à minha família.*

# Agradecimentos

Agradeço à minha família, José, Janir e Gabriela, por uma formação cheia de amor, carinho e valores, além do suporte durante toda minha trajetória. À minha namorada, Bruna, pelos anos de amor, carinho, compreensão e apoio incondicional. Aos meus amigos, Rafael, Natália e Betina, pelas incontáveis horas de descontração, jogatinas virtuais, viagens desastrosas e, especialmente, pelos jantares inconsequentes. Aos meus amigos Fabiana e Felipe, pelas profundas e divertidas discussões sobre a vida, o universo e todo o resto. Aos meus amigos de infância, Henrique, Lucas, Ivan, Andreus, Eduardo, Thobias e Anderson, pelo companheirismo e amizade durante tantos anos, apesar da distância.

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Evandro Conforti, pelo conhecimento, dedicação, paciência, auxílio e cobrança durante todos os momentos de dificuldades e de realizações. Aos meus coorientadores, Dr. Rafael C. Figueiredo e Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep, pelo apoio e auxílio constantes durante a realização do presente projeto de pesquisa. Aos meus colegas de laboratório, Dr. Napoleão dos Santos Ribeiro e Dr. Antonio Marcelo Oliveira Ribeiro, pelos ensinamentos e orientações durante o trabalho experimental no qual os resultados aqui apresentados se sustentam. Aos demais colegas de laboratório, Bruno, Peterson, Ernesto, Wilian, Leonid e Maria, pelo companheirismo, compreensão e apoio durante todos os dias de trabalho.

Agradeço aos demais professores, que participaram não só de minha formação como Engenheiro Eletricista, mas também como ser humano, em especial ao Prof. Dr. Aldário C. Bordonalli, Prof. Dr. Darli Augusto de Arruda Mello, Prof. Dr. Yuzo Iano, Prof. Dr. Adriano Luís Toazza, Prof. Dr. Carlos Allan Caballero Petersen, Prof. Vinícius Drey e Prof. Fernando Peres, pelas lições, incentivos e cobranças durante toda minha jornada acadêmica.

Agradeço à UNICAMP, FAPESP e CNPq pelo apoio estrutural e financeiro para a realização das pesquisas atinentes ao presente trabalho.

*“With that disappearance...  
came the end, the final end of Eternity...  
and the beginning of Infinity.”*  
(Isaac Asimov)

# Resumo

São introduzidas técnicas para a caracterização de dispositivos fotônicos utilizando aquisição ultrarrápida da portadora luminosa após sua fotodetecção, de maneira direta ou coerente. Os dados são digitalizados e memorizados em alta velocidade, formando pacotes de dados a serem posteriormente analisados por algoritmos *offline*. Estes algoritmos permitem a extração de informações relacionadas à operação dinâmica dos componentes fotônicos, responsáveis pela geração, modulação ou amplificação da portadora óptica.

Seguindo essa nova metodologia em seus primeiros procedimentos, as distorções harmônicas em moduladores eletro-ópticos por interferometria são caracterizadas, em função da frequência elétrica de modulação. Para tanto, desenvolveu-se uma técnica baseada na verificação da sobremodulação do sinal óptico no domínio do tempo e da frequência, em função das propriedades dos sinais elétricos modulantes. São apresentados resultados mostrando a limitação de banda de operação de tais dispositivos, acarretando o consequente aumento de sua tensão de meia-onda, assim como alguns efeitos não lineares.

Em um segundo procedimento, apresenta-se a caracterização do ruído de fase e frequência em lasers semicondutores operando em modo de onda contínua. A técnica empregada é baseada na recepção coerente da portadora luminosa, misturada com um oscilador local de referência, com posterior análise temporal empregando algoritmo *offline*. Os resultados oferecem uma visão mais profunda sobre a natureza de fenômenos correlatos à perda de coerência do sinal luminoso, além de oferecerem uma estimativa de sua largura de linha.

Por fim, caracterizam-se as distorções em amplitude, frequência e fase, resultantes do chaveamento de uma portadora luminosa por uma chave espacial eletro-óptica baseada em amplificador óptico a semicondutor (SOA), em função das condições operacionais de tais dispositivos. Nesse contexto, determina-se a região ótima de operação do dispositivo, além de suas características desejáveis, sob a perspectiva do chaveamento por um SOA de um sinal modulado em amplitude. Adicionalmente, caracteriza-se o gorjeio de frequência e o ruído de fase decorrentes das não linearidades intrínsecas à sua operação.

**Palavras-chaves:** comunicações ópticas; metrologia; moduladores eletro-ópticos; laser semicondutor; chaveamento eletro-óptico; amplificador óptico a semicondutor.



# Abstract

Techniques for characterization of photonic devices are presented. The experimental procedures employ ultrafast acquisition of the electromagnetic optical wave, after its photodetection through direct or coherent reception schemes. The acquired data is digitalized and stored in high-speed memories, resulting in packets suitable for the posterior offline analysis. The developed algorithms allow the extraction of information regarding the dynamic operation of the photonic devices responsible for the optical carrier generation, modulation, or amplification.

By employing this new methodology and interferometric principles, the harmonic distortions on electro-optical modulators are characterized as a function of their electrical modulation frequency. Therefore, a characterization technique based on the overmodulation analysis was developed, allowing the verification of the signal quality in the time and frequency domains as a function of the properties of the electrical modulation signals. The achieved results show the device frequency limitations, resulting in the increase of its half-wave voltage, as well as some nonlinear effects.

Following, the phase and frequency noise in semiconductor lasers under continuous wave operating mode are characterized. The employed technique is based on the optical carrier coherent reception, mixed with a reference local oscillator, allowing its temporal analysis with an offline algorithm. The achieved results allow a thoughtful insight on the loss of coherence events nature, in addition to the estimation of lasers' linewidth.

Finally, the characterization of amplitude, frequency, and phase distortions due to the optical carrier switching by an electro-optical space switch based on semiconductor optical amplifier (SOA), as a function of its operating properties, are discussed. In this sense, the optimum operational region and the desired device characteristics are determined for the switching of an amplitude modulated optical carrier case. Additionally, the frequency chirp and phase noise, due to SOAs' intrinsic nonlinear behavior, are characterized.

**Keywords:** optical communication; metrology; eletrooptical modulator; semiconductor laser; eletrooptical switching; semiconductor optical amplifier.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Visão tridimensional e corte transversal de um modulador de fase com cristal de niobato de lítio em corte- $x$ (adaptado de [1]). . . . .	39
Figura 2 – Visão tridimensional e corte transversal de um modulador de fase com cristal de niobato de lítio em corte- $z$ (adaptado de [1]). . . . .	39
Figura 3 – Diagrama da estrutura básica de um modulador de fase (adaptado de [2]). . . . .	40
Figura 4 – Diagrama da estrutura básica de um modulador de Mach-Zehnder (adaptado de [2]). . . . .	42
Figura 5 – Visão tridimensional de modulador de Mach-Zehnder incorporando eletrodos construídos com elementos discretos (adaptado de [1]). . . . .	45
Figura 6 – Visão tridimensional de modulador de Mach-Zehnder com eletrodos de ondas propagantes (adaptado de [1]). . . . .	46
Figura 7 – Diagrama da estrutura básica de um modulador em fase e em quadratura (adaptado de [2]). . . . .	50
Figura 8 – Princípio de operação da técnica apresentada nesta Tese para a caracterização do nível de distorção harmônica induzido pela função de transferência não linear de um modulador eletro-óptico de Mach-Zehnder (adaptado de [3]). . . . .	53
Figura 9 – Montagem experimental para a caracterização do nível de distorção harmônica e tensão de meia-onda de um modulador MZM em função da frequência fundamental de modulação (adaptado de [3]). . . . .	55
Figura 10 – Potência óptica de saída do modulador em função da variação de sua tensão de polarização e o valor de $V_\pi$ correspondente. . . . .	58
Figura 11 – Sinais temporais e espectrais (com amplitudes normalizadas) mostrando a sobremodulação da portadora óptica e o seu nível de distorção harmônica para diversos índices de modulação (adaptado de [3]). . . . .	59
Figura 12 – Índice de modulação do sinal óptico em função da relação entre o nível da primeira e da terceira harmônica. Representam-se a distorção harmônica e a sobremodulação da portadora óptica (adaptado de [3]). . . . .	60

Figura 13 – Tensão de meia-onda em função da frequência fundamental de modulação determinada pela técnica aqui proposta e resultados obtidos com a técnica de ponto de interceptação de terceira ordem. A curva de tensão destaca o aumento linear deste parâmetro a partir de 4 GHz. Também são apresentados diagramas de olho obtidos utilizando a tensão de meia-onda de pontos específicos do gráfico (adaptado de [3]). . . . .	62
Figura 14 – Estrutura básica de um laser semiconductor formado por uma junção do tipo <i>pn</i> polarizada diretamente para a emissão de luz coerente. (adaptado de [4]). . . . .	70
Figura 15 – Diagramas de bandas energéticas para uma homojunção semicondutora com: (a) corrente de polarização nula; (b) polarização direta da junção; e, (c) processo de recombinação radiativa de elétrons em estado de inversão populacional (adaptado de [5]). . . . .	71
Figura 16 – Resolução numérica do espectro de potência da portadora óptica emitida por um laser semiconductor para duas potências do sinal óptico de saída. Percebe-se o fenômeno de alargamento espectral devido a distorções em sua fase (adaptado de [5]). . . . .	85
Figura 17 – Largura de linha em função da potência óptica de saída experimentalmente caracterizada para três lasers com diferentes arquiteturas de heterojunções. Dois projetados com múltiplos poços quânticos (com cavidades de 400 $\mu\text{m}$ e 800 $\mu\text{m}$ ) e um <i>bulk</i> (com cavidade de 400 $\mu\text{m}$ ) (adaptado de [5]). . . . .	86
Figura 18 – Montagem experimental proposta para a determinação da largura de linha e caracterização do ruído de fase em lasers (adaptado de [6]). . . . .	87
Figura 19 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação da largura de linha e extração de informações relativas ao ruído de fase (adaptado de [6]). . . . .	92
Figura 20 – Referência harmônica acompanhando o sinal de batimento fotodetectado após um desvio brusco em sua fase (adaptado de [6]). . . . .	94
Figura 21 – Histograma do desvio de frequência do sinal amostrado agrupado em blocos PTI de 30 ps (adaptado de [6]). . . . .	96

Figura 22 – Casos típicos de eventos que potencialmente representam a perda de coerência do laser semiconductor sob caracterização (adaptado de [6]). . . . .	97
Figura 23 – Largura de linha aparente em função do tamanho dos blocos de PTI analisados para a caracterização do laser ECL e DFB (adaptado de [6]). . . . .	100
Figura 24 – Largura de linha aparente em função do tamanho dos blocos de PTI analisados para a caracterização do laser IECL para diversas correntes de polarização (adaptado de [6]). . . . .	100
Figura 25 – Largura de linha em função da potência óptica emitida pelo laser IECL caracterizado (adaptado de [6]). . . . .	101
Figura 26 – Esquema básico da estrutura de um amplificador óptico a semiconductor (adaptado de [7]). . . . .	108
Figura 27 – Processos de emissão espontânea e estimulada que ocorrem na junção semicondutora do SOA sob efeito de inversão populacional (adaptado de [7]). . . . .	109
Figura 28 – Resposta em frequência ideal de um SOA com baixa refletividade nos extremos de seu guia de onda. A curva preta representa o perfil de ganho do material semiconductor, o qual define a sua largura de banda com referência ao limiar de perdas de suas estrutura (adaptado de [7]). . . . .	116
Figura 29 – Ganho óptico teórico do SOA em função de sua potência óptica de saída (adaptado de [7]). . . . .	118
Figura 30 – Circuito equivalente formado por elementos discretos para a simulação da resposta em frequência da conversão eletro-óptica em um SOA (adaptado de [8]). . . . .	119
Figura 31 – Montagem experimental proposta para a avaliação do desempenho de chaves espaciais eletro-ópticas baseadas em SOAs para o chaveamento de sinais modulados em amplitude (adaptado de [9]). . . . .	124
Figura 32 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento STEP com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas. . . . .	126
Figura 33 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento PISIC-8 com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas. . . . .	127

Figura 34 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento MISIC-8 com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas. . . . .	128
Figura 35 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação do desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs no chaveamento de sinais ópticos modulados em intensidade. . . . .	129
Figura 36 – Pulso óptico de chaveamento fotodetectado e adquirido pelo osciloscópio de tempo real. Destaca-se a análise da amplitude óptica de modulação (OMA) quando a chave opera em estado desligado e ligado (adaptado de [9]). . . . .	130
Figura 37 – Pulso óptico de chaveamento médio fotodetectado após a filtragem digital realizada pelo algoritmo desenvolvido. Destaca-se a análise dos parâmetros relativos ao comportamento transiente da chave eletro-óptica caracterizados (adaptado de [9]). . . . .	131
Figura 38 – Comparativo do comportamento entre os três SOAs fabricados pela CIP sob condições idênticas de operação e com sua amplitude normalizada em relação ao nível estabilizado do degrau de chaveamento. . . .	133
Figura 39 – Sequências de bits com duração total de 8 ns, relativas aos impulsos para a geração do sinal de chaveamento segundo a técnica MISIC para cada SOA caracterizado. . . . .	134
Figura 40 – Relação OMA ON/OFF em função da corrente de polarização para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com degrau de chaveamento de 2,5 V e pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]). . . . .	137
Figura 41 – Relação OMA ON/OFF em função da amplitude do degrau de chaveamento para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com corrente de polarização de 75 mA e pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]). . . . .	138
Figura 42 – Relação OMA ON/OFF em função da amplitude do degrau de chaveamento e da corrente de polarização para o SOA CIP-NL, chaveado com a técnica PISIC-4, com pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]). . . . .	139

Figura 43 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com degrau de chaveamento de 1,0 V e pré-impulso de 2,0 V (adaptado de [9]). . . . .	140
Figura 44 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização para o SOA CIP-XN, chaveado com as três técnicas aqui caracterizadas, com degrau de chaveamento de 2,0 V e pré-impulso de 2,0 V (adaptado de [9]). . .	141
Figura 45 – Tempo de guarda em função da amplitude do degrau de chaveamento e da corrente de polarização para o SOA CIP-XN, chaveado com a técnica MISIC-8, com impulsos de 2,0 V (adaptado de [9]). . . . .	142
Figura 46 – Amplitude do <i>overshoot</i> em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]). . . . .	144
Figura 47 – Razão da amplitude óptica de modulação em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]). . . . .	145
Figura 48 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]). . . . .	145
Figura 49 – Esquema representando a montagem experimental (fora de escala) do SOA empregando um resistor distribuído de filme fino como acoplador de micro-ondas, para a injeção dos sinais de controle (adaptado de [8]).	146
Figura 50 – Tempo de subida e <i>overshoot</i> , em função da amplitude do pré-impulso de chaveamento, para a chave eletro-óptica com acoplador direcional baseado em resistor distribuído de filme fino. Os resultados são relativos a sua operação com a técnica de chaveamento PISIC-2 com corrente de polarização de 80 mA e degrau de chaveamento com 1,5 V de amplitude (adaptado de [8]). . . . .	148

Figura 51 – Comparativo entre o pulso óptico de chaveamento resultante da montagem baseada em filme fino, aqui apresentada, e da montagem tradicionalmente empregada [10]. As duas curvas apresentadas são relativas a um mesmo SOA COC sob as mesmas condições de operação (adaptado de [8]). . . . .	148
Figura 52 – Montagem experimental utilizada para a avaliação do gorjeio em chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. . . . .	158
Figura 53 – Montagem experimental utilizada para a avaliação do gorjeio em lasers modulados de forma direta. . . . .	160
Figura 54 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação do gorjeio em chaves eletro-ópticas baseadas em SOA. . . . .	163
Figura 55 – Pulso óptico de chaveamento extraído (linha preta) e filtrado (linha azul) a partir do sinal originalmente adquirido (linha cinza). . . . .	164
Figura 56 – Parâmetros analisados visando a caracterização de distorções de amplitude. . . . .	166
Figura 57 – Sinal senoidal de batimento subtraído do pulso médio de chaveamento. As passagens por zero destacadas. . . . .	167
Figura 58 – Correlação entre a derivada temporal da amplitude do pulso óptico de chaveamento e o seu gorjeio. . . . .	169
Figura 59 – Parâmetros analisados visando a caracterização de distorções de frequência. . . . .	171
Figura 60 – Gorjeio em função do tempo para um laser diretamente modulado. O mesmo opera com corrente de polarização de 100 mA e com pulsos de modulação com amplitude pico-a-pico de 3 V. . . . .	176
Figura 61 – Gorjeio máximo durante a transição do estado desligado para o estado ligado para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da sua corrente de polarização. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com degrau de 1,8 V e pré-impulso de mesma amplitude. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico. . . . .	179

Figura 62 – Gorjeio máximo durante a transição do estado desligado para o estado ligado para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da amplitude do degrau de chaveamento. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com pré-impulso de 1,8 V e corrente de polarização de 80 mA. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico para o CIP-XN. . . . .	181
Figura 63 – Gorjeio máximo durante o <i>overshoot</i> para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da amplitude do pré-impulso. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com degrau de 1,8 V e corrente de polarização de 100 mA. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico. . . . .	182
Figura 64 – Gorjeio máximo durante o <i>overshoot</i> para o CIP-XN chaveado com todas as técnicas aqui caracterizadas, em função da sua corrente de polarização. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados por um degrau de 1,2 V e impulsos de 2,4 V. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico para cada técnica. . . . .	183
Figura 65 – Histogramas contendo o ruído de fase da portadora óptica chaveada pelo SOA durante todo o pulso, durante o estado desligado da chave e durante o estado ligado da mesma. Em todos os resultados, a chave eletro-óptica é baseada no SOA CIP-XN com corrente de polarização de 80 mA e degrau de chaveamento de 2,4 V. Também são apresentadas curvas de <i>fitting</i> de acordo com os modelos de distribuição Gaussiano e Lorentziano. . . . .	185



# Lista de tabelas

Tabela 1 – Lasers caracterizados pela técnica apresentada. Mostra-se, também, a largura de linha em função da potência de saída da portadora óptica (adaptado de [6]). . . . .	99
Tabela 2 – Parâmetros variados para a caracterização do desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. . . . .	132
Tabela 3 – Parâmetros variados para a caracterização de distorções de amplitude, fase e frequência de SOAs operando como chaves eletro-ópticas. . . . .	173

# Lista de acrônimos, variáveis e unidades

## Acrônimos

AC	<i>Alternating Current</i> - Corrente Alternada
ADC	<i>Analog-to-Digital Converter</i> - Conversor Analógico para Digital
ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i> - Emissão Espontânea Amplificada
BER	<i>Bit Error Rate</i> - Taxa de Erro de Bit
BPF	<i>Band Pass Filter</i> - Filtro Passa Banda
COC	<i>Chip-on-Carrier</i>
CW	<i>Continuous Wave</i> - Onda Contínua
DC	<i>Direct Current</i> - Corrente Contínua
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i> - Laser com Realimentação Distribuída
DSP	<i>Digital Signal Processing</i> - Processamento Digital de Sinais
ECL	<i>External Cavity Laser</i> - Laser com Cavidade Externa
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> - Amplificador a Fibra Dopada com Érbio
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> - Modulador em Transformada Rápida de Fourier
FHL	<i>First Harmonic Level</i> - Nível de Primeira Harmônica
FIR	<i>Finite Impulse Response</i> - Resposta Finita ao Impulso
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i> - Arranjo de Portas Programáveis
IECL	<i>Integrated External Cavity Laser</i> - Laser com Cavidade Externa Integrada
IoT	<i>Internet of Things</i> - Internet das Coisas
IQM	<i>In-phase Quadrature-phase Modulator</i> - Modulador em Fase e em Quadratura

LAPCOM	<i>Optical Communications and Microwave Research Laboratory</i> – Laboratório de Pesquisas em Comunicações Ópticas e em Micro-ondas
LASER	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i> - Amplificação Óptica por Emissão Estimulada de Radiação
LE	<i>Lumped Elements</i> - Elementos Discretos
LPDF	<i>Low Pass Digital Filter</i> - Filtro Passa Baixas Digital
MI	<i>Modulation Index</i> - Índice de Modulação
MISIC	<i>Multi-Impulse Step-Injected Current</i> - Injeção de Degrau de Corrente com Múltiplos Impulso
MZM	<i>Mach-Zehnder Modulator</i> - Modulador tipo Mach-Zehnder
OMA	<i>Optical Modulation Amplitude</i> - Amplitude Óptica de Modulação
OOK	<i>On-Off Keying</i> - Modulação por Chaveamento Liga-Desliga
OPC	<i>Optical Polarization Controller</i> - Controlador de Polarização Óptico
PISIC	<i>Pre-Impulse Step-Injected Current</i> - Injeção de Degrau de Corrente com Pré-Impulso
PM	<i>Phase Modulator</i> - Modulador de Fase
PTI	<i>Packet Time Interval</i> - Intervalo de Blocos Temporais
QAM	<i>Quadrature Amplitude Modulation</i> - Modulação de Amplitude em Quadratura
QPSK	<i>Quadrature Phase-Shift Keying</i> - Modulação por Chaveamento de Fase em Quadratura
RC	Circuito Resistor-Capacitor
SHL	<i>Second Harmonic Level</i> - Nível de Segunda Harmônica
SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i> - Amplificador Óptico a Semicondutor
THL	<i>Third Harmonic Level</i> - Nível de Terceira Harmônica

TOIP	<i>Third Order Intercept Point</i> - Ponto de Intercepção de Terceira Ordem
TW	<i>Traveling Waves</i> - Ondas Propagantes
VOA	<i>Variable Optical Attenuator</i> - Atenuador Óptico Variável
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexing</i> - Multiplexação por Comprimento de Onda

## Variáveis gerais

$\eta$	Índice de refração
$\hat{x}$	Vetor na direção do eixo $x$
$\hat{y}$	Vetor na direção do eixo $y$
$\hat{z}$	Vetor na direção do eixo $z$
$\lambda$	Comprimento de onda
$c$	Velocidade da luz no espaço livre
$E$	Campo eletromagnético
$E_{in}$	Campo eletromagnético de entrada
$E_{out}$	Campo eletromagnético de saída
$h$	Constante de Planck
$k$	Constante de Boltzmann
$q$	Carga elétrica do elétron
$T$	Temperatura do sistema
$t$	Tempo
C	Capacitância
L	Indutância

R          Resistência

## Variáveis referentes aos moduladores eletro-ópticos

$\Delta f_{LE}$	Banda de operação do modulador de Mach-Zehnder com elementos discretos
$\Delta f_{TW}$	Banda de operação do modulador de Mach-Zehnder com linhas de transmissão
$\Delta \varphi_{MZM}$	Atraso de base entre os braços do modulador de Mach-Zehnder
$\eta_e$	Índice de refração extraordinário
$\eta_x$	Índice de refração na direção $x$
$\eta_y$	Índice de refração na direção $y$
$\eta_z$	Índice de refração na direção $z$
$\eta_{eff}$	Índice de refração efetivo
$\eta_{el}$	Índice de refração do guia de onda elétrico
$\eta_{op}$	Índice de refração do guia de onda óptico
$\omega_1$	Frequência angular do primeiro sinal modulante para a técnica de interceptação de terceira ordem
$\omega_2$	Frequência angular do primeiro sinal modulante para a técnica de interceptação de terceira ordem
$\varphi_1$	Atraso de fase no braço 1 do modulador de Mach-Zehnder
$\varphi_2$	Atraso de fase no braço 2 do modulador de Mach-Zehnder
$\varphi_{IQM}$	Fase do bit transmitido por um modulador em fase e em quadratura
$\varphi_{PM}$	Atraso de fase no modulador de fase
$a_{IQM}$	Amplitude do bit transmitido por um modulador em fase e em quadratura
$C_0$	Capacitância no espaço livre

$E_x$	Campo eletromagnético na direção $x$
$E_y$	Campo eletromagnético na direção $y$
$E_z$	Campo eletromagnético na direção $z$
$l_{el}$	Comprimento do eletrodo
$r$	Tensor de terceira ordem do índice de refração
$u$	Sinal elétrico modulante
$u_1$	Sinal elétrico modulante aplicado no braço 1 do modulador de Mach-Zehnder
$u_2$	Sinal elétrico modulante aplicado no braço 2 do modulador de Mach-Zehnder
$u_I$	Sinal elétrico modulante aplicado no braço I do modulador em fase e em quadratura
$u_Q$	Sinal elétrico modulante aplicado no braço Q do modulador em fase e em quadratura
$u_{pp}$	Amplitude de pico a pico combinada dos sinais elétricos modulantes de um modulador de Mach-Zehnder
$V_\pi$	Tensão de meia-onda
$Z_{TW}$	Impedância característica da linha de transmissão

## Variáveis referentes aos lasers

$\alpha_m$	Perdas nas faces do cristal semiconductor constituinte do laser
$\alpha_{int}$	Coeficiente de atenuação da região ativa do laser
$\bar{\alpha}$	Coeficiente de absorção do modo de propagação suportado pelo guia de onda do laser
$\bar{\eta}$	Índice de refração do modo de propagação suportado pelo guia de onda do laser
$\beta_c$	Razão entre a parte real e imaginária da suscetibilidade do meio de propagação pela inserção de novos portadores elétricos

$\chi_0$	Susceptibilidade do meio de propagação sem a inserção de novos portadores elétricos
$\chi_p$	Susceptibilidade do meio de propagação pela inserção de novos portadores elétricos
$\delta\phi$	Variação infinitesimal na fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\Delta f$	Largura de linha da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\delta f$	Gorjeio de frequência
$\Delta f_0$	Largura de linha da portadora eletromagnética definida somente pelas forças de Langevin
$\delta N$	Variação infinitesimal na quantidade de elétrons na região ativa do laser
$\delta P$	Variação infinitesimal na quantidade de fótons emitidos pelo laser
$\Delta\eta_p$	Variação no índice de refração da região ativa do laser pela inserção de novos portadores elétricos
$\Delta_\tau\phi$	Variação na fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser devido a um passo temporal
$\dot{\phi}$	Derivada temporal da fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\dot{A}$	Derivada temporal da amplitude da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\dot{N}$	Derivada temporal da quantidade de elétrons na região ativa do laser
$\dot{P}$	Derivada temporal da quantidade de fótons emitidos pelo laser
$\epsilon_0$	Permissividade do vácuo
$\eta_b$	Índice de refração da região ativa do laser sem a inserção de novos portadores elétricos
$\eta_g$	Índice de refração de grupo do modo propagante na região ativa do laser
$\Gamma$	Fator de confinamento da portadora eletromagnética na região ativa do laser
$\gamma$	Taxa de decaimento de fótons na região ativa do laser

$\gamma_e$	Taxa de recombinação de elétrons na região ativa do laser
$\Gamma_N$	Taxa de flutuação na quantidade de elétrons na região ativa do laser
$\Gamma_P$	Taxa de flutuação na quantidade de fótons emitidos pelo laser
$\Gamma_R$	Taxa de decaimento das oscilações de relaxação do laser
$\lambda_{lo}$	Comprimento de onda do oscilador local empregado na caracterização proposta
$\lambda_{oc}$	Comprimento de onda da portadora eletromagnética sob caracterização
$\mathcal{E}$	Vetor do campo elétrico
$\Omega$	Frequência angular ressonante na cavidade do laser
$\omega$	Frequência angular da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\omega_0$	Frequência central da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\Omega_R$	Frequência angular das oscilações de relaxação do laser
$\omega_{th}$	Frequência angular da portadora eletromagnética emitida pelo laser quando operando em seu limiar
$\omega_{if}$	Frequência angular intermediária dada pela mistura da portadora eletromagnética sob caracterização e do oscilador local
$\phi$	Fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\phi_{lo}$	Fase do oscilador local empregado na caracterização proposta
$\phi_{oc}$	Fase da portadora eletromagnética sob caracterização
$\tau_e$	Tempo de vida médio dos elétrons na região ativa do laser
$\tau_p$	Tempo de vida médio dos fótons na região ativa do laser
$\tilde{F}_\phi$	Transformada de Fourier da força de Langevin relativa a fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$\tilde{F}_N$	Transformada de Fourier da força de Langevin relativa a quantidade de elétrons na região ativa do laser



$\tilde{F}_P$	Transformada de Fourier da força de Langevin relativa a quantidade de fótons emitidos pelo laser
$A$	Amplitude da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$A_{nr}$	Taxa de recombinação de elétrons por mecanismos de captura
$B$	Taxa de recombinação de elétrons por mecanismos de recombinação radiativa
$C$	Taxa de recombinação de elétrons por mecanismos de Auger
$D$	Coeficientes de difusão associados às forças de Langevin
$E$	Portadora eletromagnética emitida pelo laser
$E_1$	Banda de menor energia da junção semicondutora
$E_2$	Banda de maior energia da junção semicondutora
$E_g$	Diferença entre as bandas energéticas
$E_{lo}$	Campo eletromagnético do oscilador local empregado na caracterização proposta
$E_{oc}$	Campo eletromagnético da portadora sob caracterização
$E_t$	Campo eletromagnético total dado pela soma da portadora sob caracterização e do oscilador local
$F_\phi$	Força de Langevin relativa a fase da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$F_N$	Força de Langevin relativa a quantidade de portadores elétrigos na região ativa do laser
$F_P$	Força de Langevin relativa a quantidade de fótons emitidos pelo laser
$G$	Taxa de emissão estimulada total da região ativa do laser
$g$	Ganho óptico do cristal semicondutor constituinte do laser
$G_N$	Variação na taxa de emissão estimulada do laser em função de flutuação na quantidade de elétrons na região ativa do laser

$G_P$	Variação na taxa de emissão estimulada do laser em função de flutuação na quantidade de fótons emitidos pelo laser
$G_{pd}$	Ganho elétrico do sinal fotodetectado
$I$	Corrente de polarização do laser
$I_{bias}$	Corrente de polarização em corrente contínua
$I_{mod}$	Corrente de polarização em corrente alternada
$i_{pd}$	Corrente elétrica resultante da fotodetecção balanceada
$J$	Densidade de corrente injetada na região ativa do laser
$k_0$	Número de onda da portadora eletromagnética no vácuo
$L$	Comprimento da região ativa do laser
$N$	Quantidade de elétrons na região ativa do laser
$n$	Densidade de elétrons na região ativa do laser
$P$	Quantidade de fótons emitidos pelo laser
$P_{lo}$	Potência óptica do oscilador local empregado na caracterização proposta
$P_{oc}$	Potência óptica da portadora eletromagnética sob caracterização
$P_{out}$	Potência óptica total emitida pelo laser
$R$	Responsividade do fotodetector
$R_{sp}$	Quantidade de fótons adicionados ao sinal ressonante na cavidade do laser por emissão espontânea
$S_E$	Espectro de potência da portadora eletromagnética emitida pelo laser
$S_{\dot{\phi}}$	Densidade espectral do ruído de fase emitido pelo laser
$V$	Volume da região ativa do laser
$v_g$	Velocidade de grupo do modo propagante na região ativa do laser

$w$       Largura da região ativa do laser

## Variáveis referentes aos amplificadores ópticos a semicondutor

$\alpha$       Coeficiente de absorção na região ativa

$\Delta f$       Espaçamento entre os modos de ressonância da cavidade do SOA

$\Gamma$       Fator de confinamento da portadora óptica na região ativa

$\rho$       Densidade espectral média de energia do sinal luminoso de entrada

$\rho_f$       Densidade espectral de um sinal monocromático de entrada

$\tau_{21_{\text{spont}}}$       Tempo médio de vida de um elétron devido à emissão espontânea

$A$       Área da junção semicondutora

$A_{21}$       Coeficiente de emissão espontânea de fótons

$B_{12}$       Coeficiente de absorção de fótons

$B_{21}$       Coeficiente de emissão estimulada de fótons

$B_{\text{optical}}$       Largura de banda óptica

$E_1$       Banda de menor energia da junção semicondutora

$E_2$       Banda de maior energia da junção semicondutora

$f_0$       Frequência do modo de ressonância da cavidade do SOA mais próximo da frequência central da portadora eletromagnética amplificada

$F_{\text{noise}}$       Figura de ruído

$G$       Função de ganho do SOA

$g$       Coeficiente de ganho efetivo da região ativa

$g_0$       Coeficiente de ganho do material não saturado

$g_m$       Coeficiente de ganho do material

$G_s$	Ganho de um sinal óptico após uma passagem pela região ativa
$i_{equiv}$	Corrente elétrica proporcional à potência óptica de saída do SOA no circuito equivalente proposto
$I_{out}$	Intensidade óptica do sinal de saída do SOA
$I_{sat}$	Intensidade óptica de saturação do sinal de saída do SOA
$L$	Comprimento do guia de onda da região ativa
$l$	Função normalizada que define a transição entre estados energéticos na junção semicondutora
$N_1$	Quantidade de portadores na banda de menor energia da junção semicondutora
$N_2$	Quantidade de portadores na banda de maior energia da junção semicondutora
$N_2^0$	Quantidade inicial de portadores na banda de maior energia da junção semicondutora
$n_{spon}$	Fator de emissão espontânea
$P_f$	Potência óptica do sinal luminoso monocromático amplificado
$P_{in}$	Potência óptica do sinal de entrada do SOA
$P_{noise}$	Potência óptica do ruído gerado pelo SOA
$P_{out,sat}$	Potência óptica de saturação do sinal de saída do SOA
$P_{out}$	Potência óptica do sinal de saída do SOA
$R_1$	Refletividade na face de entrada do cristal semicondutor
$R_2$	Refletividade na face de saída do cristal semicondutor
$r_{12,abs}$	Taxa de absorção de fótons
$r_{21,spon}$	Taxa de emissão espontânea de fótons
$r_{21,stim}$	Taxa de emissão estimulada de fótons
$S/N_{in}$	Relação sinal ruído do sinal de entrada do SOA

$S/N_{out}$	Relação sinal ruído do sinal de saída do SOA
$s_1$	Número de diferentes configurações na qual um átomo pode pertencer ao nível de menor energia do sistema
$s_2$	Número de diferentes configurações na qual um átomo pode pertencer ao nível de maior energia do sistema

## Unidades

$\Omega$	Ohm
dB	Decibel
A	Ampere
b/s	Bits por segundo
B	Byte
dBm	Potência em relação a um miliwatt expresso em decibéis
Hz	Hertz
J	Joule
m	Metro
rad	Radiano
Sa/s	Amostras por segundo
s	Segundo
V	Volt
W	Watt
°	Graus

# Sumário

<b>Resumo</b>	<b>8</b>
<b>Abstract</b>	<b>9</b>
<b>Lista de ilustrações</b>	<b>10</b>
<b>Lista de tabelas</b>	<b>17</b>
<b>Lista de acrônimos, variáveis e unidades</b>	<b>18</b>
<b>1 Considerações iniciais</b>	<b>33</b>
<b>2 Caracterização de tensão de meia-onda em moduladores eletro-ópticos</b>	<b>35</b>
2.1 Fundamentação teórica	37
2.1.1 Modulador de fase	37
2.1.2 Modulador de Mach-Zehnder	42
2.1.2.1 Resposta em frequência	44
2.1.2.2 Velocidade de propagação	47
2.1.2.3 Análise de desempenho	48
2.1.3 Modulador em fase e em quadratura	49
2.2 Desenvolvimento da técnica	52
2.3 Parâmetros experimentais empregados	56
2.4 Resultados	57
2.5 Conclusões	63
2.6 Trabalhos futuros	65
<b>3 Caracterização da largura de linha e do ruído de fase em lasers semicondutores</b>	<b>66</b>
3.1 Fundamentação teórica	67
3.1.1 Princípios operacionais	69
3.1.2 Equações de taxa	73
3.1.2.1 Variações na amplitude da portadora óptica	74
3.1.2.2 Variações na fase da portadora óptica	76
3.1.2.3 Variações no número de portadores	77
3.1.3 Forças de Langevin	78
3.1.4 Largura de linha	81
3.2 Desenvolvimento da técnica	86

3.2.1	Montagem experimental . . . . .	87
3.2.2	Algoritmo de análise . . . . .	91
3.3	Resultados . . . . .	96
3.4	Conclusões . . . . .	102
3.5	Trabalhos futuros . . . . .	104
<b>4</b>	<b>Caracterização de distorções de amplitude em chaves eletro-ópticas . . . .</b>	<b>105</b>
4.1	Fundamentação teórica . . . . .	107
4.1.1	Princípios operacionais . . . . .	107
4.1.2	Equações de taxa . . . . .	110
4.1.3	Características operacionais . . . . .	114
4.1.3.1	Ganho para pequenos sinais . . . . .	115
4.1.3.2	Potência de saturação . . . . .	117
4.1.3.3	Banda de operação elétrica . . . . .	119
4.1.3.4	Figura de ruído . . . . .	121
4.1.3.5	Distorções dinâmicas . . . . .	122
4.1.3.6	Efeitos não lineares . . . . .	123
4.2	Metodologia . . . . .	123
4.2.1	Montagem experimental . . . . .	124
4.2.2	Algoritmo de análise . . . . .	128
4.3	Parâmetros experimentais empregados . . . . .	131
4.4	Resultados . . . . .	136
4.4.1	Amplitude óptica de modulação . . . . .	137
4.4.2	Tempo de guarda . . . . .	140
4.4.3	Consumo energético . . . . .	143
4.5	Aplicação prática . . . . .	146
4.6	Conclusões . . . . .	149
4.7	Trabalhos futuros . . . . .	150
<b>5</b>	<b>Caracterização de distorções de fase em dispositivos fotônicos . . . . .</b>	<b>152</b>
5.1	Fundamentação teórica . . . . .	153
5.1.1	Modulação de pequenos sinais . . . . .	154
5.1.2	Gorjeio de frequência . . . . .	156
5.2	Desenvolvimento da técnica . . . . .	157

5.2.1	Montagem experimental . . . . .	158
5.2.2	Algoritmo de análise . . . . .	162
5.2.2.1	Análise de distorções de amplitude . . . . .	162
5.2.2.2	Análise de distorções de frequência . . . . .	167
5.2.2.3	Análise de distorções de fase . . . . .	171
5.3	Parâmetros experimentais empregados . . . . .	172
5.4	Resultados . . . . .	175
5.4.1	Distorções de frequência . . . . .	176
5.4.1.1	Corrente de polarização . . . . .	178
5.4.1.2	Degrau de chaveamento . . . . .	180
5.4.1.3	Impulso de chaveamento . . . . .	182
5.4.1.4	Técnica de chaveamento . . . . .	183
5.4.2	Distorções de fase . . . . .	184
5.5	Conclusões . . . . .	185
5.6	Trabalhos futuros . . . . .	187
<b>6</b>	<b>Considerações finais . . . . .</b>	<b>189</b>
6.1	Lista de publicações . . . . .	191
	<b>Referências . . . . .</b>	<b>196</b>



# 1 Considerações iniciais

Tecnologicamente, as últimas décadas foram marcadas pela rápida popularização de dispositivos pessoais de comunicação, dos quais destacam-se celulares, *tablets*, consoles para jogos digitais, dispositivos vestíveis inteligentes (especialmente, *smartwatches*), dentre outros. Em termos práticos, os mesmos impulsionam uma crescente quantidade de informações digitais transmitidas globalmente, as quais são fundamentais para o funcionamento de tecnologias emergentes como o *streaming* de vídeos e músicas, internet das coisas (IoT - *Internet of Things*), armazenamento de dados em servidores remotos e computação distribuída na nuvem (*cloud computing*). Sendo as fibras ópticas cruciais para suportar a transmissão de grandes volumes de dados, a transmissão óptica de sinais digitais baseada na sua posterior recepção coerente passa por um constante ciclo de desenvolvimento e aperfeiçoamento de componentes e técnicas. Esse processo atua no sentido de introduzir dispositivos progressivamente mais eficientes e capazes de operar em altas taxas de transmissão. Dentro de tal contexto, é fundamental que haja técnicas e metodologias adequadas, visando a completa caracterização dos subsistemas que constituem os enlaces ópticos em altas taxas.

Para tanto, a presente Tese faz uso do recente desenvolvimento de instrumentos de medição capazes de amostrar e armazenar sinais em altas taxas em tempo real. Assim sendo, torna-se possível realizar uma posterior análise minuciosa (chamada *offline*) do comportamento dinâmico de dispositivos fotônicos, viabilizando a extração de parâmetros relacionados com a geração ou alteração de uma portadora luminosa pela operação dos mesmos. Através de tais parâmetros, e com o apoio do embasamento teórico já estabelecido na literatura técnica, propõe-se a inferência das propriedades fundamentais de operação de tais componentes fotônicos. Sendo assim, pode-se aprimorar o seu projeto, construção e operação, fazendo uso do entendimento mais profundo de suas propriedades, para diminuir efeitos degradantes ou otimizar seu ponto de operação.

A Tese foi estruturada em quatro capítulos principais, cada um deles envolvendo a introdução, fundamentação teórica, metodologia, resultados, conclusões e trabalho futuros. Estes capítulos relacionam-se com cada uma das técnicas de caracterização

aqui apresentadas. Inicialmente, no Capítulo 2, apresenta-se uma nova técnica para a caracterização da distorção harmônica e tensão de meia-onda em moduladores eletro-ópticos baseados na interferometria da portadora óptica. Segue-se, no Capítulo 3, a caracterização do ruído de fase, perda de coerência e determinação da largura de linha de lasers semicondutores. Já no Capítulo 4, chaves eletro-ópticas baseadas em amplificadores ópticos a semicondutor (SOA) são caracterizadas, incluindo-se suas distorções de amplitude ocasionadas pela sua operação dinâmica. Estas distorções não lineares são caracterizadas em função dos seus parâmetros operacionais. Por fim, no Capítulo 5, propõe-se uma técnica de caracterização, a qual permite o estudo simultâneo de distorções de amplitude, frequência e fase em fotônica. Esta nova técnica obtém o gorjeio e sua variação temporal, de forma direta, em dispositivos fotônicos em operação dinâmica. Finalizando a Tese, no Capítulo 6, são apresentadas as conclusões gerais a respeito das técnicas propostas e dos resultados alcançados. A lista de publicações técnicas do autor da presente Tese, atinentes ao trabalho aqui abordado, é apresentada na Seção 6.1.

## 2 Caracterização de tensão de meia-onda em moduladores eletro-ópticos

O aumento exponencial da capacidade das redes de comunicação ópticas na última década foi fundamentalmente sustentado por técnicas de transmissão baseadas na modulação simultânea da amplitude e da fase de uma portadora óptica e pela recepção coerente destes sinais. Atualmente, elas abrem a possibilidade para a obtenção de taxas acima de 400 Gb/s por canal transmitido no enlace óptico [11]. O desenvolvimento destes transmissores só se fez possível ao empregarem-se moduladores eletro-ópticos em fase e em quadratura (IQM - *In-phase Quadrature-phase Modulator*). Os IQMs são essencialmente formados pela combinação em paralelo de dois moduladores de Mach-Zehnder (MZM - *Mach-Zehnder Modulator*) e um modulador de fase em um dos seus braços, possibilitando modular (através de técnicas de interferometria) a amplitude das componentes em fase e em quadratura da portadora óptica de maneira independente. Os princípios básicos de operação dos IQMs permitiram o desenvolvimento de formatos de modulação de maior complexidade, como a modulação por chaveamento de fase em quadratura (QPSK - *Quadrature Phase-Shift Keying*) e a modulação de amplitude em quadratura (QAM - *Quadrature Amplitude Modulation*) [12], as quais apresentam maior eficiência espectral, decorrente de constelações de maior densidade. Entretanto, esta última característica acaba acarretando em uma menor imunidade a diversas fontes de ruído e não linearidades, tornando modulações dessa natureza, especialmente em altas taxas, limitadas em relação à distância de propagação. Além da grande versatilidade em relação ao formato de modulação a ser gerado, moduladores dessa natureza ainda apresentam baixo gorjeio (*chirp*), baixa distorção harmônica e altas velocidades de transmissão, além de abrir a possibilidade de integração com lasers (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) semicondutores [13] para transmissores compactos com baixo consumo energético [14]. Entretanto, sua operação deve ser cuidadosamente ajustada e monitorada de modo a evitar que efeitos deletérios decorrentes de instabilidades em seus guias ópticos e da deriva térmica de seu ponto de operação degradem a qualidade do sinal por eles gerado.

Dentre os diversos parâmetros operacionais dos MZMs e, conseqüentemente, dos IQMs, pode-se destacar a tensão de meia-onda,  $V_\pi$ , grandeza que define a tensão necessária (a ser aplicada em seus eletrodos) para que a portadora óptica sofra um atraso de fase de  $\pi$  rad. Tal valor é fundamental para que se possa definir o ponto de operação do modulador, assim como a amplitude dos sinais elétricos de modulação a serem injetados em sua estrutura. Através desse procedimento, procura-se maximizar a qualidade da modulação através da redução das distorções harmônicas induzidas pela função de transferência do próprio modulador. Tradicionalmente, somente o valor de  $V_\pi$  para tensões em corrente contínua (DC - *Direct Current*) é fornecido pelos fabricantes de moduladores. Entretanto, devido a diversos efeitos construtivos, tais como descasamentos na velocidade de grupo entre as ondas elétricas e ópticas propagantes, assim como a variação na atenuação de diferentes componentes espectrais e descasamentos de impedância, o valor de  $V_\pi$  apresenta variações em função da frequência de modulação [15]. A caracterização de tal variação para sinais modulantes em corrente alternada (AC - *Alternating Current*) é, portanto, fundamental para a otimização do desempenho operacional de tais dispositivos, além de ser uma importante figura de mérito para a avaliação do seu projeto, construção e encapsulamento [15, 16].

A partir da contextualização da importância de uma caracterização completa do nível de distorção harmônica e do valor da tensão  $V_\pi$  em MZMs, o presente capítulo apresentará uma técnica para a caracterização direta de tais propriedades nesses moduladores. Essa técnica já foi proposta em um artigo publicado no periódico *Journal of Lightwave Technology* [3], tendo sido posteriormente efetuado um pedido de patente [17] o qual já se encontra licenciado pela indústria nacional. Inicialmente, na Seção 2.1 será apresentada a fundamentação teórica relativa à operação de moduladores baseados em princípios de interferometria, com uma análise dos seus fundamentos e modos de operação. A seguir, a técnica de caracterização aqui proposta será apresentada na Seção 2.2, permitindo a análise direta do impacto da distorção harmônica na operação desses dispositivos. A partir da sua aplicação na montagem experimental apresentada na Seção 2.3, os resultados obtidos são detalhados e discutidos na Seção 2.4. Por fim, as conclusões serão abordadas na Seção 2.5, permitindo analisar brevemente, na Seção 2.6, as perspectivas de trabalhos futuros.

## 2.1 Fundamentação teórica

A primeira geração de sistemas ópticos de telecomunicações comerciais baseou-se na modulação da intensidade da portadora óptica através da modulação direta da fonte óptica empregada. Entretanto, pesquisas a respeito de efeitos eletro-ópticos complexos e sua aplicação datam de décadas antes do seu emprego em sistemas coerentes. Já na década de 1960 as propriedades físicas do niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) eram investigadas visando seu emprego na modulação da fase de uma onda eletromagnética [1]. Dispositivos volumosos (tipo *bulk*) eram formados revestindo-se o cristal de niobato de lítio por uma estrutura de filmes metálicos, na qual tensões de centenas de volts eram aplicadas [1]. Nas décadas seguintes, técnicas de fabricação e encapsulamento de tais dispositivos foram aperfeiçoadas, de forma a permitir a redução de sua tensão de meia-onda para alguns volts. Isso foi feito através da otimização da interação entre o campo eletromagnético (gerado pelos sinais modulantes) e a portadora óptica guiada em sua estrutura [18]. De igual importância foi a redução de sua perda de inserção para somente alguns decibéis, através da otimização do acoplamento de tais dispositivos com fibras ópticas monomodo [19]. Graças a tais avanços, o emprego desses dispositivos permitiu sistemas ópticos coerentes de até 100 Gb/s, atingindo-se velocidades de modulação de até 100 GHz [20], e redes em 400 Gb/s, com formatos de modulação avançados [11]. Nas subseções subsequentes serão apresentados os fundamentos teóricos nos quais a operação de moduladores de fase e de intensidade por interferometria se baseiam, de modo a possibilitar um entendimento mais profundo de dispositivos como o MZM e o IQM.

### 2.1.1 Modulador de fase

O modulador de fase (PM - *Phase Modulator*) é o componente óptico mais simples capaz de modular a fase de uma portadora óptica, sendo empregado como bloco básico para a construção de dispositivos de maior complexidade, como o MZM e o IQM. Seu princípio de operação baseia-se no efeito Pockels [2], um fenômeno eletro-óptico presente em cristais que não possuem simetria de inversão (ou seja, não são simétricos em relação ao seu centro), como é o caso de cristais como o niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) ou de polímeros especiais [1]. Tal efeito gera uma variação,  $\Delta$ , no índice de refração do material,  $n$ , proporcional ao campo eletromagnético,  $E$ , nele aplicado, de acordo com os elementos

do tensor de terceira ordem  $r_{ij}$ , como apresentado na equação (2.1) [1]:

$$\Delta \frac{1}{\eta^2} = r_{ij} E_j . \quad (2.1)$$

O tensor  $r$  possui originalmente 27 elementos distribuídos em uma matriz tridimensional de  $3 \times 3 \times 3$ . Entretanto, para o caso específico do niobato de lítio, suas propriedades de simetria de permutação permitem reduzir suas dimensões para uma matriz bidimensional com  $6 \times 3$  elementos, como apresentado em (2.2) [1]:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} . \quad (2.2)$$

Neste caso, o efeito eletro-óptico de maior intensidade é dado por  $r_{33}$  [21], de forma que o fenômeno de controle de seu índice de refração ocorre com máxima eficiência quando as componentes principais do campo eletromagnético modulante, assim como da portadora óptica a ser modulada, estão alinhadas com o eixo principal de crescimento do cristal [1]. Dessa maneira, dependendo da técnica empregada no corte do cristal para a fabricação do modulador, tem-se uma diferente interação entre os sinais elétricos e ópticos, sendo que ambos devem ser polarizados corretamente de modo a maximizar a modulação de fase deste último. Por exemplo, moduladores com corte- $x$ , como o apresentado na Fig. 1, devem ter os sinais elétricos modulantes injetados em eletrodos coplanares entre os quais o guia de onda óptico é inserido, de forma que nessa região o campo elétrico é aproximadamente paralelo à direção  $\hat{z}$ . Dado que a portadora luminosa propaga-se na direção  $\hat{y}$ , seu modo de polarização deve ser ajustado para que o modo de propagação elétrico transversal, o qual deverá estar alinhado com  $\hat{z}$ , seja preferencialmente modulado em fase [1]. Nesta situação, a variação do índice de refração na direção  $\hat{z}$ ,  $\eta_z$ , é dada por (2.3) [1]:

$$\Delta \eta_z = -\frac{1}{2} \eta_e^3 r_{33} E_z , \quad (2.3)$$

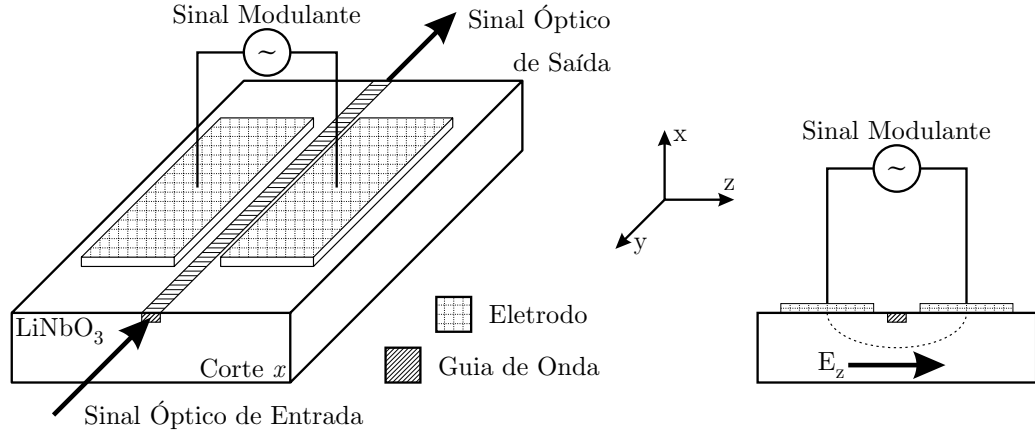


Figura 1 – Visão tridimensional e corte transversal de um modulador de fase com cristal de niobato de lítio em corte- $x$  (adaptado de [1]).

onde  $\eta_e$  é o índice de refração extraordinário do material sem a aplicação de campos eletromagnéticos em sua estrutura.

De maneira similar, uma segunda arquitetura de moduladores possível, denominada corte- $z$ , é apresentada na Fig. 2, na qual o guia de onda óptico é posicionado logo abaixo de um dos eletrodos coplanares, de forma que a componente principal,  $E_z$ , do campo elétrico modulante seja perpendicular à superfície do substrato. Nesse caso, a portadora óptica irá se propagar na direção  $\hat{x}$ , e o seu modo transversal magnético será preferencial para a modulação em fase.

O emprego de tais efeitos físicos acima descritos permite controlar a birrefringência do cristal através do ajuste da intensidade dos sinais elétricos aplicados aos seus eletrodos [4]. Tal alteração do índice de refração do material, que pode ser interpretada

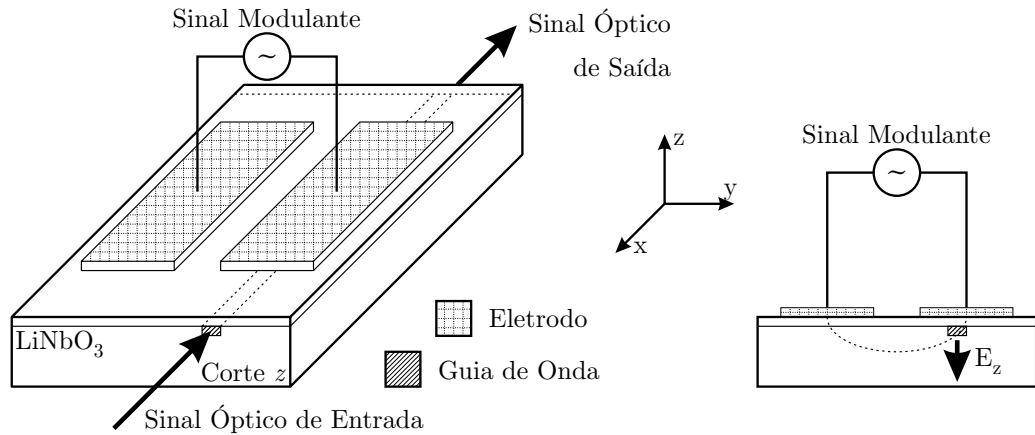


Figura 2 – Visão tridimensional e corte transversal de um modulador de fase com cristal de niobato de lítio em corte- $z$  (adaptado de [1]).

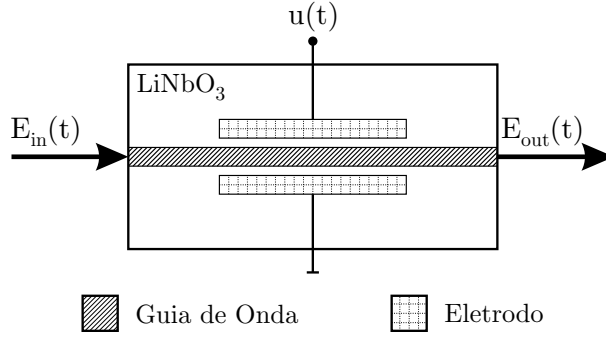


Figura 3 – Diagrama da estrutura básica de um modulador de fase (adaptado de [2]).

como uma variação no comprimento óptico do guia de onda, resulta em atrasos na propagação do sinal devido à diminuição de sua velocidade. Ao se aplicar tal princípio em um dispositivo como o modulador de fase, cuja estrutura básica é apresentada na Fig. 3, tem-se uma variação na fase do seu campo eletromagnético de saída,  $E_{out}$ , em comparação com a fase do seu campo eletromagnético de entrada,  $E_{in}$ , [2].

O atraso de fase relativo entre o sinal de saída e de entrada nesse tipo de modulador,  $\varphi_{PM}$ , é definido como em (2.4) [2]:

$$\varphi_{PM} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\eta_{eff} l_{el} , \quad (2.4)$$

sendo dependente do comprimento de onda da portadora eletromagnética,  $\lambda$ , do comprimento do eletrodo no qual o sinal elétrico de controle é injetado,  $l_{el}$ , e da variação no índice de refração efetivo na direção de propagação do sinal de luz,  $\Delta\eta_{eff}$ .

Entretanto, para fins de controle de tal variação e sua aplicação na modulação da fase de sinais ópticos, é interessante que ela seja representada em função da amplitude dos sinais elétricos modulantes,  $u(t)$ , como o apresentado na equação (2.5) [2]:

$$\varphi_{PM(t)} = \frac{u(t)}{V_{\pi}} \pi . \quad (2.5)$$

Tal análise simplificada, a qual considera somente a modulação de fase resultante do efeito Pockels, sugere que a variação no índice de refração efetivo ocorrerá de maneira linear em função da amplitude do sinal elétrico modulante [2]. Portanto, na equação em questão, tem-se a definição do parâmetro conhecido como tensão de meia-onda,  $V_{\pi}$ , o qual está relacionado com a tensão necessária para impor um atraso de  $\pi$  rad à



portadora óptica guiada pelo modulador em questão [4]. De forma geral, tal grandeza é uma propriedade fundamental de moduladores eletro-ópticos, estando intrinsecamente interligada à definição do seu ponto de operação e da amplitude dos sinais de micro-ondas modulantes. Apesar de ser expresso como uma constante, devido a diversos fenômenos eletromagnéticos como descasamento de impedâncias e de velocidades de propagação, além da própria resposta em frequência dos eletrodos do modulador [15], esse parâmetro apresenta variações sensíveis em função da frequência fundamental de modulação empregada. Dessa forma, a completa caracterização do seu comportamento é uma informação fundamental para o dimensionamento das condições operacionais e do desempenho de moduladores baseados nos princípios aqui apresentados [16].

Como consequência das expressões aqui apresentadas, pode-se definir o sinal de saída do modulador variante no tempo,  $E_{out}(t)$ , em relação a todos os parâmetros de interesse,  $u(t)$  e  $V_\pi$ , e ao sinal de entrada nele injetado,  $E_{in}(t)$ , como em (2.6):

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)e^{j\varphi_{PM}(t)} = E_{in}(t)e^{j\frac{u(t)}{V_\pi}\pi} . \quad (2.6)$$

Os fenômenos eletro-ópticos aqui discutidos também ocorrem em outros cristais compostos, notadamente no arseneto de gálio (GaAs) e no fosfeto de índio (InP), sendo estes também adequados para a construção de moduladores eletro-ópticos de fase [2]. Entretanto, dispositivos comerciais são majoritariamente construídos sobre um substrato de niobato de lítio, uma vez que tal material apresentou até o momento a melhor relação entre desempenho e custo de fabricação. Tal desempenho está intrinsecamente ligado ao seu coeficiente  $r_{33}$ , o qual permanece sendo um dos maiores entre compostos inorgânicos [1], tornando possível atingir uma maior eficiência no processo de modulação com tensões de meia-onda na faixa de 3 V até 6 V [2]. Além disso, esse material é transparente em uma faixa de comprimentos de onda de 0,33  $\mu\text{m}$  até 4,5  $\mu\text{m}$  [1], sendo adequado a operar em todos os canais atualmente empregados em comunicações ópticas, e possui banda de operação experimentalmente comprovada de até 150 GHz [22]. Entretanto, apesar da ocorrência do efeito eletro-óptico em tais frequências, deve-se ressaltar que, em aplicações práticas, os elementos parasitas do encapsulamento e dos conectores, além de interações não lineares entre as ondas elétricas e ópticas propagantes no meio, limitam a banda de operação dos moduladores a algumas dezenas de giga-hertz.

### 2.1.2 Modulador de Mach-Zehnder

Ao combinar-se a modulação de fase (controlada por sinais elétricos e propiciada pelo efeito Pockels) com princípios de interferometria, tem-se o modulador de Mach-Zehnder (MZM), o qual tem seu esquema básico apresentado na Fig. 4. Como é possível perceber, este dispositivo faz uso de dois moduladores de fase ligados em uma estrutura de braços em paralelo, de forma que a portadora óptica é separada em dois guias em parcelas iguais, sendo independentemente modulada em fase por dois sinais de controle. Após a sua propagação pelos guias e pelos moduladores de fase construídos em substrato de niobato de lítio, as duas parcelas da portadora eletromagnética são recombinadas em um único guia, de forma que os padrões de interferência gerados por sua interação permitem o controle simultâneo da fase e da amplitude da onda luminosa.

O sinal óptico de saída,  $E_{out}(t)$ , em função do sinal de entrada,  $E_{in}(t)$ , pode ser definido como (2.7) [2]:

$$E_{out}(t) = \frac{E_{in}(t)}{2} \left( e^{j\varphi_1(t)} + e^{j\varphi_2(t)} \right) , \quad (2.7)$$

na qual o atraso de fase em cada um dos braços do modulador é definido pelas variáveis  $\varphi_1(t)$  e  $\varphi_2(t)$ .

Sendo que, como proposto na equação (2.8), novamente é possível definirem-se os atrasos de fase de cada PM,  $\varphi_1(t)$  e  $\varphi_2(t)$ , em função da amplitude das tensões de

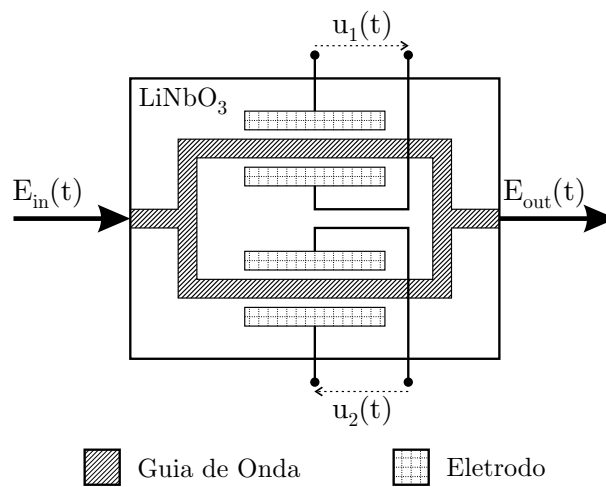


Figura 4 – Diagrama da estrutura básica de um modulador de Mach-Zehnder (adaptado de [2]).

controle de ambos os braços do modulador, respectivamente  $u_1(t)$  e  $u_2(t)$ , e da tensão de meia-onda dos moduladores de fase,  $V_\pi$ , como proposto nas equações em (2.8):

$$\varphi_1 = \frac{u_1(t)}{V_\pi} \pi \quad \text{e} \quad \varphi_2 = \frac{u_2(t)}{V_\pi} \pi . \quad (2.8)$$

É importante destacar que, para efeito da análise simplificada aqui apresentada, considera-se que o valor de  $V_\pi$  seja igual para os dois moduladores de fase constituintes do MZM e constante para os sinais de controle apresentados.

A partir de tais relações entre as tensões de controle e os atrasos de fase em cada braço do modulador, é possível definir dois modos de operação para o MZM, estando ambos baseados em princípios de interferometria, os quais concedem a esse dispositivo grande flexibilidade para operar em sistemas ópticos baseados nos mais diferentes tipos de modulação. No primeiro modo, conhecido como *push-push*, o MZM irá produzir uma modulação puramente de fase, sendo que para tanto se faz necessário que ambas as tensões de controle possuam o mesmo módulo e o mesmo sinal em todos os instantes. Dessa forma, a defasagem em ambos os braços do modulador será sempre idêntica e igual a  $\varphi(t) = \varphi_1(t) = \varphi_2(t)$ , produzindo em sua saída um padrão de interferência puramente construtivo em todos os seus instantes de operação. Como resultado, a equação (2.7) irá se igualar à equação (2.6), demonstrando a operação do MZM de forma análoga a um PM básico.

Já no segundo modo de operação, conhecido como *push-pull*, as tensões de controle de cada braço do modulador devem ter mesmo módulo porém sinais opostos, ou seja,  $u_1(t) = -u_2(t) = u(t)/2$ . Desta forma, as defasagens em cada braço serão complementares,  $\varphi_1(t) = -\varphi_2(t)$ , e a diferença de fase entre os sinais propagantes em cada braço do modulador,  $\Delta\varphi_{\text{MZM}}$ , pode ser definida como nas equações em (2.9) [2]:

$$\Delta\varphi_{\text{MZM}}(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t) = 2\varphi(t) . \quad (2.9)$$

Para fins práticos, quando a defasagem relativa entre um braço e outro do modulador for nula, tem-se em sua saída padrões de interferência puramente construtivos e a amplitude da portadora óptica será máxima. Já se a defasagem relativa for igual a  $\pi$  rad, as parcelas da onda eletromagnética guiada em cada braço do modulador entrarão

em contra-fase e o padrão de interferência criado em sua saída será puramente destrutivo, anulando a intensidade da portadora luminosa na saída do MZM. A composição de tais padrões de interferência para os mais diversos atrasos relativos entre os sinais propagantes em cada braço do MZM possibilita a completa modulação em intensidade da portadora óptica com baixo nível de gorjeio [4], representando uma vantagem significativa em relação a outras técnicas de modulação de amplitude, como a modulação direta e o modulador por eletro-absorção. Dessa forma, o sinal óptico de saída,  $E_{out}(t)$ , em função da amplitude dos sinais de controle do modulador, pode ser definido como na equação (2.10) [2]:

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \cos\left(\frac{\Delta\varphi_{MZM}(t)}{2}\right) = E_{in}(t) \cos\left(\frac{u(t)}{2V_{\pi}}\pi\right). \quad (2.10)$$

Entretanto, a análise apresentada acima não inclui a resposta em frequência do modulador, a qual será em grande parte responsável pela variação no valor da sua tensão de meia-onda e, conseqüentemente, do seu desempenho em relação à frequência fundamental de modulação, a qual é objetivo central da técnica de caracterização aqui apresentada. Dessa forma, nas próximas subseções serão abordados aspectos construtivos e de projeto de moduladores desse tipo, objetivando-se um entendimento mais profundo na operação desses dispositivos.

### 2.1.2.1 Resposta em frequência

Como comentado na Seção 2.1.1, apesar de o efeito eletro-óptico de modulação do niobato de lítio ser comprovadamente efetivo até frequências de modulação próximas a 150 GHz [22], a largura de banda de moduladores construídos a partir desse material costuma ser consideravelmente menor, em grande parte devido às limitações na construção e integração dos eletrodos responsáveis por criarem os campos eletromagnéticos modulantes. Analisando especificamente a arquitetura de moduladores de Mach-Zehnder, a primeira configuração clássica de tais eletrodos é apresentada na Fig. 5, na qual estes podem ser interpretados como elementos discretos (LE - *Lumped Elements*). Nesse caso, com o modulador operando em regime *push-pull*, o sinal modulante de micro-ondas é injetado em ambos os eletrodos com polaridade invertida e, para o gerador elétrico, o substrato do modulador irá se comportar como um dielétrico formando um capacitor,  $C$ , através de sua interação com os eletrodos de micro-ondas. Conseqüentemente, com o

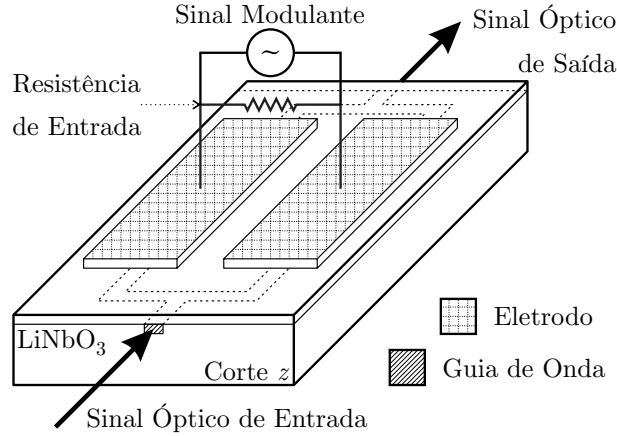


Figura 5 – Visão tridimensional de modulador de Mach-Zehnder incorporando eletrodos construídos com elementos discretos (adaptado de [1]).

aumento da frequência de modulação o capacitor tende a ter sua impedância diminuída, reduzindo a amplitude do sinal elétrico que efetivamente cria o campo eletromagnético de modulação [1]. Já para prover o casamento de impedâncias entre o modulador e o gerador elétrico de micro-ondas, um resistor de carga,  $R$ , deve ser posicionado em paralelo com o capacitor criado pelo niobato de lítio, criando dessa forma um circuito  $RC$  paralelo, cuja constante de tempo estará associada à banda de operação do próprio modulador,  $\Delta f_{LE}$ , como proposto na equação (2.11) [23]:

$$\Delta f_{LE} = \frac{1}{\pi RC} . \quad (2.11)$$

Tem-se uma estimativa mais precisa do comportamento do dispositivo em frequência ao considerarem-se as propriedades do substrato para a determinação do valor do capacitor originado pela sua interação com os eletrodos. Para tanto, pode-se assumir que o valor de  $C$  será determinado pela multiplicação entre o comprimento do eletrodo,  $l_{el}$ , com sua capacitância no espaço livre por unidade de comprimento,  $C_0$ , e com seu índice de refração em relação aos sinais modulantes,  $\eta_{el}$ , elevado ao quadrado, resultando na equação (2.12) [23]:

$$\Delta f_{LE} = \frac{1}{\pi R \eta_{el}^2 C_0 l_{el}} . \quad (2.12)$$

A natureza discreta da injeção do campo eletromagnético no niobato de lítio, faz com que a banda de operação de tais moduladores seja limitada a valores comumente inferiores a 10 GHz. Visando a um desempenho de maior banda em frequência, pode-

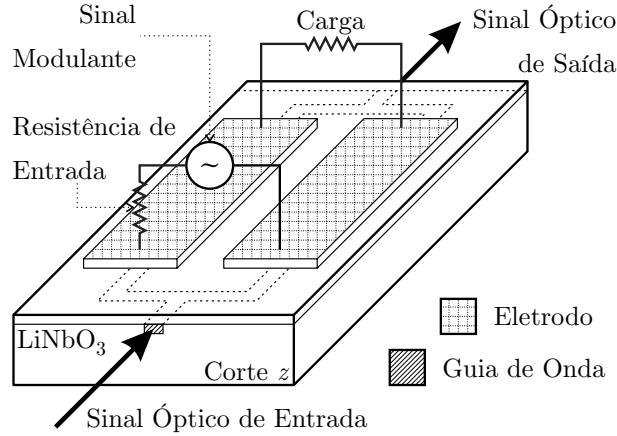


Figura 6 – Visão tridimensional de modulador de Mach-Zehnder com eletrodos de ondas propagantes (adaptado de [1]).

se empregar eletrodos de ondas propagantes (TW - *Traveling Waves*), de acordo com o apresentado na Fig. 6, os quais podem ser modelados como guias de onda para os sinais modulantes em micro-ondas. Para tanto, o gerador de micro-ondas, cuja impedância de entrada está representada em série na figura em questão, é ligado a um dos extremos dos eletrodos do MZM, enquanto o resistor de carga (para possibilitar o casamento de impedâncias entre os dispositivos) é posicionado no extremo oposto. Dessa forma, é possível considerarem-se os eletrodos como linhas de transmissão com impedância característica,  $Z_{TW}$ , definida pela velocidade da luz no espaço livre,  $c$ , pelo índice de refração relativo ao sinal elétrico modulante e pela capacitância por unidade de comprimento, como apresentado na equação (2.13) [23]:

$$Z_{TW} = \frac{1}{\eta_{el} C_0 c} . \quad (2.13)$$

Como ambas as ondas eletromagnéticas envolvidas (ou seja, o sinal elétrico modulante e a portadora luminosa) se propagam paralelamente em seus respectivos guias de onda, o fenômeno eletro-óptico de modulação de fase ocorre de maneira distribuída em todo o comprimento dos eletrodos [1]. Apesar de ser mais adequada à operação em altas frequências, dado seu casamento de impedâncias e menor quantidade de elementos parasitas, tal configuração tem seu desempenho limitado pelas diferentes velocidades de propagação entre os sinais elétricos e ópticos, uma vez que o índice de refração efetivo para cada um deles difere em função da frequência de ambos. Dessa forma, as frentes de onda de ambos os sinais eletromagnéticos terão uma separação crescente conforme se propagam em seus respectivos guias, de forma a induzir uma degradação na eficiência do efeito eletro-

óptico em função da frequência fundamental de modulação do sinal [1]. Levando-se tal fenômeno em consideração, a largura de banda do modulador nessa configuração,  $\Delta f_{\text{TW}}$ , passa a ser definida como em (2.14) [23]:

$$\Delta f_{\text{TW}} = \frac{1.4c}{\pi\eta_{el} |1 - (\eta_{op}/\eta_{el})|} , \quad (2.14)$$

onde tem-se a relação entre a velocidade da luz, com a diferença entre o índice de refração efetivo do sinal elétrico modulante,  $\eta_{el}$ , e do sinal óptico a ser modulado,  $\eta_{op}$ .

Apesar de tal limitação, o modulador com eletrodos de ondas propagantes é capaz de operar em frequências até três vezes maiores do que um equivalente com elementos discretos [23], sendo atualmente a arquitetura mais utilizada em dispositivos comercialmente disponíveis. Além disso, como será apresentado na subseção subsequente, técnicas de construção são capazes de diminuir significativamente as limitações do dispositivo decorrentes do descasamento de velocidades de propagação.

### 2.1.2.2 Velocidade de propagação

De maneira geral, costuma haver um compromisso entre a amplitude necessária para induzir a modulação de fase desejada na portadora óptica e a limitação de banda decorrente do descasamento de velocidades de propagação entre os sinais elétricos e ópticos em seus respectivos guias de onda, uma vez que ambas as grandezas estão intrinsecamente ligadas ao comprimento físico dos eletrodos de micro-ondas. Eletrodos mais curtos reduzem a diferença entre as frentes de onda em determinada frequência, entretanto tornam o campo elétrico modulante menos efetivo [1]. Como exemplo, o modulador proposto em [24] apresenta uma banda de operação de 40 GHz graças ao emprego de eletrodos coplanares assimétricos. Entretanto, isso ocorre com o agravante de uma tensão de meia-onda maior do que 25 V, a qual impossibilita seu emprego na grande maioria das aplicações comerciais.

Partindo desse pressuposto, diversas arquiteturas de eletrodos foram propostas na literatura técnica nas últimas décadas, todas elas apresentando diferentes compromissos entre a eficiência de modulação e a frequência máxima de operação do modulador. Dentre elas, é válido se destacar o emprego de eletrodos com blindagem [25], linhas de transmissão coplanares assimétricas formadas por grossas camadas de ouro [26], eletrodos

com maior separação física [27], camadas de *buffer* posicionadas no interior do substrato [28], camadas de *buffer* isoladas [29], eletrodos com arquitetura em cogumelo [30] e com arquitetura em crista (*ridge*) [31, 20]. Dentre estas, a última é a solução técnica mais comumente empregada em dispositivos comerciais, uma vez que além de permitir um desempenho adequado, não faz emprego de configurações exóticas de eletrodos ou da redução drástica de seu comprimento, podendo ser implementada pelas técnicas já estabelecidas de fabricação de moduladores eletro-ópticos. A sua implementação é baseada no uso de materiais com menor índice de refração (como, por exemplo, óxido de silício ou ar) na região superficial do cristal de niobato de lítio entre os eletrodos de micro-ondas. Dessa forma, a interação entre os campos eletromagnéticos propagantes em cada eletrodo é diminuída e tem-se uma redução do índice de refração efetivo para os sinais modulantes, melhorando o casamento de sua velocidade de propagação com a da portadora luminosa [1].

### 2.1.2.3 Análise de desempenho

A combinação dos seus dois modos de operação confere aos moduladores de Mach-Zehnder grande versatilidade de aplicação nos mais diversos sistemas ópticos, sendo uma solução de alto desempenho e relativo baixo custo. Graças à modulação de amplitude por interferometria, idealmente tal dispositivo não impõe gorjeio à fase da portadora óptica modulada [4], sendo especialmente adequado para utilização em sistemas coerentes em altas taxas de transmissão. Entretanto, a principal limitação de moduladores construídos em substrato de niobato de lítio costuma estar ligada à alta sensibilidade de tais dispositivos em relação à polarização da luz injetada assim como sua alta perda de inserção [4], tornando mandatório, para diversas aplicações, o emprego de amplificadores ópticos em sua saída. Ao ser uma tecnologia madura e com processos de fabricação bem estabelecidos, o emprego de niobato de lítio para redes coerentes em taxas de até 100 Gb/s tornou-se comercialmente predominante. O desenvolvimento de dispositivos com larguras de banda de até 70 GHz com  $V_\pi$  de 5,1 V [32] ou de 30 GHz com  $V_\pi$  de 3,5 V [32] também mostram boa perspectiva para o emprego desse substrato em moduladores para taxas de 400 Gb/s [11].

Desenvolvimentos recentes mostram boa perspectiva para o emprego de moduladores baseados em interferômetros de Mach-Zehnder em substrato de silício [33, 34, 35],



permitindo um maior nível de integração com a eletrônica disponível, ou fazendo uso de polímeros de maior complexidade [36, 37, 38], permitindo atingirem-se altas taxas de operação com tensões de modulação relativamente baixas, na faixa de alguns volts. Resultados experimentais já demonstram a possibilidade de empregarem-se tais dispositivos em sistemas coerentes com taxas de transmissão acima de 40 Gb/s [39] e com baixas tensões de modulação [40]. Uma vez que tais tecnologias ainda são incipientes, espera-se que desenvolvimentos futuros possam torná-las fundamentais para a expansão de redes ópticas nos próximos anos, especialmente na construção de IQMs, como será abordado na seção subsequente.

### 2.1.3 Modulador em fase e em quadratura

A adoção de formatos de modulação de maior complexidade, como o QPSK e o QAM, a partir dos quais é possível aumentar consideravelmente a eficiência espectral do sistema, especialmente em comparação com os formatos de modulação puramente em amplitude, exige a modulação simultânea de duas componentes ortogonais da portadora óptica. Dessa forma é possível que sejam criados pontos de constelação em qualquer quadrante do plano complexo, havendo maior liberdade para ajustar a distância entre os símbolos, sem penalizar a potência do sinal, e adaptar o formato de modulação às restrições e necessidades de determinado enlace óptico. Na prática, as componentes ortogonais do plano complexo são criadas pela modulação em amplitude de uma parcela em fase (usualmente representada pela letra  $I$ ) e e outra em quadratura (usualmente representada pela letra  $Q$ ) da portadora óptica. Essa tarefa é possibilitada pelo emprego de um modulador em fase e em quadratura (IQM), cujo esquema básico de operação está representado na Fig. 7. Esse dispositivo faz uso de uma estrutura com dois moduladores de Mach-Zehnder em paralelo, estando ambos necessariamente operando em modo *push-pull* e operando sob o controle de sinais modulantes independentes (nominalmente  $u_I(t)$  e  $u_Q(t)$ ), de forma a permitir a modulação individual de cada componente em quadratura da portadora óptica. A ortogonalidade entre os sinais propagantes, em cada braço do modulador, é conferida por um modulador de fase posicionado em série com o MZM do seu respectivo braço, devendo ter seu ponto de operação ajustado de modo a criar uma defasagem de  $\pi/2$  rad (ou seja, ser polarizado com uma tensão igual à  $\pm V_\pi/2$ ) na portadora luminosa por ele propagada. Dessa forma, após a recombinação do sinal propagado em cada braço do IQM,

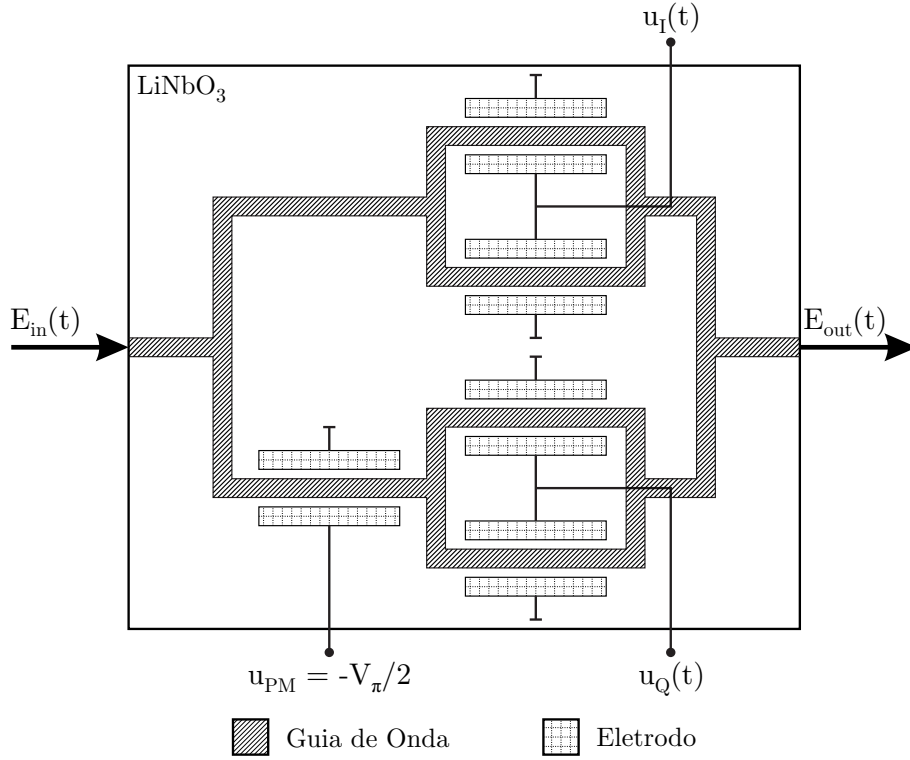


Figura 7 – Diagrama da estrutura básica de um modulador em fase e em quadratura (adaptado de [2]).

a onda luminosa terá informações transmitidas por uma portadora senoidal (usualmente definida como a componente em fase) e uma portadora cossenoidal (a componente em quadratura), sendo possível que na recepção tais sinais sejam isolados ainda no domínio óptico através do uso de uma híbrida de 90°.

Matematicamente, de maneira similar ao apresentado para o MZM na seção anterior, a defasagem em cada braço do IQM pode ser definida em função do valor de  $V_{\pi}$  e da tensão de polarização dos seus respectivos MZMs constituintes, como apresentado nas equações em (2.15) [2]:

$$\Delta\varphi_I = \frac{u_I(t)}{V_{\pi_I}}\pi \quad \text{e} \quad \Delta\varphi_Q = \frac{u_Q(t)}{V_{\pi_Q}}\pi . \quad (2.15)$$

Uma vez que o atraso definido pelo modulador de fase no braço em quadratura é usualmente fixo em  $\pi/2$  rad (de modo a criar a ortogonalidade entre os sinais propagantes em cada braço), é possível representar-se a parcela em fase como a parte real de cada símbolo transmitido, enquanto a parte em quadratura é referente à sua parcela imaginária,

como definido pela equação (2.16) [2]:

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \left[ \frac{1}{2} \cos \left( \frac{\Delta\varphi_I(t)}{2} \right) + j \frac{1}{2} \cos \left( \frac{\Delta\varphi_Q(t)}{2} \right) \right]. \quad (2.16)$$

Uma vez que cada símbolo transmitido é definido como um número complexo, é conveniente derivar sua amplitude,  $a_{IQM}(t)$ , e fase,  $\varphi_{IQM}(t)$ , em função da amplitude das tensões de controle de cada braço do modulador e de seus respectivos valores de  $V_\pi$ . Tais parâmetros operacionais, visando simplificar a análise, foram considerados iguais, de modo a resultar nas equações (2.17) e (2.18) [2]:

$$a_{IQM}(t) = \left| \frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} \right| = \frac{1}{2} \sqrt{\cos^2 \left( \frac{u_I(t)}{2V_\pi} \pi \right) + \cos^2 \left( \frac{u_Q(t)}{2V_\pi} \pi \right)}, \quad (2.17)$$

$$\varphi_{IQM}(t) = \arg \left[ \frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} \right] = \arctan \left\{ \frac{\cos \left( \frac{u_Q(t)}{2V_\pi} \pi \right)}{\cos \left( \frac{u_I(t)}{2V_\pi} \pi \right)} \right\}. \quad (2.18)$$

Graças à sua capacidade de modular individualmente componentes em fase e em quadratura da portadora óptica em um único dispositivo, com guias de onda integrados em um mesmo substrato, o IQM rapidamente se tornou um componente fundamental para qualquer sistema de comunicação óptica coerente. Dessa forma, de maneira similar ao que aconteceu com o MZM baseado em niobato de lítio, as intensas pesquisas a respeito de suas propriedades e do aperfeiçoamento dos seus processos de manufatura permitiram a otimização de sua operação e o barateamento do seu custo. Dada sua constituição baseada em MZMs, é natural que sua evolução também envolva maiores níveis de integração e, potencialmente no futuro, o emprego de novos materiais como substrato. Nesse sentido, IQMs fabricados em substrato de silício já se mostraram adequados para redes metropolitanas comerciais, com a demonstração experimental de enlaces com 960 km envolvendo a transmissão de 80 canais modulados em 16QAM, com uma taxa de transmissão de aproximadamente 338 Gb/s [41]. Outro material com promissor desenvolvimento é o fosfeto de índio, o qual foi empregado como substrato para um IQM com banda de operação superior a 67 GHz e tensão de meia-onda de 1,5 V [42], havendo ainda a possibilidade de fácil integração com demais dispositivos eletro-ópticos. Por fim, em um estágio de desenvolvimento ainda embrionário, a criação de moduladores IQ plasmônicos híbridos com materiais orgânicos mostra boa perspectiva para a criação de dispositivos comerciais

adequados às necessidades das próximas gerações de comunicações ópticas, já tendo apresentado resultados com largura de banda superior a 110 GHz e baixo consumo energético [43].

## 2.2 Desenvolvimento da técnica

A técnica de caracterização aqui apresentada [3, 17, 44, 45] propõe a caracterização direta da tensão de meia-onda no intervalo de frequências operacionais do modulador de Mach-Zehnder através do monitoramento e avaliação do nível de distorção harmônica introduzida na portadora óptica por sua função de transferência não linear. O princípio de operação no qual a presente técnica se baseia pode ser visualizado na Fig. 8, na qual os sinais elétricos injetados no modulador são analisados em conjunto com a resposta óptica correspondente a eles gerada pela função de transferência do modulador eletro-óptico. No esquema em questão, pode-se perceber que o ponto de operação do MZM é ajustado de forma a corresponder ao ponto médio da parcela com maior linearidade de sua função de transferência, de modo que, ao ser ajustado para operar em modo *push-pull*, tem-se uma modulação puramente de amplitude da portadora óptica. Dessa forma, em um instante inicial, quando sinais elétricos puramente senoidais com amplitude inferior ao seu valor de  $V_\pi$  são injetados em seus eletrodos, o sinal óptico de saída apresentará um baixo nível de distorção harmônica, sendo muito semelhante ao sinal elétrico modulante. Entretanto, conforme a amplitude dos sinais elétricos é amplificada, ultrapassando o limite de  $V_\pi$ , estes passam a excitar o modulador além da região linear de sua função de transferência, acarretando sobremodulação de amplitude da portadora óptica, a qual pode ser quantificada a partir do nível de distorção harmônica presente no sinal óptico de saída.

A Fig. 8 permite visualizar o aparecimento de tal fenômeno e entender suas causas fundamentais a partir da análise dos sinais elétricos e ópticos no domínio do tempo. Entretanto, para uma avaliação mais criteriosa do nível de distorção harmônica presente no sinal e, conseqüentemente, do índice de modulação correspondente a determinada amplitude dos sinais de micro-ondas nele injetados, faz-se necessária uma análise no domínio da frequência. A visualização espectral do sinal óptico de saída permite avaliar a relação entre o nível da primeira harmônica (FHL - *First Harmonic Level*), a qual corresponde à frequência fundamental de modulação do sinal, em comparação com o seu nível de

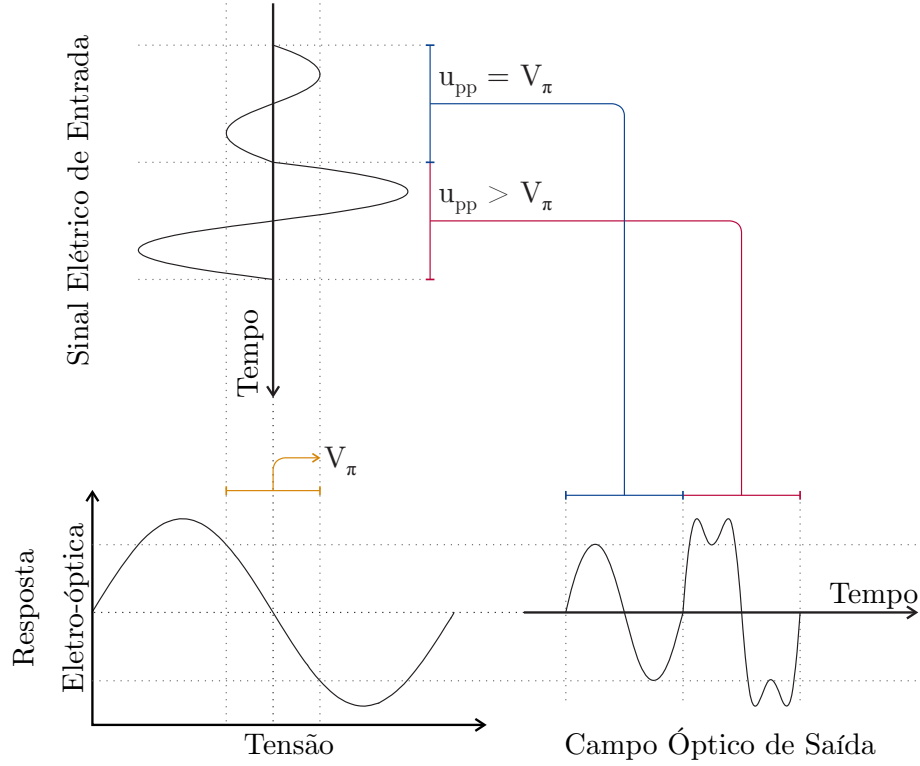


Figura 8 – Princípio de operação da técnica apresentada nesta Tese para a caracterização do nível de distorção harmônica induzido pela função de transferência não linear de um modulador eletro-óptico de Mach-Zehnder (adaptado de [3]).

terceira harmônica (THL - *Third Harmonic Level*), correspondente à sobremodulação de amplitude do sinal. Dessa forma, é possível quantificar-se o nível de sobremodulação do sinal óptico no domínio do tempo a partir do nível de distorção harmônica no domínio da frequência, dado pela razão FHL/THL em escala linear (ou a subtração FHL – THL em escala logarítmica). Tal análise resulta na determinação do índice de modulação da portadora óptica, a partir do qual é possível inferir a amplitude dos sinais elétricos modulantes em função de  $V_\pi$ . De maneira conveniente para a análise aqui proposta, é possível definir-se o índice de modulação (MI - *Modulation Index*) de acordo com (2.19) [3]:

$$\text{MI} = \pi \frac{u_{pp}}{V_\pi}, \quad (2.19)$$

onde  $u_{pp}$  é a amplitude de pico a pico somada dos sinais modulantes em contra-fase injetados em ambos os braços do MZM. Dessa forma, tem-se um MI igual a  $\pi$  sempre que a amplitude de pico a pico combinada dos sinais elétricos senoidais for igual ao valor de  $V_\pi$  na frequência fundamental de modulação analisada, já que, nesta situação, a distorção harmônica da senoidal será mínima. Já para sinais elétricos modulantes cuja amplitude

de pico a pico combinada ultrapassa o valor de  $V_\pi$ , tem-se a sobremodulação da saída óptica, de modo que o índice de modulação passará a ser maior do que  $\pi$ .

Para avaliarem-se tais relações entre o MI e a distorção harmônica, a função de transferência do MZM foi modelada em MATLAB permitindo a análise de sua resposta temporal ideal para diversos índices de modulação, além dos seus espectros correspondentes, como apresentado na Fig. 11 na Seção 2.4. Na mesma figura, também são apresentados sinais experimentalmente adquiridos relativos ao mesmo índice de modulação para uma frequência de 1 GHz. A partir desses sinais, é possível perceber a existência de distorções harmônicas adicionais, assunto abordado em maiores detalhes na discussão dos resultados obtidos na Seção 2.4. A partir do levantamento do nível de distorção (em função da amplitude combinada dos sinais modulantes normalizada em relação à  $V_\pi$ ) tornou-se possível determinar a curva simulada da Fig. 12, também apresentada na Seção 2.4, fornecendo um panorama geral da variação da relação FHL/THL em função do índice de modulação do sinal óptico. Essa análise permite determinar, por exemplo, que para um índice de modulação igual à  $\pi$ , a razão entre a primeira e a terceira harmônicas deve ser de aproximadamente 32,75 dB, diminuindo consideravelmente com o aumento do índice de modulação dado o achatamento (e, para  $MI > 2\pi$ , a inversão) dos picos senoidais graças à sua sobremodulação. Novamente a figura em questão utiliza os sinais simulados como referência para a análise comparativa dos sinais experimentais, a qual será detalhada na seção de resultados do presente capítulo.

Uma possível implementação experimental da técnica de caracterização aqui discutida é apresentada na Fig. 9, na qual objetiva-se a análise de somente um modulador de Mach-Zehnder presente em um dos braços do IQM em questão. Para tanto, deve-se ajustar a polarização do segundo braço para que o padrão de interferência na saída de seu MZM seja puramente destrutivo, permitindo anular sua saída óptica, para que esta não interfira nos resultados obtidos. Já o modulador MZM a ser caracterizado deverá estar operando em modo *push-pull*, permitindo que a portadora óptica seja modulada puramente em amplitude com o mínimo de distorção possível.

Uma vez que uma grande parcela dos IQMs comerciais possuem MZMs com duplo controle, devem ser criados sinais senoidais modulantes em contra-fase e perfeitamente sincronizados, garantindo a excitação do modulador no modo de operação desejado. A al-

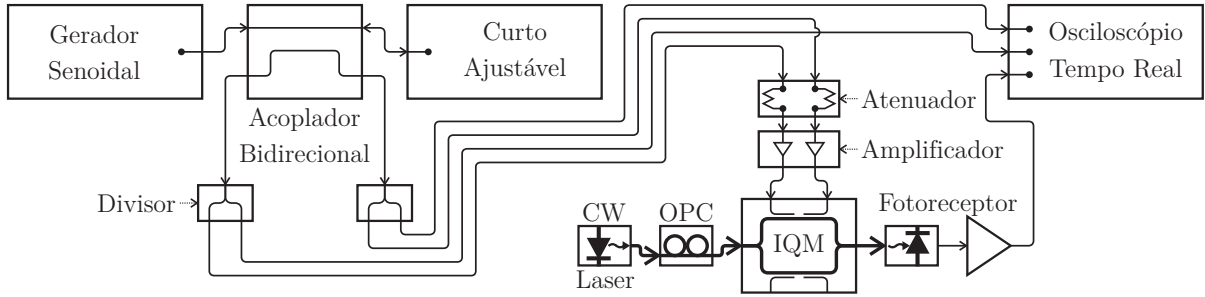


Figura 9 – Montagem experimental para a caracterização do nível de distorção harmônica e tensão de meia-onda de um modulador MZM em função da frequência fundamental de modulação (adaptado de [3]).

alternativa apresentada na Fig. 9 dispensa o uso de dois geradores senoidais sincronizados ao dividir o sinal modulante em um acoplador bidirecional de micro-ondas. Assim, uma vez que uma de suas saídas passa por um curto circuito ajustável, é possível se garantir o atraso de propagação tal que a saída transmitida e a saída de retorno estejam em contra-fase. Entretanto, já que o atraso necessário para se atingir tal condição é dependente da frequência dos sinais modulantes, é importante que tal curto seja precisamente ajustado para cada frequência de interesse a ser caracterizada e que todos os cabos utilizados para a propagação de ambos os sinais sejam casados entre si. Visando verificar tais condições, amostras das saídas do acoplador bidirecional são constantemente monitoradas em um osciloscópio de tempo real, permitindo o constante ajuste de suas fases e a monitoração de suas amplitudes. Os sinais elétricos modulantes têm sua amplitude ajustada através de amplificadores e atenuadores variáveis independentes, de modo a serem aproximadamente iguais e possuírem tensões adequadas para excitar o modulador, desde sua região linear até sua sobremodulação de amplitude. Por fim, após a correção da amplitude dos sinais modulantes monitorados em função do ganho do sistema, permite-se a verificação da efetiva amplitude dos sinais injetados no modulador e a determinação do valor de  $V_\pi$ .

A portadora óptica a ser modulada é gerada por um laser operando em modo de onda contínua (CW - *Continuous Wave*) e, antes de ser injetada no modulador, passa por um controle óptico de polarização (OPC - *Optical Polarization Controller*) de forma a garantir a mínima perda de inserção do dispositivo sob caracterização. Após o processo de modulação, o sinal óptico é convertido para o domínio elétrico e, em seguida, amostrado por um osciloscópio de tempo real, no qual é possível realizar, simultaneamente, a análise dos sinais temporal e espectral. Como a análise proposta é baseada na compara-

ção entre os níveis da primeira e da terceira harmônica (provenientes especificamente da operação do modulador eletro-óptico), é fundamental que a resposta em frequência dos demais componentes seja cuidadosamente compensada, visando eliminar a sua influência na atenuação das componentes espectrais constituintes dos sinais analisados. Portanto, recomenda-se que o osciloscópio empregado na aquisição dos dados experimentais esteja calibrado e tenha banda plana superior à frequência da terceira harmônica do sinal modulante. Além da banda de operação suficiente, é fundamental que a resposta espectral do fotodetector, de seu amplificador de transimpedância integrado assim como de todos os cabos e atenuadores utilizados na conexão do sinal, após a fotodetecção até o equipamento de medição, seja experimentalmente caracterizada e devidamente compensada.

## 2.3 Parâmetros experimentais empregados

Visando a comprovação da técnica de análise aqui apresentada, um IQM fabricado pela Sumitomo (modelo T-SBZH1.5-30PD-ADC) foi caracterizado experimentalmente, através de testes envolvendo cada um de seus MZMs de maneira independente. O sinal elétrico modulante foi criado por um gerador senoidal com banda de operação de 100 MHz até 40 GHz e com potência de saída ajustável (Agilent E8257D), sendo posteriormente dividido por um acoplador bidirecional de micro-ondas com banda de até 23 GHz. Entretanto, a banda de operação do curto circuito ajustável, de aproximadamente 10 GHz, delimitou a máxima frequência fundamental de modulação disponível para a caracterização realizada. Por fim, a amplitude dos sinais elétricos em contra-fase atingiu os níveis necessários para a modulação em valores superiores a  $V_\pi$  graças ao emprego de dois amplificadores de micro-ondas fabricados pela Centellax (modelo OA3MHPDE), operando de maneira independente (um para cada sinal em contra-fase) e com banda de operação de até 27 GHz, com ganho estável e fixo de 26 dB. Em todas as conexões de micro-ondas, foram empregados cabos de alta qualidade casados, visando dessa forma manter-se a condição de contra-fase entre os sinais elétricos modulantes.

Já a portadora óptica foi gerada por um laser fabricado pela RIO (modelo Orion), com largura de linha estreita de até 10 kHz e potência de saída de até +10 dBm, operando em modo CW em um comprimento de onda próximo a 1550 nm. Esse laser foi posteriormente empregado na caracterização de largura de linha apresentada no Capítulo



3. Após a modulação, o sinal luminoso foi convertido para o domínio elétrico por um fotodetector com largura de banda de 34 GHz (modelo LabBuddy), considerando sua queda de 6 dB, com amplificador de transimpedância integrado. A resposta em frequência do conjunto de componentes, desde a fotodetecção até a recepção do sinal elétrico, foi posteriormente compensada para evitarem-se distorções na relação entre o FHL e THL. O sinal elétrico fotodetectado e as amostras dos sinais elétricos modulantes foram amostrados e armazenados por um osciloscópio de tempo real, fabricado pela Agilent (modelo DSO-X 96204Q), com banda de operação de até 62 GHz e taxa de amostragem de 160 GHz. Suas funcionalidades permitiram realizar-se a transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*) em tempo real do sinal adquirido, visando a análise simultânea de suas distorções no tempo e na frequência.

## 2.4 Resultados

A aplicação experimental da técnica aqui apresentada [3, 17, 45, 44] foi feita através da caracterização de um IQM com dois braços em paralelo, sendo cada um formado por um MZM independente. Realizou-se a análise individual de cada MZM tomando-se o cuidado de se anular a saída de luz do braço não envolvido na caracterização. Como os resultados obtidos entre os dois braços do modulador foram essencialmente iguais (salvo variações inferiores a 5 %), na presente seção só serão apresentados e discutidos os resultados de um dos MZMs constituintes do IQM caracterizado.

Inicialmente, antes de propriamente aplicar-se a técnica de caracterização da tensão de meia-onda em função da frequência de modulação, buscou-se determinar um parâmetro inicial de comparação para os resultados através da determinação do valor de  $V_\pi$  para sinais em corrente contínua, como apresentado na Fig. 10. Para tanto, a potência óptica na saída do modulador foi monitorada conforme a tensão de polarização de seus braços era variada em passos pré-definidos, permitindo a inferência dos padrões de interferência entre os sinais guiados em cada braço do MZM. Dessa forma, ao verificar-se a diferença de tensão entre o ponto de máxima potência (equivalente à interferência puramente construtiva e, consequentemente, uma defasagem de 0 rad), e o ponto de mínima potência (equivalente à interferência puramente destrutiva e, consequentemente, uma defasagem de  $\pi$  rad) é possível determinar-se o valor de  $V_\pi$  para sinais DC do modulador

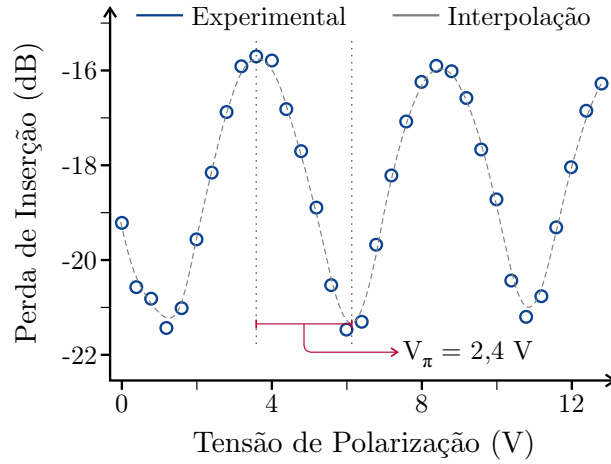


Figura 10 – Potência óptica de saída do modulador em função da variação de sua tensão de polarização e o valor de  $V_\pi$  correspondente.

em questão. No caso específico do modulador aqui caracterizado, verificou-se uma tensão de meia-onda em corrente contínua de aproximadamente 2,4 V, valor que deverá aumentar com o aumento da frequência de modulação, mas que serve como uma referência comparativa especialmente para sinais modulantes em AC de baixa frequência.

Com o valor de referência de  $V_\pi$  para sinais DC determinado, a análise passou a ser focada na avaliação de seu comportamento para sinais AC conforme a técnica proposta. O comportamento da distorção harmônica, decorrente da sobremodulação da portadora óptica, pode ser visualizado no comparativo entre os sinais temporais e espectrais simulados e experimentais, para diversos índices de modulação apresentado na Fig. 11, na qual sinais de 1 GHz são analisados. Nessa figura, os sinais experimentais foram comparados com a forma de onda do sinal óptico de saída do modulador resultante da simulação de sua função de transferência ideal em MATLAB, permitindo que as particularidades experimentais da sua operação sejam comparativamente analisadas com um sinal de referência controlado e o comportamento de suas distorções harmônicas avaliado. De maneira geral, pode-se afirmar que os sinais experimentais acompanharam satisfatoriamente os sinais simulados através do modelamento do MZM em MATLAB. Analisando-se os sinais temporais de ambos, é possível perceber que, para MI abaixo de  $\pi$ , a característica puramente senoidal do sinal modulante é mantida na saída óptica do modulador, de forma que o FHL se mantém 30 dB acima do THL. Já para um MI de  $2\pi$ , observa-se o achatamento da senoide, decorrente do aumento significativo do THL. A sobremodulação se torna extrema para um MI de  $3\pi$ , onde já é possível observar a inversão dos picos

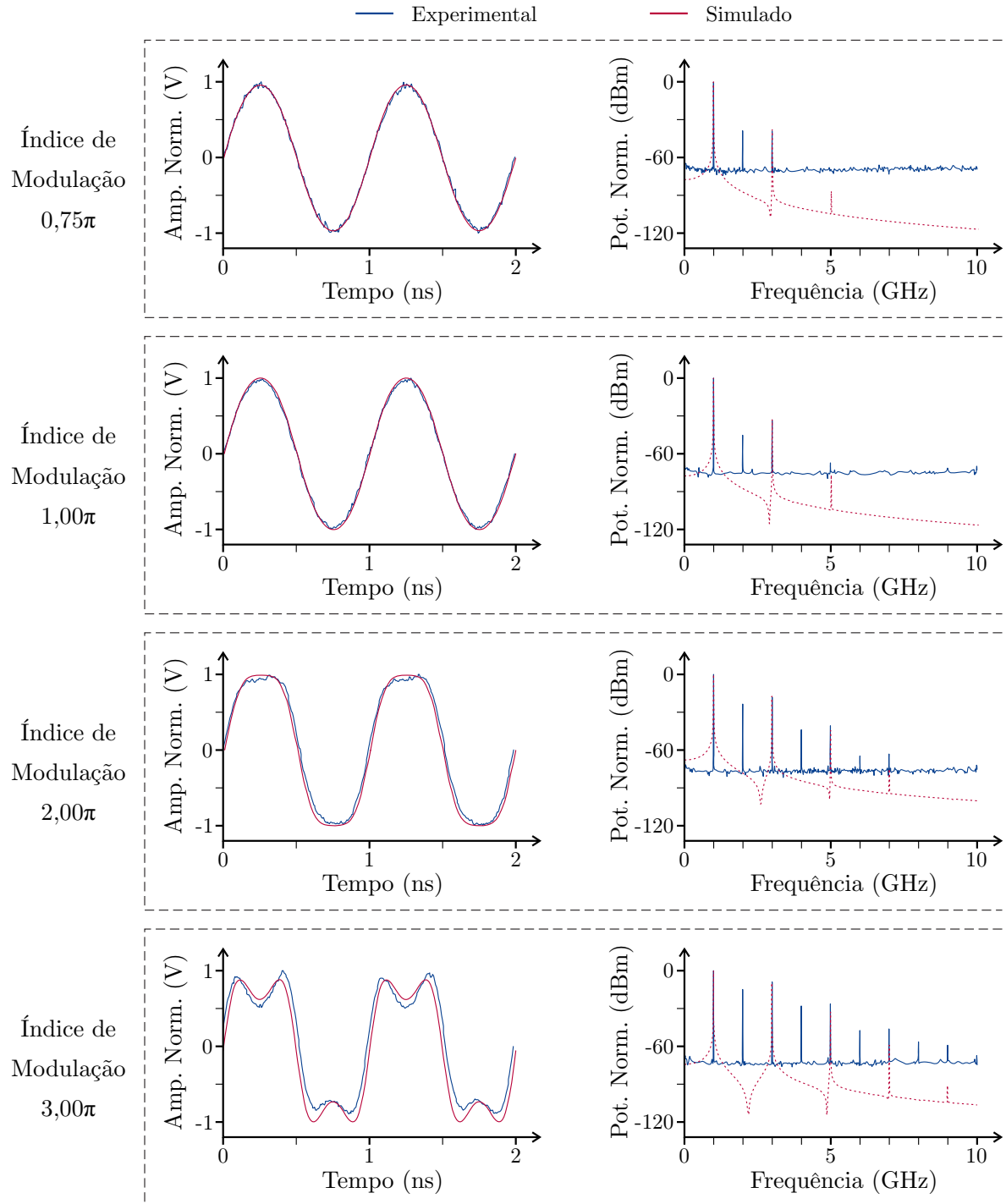


Figura 11 – Sinais temporais e espectrais (com amplitudes normalizadas) mostrando a sobremodulação da portadora óptica e o seu nível de distorção harmônica para diversos índices de modulação (adaptado de [3]).

senoidais resultante de um THL somente 10 dB menor do que o FHL.

Entretanto, apesar da boa correlação entre resultados simulados e experimentais apresentados na Fig. 11, uma discrepância pode ser observada no aparecimento de componentes harmônicos de ordem par, nos espectros relativos ao sinal experimental. O

modelo ideal do MZM, empregado nos resultados simulados aqui analisados, considera um modulador perfeitamente simétrico e com corrente de polarização estável, de forma que sua saída óptica não apresente distorções decorrentes desses fatores. Entretanto, nos resultados experimentais, o aparecimento de níveis de segunda harmônica (SHL - *Second Harmonic Level*) em patamares relevantes indica distorções e assimetrias, as quais também aparecem no domínio temporal através de diferenças sensíveis entre os semiciclos negativos e positivos, especialmente para MI maiores do que  $2\pi$ . O aparecimento de tais componentes, apesar dos esforços para reduzir sua intensidade, devem estar ligados a fatores intrínsecos ao processo de caracterização experimental, tais como imperfeições nos braços do modulador e, principalmente, deriva da sua corrente de polarização, uma vez que não havia um circuito de controle da polarização do MZM. Deve-se acrescentar aos efeitos deletérios, as não linearidades nos sinais elétricos modulantes, especialmente para amplitudes de pico a pico próximas do limite dos amplificadores de micro-ondas.

Uma visão mais completa da relação entre o índice de modulação da portadora óptica e a razão FHL/THL é mostrada na Fig. 12, na qual, além da curva resultante do modelamento do MZM, tem-se pontos experimentais para 1 GHz, 6 GHz e 11 GHz extraídos dos espectros destes sinais. Destaca-se que, para todas as frequências experimentalmente analisadas, a resposta em frequência dos componentes da montagem experimental foi cuidadosamente determinada e compensada, evitando que sua banda de operação resultasse em distorções na contribuição harmônica da sobremodulação do próprio mo-

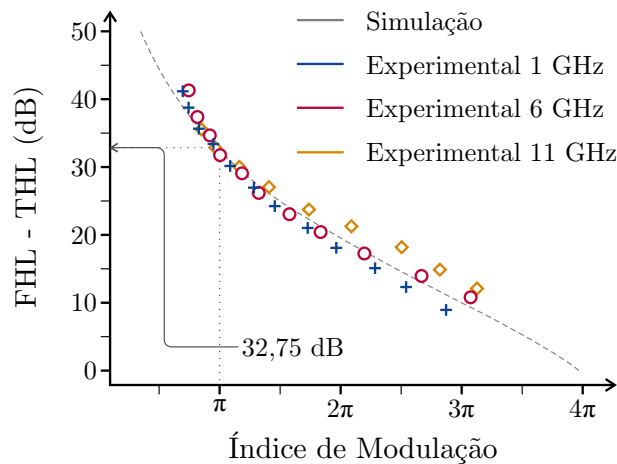


Figura 12 – Índice de modulação do sinal óptico em função da relação entre o nível da primeira e da terceira harmônica. Representam-se a distorção harmônica e a sobremodulação da portadora óptica (adaptado de [3]).

dulador caracterizado. Na figura em questão, é possível perceber que, em linhas gerais, há boa concordância entre os resultados simulados e experimentais, validando o modelo de simulação empregado e reforçando a sua importância na interpretação dos resultados experimentais. Entretanto, um fato interessante é a aparente dificuldade para o modulador atingir índices de modulação maiores com o aumento da frequência, fenômeno que novamente pode estar ligado às imperfeições nos braços do MZM ou mesmo com não linearidades nos amplificadores de micro-ondas. O panorama fornecido pela presente figura é um interessante resultado para caracterização do desempenho de moduladores no geral, uma vez que permite avaliar qual a amplitude dos sinais modulantes necessária para que o modulador opere, em regime, com uma quantidade definida de distorção harmônica. Dependendo da aplicação prática do dispositivo caracterizado, pode-se ter como pré-requisito o emprego de sinais com mínima distorção harmônica (como, por exemplo, no sensoramento óptico de diversos parâmetros ambientais) ou com um comportamento não linear acentuado (como, por exemplo, na geração de pentes de frequência ópticos). Dessa forma, o levantamento experimental do seu nível de distorção harmônica, na frequência em que deverá operar, pode ser um importante passo para a otimização do seu desempenho em aplicações específicas.

Uma visualização mais completa da variação da tensão de meia-onda do modulador, em função da frequência fundamental do sinal modulante, é apresentada na Fig. 13, na qual os resultados provenientes da técnica aqui proposta são comparados com os decorrentes da aplicação da técnica de ponto de interceptação de terceira ordem (TOIP - *Third Order Intercept Point*). Tal técnica, já estabelecida na literatura [46], é semelhante a técnicas para a caracterização de moduladores eletrônicos. Ela permite determinar a tensão de meia-onda do modulador através do emprego de dois sinais modulantes puramente senoidais com frequências angulares  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , de forma a gerar produtos harmônicos espúrios devido às não linearidades do modulador eletro-óptico. A determinação do valor de  $V_\pi$  do modulador é inferida através da comparação da potência dos sinais de primeira ordem (ou seja, os sinais originalmente injetados no MZM) com os seus produtos de terceira ordem, os quais terão frequência angular igual à  $\pm(2\omega_{1,2} - \omega_{2,1})$ . O modelo teórico prevê que, conforme os sinais de primeira ordem têm sua potência aumentada de maneira linear, os produtos de terceira ordem terão um incremento em sua potência em uma taxa três vezes maior. Dessa forma, ao extrapolarem-se tais tendências, é possível determinar

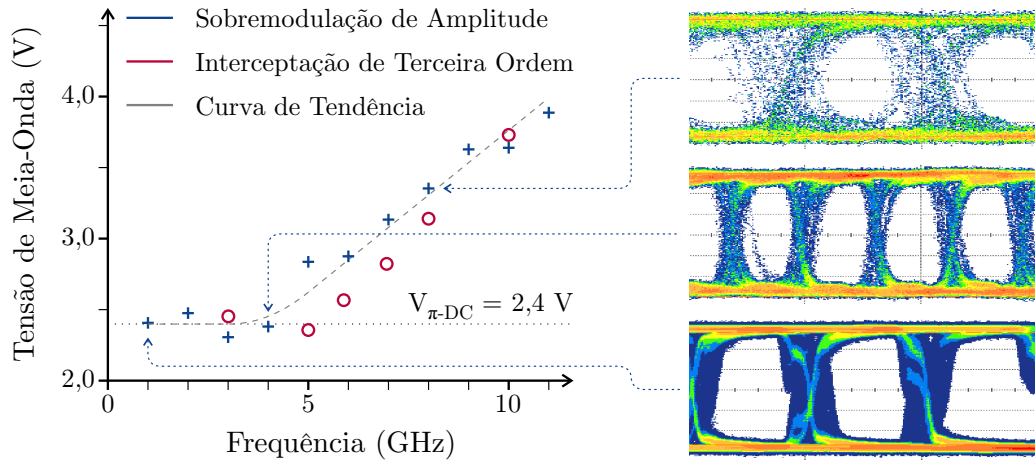


Figura 13 – Tensão de meia-onda em função da frequência fundamental de modulação determinada pela técnica aqui proposta e resultados obtidos com a técnica de ponto de interceptação de terceira ordem. A curva de tendência destaca o aumento linear deste parâmetro a partir de 4 GHz. Também são apresentados diagramas de olho obtidos utilizando a tensão de meia-onda de pontos específicos do gráfico (adaptado de [3]).

o ponto teórico onde as retas (que ditam o ritmo de incremento da potência dos sinais de primeira e de terceira ordem) se cruzam, ponto esse conhecido como TOIP, a partir do qual infere-se o valor de  $V_{\pi}$  do modulador sob caracterização. Apesar de servir como ferramenta de comprovação da técnica aqui apresentada, através da comparação de seus resultados, tal técnica apresenta uma maior complexidade e dificuldades para sua implementação experimental precisa, dada a necessidade de emprego de dois geradores senoidais ajustáveis tanto em frequência como em amplitude.

Através da análise dos resultados apresentados na Fig. 13, é possível perceber que há uma boa concordância entre os resultados provenientes das duas técnicas empregadas na caracterização do MZM em questão, de modo a sustentar a validade da técnica aqui discutida. Adicionalmente, é possível perceber que, para sinais de até 4 GHz, os valores de  $V_{\pi}$  para sinais AC ficaram muito próximos do seu valor DC, fato provavelmente decorrente de uma resposta eletro-óptica em frequência aproximadamente plana, até essa frequência de corte. Entretanto, a partir de 5 GHz, há uma tendência de incremento linear do valor de  $V_{\pi}$  com a frequência fundamental de modulação, de forma que ele passa de 2,4 V, para sinais DC, para aproximadamente 4 V, em 11 GHz. Limitações de banda do fotodetector e do curto circuito ajustável (salientando-se que a resposta em frequência destes componentes foi devidamente compensada na avaliação dos resultados experimen-

tais) impediram a caracterização para frequências superiores a 11 GHz. Entretanto, a extrapolação linear dos resultados apresentados, na figura aqui discutida, permite inferir que o valor de  $V_\pi$  será de aproximadamente 10,5 V em 40 GHz. Ainda na Fig. 13, são apresentados diagramas de olho obtidos através da decodificação por interferometria de atraso de um sinal modulado por chaveamento de fase diferencial empregando a tensão de meia-onda aqui determinada em algumas frequências de interesse. Percebe-se que os sinais modulantes tiveram amplitude adequada para manter uma boa abertura de olho em todos os casos apresentados, evidenciando, mais uma vez, a validade dos resultados alcançados com a técnica aqui discutida. Evidencia-se ainda que para frequências maiores, há uma crescente dificuldade em manter a qualidade da modulação, decorrente, especialmente, da necessidade de sinais elétricos modulantes em altas frequências com maiores amplitudes. Tais conclusões reforçam a necessidade de projeto de moduladores eletro-ópticos visando a um melhor casamento entre os seus guias de micro-ondas e ópticos, objetivando valores reduzidos de  $V_\pi$  em altas frequências que sejam compatíveis com a eletrônica disponível comercialmente.

## 2.5 Conclusões

A capacidade de modular sinais ópticos em fase ou amplitude com grande versatilidade, níveis reduzidos de gorjeio e grande banda de operação, fez com que moduladores baseados em interferometria, como o MZM e o IQM, se tornassem componentes essenciais para o estabelecimento de enlaces ópticos em altas taxas de transmissão. De fato, sistemas em 400 Gb/s são fundamentalmente baseados em formatos de modulação complexos, como o QAM [11] com recepção coerente, de forma que, obrigatoriamente, irão empregar IQMs para a modulação simultânea da amplitude das duas componentes ortogonais da portadora óptica. Enlaces dessa natureza são capazes de atingir altas eficiências espectrais. Entretanto, sua aplicação comercial exige componentes de alto desempenho, com seus parâmetros operacionais perfeitamente otimizados e estabilizados.

No caso específico de moduladores por interferometria, um parâmetro fundamental para descrever sua operação é sua tensão de meia-onda. Esta determina a amplitude do sinal elétrico necessária para gerar um deslocamento de  $\pi$  rad na relação de fase entre as parcelas da portadora óptica transitando em ambos os seus braços. Tratando-se

de um parâmetro que intrinsecamente descreve a complexa dinâmica operacional de um componente eletro-óptico, é natural que ele apresente variações dependentes com diversos fenômenos físicos. Entretanto, usualmente, fabricantes somente fornecem o valor de  $V_\pi$  em corrente contínua, sendo insuficiente para uma caracterização mais completa da operação do dispositivo em cenários de operação onde a máxima eficiência é desejada, especialmente em altas taxas de transmissão. Em paralelo, as técnicas de caracterização presentes na literatura, como aquela baseada no TOIP [46], em geral são indiretas, permitindo a inferência do valor de  $V_\pi$  a partir de montagens de alta complexidade.

Em contraste, a técnica apresentada e discutida no presente capítulo [3, 17, 45, 44], propõe uma caracterização direta do valor de  $V_\pi$  na frequência fundamental de modulação, através da análise de suas distorções harmônicas, as quais são produto direto de sua função de transferência que define o valor de  $V_\pi$ . A análise proposta é de relativa simplicidade, bastando-se a comparação do nível da componente fundamental do sinal modulado com o seu nível da terceira harmônica, o qual ocasiona as distorções de amplitude supracitadas. Os resultados apresentados, confirmados pela técnica baseada no TOIP, permitiram não só a extração da tensão de meia-onda, mas também uma análise experimental mais abrangente da operação desse dispositivo em diversos índices de modulação. Tal caracterização pode trazer benefícios para outras aplicações, nas quais busca-se exatamente altos níveis de distorção harmônica e comportamento altamente não linear, como a geração de pentes de frequência. Entretanto, a técnica aqui apresentada necessita que os sinais recebidos sejam processados e analisados em uma frequência no mínimo três vezes superior à frequência de caracterização, permitindo, dessa forma, a correta mensuração do impacto da terceira harmônica no formato de onda óptico modulado. Decorrente disso, limitações de banda dos equipamentos de recepção e demais componentes empregados na montagem experimental acabam por impor uma penalidade de maior severidade à banda de caracterização permitida pela técnica em comparação com outros métodos. Adicionalmente, apesar de permitir uma visão mais completa do desempenho do modulador, a análise simultânea no domínio do tempo e da frequência necessariamente requer que haja um estágio de pós-processamento para a conversão dos sinais temporais para o domínio espectral.

A caracterização experimental de um MZM realizada com tal técnica permitiu o levantamento do nível de não linearidade em sua operação em diversas frequências e índi-



ces de modulação. A tendência linear de aumento no valor de  $V_\pi$ , em função da frequência fundamental de modulação, evidencia a necessidade de desenvolvimento de moduladores com maior eficiência, resultando em tensões de meia-onda compatíveis com a eletrônica disponível, especialmente para taxas de modulação acima de 40 GHz. Entretanto, caso os limites fundamentais estejam sendo alcançados no projeto de tais dispositivos, o aumento da taxa de transmissão deverá passar essencialmente pela multiplexação mais densa de diversos canais ópticos, uma vez que os valores de  $V_\pi$  impedirão a operação de tais moduladores em frequências fundamentais acima dos limites da eletrônica disponível.

## 2.6 Trabalhos futuros

A técnica de caracterização de moduladores eletro-ópticos aqui apresentada foi desenvolvida essencialmente tendo como base a função de transferência eletro-óptica de moduladores de Mach-Zehnder. Entretanto, ela apresenta flexibilidade para ser adaptada para outros dispositivos de natureza similar, tomando-se o cuidado de alterar a análise tendo como base as suas respectivas respostas eletro-ópticas. Tendo em vista tais fatores, vislumbra-se a possibilidade de aplicar uma técnica de caracterização semelhante em moduladores em anel construídos em substratos de silício. Tais dispositivos apresentam uma promissora possibilidade para a expansão e otimização de uma nova geração de enlaces de telecomunicações baseados em fotônica integrada. Essas tecnologias possibilitam a integração de componentes fotônicos com a microeletrônica necessária para o seu controle em uma mesma estrutura baseada em silício [47, 48, 49, 50]. A fotônica de silício (*Silicon Photonics*) permite uma maior eficiência energética em dispositivos de alta complexidade [51, 52], assim como a construção de transmissores e receptores com dimensões físicas mais compactas. Contempla ainda o aumento na frequência de operação dos sistemas, ao diminuir a quantidade de elementos parasitas provenientes do encapsulamento, sendo ainda uma tecnologia fundamental para futuras aplicações envolvendo computação óptica de alta velocidade [53, 54]. A partir desse trabalho, vislumbra-se a possibilidade de verificarem-se as propriedades não lineares de materiais eletro-ópticos, incluindo-se especialmente moduladores em anéis integrados em silício. Através da constante monitoração do nível de distorção harmônica de segunda e terceira ordens, propõe-se a compensação da deriva da polarização do modulador, incluindo-se o ajuste do seu ponto de operação.

### 3 Caracterização da largura de linha e do ruído de fase em lasers semicondutores

A avaliação precisa das distorções na fase e frequência da portadora óptica é fundamental para o projeto e avaliação do desempenho de enlaces ópticos coerentes [55, 56, 57]. Nessa avaliação devem ser destacadas a modulação de fase em quadratura (QPSK) e a modulação de amplitude em quadratura (QAM) [58, 59], as quais são a base para a implementação de sistemas ópticos modernos com taxas de transmissão superiores a 400 Gb/s [11]. Tradicionalmente, estudos a respeito do ruído de fase [60] em sinais luminosos só eram possíveis através de medições indiretas no domínio da frequência. Por exemplo, a determinação da largura de linha da portadora óptica pode ser obtida pelo batimento auto-homódino (ou heteródino) deste sinal com uma parcela desta mesma portadora. Esta parcela da portadora precisa estar atrasada no tempo, podendo-se utilizar a propagação em um carretel com comprimento adequado, de modo a quebrar sua coerência [61]. Alternativamente, podem ser utilizados moduladores acusto-ópticos em montagem discreta (*bulk*) sobre mesa óptica estabilizada [62]. Entretanto, o surgimento de conversores analógico para digital (ADCs - *Analog-to-Digital Converters*) de alta velocidade, juntamente com técnicas de processamento digital de sinais (DSP - *Digital Signal Processing*), para a equalização e decodificação de sinais ópticos coerentes, permitiram uma investigação mais profunda das propriedades do ruído de fase em lasers semicondutores [63, 64, 65, 66, 67, 68].

No presente capítulo, inicialmente na Seção 3.1, apresentam-se a base teórica que define a natureza do ruído de fase, assim como sua relação com a largura de linha em lasers semicondutores. Em seguida, descrevem-se a nova técnica experimental para a caracterização dessas grandezas, empregando a aquisição ultrarrápida de sinais através de um osciloscópio de tempo real, assim como o algoritmo de pós processamento destes. Essa nova técnica foi inicialmente proposta em artigo publicado no periódico *Journal of Lightwave Technology* [6], tendo sido posteriormente depositado pedido de patente, já licenciado pela indústria nacional [69]. Na Seção 3.2, o seu princípio operacional é apresentado, bem como o algoritmo de análise *offline*, o qual permite a extração das in-

formações pertinentes para a caracterização da largura de linha de lasers semicondutores. Os resultados alcançados são apresentados na Seção 3.3, demonstrando-se que, apesar de fazer uso de uma montagem experimental de relativa simplicidade, a técnica foi capaz de caracterizar a largura de linha de lasers semicondutores, além de fornecer informações relevantes sobre a natureza de fenômenos relacionados com a perda de coerência em tais dispositivos. Por fim, na Seção 3.4, uma conclusão dos itens previamente abordados é introduzida, seguindo-se, na Seção 3.5, as perspectivas para a expansão de tal técnica em trabalhos futuros.

## 3.1 Fundamentação teórica

O emprego de lasers semicondutores é essencial para os sistemas ópticos modernos. Entretanto, décadas de esforços científicos e tecnológicos foram necessários para o aperfeiçoamento das técnicas de fabricação e dos materiais empregados na produção de lasers. A primeira referência teórica a um dispositivo com tais características se deu em 1958 [70] por Schawlow e Townes, após anos de trabalhos em espectroscopia molecular, na época ainda sendo chamado de “*optical maser*” (*Optical Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). É interessante citar os trabalhos de doutorado (não concluído) de Gordon Gould que, já em 1956, propôs a ideia de se excitar um maser com bombeamento óptico, trabalho este que posteriormente teve patente requerida contando com o próprio Townes como testemunha. Além disso, Gould foi também o primeiro a propor o acrônimo “LASER”, mas sua patente foi negada por ser considerada assunto classificado pelo governo americano ou, talvez, pelas crenças ideológicas do autor que não se alinhavam com o *status quo* da elite política americana naquele conturbado período. Após mais de 40 anos de disputas judiciais, na década de 2000, Gould teve reconhecidas 48 patentes na área e ganhou milhões de dólares das indústrias de lasers, antes de morrer em 2005, aos 86 anos [71]. Esses trabalhos pioneiros foram seguidos por demonstrações experimentais de lasers baseados em rubi [72] ou hélio-neônio [73], no início da década de 1960. Nos anos seguintes, o emprego de semicondutores como meio ativo para a geração de luz de maneira coerente já era considerado viável, resultando nas primeiras demonstrações práticas de lasers baseados em arseneto de gálio em 1962 [74, 75, 76], devendo-se destacar os trabalhos dos professores José E. Ripper e Rogério Cerqueira Leite, ambos da

Unicamp [77, 78, 79]. Os primeiros dispositivos lasers possuíam densidades de correntes de limiar impraticáveis fora do ambiente laboratorial (em média, próximas a  $50 \text{ kA/cm}^2$ ) [5], exigindo sua operação em temperaturas criogênicas ou em modo pulsado. Entretanto, a comprovação experimental de tal conceito despertou o interesse da comunidade acadêmica, de forma que, nas décadas seguintes, grandes esforços foram feitos visando tornar tal dispositivo aplicável em soluções comerciais para a transmissão de informações digitalmente moduladas por enlaces ópticos.

Nesse sentido, suas estruturas originalmente formadas por simples junções semicondutoras do tipo *pn* foram substituídas por heterojunções de maior complexidade, permitindo demonstrações de operação de lasers semicondutores em modo pulsado em temperatura ambiente em 1970 [80]. Na mesma década, a redução da espessura da região ativa do laser para valores próximos a  $0,1 \text{ }\mu\text{m}$  permitiu uma diminuição ainda mais significativa da densidade de corrente de limiar necessária para a emissão coerente de luz, chegando a valores próximos a  $0,5 \text{ kA/cm}^2$  em 1975 [81]. No contexto das telecomunicações, outro avanço significativo se deu pela substituição do arseneto de gálio (GaAs) por outros cristais semicondutores baseados em fosfeto de índio (InP), dando origem a materiais compostos com desempenho mais satisfatório (especialmente o InGaAsP-InP). Esses novos compostos permitiram a transição do comprimento de onda da luz para a faixa de 1100 nm a 1600 nm [5], coincidindo com a região de menor atenuação das fibras ópticas. Fazendo uso dessas novas estruturas cristalinas, os primeiros lasers pulsados em 1100 nm foram apresentados em 1975, sendo que otimizações na estrutura de injeção da corrente de polarização permitiram a sua operação contínua já em 1976 [82]. A banda de operação foi estendida para 1300 nm em 1977 [83] e para 1550 nm em 1979 [84, 85, 86], possibilitando a implantação dos primeiros enlaces ópticos de grandes distâncias em sistemas de telecomunicações, com finalidades comerciais já em 1984 [87].

Como é possível perceber, o estabelecimento das telecomunicações ópticas modernas está intrinsecamente ligado ao desenvolvimento de lasers semicondutores de grande desempenho. Desde então, a evolução contínua de tais dispositivos se concentrou na sua otimização, visando a obtenção de um desempenho baseado em maiores potências de saída, menores larguras de linha e maior eficiência energética. Na presente seção, serão apresentados os princípios básicos de operação de tais dispositivos, permitindo, através de suas equações de taxa, um entendimento mais profundo das fontes de ruído, especi-

almente das forças de Langevin. Estas “forças” acarretam o alargamento da largura de linha do laser, grandeza essa que será caracterizada através da aplicação da técnica aqui apresentada.

### 3.1.1 Princípios operacionais

A operação de um laser semiconductor é baseada fundamentalmente em dois princípios físicos básicos, ligados às suas propriedades construtivas assim como à polarização elétrica direta de sua junção semicondutora. Em primeiro lugar, deve-se criar um meio capaz de fornecer ganho óptico coerente ao sinal propagado em sua região ativa, assim como gerar ruído óptico capaz de iniciar o fenômeno oscilatório em sua cavidade de onda guiada. Para tanto, a polarização elétrica direta de uma junção semicondutora, com duas bandas energéticas distintas, gera uma situação de inversão populacional, da qual o decaimento de elétrons no nível energético superior resultará na emissão de fótons de maneira estimulada ou espontânea. É interessante ilustrar que, ao conjecturar a ideia do laser ainda na década de 1940, Townes [70] demorou para perceber a importância do decaimento dos portadores entre as bandas energéticas do semiconductor, o qual só aconteceria com a inversão da população dos portadores, fenômeno este impossível de ocorrer em equilíbrio térmico. Em segundo lugar, deve haver um processo de realimentação seletivo, de modo a amplificar continuamente somente o comprimento de onda de interesse a ser emitido pelo dispositivo. Tal condição é obtida pela própria clivagem do cristal semiconductor, resultando em uma cavidade ressonante de Fabry-Perot devido à refletividade parcial nas extremidades da região ativa do cristal.

A estrutura semicondutora de tais dispositivos é basicamente composta por uma heterojunção do tipo  $pn$ , formada pela justaposição de um semiconductor com população eletrônica majoritária de lacunas (dopagem do tipo  $p$ ) com outro com população majoritária de elétrons (dopagem tipo  $n$ ), como apresentado na Fig. 14. A formação da heterojunção, fundamental para a operação do laser em temperatura ambiente, foi proposta por cientistas russos [88] e acarreta na formação de um guia eficiente para a onda luminosa devido à diferença dos índices de refração dos materiais das camadas semicondutoras. A dinâmica de portadores elétricos e ópticos, na região ativa de um laser semiconductor, pode ser entendida a partir dos esquemas representados na Fig. 15, a qual simplifica tal processo representando-o para uma homojunção de dois semicondutores semelhantes [5].

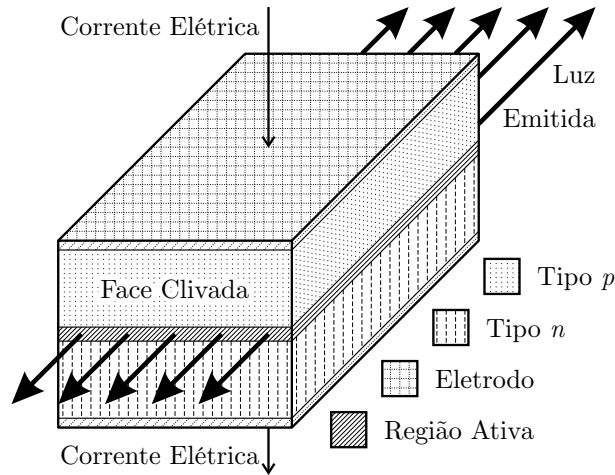


Figura 14 – Estrutura básica de um laser semicondutor formado por uma junção do tipo  $pn$  polarizada diretamente para a emissão de luz coerente. (adaptado de [4]).

Inicialmente, quando se põe em contato os dois blocos semicondutores com diferentes dopagens, inicia-se um processo de difusão, a partir do qual os elétrons em excesso na região  $n$  se recombinarão com lacunas na região  $p$ . Tal processo ocorre até o momento no qual um campo elétrico reverso suficientemente forte seja formado pela concentração de cargas negativas na região de tipo  $p$  e positivas na região de tipo  $n$ , contrapondo, dessa forma, a difusão de portadores na junção semicondutora. Essa condição resulta em um nível de Fermi contínuo na região ativa do laser, como mostrado na Fig. 15(a) [5].

Entretanto, ao se aplicar uma corrente externa de polarização direta em tal junção semicondutora, tem-se uma redução do campo elétrico anteriormente estabelecido no estado de equilíbrio da região ativa do dispositivo, permitindo que o processo de difusão de elétrons e lacunas volte a ocorrer. Dessa forma, tem-se o estabelecimento de uma estreita região na qual há a presença simultânea de elétrons e lacunas, e onde o nível de Fermi transita entre uma banda de menor energia,  $E_1$ , para outra de maior energia,  $E_2$ , como mostrado na Fig. 15(b). Devido a tal diferença energética, passam a ocorrer nessa região fenômenos de recombinação que podem ser tanto radiativos (ou seja, resultando na emissão de fótons) ou não-radiativos (ou seja, não resultando na emissão de fótons) [5]. No caso dos primeiros, fótons com energia aproximadamente igual à diferença energética,  $E_g$ , são emitidos, de forma que sua frequência,  $f$ , será dada por sua relação com a constante de Planck,  $h$ , como na equação (3.1):

$$E_g = E_2 - E_1 \approx hf . \quad (3.1)$$

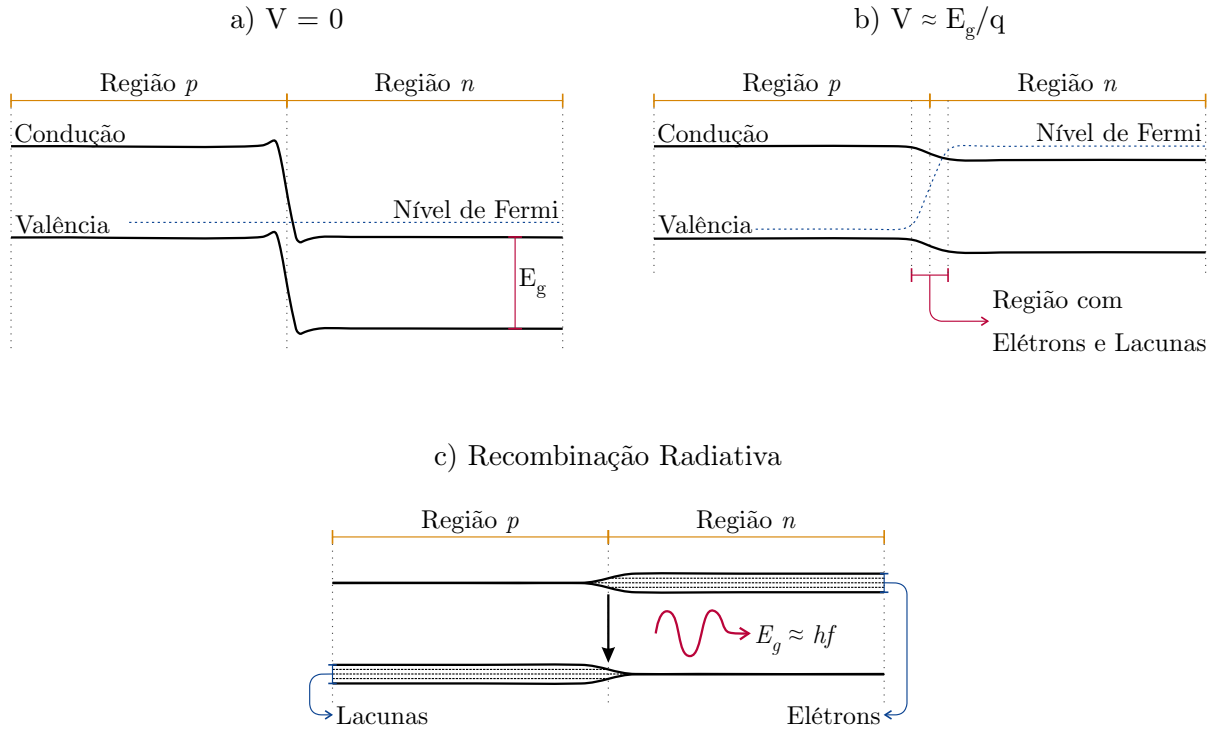


Figura 15 – Diagramas de bandas energéticas para uma homojunção semicondutora com: (a) corrente de polarização nula; (b) polarização direta da junção; e, (c) processo de recombinação radiativa de elétrons em estado de inversão populacional (adaptado de [5]).

A partir de determinado ponto, a injeção de portadores elétricos pela polarização direta da junção semicondutora é tamanha que a emissão de fótons, devido a recombinações radiativas na sua região ativa, supera a sua absorção. Nesta condição, diz-se que o dispositivo alcançou o estado de transparência. Tal condição possibilita que a junção  $pn$  passe a apresentar um ganho óptico, uma vez que a quantidade de fótons emitidos supera as perdas em sua estrutura. Dentro de tal dinâmica, a adição de uma pequena camada com maior diferença energética entre as camadas de tipo  $p$  e  $n$ , caracterizando uma heterojunção, torna possível estabelecer uma região ativa com um confinamento mais efetivo de portadores, resultando em uma maior densidade populacional e uma maior eficiência na geração coerente de fótons [5]. Devido à consequente maior quantidade de portadores elétricos nessa região, tem-se uma maior taxa de recombinações radiativas, permitindo um aumento substancial na eficiência do laser semicondutor, como discutido anteriormente no histórico de desenvolvimento de tais dispositivos.

Nessa situação de inversão populacional, tem-se a predominância de dois fenômenos de recombinação radiativa de portadores elétricos, nominalmente, a emissão esti-

mulada e a emissão espontânea, inicialmente estudados por Einstein. No primeiro, um elétron, excitado em uma camada energética de maior nível, tem seu decaimento para o nível de equilíbrio, induzido por um fóton transitando na região ativa do laser. Segundo as leis da teoria quântica, que governam tal fenômeno, o excesso energético,  $E_g$ , decorrente de tal transição, resultará na emissão de um fóton com as mesmas características de direção, frequência e fase do fóton que originalmente induziu tal decaimento [4]. Já na emissão espontânea, uma vez que os elétrons em estado de inversão populacional não estão em equilíbrio, tem-se uma probabilidade não nula de que estas partículas decaiam para seu estado original em cada instante temporal. Quando tal transição ocorre segundo esse mecanismo não estimulado, o fóton emitido ainda possuirá energia aproximadamente igual à  $E_g$ . Entretanto, suas propriedades de direção, fase e frequência serão aleatórias [4].

Para que tal processo dinâmico ocorra de maneira efetiva, é fundamental que o campo eletromagnético seja confinado nas proximidades da região ativa do laser, de modo a possibilitar que os fótons com características desejadas induzam a emissão coerente de novos portadores ópticos [5]. No caso de lasers semicondutores, o índice de refração de sua estrutura tem dependência com a quantidade de portadores elétricos em determinada região. Tal dependência é responsável por diversos fenômenos indesejados, como o alargamento espectral de sua emissão ou o gorjeio, caso o dispositivo seja modulado diretamente. Entretanto, ela também contribui para tornar a região ativa do laser (na qual há a condição de inversão populacional e consequente emissão estimulada de fótons) um guia de onda óptico capaz de confinar o campo eletromagnético óptico criado, uma vez que ela terá um maior índice de refração em comparação com as áreas mais externas da junção semicondutora [5]. Apesar de ser um fator contribuinte, esse fenômeno tem pouca influência no confinamento de portadores em comparação com as próprias características físicas dos materiais que compõem a junção semicondutora, as quais possibilitam a diferença de índice de refração efetivamente responsável pelo confinamento da luz na cavidade ativa do laser.

Por fim, a última condição necessária para a operação de um laser é a existência de um mecanismo de realimentação positiva em sua região ativa. Isso é alcançado através da formação de uma cavidade de Fabry-Perot pelas extremidades do cristal semicondutor, as quais operam como semi-espelhos graças à sua clivagem. Dessa forma, parte dos fótons emitidos são refletidos novamente para o interior da cavidade, onde passam a interagir



com os demais fótons e estimular o decaimento de novos elétrons [5]. A seletividade do comprimento de onda emitido pelo laser se dá pela formação de padrões de interferência construtivos e destrutivos na onda luminosa, que se propaga na cavidade ressonante da região ativa do laser. Dessa forma, somente os comprimentos de onda cujos valores permitem padrões construtivos na cavidade, dominam a geração coerente de novos fótons [4]. O emprego de estruturas semicondutoras de maior complexidade, como, por exemplo, a adição de cavidades externas, permite alta seletividade do comprimento de onda emitido pelo laser, possibilitando a criação de dispositivos capazes de emitir uma portadora óptica monomodo com grande potência e estreita largura de linha [4].

### 3.1.2 Equações de taxa

O comportamento dinâmico e o desempenho de lasers semicondutores podem ser descritos com precisão por um conjunto de equações de taxa, as quais foram inicialmente propostas em 1960 [89] e posteriormente generalizadas. Tais expressões permitem a formulação do comportamento da amplitude e da fase do sinal emitido pelo laser, além de variações em sua densidade de portadores, sendo fundamentais para o entendimento do alargamento espectral acarretado pelas forças de Langevin.

As equações partem do pressuposto de que a resposta eletro-óptica do semicondutor empregado é rápida, de modo que a transição entre bandas ocorre com uma velocidade ordens de grandeza menor do que o tempo de vida de um fóton em sua região ativa. Além disso, essa velocidade é bem menor que a taxa de recombinação entre portadores elétricos (ou seja, em geral é próxima a 0,1 ps) [5]. Adicionalmente, como é o caso geral para lasers comerciais, considera-se que a arquitetura da estrutura semicondutora do laser tenha sido projetada de tal forma que somente um modo de propagação seja possível. Dessa forma, considera-se que a portadora eletromagnética emitida pelo laser,  $E$ , tem a expressão geral simplificada apresentada em (3.2) [5]:

$$E = Ae^{-j\phi} , \quad (3.2)$$

na qual  $A$  é sua amplitude e  $\phi$  sua fase.

### 3.1.2.1 Variações na amplitude da portadora óptica

Partindo das equações de Maxwell para a propagação da onda eletromagnética na cavidade do laser, é possível determinar-se a equação de taxa relativa às variações em sua amplitude, representadas pela sua primeira derivada temporal,  $\dot{A}$ , conforme expressão apresentada em (3.3) [5]:

$$\dot{A} = \frac{1}{2} v_g [\Gamma g - (\alpha_{\text{int}} + \alpha_m)] A , \quad (3.3)$$

onde  $\alpha_{\text{int}}$  representa o coeficiente de atenuação da região ativa do laser, o qual engloba diversos fenômenos tais como absorção por portadores livres e espalhamento por refração na interface da heterojunção, enquanto  $\alpha_m$  é relacionada com as perdas nas faces do cristal semiconductor. Já  $\Gamma$  é fator de confinamento da portadora eletromagnética na região ativa;  $g$  o ganho óptico do semiconductor; e,  $v_g$  é a velocidade de grupo do modo propagante, dada por  $c/\eta_g$ , onde  $\eta_g$  é o índice de refração para tal grupo e  $c$  a velocidade da luz no vácuo. Portanto, de maneira simplificada, pode-se interpretar tal expressão como uma representação das variações na amplitude da portadora óptica emitida, decorrentes de um balanço entre o ganho do material semiconductor e suas perdas.

De maneira mais específica, o índice de refração de grupo,  $\eta_g$ , dependa da variação no índice de refração,  $\eta$ , em função das diferentes frequências,  $f$ , que compõe o grupo do modo de propagação da portadora óptica na cavidade do laser, como apresentado em (3.4) [4]:

$$\eta_g = \eta + f \frac{\partial \eta}{\partial f} . \quad (3.4)$$

Considerando-se as perdas decorrentes da propagação da onda eletromagnética na região ativa do laser e nos semi-espelhos em suas extremidades, o fator de confinamento e o ganho óptico da estrutura semicondutora, existe uma relação que pode ser expressa pelo coeficiente de absorção do único modo de propagação suportado pelo guia de onda do laser,  $\bar{\alpha}$ , como em (3.5) [5]:

$$\bar{\alpha} = -\Gamma g + \alpha_{\text{int}} + \alpha_m . \quad (3.5)$$

Nessa expressão, o ganho do semiconductor,  $g$ , é determinado pela equação (3.6)

[5]:

$$g = -\frac{k_0}{\eta_b} \operatorname{Im}(\chi_0 + \chi_p) , \quad (3.6)$$

na qual  $k_0$  é o número de onda da portadora eletromagnética no vácuo (ou seja,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ). Já  $\eta_b$  é o índice de refração da região ativa, sem a presença de inserção de novos portadores elétricos por uma corrente externa;  $\chi_0$  é a susceptibilidade do meio de propagação nessa situação; e,  $\chi_p$  é a contribuição de tais portadores nesse parâmetro.

Entretanto, é usual expressar-se a equação de taxa de amplitude, apresentada em (3.3), em função da quantidade de fótons emitidos,  $P$ . Esta quantidade é determinada segundo (3.7) [5]:

$$P = \frac{\epsilon_0 \bar{\eta} \eta_g}{2h\omega} \int |\mathcal{E}|^2 dV , \quad (3.7)$$

em que  $\bar{\eta}$  é o índice de refração do modo de propagação suportado pelo guia de onda do laser,  $h$  é a constante de Planck e  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo. Nela, tem-se a integração do módulo do vetor do campo elétrico,  $\mathcal{E}$ , em função do volume da região ativa do laser,  $V$ , calculado pela multiplicação do seu comprimento por sua espessura e largura.

Dessa forma, uma vez que o número de fótons é proporcional à área da região ativa ao quadrado, tem-se que a variação temporal de tal parâmetro,  $\dot{P}$ , pode ser expressa como em (3.8) [5]:

$$\dot{P} = (G - \gamma) P + R_{\text{sp}} , \quad (3.8)$$

onde  $G$  é a taxa de emissão estimulada total da região ativa do laser, e  $\gamma$  é a taxa de decaimento de fótons nessa região, as quais serão definidas nas equações subsequentes. Já  $R_{\text{sp}}$  representa a quantidade de fótons que são adicionados ao sinal óptico ressonante na cavidade do laser, através do processo de emissão espontânea, sendo fundamental para a quantificação do impacto do ruído de amplitude na portadora óptica emitida.

Define-se a taxa de emissão estimulada total da região ativa do laser,  $G$ , como a multiplicação entre o seu fator de confinamento, a velocidade de grupo e o ganho do semicondutor, de acordo com o apresentado em (3.9) [5]:

$$G = \Gamma v_g g . \quad (3.9)$$

Por sua vez, a taxa de decaimento de fótons,  $\gamma$ , leva em conta a velocidade

de grupo assim como os coeficientes de perda na região ativa do laser e nas suas faces refletoras, sendo o inverso do tempo de vida dos fótons,  $\tau_p$ , como definido em (3.10) [5]:

$$\gamma = v_g (\alpha_{\text{int}} + \alpha_m) = \tau_p^{-1} . \quad (3.10)$$

### 3.1.2.2 Variações na fase da portadora óptica

Já a equação de taxa, que descreve as variações temporais na fase da portadora óptica,  $\dot{\phi}$ , é apresentada na equação (3.11) [5]:

$$\dot{\phi} = -\frac{\bar{\eta}}{\eta_g} (\omega - \Omega) - \frac{\omega}{\eta_g} \Gamma \Delta\eta_p , \quad (3.11)$$

onde  $\omega$  é a frequência da portadora óptica emitida e  $\Omega$  é a frequência ressonante da cavidade do laser. Estas grandezas são próximas, mas não necessariamente iguais. Tal diferença é decorrente da variação no índice de refração da região ativa do laser, em função da densidade de portadores elétricos injetados em sua estrutura, como definido pelo parâmetro  $\Delta\eta_p$ . Já  $\bar{\eta}$  é o índice de refração do modo de propagação suportado pelo guia de onda retangular, formado na região ativa do laser, e  $\eta_g$  é o índice de refração de grupo de tal modo.

Mais uma vez, é usual representar-se tal equação de taxa em função da taxa de emissão estimulada,  $G$ , e da taxa de decaimento de fótons,  $\gamma$ . Para isso, emprega-se o parâmetro  $\beta_c$ , o qual é definido como a razão entre a parte real e imaginária da suscetibilidade  $\chi_p$  (ou seja,  $\beta_c = \text{Re}(\chi_p)/\text{Im}(\chi_p)$ ), resultando na expressão apresentada em (3.12) [5]:

$$\Delta\eta_p = -\frac{\beta_c}{2k_0} \Delta g . \quad (3.12)$$

Dessa forma, a partir dessa equação tem-se a definição da variação temporal da fase da portadora óptica emitida, como apresentado em (3.13) [5]:

$$\dot{\phi} = -(\omega - \omega_{\text{th}}) + \frac{1}{2} \beta_c (G - \gamma) , \quad (3.13)$$

em que  $\omega_{\text{th}}$  é a frequência angular do sinal emitido quando o laser opera em sua corrente de limiar. A presença de tal fator mostra que, conforme o ganho do laser muda em relação a sua situação de limiar, a fase do sinal emitido também sofrerá alterações. Esse fenômeno

decorre do fato que tal processo sempre acarretará em variações no índice de refração do cristal semicondutor, dadas por  $\Delta n_p$ , resultando inclusive em alterações na frequência do sinal luminoso emitido pelo laser.

### 3.1.2.3 Variações no número de portadores

Por fim, tem-se a equação de taxa que rege as variações na quantidade de portadores elétricos na região ativa do laser,  $N$ . Tal grandeza pode ser definida como a integral da densidade de portadores,  $n$ , em relação ao volume,  $V$ , da região ativa da junção semicondutora, como em (3.14) [5]:

$$N = \int n dV = nV . \quad (3.14)$$

Tal expressão pode ser simplificada, considerando uma distribuição aproximadamente constante de tais portadores nessa região, resultando em  $N = nV$ .

Considerando a corrente de polarização do laser,  $I$ , e a taxa de recombinação de portadores elétricos,  $\gamma_e$  (os quais serão definidos em específico nas equações subsequentes), tem-se que as variações temporais na quantidade de portadores elétricos,  $\dot{N}$ , são dadas por (3.15) [5]:

$$\dot{N} = \frac{I}{q} - \gamma_e N - GP , \quad (3.15)$$

na qual  $q$  é a carga do elétron. De maneira simplificada, tal expressão pode ser interpretada como a subtração da quantidade de elétrons injetados na região ativa, a qual é dada pela corrente  $I$  dividida pela carga de cada elétron, pela fração de portadores que se recombinam de maneira espontânea, definido pelo parâmetro  $\gamma_e$ , e pela quantidade que resulta na emissão de novos fótons de maneira coerente, dada pela multiplicação entre taxa de emissão estimulada pela quantidade de fótons. Mais especificamente, esse último termo,  $GP$ , resulta em um acoplamento não linear entre a quantidade de fótons e elétrons.

Por sua vez, a corrente de polarização,  $I$ , é dada pela expressão (3.16) [5]:

$$I = wLJ , \quad (3.16)$$

onde  $w$  é a largura da região ativa,  $L$  é o seu comprimento e  $J$  é a densidade de corrente injetada no laser.

Já a taxa de recombinação de portadores elétricos,  $\gamma_e$ , é definida em (3.17) [5]:

$$\gamma_e = A_{\text{nr}} + Bn + Cn^2 = \tau_e^{-1} , \quad (3.17)$$

sendo o inverso do tempo de vida de tais portadores, devido à sua recombinação espontânea,  $\tau_e^{-1}$ . Ela é composta pela soma de uma série de taxas de recombinação, sendo  $A_{\text{nr}}$  referente a mecanismos de captura (como falhas na estrutura semicondutora),  $B$  referente ao processo de recombinação radiativa (ou seja, que resultam na emissão de fótons) e  $C$  ao processo de recombinação Auger.

### 3.1.3 Forças de Langevin

A partir das equações de taxa, definidas em (3.8), (3.13) e (3.15), pode-se adicionar termos relacionados a flutuações aleatórias decorrentes dos processos de recombinação de elétrons e geração de fótons, os quais são nomeados como fontes de ruído de Langevin [90, 91, 92, 93, 94]. Dessa forma, têm-se o conjunto de equações (3.18), (3.19) e (3.20) [5]:

$$\dot{P} = (G - \gamma) P + R_{\text{sp}} + F_P(t) , \quad (3.18)$$

$$\dot{\phi} = -(\omega - \omega_{\text{th}}) + \frac{1}{2}\beta_c (G - \gamma) + F_\phi(t) , \quad (3.19)$$

$$\dot{N} = \frac{I}{q} - \gamma_e N - GP + F_N(t) , \quad (3.20)$$

as quais contam com a adição das forças de Langevin representadas pelos termos  $F_P(t)$ ,  $F_\phi(t)$  e  $F_N(t)$ , respectivamente. Matematicamente, tais equações de taxa passam a levar em conta eventos aleatórios, sendo, portanto, funções estocásticas que devem ser tratadas como tal. Em termos práticos, a força de Langevin, relacionada a variações na quantidade de portadores elétricos,  $N$ , tem origem no ruído balístico do laser (*shot noise*). Por outro lado, variações na quantidade de fótons emitidos,  $P$ , e na fase da portadora óptica,  $\phi$ , estão relacionadas com a recombinação espontânea dos portadores elétricos [5].

A análise de tais equações de taxa estocásticas se torna simplificada ao se considerar que o sistema não tem memória, cumprindo a condição de Markov. Para tanto, deve-se garantir que os tempos de vida dos portadores ópticos e elétricos,  $\tau_p$  e  $\tau_e$ , respectivamente, são muito maiores do que o tempo de correlação entre as três fontes de ruído de Langevin,  $F_P(t)$ ,  $F_\phi(t)$  e  $F_N(t)$  [5]. Dessa forma, é possível determinar que as médias

dos conjuntos, formados pelas diferentes forças de Langevin, irão obedecer as equações (3.21) e (3.22) [5]:

$$\langle F_i(t) \rangle = 0 , \quad (3.21)$$

$$\langle F_i(t)F_j(t') \rangle = 2D_{ij}\delta(t-t') , \quad (3.22)$$

onde  $i$  e  $j$  são variáveis dentro do conjunto  $\{P, \phi, N\}$ . O parâmetro  $\delta(t-t')$  é um incremento infinitesimal no tempo e  $D_{ij}$  é o coeficiente de difusão associado às respectivas forças de Langevin, representadas por  $i$  e  $j$ , respectivamente.

Tais coeficientes de difusão podem ser determinados a partir da caracterização dos momentos dinâmicos e a partir das equações (3.18), (3.19) e (3.20) ou, em termos práticos, pela análise dos fenômenos físicos relacionados ao seu aparecimento [60, 95, 96]. Por ambas as abordagens, tais fatores resultarão nas equações de (3.23) até (3.28) [5]:

$$D_{PP} = R_{\text{sp}}P , \quad (3.23)$$

$$D_{\phi\phi} = R_{\text{sp}}/4P , \quad (3.24)$$

$$D_{P\phi} = 0 , \quad (3.25)$$

$$D_{NN} = R_{\text{sp}}P + \gamma_e N , \quad (3.26)$$

$$D_{PN} = -R_{\text{sp}}P , \quad (3.27)$$

$$D_{N\phi} = 0 , \quad (3.28)$$

nas quais  $N$  é o número médio de elétrons, para o laser em estado estacionário, e  $P$  é o número médio de fótons, sob a mesma condição.

A avaliação de tais fontes de ruído se dá através da perturbação do estado estacionário da quantidade de fótons emitidos,  $P$ , da fase da onda emitida,  $\phi$ , e da quantidade de portadores elétricos,  $N$ , em quantidades infinitesimais, caracterizando  $\delta P$ ,  $\delta\phi$  e  $\delta N$ , respectivamente. Através de tal análise, torna-se possível linearizar as equações de taxa estocásticas apresentadas em (3.18), (3.19) e (3.20), resultando em, respectivamente, (3.29), (3.30) e (3.31) [5]:

$$\delta\dot{P} = -\Gamma_P\delta P + \left( G_N P + \frac{\partial R_{\text{sp}}}{\partial N} \right) \delta N + F_P(t) , \quad (3.29)$$

$$\delta\dot{\phi} = \frac{1}{2}\beta_c G_N \delta N + F_\phi(t) , \quad (3.30)$$

$$\delta\dot{N} = -\Gamma_N\delta N - (G + G_P P)\delta P + F_N(t) , \quad (3.31)$$

onde as taxas de flutuação nas populações de fótons e elétrons,  $\Gamma_P$  e  $\Gamma_N$ , respectivamente, são definidas pelas equações (3.32) e (3.33) [5]:

$$\Gamma_P = \frac{R_{\text{sp}}}{P} - G_P P , \quad (3.32)$$

$$\Gamma_N = \gamma_e + N \left( \frac{\partial \gamma_e}{\partial N} \right) + G_N P . \quad (3.33)$$

Já  $G_N$  e  $G_P$  são parâmetros que representam as variações na taxa de emissão estimulada do laser,  $G$ , em função de flutuações nas quantidades de, respectivamente, elétrons e fótons na região ativa do laser. Esses parâmetros são definidos pelas expressões em (3.34) [5]:

$$G_N = \frac{\partial G}{\partial N} \quad \text{e} \quad G_P = \frac{\partial G}{\partial P} . \quad (3.34)$$

É interessante observar que o coeficiente de ganho,  $G_P$ , incorpora, dentre seus fatores contribuintes, variações no ganho decorrentes de fenômenos não lineares, como, por exemplo, o *spectral hole burning*. Entretanto, o ruído de fase, representado por  $\delta\dot{\phi}$ , não mostra dependência com tais fatores, uma vez que, em condições normais de operação, a variação no índice de refração, decorrente de alterações na quantidade de portadores elétricos, deverá ter um impacto ordens de grandeza maior do que tais fenômenos.

Por fim, para analisar-se as variações  $\delta P$ ,  $\delta\phi$  e  $\delta N$ , no domínio da frequência,  $\omega$ , é possível aplicar-se a transformada de Fourier às equações (3.29), (3.30) e (3.31), resultando em (3.35), (3.36) e (3.37) [5], respectivamente:

$$\delta\tilde{P}(\omega) = \frac{(\Gamma_N + j\omega)\tilde{F}_P + (G_N P + \partial R_{\text{sp}}/\partial N)\tilde{F}_N}{(\Omega_R + \omega - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)} , \quad (3.35)$$

$$\delta\tilde{\phi}(\omega) = \frac{1}{j\omega} \left( \tilde{F}_\phi + \frac{1}{2}\beta_c G_N \delta\tilde{N} \right) , \quad (3.36)$$

$$\delta\tilde{N}(\omega) = \frac{(\Gamma_P + j\omega)\tilde{F}_N - (G + G_P P)\tilde{F}_P}{(\Omega_R + \omega - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)} , \quad (3.37)$$

onde  $\tilde{F}_P$ ,  $\tilde{F}_\phi$  e  $\tilde{F}_N$  são as transformadas de Fourier das respectivas forças de Langevin adicionadas, no começo da presente seção, às equações de taxa do laser.



Por sua vez, os parâmetros  $\Gamma_R$  e  $\Omega_R$  estão relacionados, respectivamente, à taxa de decaimento das oscilações de relaxação do laser assim como à sua frequência de relaxação, sendo definidos pelas equações (3.38) e (3.39) [5]:

$$\Gamma_R = \frac{\Gamma_N + \Gamma_P}{2} , \quad (3.38)$$

$$\Omega_R = \sqrt{(G + G_P P) \left( G_N P + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N} \right) - \left( \frac{\Gamma_N - \Gamma_P}{2} \right)^2} . \quad (3.39)$$

### 3.1.4 Largura de linha

Durante a operação do laser semiconductor, as flutuações de fase, representadas pela equação (3.36), resultam em variações na frequência da portadora óptica emitida. Isso ocorre pois a frequência é diretamente relacionada à fase do sinal, através de sua derivada temporal, como formalizado na equação (3.40) [5]:

$$\delta\omega = \delta\dot{\phi} , \quad (3.40)$$

na qual, segundo a notação empregada,  $\delta$  representa variações infinitesimais na fase,  $\phi$ , e na frequência,  $\omega$ , da portadora óptica. Tal equação de taxa, no domínio da frequência, define os parâmetros que constituem os principais fatores de alargamento espectral de um laser durante sua operação em regime de onda contínua. Dessa forma, sua análise é fundamental para o entendimento de tal fenômeno. Dentre os termos que a compõem, a transformada de Fourier da força de Langevin que representa variações estocásticas na fase do sinal emitido,  $\tilde{F}_\phi$ , está diretamente relacionada com alterações aleatórias na fase óptica do sinal, graças à emissão espontânea de fótons. Esse processo é intrínseco à operação do próprio laser e, portanto, inevitável. Já o termo, que envolve o parâmetro  $\beta_c$ , mostra a dependência do índice de refração efetivo, da região ativa do laser semiconductor, em relação ao ganho do material e, conseqüentemente, em relação à densidade de portadores elétricos em sua região ativa, como demonstrado pela equação (3.12) [5]. Estima-se que a contribuição de tal fenômeno, no alargamento espectral do laser, seja próxima à  $1 + \beta_c^2$  [60, 95, 96], como será formalizado na equação (3.52), sendo um dos fatores de maior importância para o desenvolvimento de fontes ópticas semicondutoras com largura de linha estreita.

A análise quantitativa do impacto de tais fatores passa pela determinação da densidade espectral do ruído de frequência, a qual pode ser determinada através da expressão em (3.41) [5]:

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta\phi(t + \tau) \delta\phi(t) \rangle e^{-j\omega\tau} d\tau . \quad (3.41)$$

Entretanto, essa equação pode ser simplificada nos casos em que a análise envolva diretamente a transformada de Fourier da função sob análise, como apresentado em (3.42) [5]:

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{T} \left| \delta\tilde{\phi}(\omega) \right|^2 \right) . \quad (3.42)$$

Esta, por fim, permite o uso da relação em (3.43) [5]:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{T} \left[ \tilde{\phi}_i^*(\omega) \tilde{\phi}_j(\omega) \right] \right) = 2D_{ij} , \quad (3.43)$$

na qual  $D_{ij}$  são os fatores de difusão entre as equações de taxa, apresentados entre (3.23) e (3.28).

Ao aplicar-se a transformada de Fourier da equação de taxa para variações na fase da portadora óptica, sob influência de forças de Langevin dada em (3.36), à expressão em (3.42), fazendo uso de (3.43) e (3.24), tem-se a equação (3.44):

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) \approx \frac{R_{\text{sp}}}{2P} \left[ 1 + \frac{\beta_c^2 \Omega_R^4}{(\Omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_R)^2} \right] . \quad (3.44)$$

Tal expressão foi simplificada ao considerar que  $\delta\tilde{N}$ , em (3.36), varia predominantemente devido ao termo  $(G + G_P P)\tilde{F}_P$  em (3.37). É interessante observar que, apesar de as forças de Langevin possuírem intensidade independente da frequência do sinal emitido, o ruído de fase terá maior intensidade na frequência de relaxação da estrutura semicondutora do laser,  $\Omega_R$ . Tal fenômeno decorre do aparecimento de ressonâncias em tais frequências, as quais acabam por amplificar o ruído emitido, tanto em fase como em amplitude, nesta região [97].

A caracterização experimental da largura de linha, tradicionalmente, passa pela determinação do seu espectro óptico de potência. Isso é possível após o batimento auto-homódino do próprio sinal com uma parcela sua, descorrelacionada devido ao seu

tempo de propagação por uma fibra com comprimento suficiente [61]. Entretanto, nessa técnica deve-se considerar a possível influência de fontes externas de ruído, as quais podem ocasionar o alargamento do espectro luminoso caracterizado, especialmente devido a fenômenos de espalhamento induzidos por interações acusto-ópticas potencializadas pelo grande comprimento do carretel de fibra requerido [98]. Alternativamente, pode-se usar uma modulação de fase adicional em baixa frequência [62]. A interpretação matemática, de tal processo passa pela definição do campo elétrico  $E(t)$ . Para o presente caso esse parâmetro pode ser representado como em (3.45):

$$E(t) = \sqrt{P + \delta P} e^{-j(\omega_0 + \phi + \delta\phi)}, \quad (3.45)$$

onde tem-se a amplitude de saída, representada em função da quantidade de fótons  $P$ , emitida em estado estacionário, e a fase  $\phi$ , sob a mesma condição, considerando-se a emissão monomodo de um sinal com frequência central  $\omega_0$ .

A avaliação do espectro de potência de tal sinal se dá pela conversão para o domínio da frequência, calculando-se a transformada de Fourier de sua autocorrelação, resultando em  $S_E(\omega)$ . Considerando-se um modelo de pequenos sinais, tem-se uma componente espectral central em  $\omega_0$  com componentes laterais de menor intensidade, espaçadas em intervalos iguais à frequência de relaxação  $\Omega_R$ . Adicionalmente, a solução de tal equação pode ser simplificada ao desconsiderarem-se as flutuações de amplitude derivadas de  $\delta P$ , de modo a focar a análise somente nas distorções de fase da portadora óptica, resultando em (3.46) [5]:

$$S_E(\omega) = P \int_{-\infty}^{+\infty} \langle e^{j\Delta\tau\phi} \rangle e^{-j(\omega - \omega_0)\tau} d\tau. \quad (3.46)$$

Nela, a variável  $\Delta\tau\phi$  representa a diferença de fase da portadora óptica devido ao passo temporal  $\tau$ . Supondo que ela siga uma distribuição Gaussiana [90], tem-se que a variância dessa variável é igual à (3.47) [5]:

$$\langle (\Delta\tau\phi)^2 \rangle = \frac{R_{sp}}{2P} \left\{ (1 + \beta_c^2 b) \tau + \frac{\beta_c^2 b}{2\Gamma_R \cos \sigma} [\cos 3\sigma - e^{-\Gamma_R \tau} \cos(\Omega_R \tau - 3\sigma)] \right\}, \quad (3.47)$$

sendo que os parâmetros  $b$  e  $\sigma$  são apresentados nas equações (3.48) e (3.49), respectiva-

mente:

$$b = \frac{\Omega_R}{\sqrt{\Omega_R^2 + \Gamma_R^2}} , \quad (3.48)$$

$$\sigma = \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{\Gamma_R}{\Omega_R} \right) . \quad (3.49)$$

A avaliação do comportamento de  $S_E(\omega)$ , a partir da expressão apresentada em (3.47), é geralmente realizada numericamente, devido à complexidade dos parâmetros acoplados que regem o seu comportamento. Entretanto, uma aproximação útil se dá através da definição da variância  $\langle (\Delta_\tau \phi)^2 \rangle$ , a partir da definição da densidade espectral do ruído como em (3.50) [5]:

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) = \left\langle \left| \omega \delta \tilde{\phi}(\omega) \right|^2 \right\rangle . \quad (3.50)$$

Tal análise resultará na expressão apresentada em (3.51) [5]:

$$\langle (\Delta_\tau \phi)^2 \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\phi}}(\omega) \frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega^2} d\omega , \quad (3.51)$$

na qual emprega-se a aproximação para  $S_{\dot{\phi}}$ , apresentada em (3.46).

Por fim, considerando que o espectro de potência do laser segue uma distribuição Lorentziana [5], centrada em  $\omega_0$ , tem-se que a largura de linha,  $\Delta f = \Delta \omega / 2\pi$ , é dada pela avaliação das equações anteriores para  $\omega = 0$ , resultando na expressão apresentada em (3.52) [5]:

$$\Delta f = \frac{R_{\text{sp}} (1 + \beta_c^2)}{4\pi P} = (1 + \beta_c^2) \Delta f_0 , \quad (3.52)$$

onde  $\Delta f_0$  se relaciona à largura de linha que o laser deveria apresentar devido à força de Langevin,  $F_\phi(t)$ , a qual acrescenta variações de fase aleatórias à emissão do laser. Já  $\beta_c^2 \Delta f_0$  contribui para o alargamento de tal espectro, devido à dinâmica interna de portadores elétricos e ópticos da região ativa do laser, a qual acarreta em variações em seu índice de refração e, conseqüentemente, na frequência do sinal emitido, resultando no aparecimento de picos de relaxação em frequências espaçadas por  $\Omega_R$ .

A simulação do espectro de potência da emissão do laser, a partir de (3.47), é apresentada na Fig. 16 para potências de saída, de 0,5 mW e 1 mW. Como é possível observar nessa figura, o espectro, que possui simetria em relação à frequência central  $\omega_0$ , apresenta picos laterais com intensidade ordens de grandeza menor, igualmente espaçados

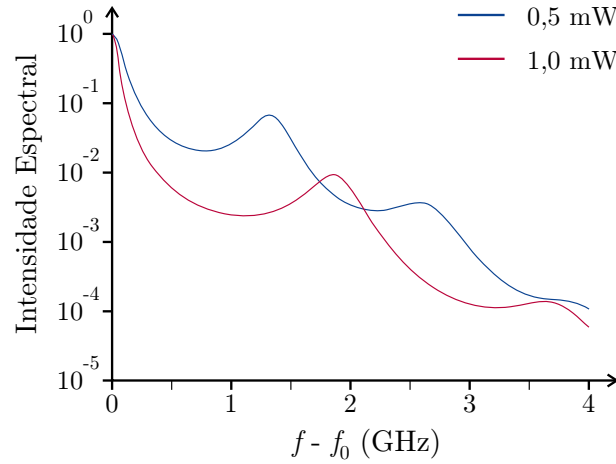


Figura 16 – Resolução numérica do espectro de potência da portadora óptica emitida por um laser semiconductor para duas potências do sinal óptico de saída. Percebe-se o fenômeno de alargamento espectral devido a distorções em sua fase (adaptado de [5]).

em função da frequência das oscilações de relaxação do laser. Como tais oscilações são intrinsecamente afetadas pela potência de polarização do laser (que irá variar a densidade de portadores em sua região ativa e, conseqüentemente, o seu índice de refração efetivo), há uma alteração significativa no comportamento do espectro de emissão do laser com a variação na sua potência de saída. Na figura em questão, percebe-se que, conforme tal parâmetro aumenta, há um estreitamento no pico centrado em  $\omega_0$ , assim como uma diminuição na intensidade dos picos de relaxação, fatores que estão fundamentalmente ligados à diminuição da largura de linha do laser com o aumento de sua corrente de polarização.

Uma visão generalizada da variação da largura de linha, em função da potência de saída do laser, é possível através da Fig. 17, na qual são apresentados resultados experimentais para três lasers com cavidades de diferentes tamanhos e arquiteturas. Como esperado, a partir das equações apresentadas anteriormente, há uma clara tendência de diminuição da largura de linha em função do aumento da potência óptica de saída do laser. Entretanto, um comportamento não previsto pela análise realizada é que, após tal diminuição (da largura de linha) atingir um ponto de aparente saturação, ela volta a aumentar, mesmo com o aumento na potência óptica de saída. Tal fenômeno já foi experimentalmente caracterizado extensivamente por diversos grupos, sendo também claramente notado nos resultados alcançados pela técnica de caracterização aqui apresentada, como mostrado na Fig. 25 e posteriormente discutido na Seção 3.3. Apesar de sua demonstração experimen-

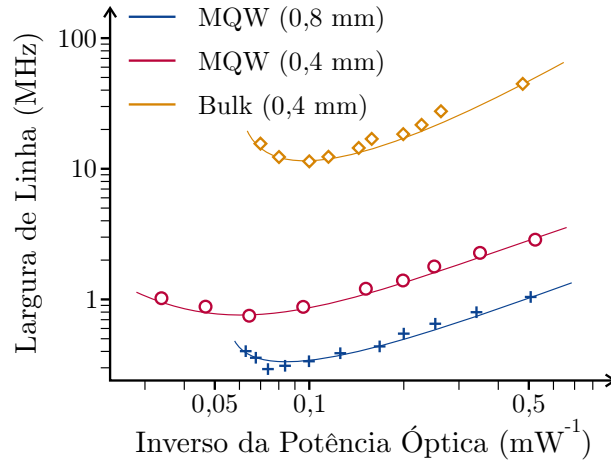


Figura 17 – Largura de linha em função da potência óptica de saída experimentalmente caracterizada para três lasers com diferentes arquiteturas de heterojunções. Dois projetados com múltiplos poços quânticos (com cavidades de  $400\ \mu\text{m}$  e  $800\ \mu\text{m}$ ) e um *bulk* (com cavidade de  $400\ \mu\text{m}$ ) (adaptado de [5]).

tal, o alargamento da largura de linha após a sua saturação não possui uma explicação teórica consensual na literatura técnica. Dentre as várias explicações propostas, têm-se interações entre os modos de propagação na cavidade do laser [99, 100, 101], ganho óptico não linear [102], *spectral hole burning* [103, 104] e fontes de ruído com característica  $1/f$  [56] ou, ainda, advindas da corrente de polarização do dispositivo [105].

## 3.2 Desenvolvimento da técnica

A técnica aqui apresentada [6, 45, 69] faz uso do princípio de recepção coerente de uma portadora óptica a ser caracterizada. Para tanto, emprega-se uma montagem experimental de relativa simplicidade, a qual é discutida na Seção 3.2.1. A recepção óptica dos sinais é baseada na mistura e aquisição ultrarrápida, em tempo real, do sinal de batimento entre a emissão eletromagnética do laser (a ser caracterizado) e de uma segunda fonte óptica, idealmente com maior pureza espectral, operando como oscilador local. Em seguida, tal sinal é investigado pelo algoritmo de análise, apresentado na Seção 3.2.2, em busca de distorções em sua fase, as quais serão posteriormente classificadas em busca de perdas de coerência. Por fim, a extração da largura de linha é feita a partir da variação da frequência do sinal de batimento, em relação a uma referência gerada computacionalmente.

### 3.2.1 Montagem experimental

A técnica proposta faz uso do esquema experimental, apresentado na Fig. 18, podendo-se realizar a caracterização da largura de linha da fonte luminosa sem o emprego de grandes carretéis de fibra óptica destinados a prover a decorrelação da portadora óptica, como no caso da tradicional técnica auto-homódina. Dessa forma, a simplicidade do esquema é evidenciada pelo uso de apenas duas fontes ópticas independentes, um controle de polarização, um acoplador direcional óptico e um fotodetector. Em contrapartida, há um aumento na complexidade do DSP necessário para extrair as informações pertinentes à análise proposta. Existe ainda a necessidade de uso de um osciloscópio digital com aquisição de dados em tempo real ultrarrápida. Esse osciloscópio precisa amostrar e armazenar uma quantidade suficiente de pontos para que seja possível caracterizar as distorções de frequência e fase da portadora óptica, como discutido na Seção 3.2.2.

O proposto baseia-se no batimento heteródino entre duas portadoras ópticas, operando em modo CW e geradas por fontes independentes, acrescido da recepção coerente de tais sinais. A primeira portadora óptica, com comprimento de onda  $\lambda_{oc}$ , será gerada pelo laser a ser caracterizado. Esse laser sob análise poderá ter suas condições operacionais variadas, visando-se à verificação da pureza de sua emissão eletromagnética, em cada situação operacional. Já a segunda portadora, com comprimento de onda  $\lambda_{lo}$ , atua como oscilador local, devendo ter a maior pureza espectral e estabilidade térmica possíveis, evitando, dessa forma, que a sua influência degrade de maneira sensível as medidas realizadas. Após um controle de polarização, o qual objetiva maximizar a eficiência do batimento fotodetectado, ambas as portadoras são misturadas por um acoplador óptico simétrico. Dessa forma, tem-se que o campo eletromagnético na saída do acoplador óptico,  $E_t(t)$ , é dado pela soma das duas portadoras ópticas,  $E_{oc}(t)$  e  $E_{lo}(t)$ , como representado

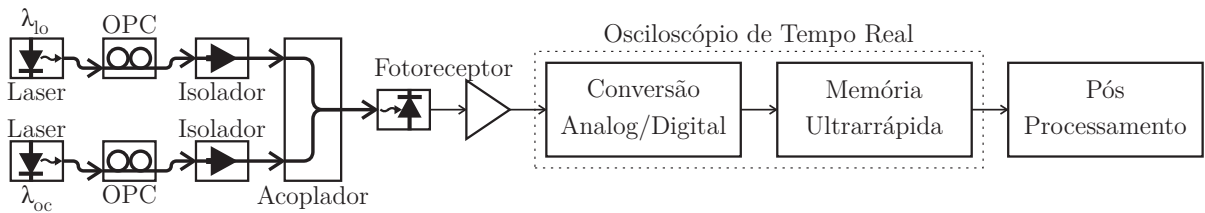


Figura 18 – Montagem experimental proposta para a determinação da largura de linha e caracterização do ruído de fase em lasers (adaptado de [6]).

por (3.53):

$$E_t(t) = E_{oc}(t) \cos(\omega_{oc}t + \phi_{oc}(t)) + E_{lo}(t) \sin(\omega_{lo}t + \phi_{lo}(t)) . \quad (3.53)$$

Ressalta-se que ambas as portadoras possuem frequências angulares  $\omega$  e fase variante no tempo  $\phi(t)$  independentes, sendo que uma delas apresenta um giro de fase de  $90^\circ$  dado pelas características construtivas do próprio acoplador.

O processo de fotodetecção de um sinal eletromagnético responde à potência óptica ao quadrado do sinal recebido, processo esse que, no caso do sinal  $E_t(t)$ , resulta no aparecimento de elementos com frequência igual à soma ou à subtração das frequências originais das portadoras ópticas misturadas. Uma vez que a eletrônica, empregada na recepção de tais sinais, possui banda de operação usualmente limitada a algumas dezenas de giga-hertz, tem-se a eliminação de toda e qualquer parcela do sinal que permaneça com frequência na faixa dos tera-hertz. Dessa forma, a corrente resultante da fotodetecção balanceada desse sinal,  $i_{pd}(t)$ , pode ser descrita de acordo com (3.54):

$$i_{pd}(t) = 2R\sqrt{P_{oc}(t)P_{lo}(t)} |\sin[(\omega_{oc} - \omega_{lo})t + \phi_{oc}(t) - \phi_{lo}(t)]| , \quad (3.54)$$

em que  $R$  é a responsividade do fotodetector, e  $P$  é a potência de cada portadora óptica.

É importante notar que as frequências angulares de ambos os sinais,  $\omega_{oc}$  e  $\omega_{lo}$ , são consideradas invariantes no tempo somente em uma primeira aproximação. Na realidade, ambas apresentam variações lentas, em relação à janela amostral aqui considerada, as quais são correlacionadas com desvios de frequência derivados de instabilidades térmicas e operacionais dos dispositivos. De maneira geral, tem-se uma aproximação mais precisa ao considerar-se que a frequência intermediária resultante do batimento entre as portadoras ópticas,  $\omega_{if}(t)$ , apresenta oscilações temporais lentas. Portanto, sendo formada pela combinação de uma parcela constante,  $\omega_{if}$ , com uma parcela variante no tempo,  $\Delta\omega_{if}(t)$ , a qual carrega as informações relativas ao deslocamento de frequência combinado, relativo às duas portadoras ópticas originalmente misturadas. Supondo-se que a potência de ambas as portadoras se mantém constante durante a aquisição de um conjunto de dados para posterior análise, pode-se definir que o ganho do sinal senoidal passa também a ser constante e igual a  $G_{pd}$ . Dessa forma, a corrente fotodetectada pode ser definida por



(3.55):

$$i_{pd}(t) = G_{pd} |\sin[(\omega_{if} + \Delta\omega_{if}(t))t + \phi_{oc}(t) - \phi_{lo}(t)]|, \quad (3.55)$$

expressão que carrega informações acerca tanto de possíveis desvios de frequência como de fase das portadoras ópticas analisadas. Isso é suficiente para se definirem a largura de linha e o ruído de fase do sinal resultante da combinação de ambas.

Entretanto, como é possível perceber em (3.55), após a amostragem e aquisição de um conjunto de dados referente à corrente fotodetectada, a variação de frequência,  $\Delta\omega_{if}(t)$ , e o ruído de fase, presentes tanto em  $\phi_{oc}(t)$  como em  $\phi_{lo}(t)$ , serão relativos à interação entre as duas portadoras ópticas combinadas. Dessa forma, dadas as limitações experimentais da montagem proposta, pode-se afirmar que é impossível para o algoritmo de análise isolar variações de fase ou frequência (provenientes do laser a ser caracterizado) daquelas relativas ao oscilador local. Sendo assim, os resultados obtidos sempre serão relativos à combinação de ambas as portadoras. Pode-se assumir, de maneira geral, que a largura de linha aparente medida é a soma das larguras de linha individuais de ambas as portadoras ópticas [106]. Dessa forma, ao subtrair-se a largura de linha do oscilador local (caso essa seja previamente conhecida), tem-se uma estimativa da largura de linha do laser sob caracterização. A partir de tal premissa, também é possível inferir o erro que será inserido na medição da largura de linha de determinado laser. Isso é feito em função da pureza espectral do oscilador local empregado na recepção coerente do sinal a ser caracterizado. Idealmente, visando-se maior precisão na determinação da largura de linha relativa especificamente ao laser a ser caracterizado, pode-se optar por empregar um laser oscilador local com um nível de pureza espectral consideravelmente maior, em comparação ao laser sob caracterização, minimizando sua influência nas medições. Para tanto, em termos práticos, isso significa que a largura de linha de tal laser deve ser, no mínimo, uma ordem de grandeza inferior à do laser a ser caracterizado. Entretanto, para a caracterização de larguras de linha extremamente estreitas, como em alguns dos casos apresentados na Seção 3.3, pode-se optar por utilizarem-se fontes ópticas similares (como oscilador local e laser sob caracterização). Dessa forma, a largura de linha aparente será o dobro da largura individual de cada fonte. Portanto, minimiza-se a influência de fatores de fabricação que possam influenciar as medições realizadas.

Na análise pelo algoritmo desenvolvido, a corrente fotodetectada deve ser con-

vertida para o domínio digital e armazenada para posterior processamento. Visando adquirir o sinal de batimento, minimizando a quantidade de distorções impostas pelo processo de digitalização, a frequência de amostragem do ADC deve obedecer ao teorema de Nyquist, ou seja, deve ser no mínimo igual ao dobro da frequência do sinal a ser detectado. Dessa forma, evita-se que ocorra sobreposição espectral do sinal amostrado assim como a degradação da informação a ser analisada. Entretanto, as variações de amplitude e fase possuem frequência acima da máxima frequência do próprio sinal, de forma que uma caracterização mais acurada e precisa somente se torna possível quando a frequência de amostragem do ADC for várias vezes superior à frequência do batimento entre as portadoras ópticas. Em contrapartida, dada a limitação da capacidade de armazenamento, caso a portadora óptica possua frequência muito abaixo da frequência de amostragem do equipamento, poucos ciclos senoidais de batimento serão adquiridos. Isso irá dificultar a análise e diminuir sua precisão, uma vez que uma menor quantidade de dados estará disponível para a análise. Devido a essas condições, assim como às limitações experimentais, dadas especialmente pela banda limitada de operação dos componentes de micro-ondas empregados, optou-se por uma frequência de amostragem 16 vezes superior à frequência do sinal de micro-ondas analisado. Dado que o osciloscópio (Keysight DSO-X 96204Q) possui banda de operação de 62 GHz e taxa de amostragem de 160 GSa/s, sendo capaz de adquirir até 41 milhões de amostras em cada canal em cada evento de medição, optou-se por utilizar uma frequência de batimento próxima a 10 GHz. Testes realizados com frequências maiores evidenciaram a dificuldade em se reconstruir o sinal senoidal de batimento, uma vez que poucas amostras estavam disponíveis por cada semiciclo senoidal, sendo dessa forma descartados. Já os testes empregando frequências menores apresentaram resultados de menor precisão, uma vez que não havia semiciclos senoidais suficientes para que o resultado do algoritmo de análise convergissem para a largura de linha aparente da portadora óptica, como apresentado na Seção 3.3.

Por fim, o sinal amostrado deve ser armazenado por uma memória de alta velocidade. Isso é necessário para a análise pelo algoritmo *offline*, apresentado em detalhes na Seção 3.2.2. Destaque-se que, idealmente, o tempo total amostrado para cada medida experimental adquirida deve ser superior ao tempo de coerência do laser a ser caracterizado, permitindo que no mínimo um evento de quebra de coerência seja identificado pelo algoritmo de análise. Eventos dessa natureza podem ser caracterizados por variações

bruscas na portadora óptica, como as demonstradas na Fig. 22. Dessa forma, é possível para o algoritmo de análise separá-las das variações mais lentas, relacionadas ao desvio de frequência da portadora óptica. Portanto, a análise proposta é capaz de determinar o tempo decorrente entre dois eventos de perda de coerência, de maneira independente da verificação da largura de linha do laser semicondutor. Ressalta-se que um tempo total amostrado inferior ao tempo de coerência do laser não impossibilita a caracterização da largura de linha. Entretanto, conforme anteriormente destacado, uma maior quantidade de pontos amostrados resultará em uma maior precisão na inferência dessa grandeza.

### 3.2.2 Algoritmo de análise

O algoritmo, desenvolvido para a análise e extração de parâmetros, pode ser visualizado no diagrama apresentado na Fig. 19, na qual as principais etapas do processamento do sinal adquirido estão representadas por blocos. A numeração de cada bloco será empregada como referência para o detalhamento do processo de análise. O algoritmo computacional foi desenvolvido tendo como base o *software* MATLAB e fazendo uso de algumas de suas funções matemáticas, disponíveis em sua versão básica. O processamento dos sinais, adquiridos em tempo real pelo osciloscópio com alta taxa de amostragem (bloco 01), só é possível quando o algoritmo recebe em sua entrada blocos de sinal com duração suficiente para que a largura de linha extraída convirja para um valor estimado. Dessa maneira, tal processamento é realizado de forma *offline*, fazendo-se uso do limite máximo de memória do osciloscópio disponível (ou seja, blocos de 41 milhões de pontos como anteriormente citado). Apesar de tal limitação, não há uma retroalimentação do resultado gerado na saída do algoritmo para sua entrada, de maneira que, uma vez que todas as adaptações necessárias sejam implementadas, nada impossibilita o emprego do presente algoritmo em aplicações *online*, tendo como base um módulo com arranjo de portas programáveis (FPGA - *Field Programmable Gate Array*), especificamente criado para este fim.

Após a aquisição dos sinais desejados, o processamento é iniciado em dois caminhos isolados. O primeiro tem por objetivo gerar um sinal de referência (blocos 02, 04 e 06), enquanto o segundo visa preparar o sinal originalmente adquirido para a análise posterior do seu desvio de frequência e atraso de fase (blocos 03, 05 e 07). O sinal de referência supracitado nada mais é do que uma versão filtrada, de modo a eliminar a maior parte do

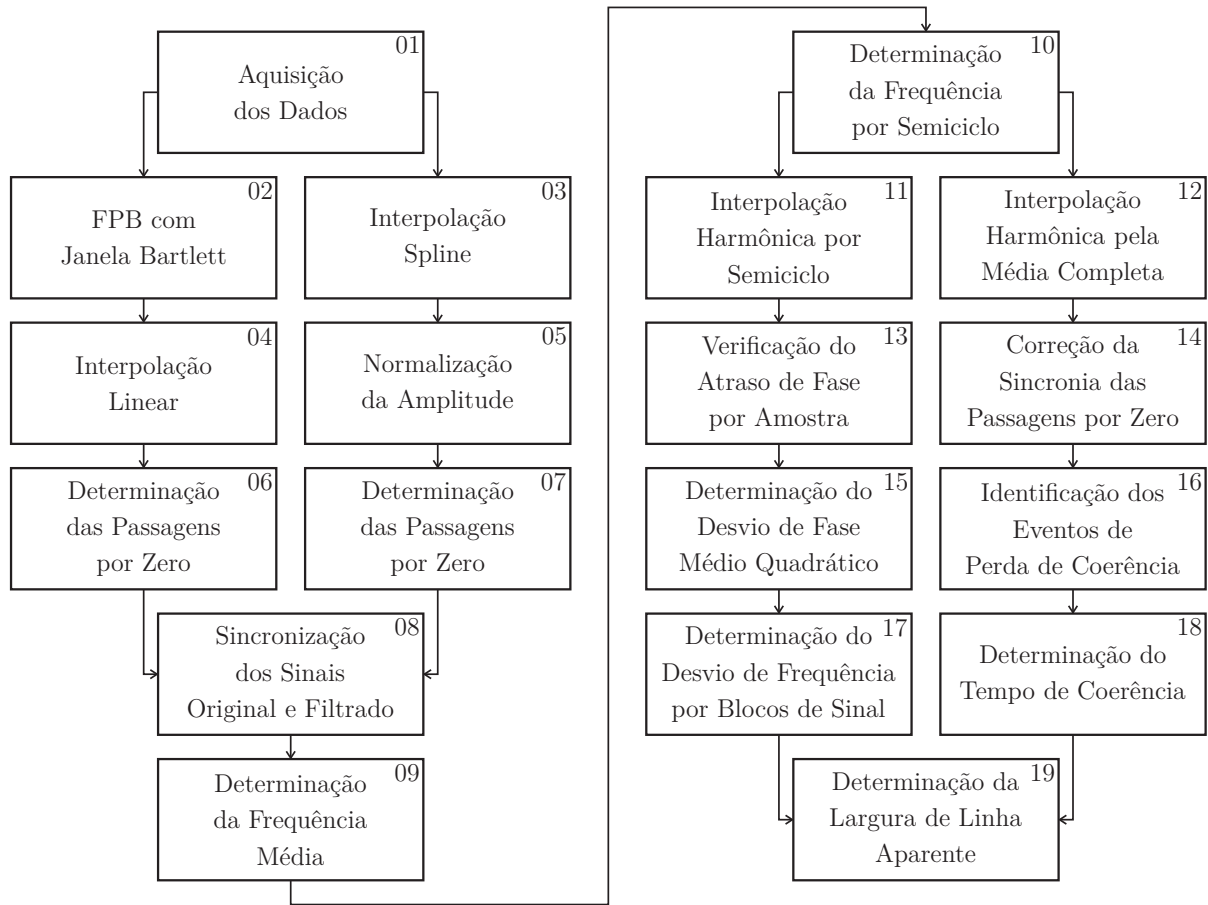


Figura 19 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação da largura de linha e extração de informações relativas ao ruído de fase (adaptado de [6]).

ruído do sinal adquirido, que servirá como base para algumas das operações posteriores. No intuito de criá-lo, inicialmente, o sinal amostrado é filtrado (bloco 02) por um filtro passa baixas digital (LPDF - *Low Pass Digital Filter*), com resposta finita ao impulso (FIR - *Finite Impulse Response*) e com frequência de corte igual ao dobro da frequência de batimento do sinal óptico fotodetectado. Diversos janelamentos foram analisados para a construção do filtro em questão (como, por exemplo, janelamento retangular, Bartlett, Hanning, Hamming e Blackman), todos tendo apresentado resultados semelhantes. Sendo assim, por ter apresentado resultado pouco superior, optou-se pelo janelamento Bartlett. O sinal é em seguida interpolado (bloco 04), de maneira linear, e suas passagens por zero são identificadas (bloco 06), a partir da verificação da troca de sinal entre amostras consecutivas do sinal. A verificação desses pontos de interesse permite a identificação de cada semiciclo do sinal senoidal de batimento, o qual será analisado individualmente, ou em blocos de tamanho variável, nas etapas a seguir.

O caminho paralelo destina-se a preparar o sinal originalmente amostrado, para servir como base para a extração dos parâmetros de interesse. Inicialmente, o sinal em questão é interpolado (bloco 03) em um fator de 10 amostras, uma vez que, apesar da alta taxa de amostragem do osciloscópio utilizado, uma maior quantidade de pontos resultará na determinação mais precisa de alguns pontos de interesse, em especial suas passagens por zero. Algumas técnicas de interpolação foram verificadas nos testes preliminares, mas devido ao tempo de processamento, decorrente do emprego de técnicas de maior complexidade, optou-se pelo emprego da interpolação *spline*, a qual resultou em um compromisso conveniente entre o tempo de processamento e a precisão da interpolação. Em seguida, o sinal como um todo tem sua amplitude normalizada (bloco 05), de modo a facilitar a representação de alguns pontos de interesse. Seus semiciclos são então identificados através da determinação de seus pontos de passagem por zero (bloco 07). Uma vez que o sinal resultante, nesse caminho de processamento, não teve seu ruído eliminado por uma etapa de filtragem, as passagens por zero identificadas (bloco 07) devem apresentar pontos indevidos, ocasionados por eventuais ruídos de amplitude no sinal óptico próximos ao seu momento de transição entre semiciclos. Tais ocorrências representariam distorções na avaliação do período de cada semiciclo, bem como da frequência do sinal como um todo. Em decorrência, o sinal de referência previamente filtrado é sincronizado ao sinal a ser analisado (bloco 08), permitindo que passagens por zero indevidas sejam identificadas e eliminadas. Assim sendo, torna-se possível avaliar-se a frequência média de todo o intervalo temporal amostrado (bloco 09), a qual servirá como referência para se avaliarem os desvios de frequência de cada intervalo do sinal, e possibilitar a criação de um vetor contendo informações sobre a frequência determinada individualmente para cada semiciclo (bloco 10).

Nesse ponto da análise, novamente o processamento é realizado de maneira independente por dois caminhos paralelos no diagrama de blocos da Fig. 19. O primeiro (blocos 11, 13, 15 e 17) avalia os desvios de frequência para cada bloco do intervalo temporal adquirido, enquanto o segundo (blocos 12, 14, 16 e 18) visa identificar pontos de interesse relacionados aos eventos da perda de coerência do laser semicondutor. Para ambas as análises, um sinal de referência foi criado a partir da técnica aqui denominada “interpolação harmônica”. Essa técnica introduz um sinal senoidal ideal (ou seja, sem ruído de amplitude, fase ou frequência) sincronizado ao sinal a ser analisado. Entretanto,

devido à natureza distinta da análise realizada, em cada caminho paralelo representado no diagrama de blocos, em cada caso (blocos 11 e 12) a interpolação harmônica é utilizada com diferentes parâmetros de entrada, como se segue.

No intuito de identificar eventos que possivelmente sejam decorrentes da perda de coerência de uma das fontes ópticas envolvidas no batimento previamente fotodetectado, a interpolação harmônica é inicialmente empregada para a criação de um sinal senoidal com frequência igual à frequência média do intervalo temporal amostrado total (bloco 12), como exemplificado na Fig. 20. Os eventos, aqui identificados como possíveis perdas de coerência do laser semiconductor, são caracterizados por variações bruscas na fase ou na frequência da portadora eletromagnética. Tais fenômenos devem ser identificáveis pelo algoritmo de análise através da perda de sincronia entre o sinal de referência, criado pela interpolação harmônica (bloco 12), e o sinal analisado, resultando em ocorrências como as exemplificadas na Fig. 22 apresentada na Seção 3.3. Assim sendo, o algoritmo realiza uma varredura, a partir do ponto inicial de aquisição dos dados amostrados, verificando a sincronia entre ambos os sinais, e realizando correções sempre que há um desvio significativo (bloco 14). Esse processo pode ser visualizado na Fig. 20, na qual o sinal, originalmente amostrado, é representado pela linha pontilhada. A interpolação harmônica é representada por uma linha contínua cinza, sendo que a diferença de fase entre ambas é representada pela linha contínua vermelha. Como é possível perceber, nesse pe-

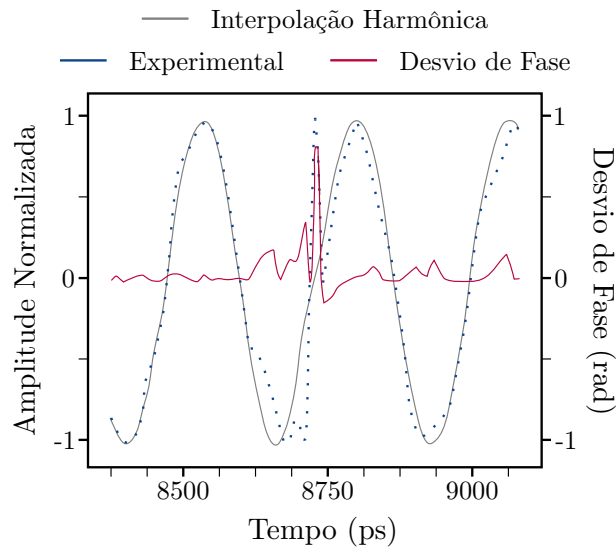


Figura 20 – Referência harmônica acompanhando o sinal de batimento fotodetectado após um desvio brusco em sua fase (adaptado de [6]).

queno exemplo de intervalo amostral, assim que o sinal de batimento óptico apresenta uma drástica variação em sua fase (próximo ao instante 8750 ps), a referência harmônica muda sua fase para tentar acompanhá-la. Tal processo, entretanto, resulta em um desvio de fase significativo (próximo a 1 rad), o qual servirá como métrica para a identificação de tais fenômenos (bloco 16). A partir da estimativa do tempo médio, decorrido entre dois fenômenos dessa natureza, é possível realizar-se a avaliação do tempo de coerência das fontes testadas (bloco 18). Entretanto, tal análise ainda deve ser refinada através de um entendimento mais adequado dos fenômenos identificados pelo algoritmo, como aqueles discutidos na Seção 3.3.

Paralelamente, um segundo sinal de referência harmônica é criado (bloco 11). Entretanto, nesse caso, a frequência de cada semiciclo da referência harmônica é igual à frequência do semiciclo correspondente no sinal de batimento a ser analisado. Dessa forma, garante-se a sincronia entre a referência harmônica e o sinal a ser analisado, durante todo o intervalo temporal amostrado, permitindo que o algoritmo de análise avalie o desvio de fase de cada ponto amostral individualmente (bloco 13). A partir da análise do vetor contendo o desvio de fase em função do tempo, é possível que, em seguida, avalie-se o desvio de fase médio quadrático (bloco 15) do sinal como um todo. Por fim, para a extração da largura de linha aparente do laser sob caracterização em tais condições, os pontos amostrais originalmente adquiridos são agrupados em blocos consecutivos (PTI - *Packet Time Interval*) com certa duração. Em seguida, verifica-se o desvio da frequência média de cada bloco temporal agrupado, em relação à frequência média do sinal total (determinada no bloco 09), permitindo a geração de histogramas como o apresentado na Fig. 21. A partir da verificação da largura de banda do sinal, no seu ponto médio em relação ao seu máximo em cada histograma, tem-se a largura de linha aparente do sinal para aquele PTI específico (bloco 17). Ao aumentar-se progressivamente a duração do PTI, as larguras de linha aparentes extraídas têm a tendência de convergir para a largura de linha real do sinal analisado, como pode ser verificado nos resultados apresentados na Fig. 23. Com o aumento no tamanho dos PTIs, tem-se a tendência de que rápidas variações aleatórias na fase da portadora óptica sob caracterização sejam desconsideradas da análise, uma vez que, em um período amostral suficientemente grande, sua média tenderá a zero. Restam, portanto, como parcela significativa para os desvios caracterizados nos histogramas, as variações de frequência mais lentas e de maior intensidade, as quais terão

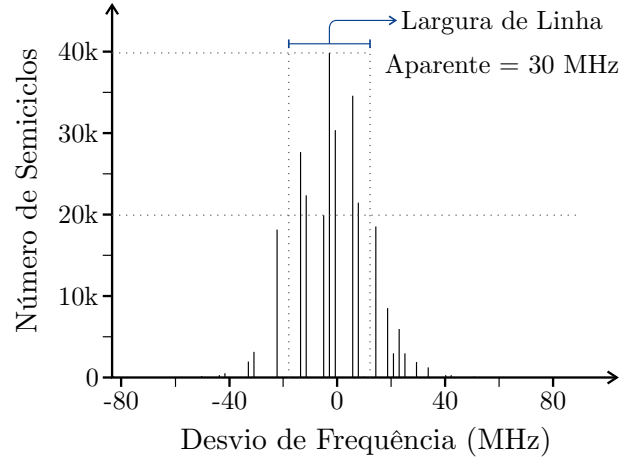


Figura 21 – Histograma do desvio de frequência do sinal amostrado agrupado em blocos PTI de 30 ps (adaptado de [6]).

maior contribuição no alargamento da emissão eletromagnética do laser. Entretanto, para PTI muito grandes, em comparação com o intervalo de tempo total amostrado, a quantidade de blocos para a geração dos histogramas se torna muito pequena, de modo que não há informação suficiente para a determinação da largura de linha aparente com confiabilidade. Portanto, para a determinação da largura de linha do sinal sob caracterização (bloco 19), verifica-se o ponto de inflexão nas curvas que relacionam a largura de linha aparente, em função do tamanho dos blocos de PTI analisados, no qual há uma tendência de estabilização da largura de linha mensurada, como discutido na seção subsequente.

### 3.3 Resultados

A técnica de análise aqui proposta possibilitou a identificação de distorções da portadora óptica, as quais podem estar associados à perda de coerência, como os casos típicos apresentados na Fig. 22. A inferência da largura de linha aparente, resultante do batimento entre as duas portadoras ópticas envolvidas na geração do sinal de micro-ondas, foi avaliada pelo algoritmo proposto, como apresentado na Fig. 25. Na presente seção tais resultados serão apresentados e discutidos, de modo a validar a técnica de caracterização aqui detalhada, assim como permitir o seu desdobramento em novos trabalhos a serem realizados futuramente.

Através da verificação da sincronia do sinal adquirido, com uma referência senoidal computacionalmente gerada, o algoritmo desenvolvido é capaz de identificar va-



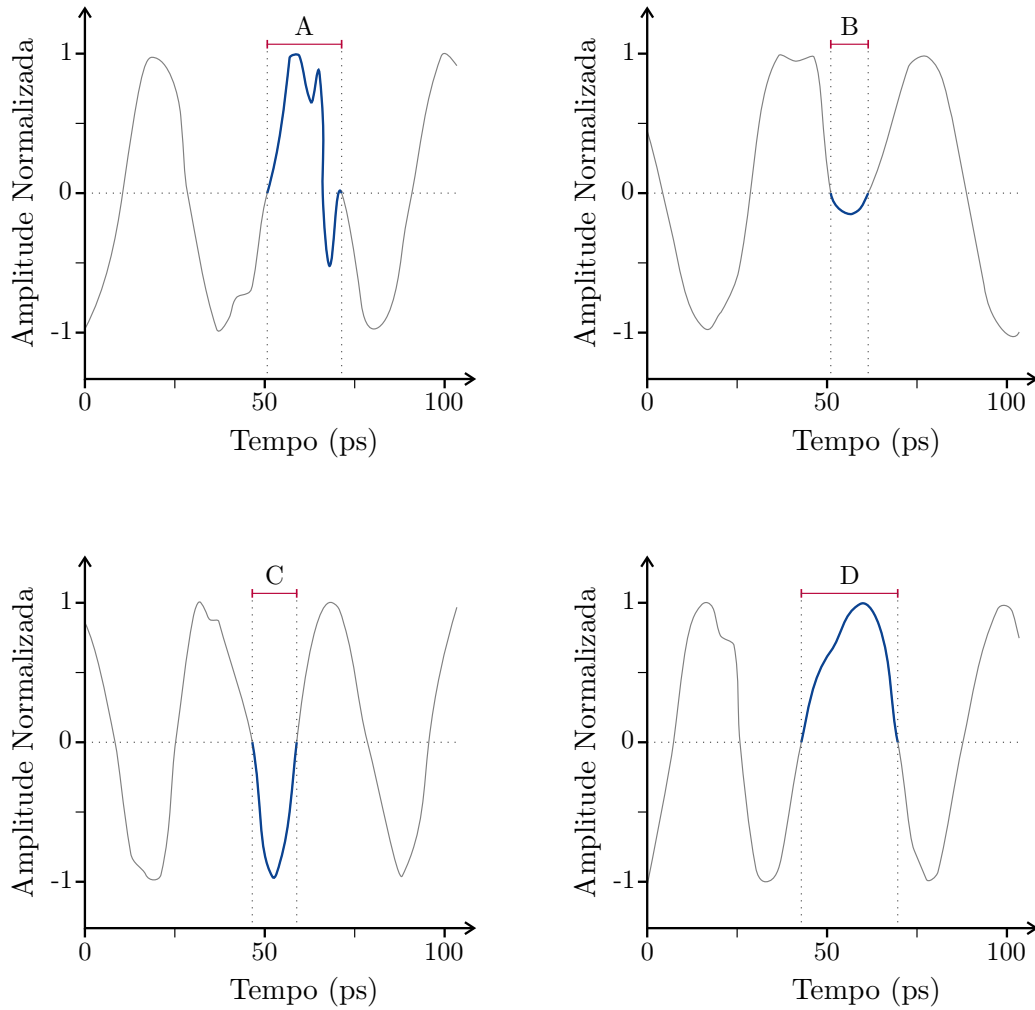


Figura 22 – Casos típicos de eventos que potencialmente representam a perda de coerência do laser semiconductor sob caracterização (adaptado de [6]).

riações bruscas na portadora óptica fotodetectada (bloco 16 na Fig. 19). Os semiciclos nas quais tais variações são verificadas, como nos casos típicos exemplificados na Fig. 22, são então armazenados para posterior análise, sendo inicialmente separados entre os que apresentaram uma frequência superior ou inferior à frequência média do sinal analisado, como os casos C e D, respectivamente, na figura supracitada. Uma inspeção visual mais cuidadosa de tais eventos permitiu ainda a identificação de outros dois casos típicos. Estes são representados pelos casos A e B na figura aqui analisada, tendo sido classificados como variações drásticas da portadora óptica e ausência de semiciclos, respectivamente. A partir da análise estatística de todos os eventos envolvendo a perda da sincronia, entre o sinal amostrado e a referência harmônica, verificou-se que os casos menos drásticos, nominalmente C e D, são os de ocorrência mais comum, representando aproximadamente 95 % dos casos totais (sendo 49,7 % relativos à C e 45,2 % relativos à D). Tais casos,

devido à sua natureza, podem estar relacionados a variações no índice de refração da região ativa do laser semiconductor, propriedade intrinsecamente ligada à dinâmica de portadores do dispositivo e, portanto, suscetível a diversos efeitos físicos. Já as variações mais drásticas, evidenciadas pelos exemplos A e B na Fig. 22, são ocorrências mais raras totalizando aproximadamente 5 % do total (sendo 4,3 % relativas à A e 0,8 % relativas à B). A interpretação, de sua natureza e suas causas, ainda necessita ser investigada com maior profundidade, como proposto nos trabalhos futuros apresentados na Seção 3.5. Entretanto, tais fenômenos podem estar ligados a fenômenos quânticos como o *spectral hole burning*, o qual cria descontinuidades no espectro de emissão do laser, e emissões adiabáticas [107, 108].

Em adição à identificação de tais eventos, o objetivo final do algoritmo desenvolvido é a verificação da largura de linha de fontes ópticas. Visando à verificação experimental de sua acurácia, três lasers semicondutores com diferentes propriedades construtivas foram selecionados. A caracterização destes dispositivos permitiu a verificação tanto de variações na largura de linha, estimadas em função das suas próprias características, como da potência óptica por ele emitida, como pode-se verificar nos resultados resumidos na Tabela 1. Como comentado na Seção 3.2.1, durante a descrição da montagem experimental empregada para a obtenção dos resultados aqui apresentados, o laser oscilador local deve ter uma largura de linha suficientemente menor do que a do laser sob caracterização, de forma que sua contribuição possa ser desconsiderada. Caso isso não seja possível, a largura de linha determinada pela presente técnica será igual à soma das larguras de linha das duas fontes envolvidas no batimento óptico, relativo à sua recepção coerente [106]. Considerando-se tais fatores, optou-se por empregar um laser com cavidade externa integrada (IECL - *Integrated External Cavity Laser*), fabricado pela Redfern Integrated Optics (RIO) sob o modelo Orion, como oscilador local em todos os resultados aqui apresentados. De fato, segundo informações fornecidas pelo fabricante, esse laser possui largura de linha de aproximadamente 4 kHz quando em potência máxima, sendo a menor disponível dentre os dispositivos caracterizados. Nos resultados apresentados nas Figs. 24 e 25 tem-se a caracterização de um segundo laser de mesmo fabricante e modelo, tendo sido, nesses casos, subtraída a largura de linha informada pelo fabricante do laser operando como oscilador local, para sua máxima potência de saída.

O primeiro resultado, apresentado na Tabela 1, é relativo à caracterização de

Tabela 1 – Lasers caracterizados pela técnica apresentada. Mostra-se, também, a largura de linha em função da potência de saída da portadora óptica (adaptado de [6]).

Tipo	Fabricante	Modelo	$P_{\text{out}}$	Largura de Linha
DFB	HP	83403C	1.00 mW	2.7 MHz
ECL	Santec	TSL210V	1.00 mW	350 kHz
IECL	RIO	Orion	0.27 mW	79 kHz
			0.42 mW	63 kHz
			0.66 mW	56 kHz
			1.02 mW	50 kHz
			1.51 mW	41 kHz
			2.29 mW	38 kHz
			3.71 mW	25 kHz
			5.12 mW	22 kHz

um laser com realimentação distribuída (DFB - *Distributed Feedback Laser*), fabricado pela Hewlett-Packard (HP) sob o modelo 83403C, sendo que a técnica aqui apresentada determinou sua largura de linha como sendo de aproximadamente 2,7 MHz, a partir do ponto de inflexão da sua curva, na Fig. 23. A folha de dados desse dispositivo somente define que a sua largura espectral máxima é inferior a 50 MHz, não servindo como referência para a verificação da validade do resultado aqui encontrado. Entretanto, ao aplicar-se a técnica auto-homódina, baseada no batimento da emissão do próprio laser a ser caracterizado, com uma parcela de sua luz atrasada por um carretel de fibra, com comprimento suficiente para prover sua decorrelação, verificou-se que a largura de linha dessa fonte é de aproximadamente 2,9 MHz. Já a segunda fonte óptica com maior largura de linha caracterizada, foi um laser com cavidade externa (ECL - *External Cavity Laser*), fabricado pela Santec, sob modelo TSL210V, operando novamente com potência óptica de saída de 0 dBm. Novamente, o ponto de inflexão da sua curva de largura de linha aparente, em função da duração dos blocos de PTI, conforme apresentado na Fig. 23, foi utilizado para a determinação de uma largura de linha igual à 350 kHz, valor coerente com os 330 kHz informados pelo fabricante.

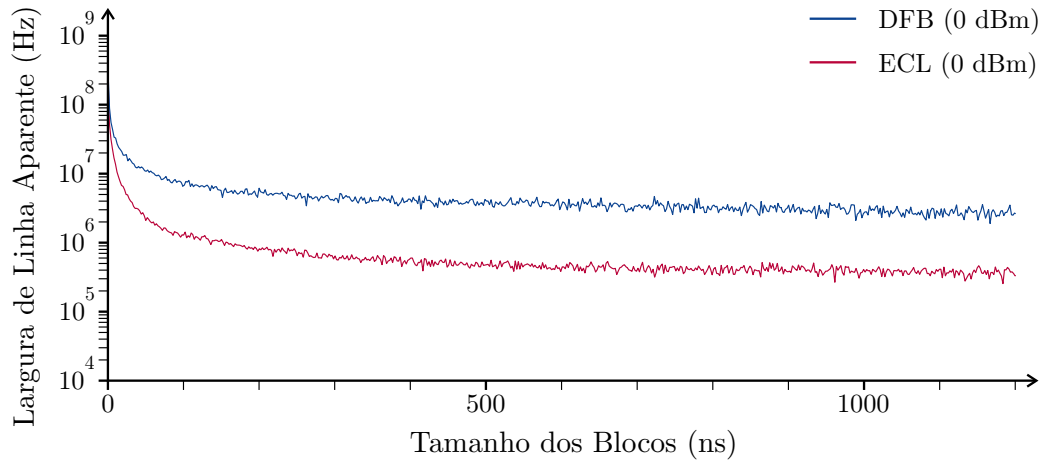


Figura 23 – Largura de linha aparente em função do tamanho dos blocos de PTI analisados para a caracterização do laser ECL e DFB (adaptado de [6]).

Nos dois casos supracitados há uma clara tendência de estabilização da curva que se relaciona à largura de linha aparente com o tamanho dos blocos de PTI, apresentadas na Fig. 23. Assim sendo, é possível afirmar que as referidas curvas convergem para a largura de linha real do laser sob caracterização. Entretanto, ao caracterizarem-se lasers com largura de linha mais estreita, como é o caso das curvas apresentadas na Fig. 24, percebe-se que tal tendência de estabilização não é bem definida. Tal situação evidencia a necessidade de se utilizar um intervalo de tempo amostral maior, para caracterizarem-se os desvios de frequência em fontes ópticas de maior pureza espectral. Devido às limitações do osciloscópio disponível, o qual não permite a obtenção de uma quantidade superior a 41 milhões de pontos amostrais, pode-se assumir que os resultados referentes à caracteri-

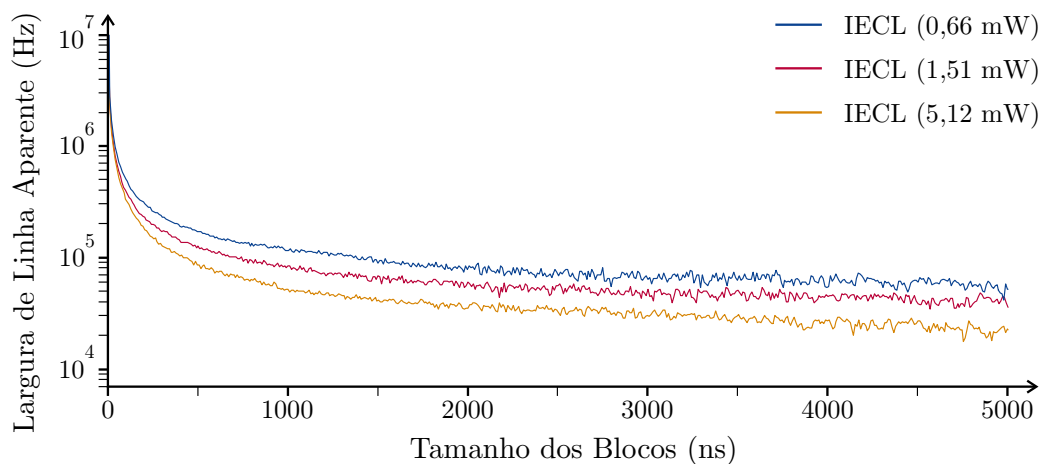


Figura 24 – Largura de linha aparente em função do tamanho dos blocos de PTI analisados para a caracterização do laser IECL para diversas correntes de polarização (adaptado de [6]).

zação desse laser possuem um maior grau de imprecisão, podendo ser ainda menores logo que a tendência de estabilização da curva seja finalmente atingida para blocos de PTI com maior duração. Para a extração da largura de linha nesses casos, optou-se por considerar o valor médio no trecho final de cada curva, uma vez que é nessa região que se verifica uma maior tendência de estabilização. Apesar de tal limitação, é possível verificar-se na Fig. 24 que há uma clara distinção entre as curvas relativas às três potências ópticas de saída, corroborando o ganho de pureza espectral da fonte óptica, conforme sua potência de saída é aumentada.

Uma verificação mais cuidadosa de tal comportamento é possível, através da Fig. 25, na qual são apresentados resultados referentes à mesma fonte óptica IECL, para oito potências de saída (variando de 0,27 mW até 5,12 mW). Nessas, foram realizadas quatro medições para cada potência, de modo a verificar a repetibilidade da técnica aqui apresentada. De maneira geral, o erro entre cada conjunto de medidas foi de aproximadamente  $\pm 10\%$ , valor influenciado pela quantidade insuficiente de pontos para prover a total estabilização da largura de linha aparente do laser sob caracterização. Também é possível notar-se a tendência de queda da largura de linha com o aumento da potência da fonte óptica, fato esse corroborado pela literatura [5] e demonstrado na fundamentação teórica do presente capítulo. Adicionalmente, de maneira similar aos resultados experimentais providos por outras técnicas de caracterização, apresentados na Fig. 17, e discutidos na Seção 3.1.4, há a saturação da diminuição da largura de linha com o aumento da corrente de polarização, a qual é seguida por uma tendência de realargamento

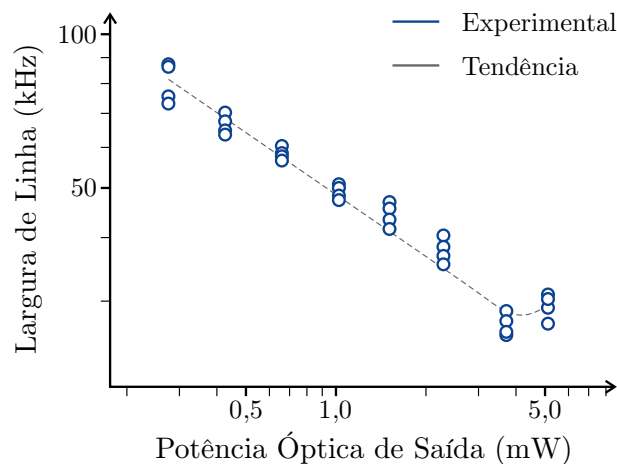


Figura 25 – Largura de linha em função da potência óptica emitida pelo laser IECL caracterizado (adaptado de [6]).

deste parâmetro. Como já discutido anteriormente, tal fenômeno tem origem física incerta e pode estar ligado a diversos efeitos não lineares, decorrentes da dinâmica de portadores na região ativa do laser. Entretanto, a largura de linha caracterizada nunca chega a atingir os 4 kHz, especificados pelo fabricante para sua potência máxima de 5,12 mW. A primeira explicação passa exatamente pela quantidade insuficiente de pontos para que as curvas, apresentadas na Fig. 24, estabilizem completamente. Entretanto, imperfeições no laser, degradação pelo tempo de uso, variações na temperatura e a incapacidade da técnica tradicional (empregada pela fabricante), em caracterizar completamente o ruído de fase da portadora óptica [66], também são explicações plausíveis para tal fato.

### 3.4 Conclusões

O advento e popularização de soluções para enlaces ópticos, baseadas na recepção coerente de sinais modulados, tanto em fase como em amplitude, oferecem a melhor perspectiva para a criação de canais com taxas de transmissão superiores a 400 Gb/s [11]. Nesses casos, nota-se uma crescente dependência entre o desempenho de tais enlaces e a pureza espectral das fontes laser, empregadas para a geração da portadora óptica a ser modulada. Tradicionalmente, a caracterização de tal propriedade foi feita exclusivamente através de técnicas indiretas, baseadas em análises no domínio da frequência [61, 62], as quais foram capazes de fornecer algumas propriedades de fase da portadora óptica analisada, mas foram incapazes de mostrar uma visão mais profunda do seu comportamento, assim como dos fenômenos relativos ao seu alargamento espectral. Contudo, a evolução constante da eletrônica, empregada na aquisição e conversão para o domínio digital de sinais de micro-ondas, permitiu o aumento de sua banda de operação para a faixa das dezenas de giga-hertz, com velocidades de amostragem de centenas de giga-amostras por segundo. Isso abriu um leque de possibilidades no que tange o desenvolvimento de novas técnicas de caracterização diretas baseadas na análise e no processamento digital da frequência intermediária resultante do batimento de duas portadoras ópticas [63, 64, 65, 66, 67, 68].

A técnica aqui apresentada [6] se insere na atual relevância da investigação tecnológica das propriedades de sinais ópticos, com ênfase em novas técnicas de caracterização baseadas no processamento digital de tais sinais. Em comparação com as demais

técnicas supracitadas, uma montagem experimental de maior simplicidade é proposta, uma vez que esta dispensa o emprego de uma híbrida de  $90^\circ$  para a recepção da portadora óptica a ser caracterizada. Outra diferença substancial, em comparação a algumas das demais, é o processamento do sinal estar inteiramente baseado na análise do sinal no domínio do tempo. Dessa forma, além de permitir a caracterização da largura de linha, como nos casos apresentados nas Figs. 23 e 24, também se tornou possível realizar uma investigação da provável natureza de fenômenos físicos relacionados à perda de coerência da portadora óptica, como nos casos apresentados na Fig. 22. Algumas dessas ocorrências podem estar relacionadas aos efeitos quânticos, tais como emissões adiabáticas e *spectral hole burning* [107, 108]. Entretanto, a técnica, em seu estado atual, não permite uma investigação mais profunda de tais fenômenos, devido à impossibilidade de se isolarem os eventos decorrentes de cada uma das fontes ópticas empregadas no esquema experimental. Apesar de tal limitação, os resultados aqui alcançados permitem vislumbrar a possibilidade de uma nova forma de investigação baseada na presente técnica, a qual poderá permitir uma caracterização mais profunda da natureza de tais eventos, como abordado nos trabalhos futuros descritos na seção subsequente. Outra limitação experimentalmente verificada é a dificuldade para a caracterização de fontes ópticas com largura de linha extremamente estreita, uma vez que há a necessidade de empregar blocos mais longos para que os histogramas de desvio de frequência tenham informações suficientes para a convergência da largura de linha determinada. Dessa forma, para tais dispositivos, há a necessidade do emprego de osciloscópios com maiores capacidades de aquisição e armazenamento de amostras temporais, evidenciando a dependência de tal técnica com as propriedades do osciloscópio de tempo real empregado.

De maneira geral, o trabalho aqui apresentado evidencia a possibilidade de se extrair a largura de linha e outras informações pertinentes às propriedades do ruído de fase de uma portadora óptica, a partir da análise dos desvios de frequência da frequência intermediária do seu batimento, o qual é realizado por um oscilador local de maior pureza espectral. A principal limitação está relacionada exatamente com o impacto do ruído de fase do próprio oscilador local na caracterização do laser desejado. Entretanto, uma vez que suas propriedades sejam conhecidas, é possível estimar e subtrair sua contribuição nos resultados finais. Ademais, uma vez que os próprios enlaces modernos têm como base a recepção de um sinal, em frequência intermediária resultante do batimento óptico, as

informações de ambas as portadoras combinadas podem fornecer informações de fundamental importância para a avaliação do sistema como um todo. O crescente interesse de pesquisas acerca de tal tema, como evidenciado pelas publicações aqui referenciadas, corrobora a importância do trabalho aqui apresentado e dos resultados alcançados.

### 3.5 Trabalhos futuros

Como discutido no presente capítulo, a técnica aqui apresentada [6] foi capaz não só de avaliar a largura de linha de lasers semicondutores, mas também de fornecer uma visão mais aprofundada do comportamento da portadora óptica e dos eventos que podem acarretar na sua quebra de coerência. Tendo isso em vista, vislumbra-se como potencial trabalho futuro, uma evolução de tal técnica, a qual oferece a possibilidade de novos desafios científicos relativos à caracterização de fenômenos não lineares, como o alargamento espectral e o tremor temporal (*jitter*) em dispositivos fotônicos diversos. De maneira complementar, tem-se a necessidade de uma investigação de maior profundidade, relativa aos fenômenos drásticos relacionados com a perda de coerência da portadora óptica. Propõe-se um estudo aprofundado de fenômenos físicos como variações no índice de refração da estrutura semicondutora do laser, *spectral hole burning* e emissões adiabáticas [107, 108]. Também vislumbra-se a necessidade de uma análise comparativa baseada na variação de diversos parâmetros operacionais da montagem experimental, possibilitando verificar a influência de fatores como a corrente de polarização, temperatura, relação sinal ruído e corrente de escuro no aparecimento destes eventos.



## 4 Caracterização de distorções de amplitude em chaves eletro-ópticas

Amplificadores ópticos a semicondutor (SOAs - *Semiconductor Optical Amplifiers*) [7] são dispositivos eletro-ópticos construtivamente semelhantes aos diodos lasers semicondutores, de forma que ambos utilizam o mesmo princípio físico para a geração de ganho óptico. Este ganho é devido à inversão populacional em uma estrutura eletroluminescente, permitindo a emissão estimulada de fótons a partir de sua ressonância em cavidade óptica adequada (laser) ou por injeção externa de fótons (SOA). Dessa forma, é possível realizar-se a geração ou a amplificação coerente de uma portadora óptica, originando fótons com as mesmas propriedades de fase, frequência e direção dos portadores ópticos originais. Entretanto, há uma diferença fundamental nos princípios operacionais entre ambos os dispositivos. De fato, no SOA há a ausência de um mecanismo de realimentação dos fótons propagantes em sua estrutura semicondutora, tornando-o adequado para a amplificação (e não para a geração) de sinais ópticos.

Em termos práticos, enquanto os lasers semicondutores se tornaram universalmente utilizados em enlaces ópticos, SOAs são empregados em soluções de nichos mais específicos do mercado. Em grande parte, tal restrição é derivada do comportamento altamente não linear que tais dispositivos apresentam. Esse comportamento aparece em enlaces ópticos de grande potência, especialmente aqueles baseados em multiplexação de comprimento de onda [109]. De fato, nesses casos os efeitos não lineares, como a mistura de quatro ondas e a modulação cruzada de fase e de ganho, dificultam a separação dos canais durante o processo de recepção. Além disso, geram sinais espúrios indesejados, combinados às informações originalmente transmitidas. Todavia, evoluções recentes em técnicas de fabricação resultaram na redução do impacto de não linearidades no desempenho dos SOAs. Estes dispositivos, ao nível do estado da arte, permitem o uso efetivo de seus 100 nm de largura de banda óptica para a amplificação de múltiplos canais multiplexados em comprimento de onda. Dessa forma, uma taxa de transmissão de 115 Tb/s, através da combinação de 250 canais ópticos modulados em 64-QAM, pode ser atingida [110].

Paralelamente, o interesse acadêmico em SOAs se expande também para técnicas que fazem uso exatamente do seu comportamento altamente não linear. Nesses casos, determinadas propriedades aplicadas à portadora óptica permitem maior versatilidade no uso do dispositivo. Dentre tais aplicações, podem-se destacar a conversão de comprimento de onda [111], a geração de rajadas de pulsos ópticos [112], a supressão e reuso da portadora óptica [113, 114], assim como o desenvolvimento de portas lógicas voltadas ao processamento inteiramente óptico de sinais digitais [115, 116]. Outra aplicação, na qual as propriedades do SOA podem ser de grande interesse prático, é o chaveamento espacial de sinais ópticos. Nesta finalidade, o SOA pode não só chavear os sinais de interesse, com grande velocidade de transição entre estados operacionais, mas também pode conferir ganho para o sinal transmitido, de forma a possibilitar o aumento no alcance de enlaces ópticos. Tal aplicação é matéria de extensas pesquisas acadêmicas, as quais envolvem aplicações como chaves com múltiplas entradas e múltiplas saídas [117], chaves para sistemas com multiplexação de comprimento de onda [118], chaves híbridas com alta eficiência energética [119, 120] e supercomputadores [121, 122].

Nesse contexto, o grupo do Laboratório de Pesquisas em Comunicações Ópticas e em Micro-ondas (LAPCOM - *Optical Communications and Microwave Research Laboratory*) vem trabalhando na análise e desenvolvimento de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs [8, 123, 10, 124, 125, 126]. Entretanto, até o presente momento, não havia sido realizado um estudo detalhado do impacto da dinâmica operacional de tais dispositivos no chaveamento de sinais modulados. O trabalho apresentado no presente capítulo se insere nesse contexto, sendo fundamentalmente baseado nos resultados previamente apresentados na conferência internacional *International Microwave and Optoelectronics Conference* [9]. Nesse sentido, na Seção 4.1, será criado um embasamento teórico detalhando a operação dinâmica de SOAs e os efeitos não lineares dela decorrentes. Em seguida, a metodologia será apresentada nas Seções 4.2 e 4.3, de maneira a culminar nos resultados das Seções 4.4 e 4.5. Por fim, as conclusões acerca de tal trabalho serão discutidas na Seção 4.6, as quais permitem vislumbrar a continuação de tal trabalho, conforme o apresentado na Seção 4.7.

## 4.1 Fundamentação teórica

Dadas as semelhanças conceituais entre SOAs e lasers, o início do desenvolvimento de amplificadores ópticos, baseados em uma estrutura semicondutora, foi concomitante ao surgimento do primeiro laser semicondutor, na década de 1960 [7]. Nas décadas seguintes, ambos os dispositivos se beneficiaram de um entendimento mais adequado da dinâmica entre portadores ópticos e elétricos, em suas regiões ativas, e do emprego de materiais com melhor desempenho, transitando-se de uma junção homogênea de arseneto de gálio (GaAs), para junções heterogêneas de maior complexidade. Tais avanços permitiram, já na década de 1970, vislumbrar seu emprego em possíveis soluções tecnológicas para a amplificação de sinais ópticos. Isso alavancou seu emprego nas redes de comunicação ópticas digitais que começavam a ser estruturadas [127, 128]. Entretanto, apesar do surgimento de dispositivos baseados em fosfeto de índio (InP), na década de 1980 [129], capazes de atuar em comprimentos de onda compatíveis com os utilizados em enlaces ópticos de telecomunicações, o emprego de SOAs em larga escala foi suplantado pelo surgimento das redes com multiplexação por comprimento de onda (WDM - *Wavelength Division Multiplexing*) e seus eficientes amplificadores à fibra dopada com Érbio (EDFA). Desde então, sua aplicação como amplificador em redes com alto desempenho sempre foi limitada pelo comportamento altamente não linear, o qual induz efeitos indesejáveis em tais aplicações, como a modulação cruzada de amplitude e de fase e a mistura de quatro ondas. Entretanto, suas propriedades operacionais, tais quais sua facilidade de integração, baixo custo de fabricação, baixo consumo energético, rápida resposta eletro-óptica e, inclusive, não linearidades, tornaram o SOA um dispositivo de interesse para uma variedade de aplicações. Na presente seção, serão abordados os princípios fundamentais de operação de tais dispositivos, bem como as equações de taxa que descrevem a sua dinâmica populacional, permitindo que ele chaveie e amplifique o sinal óptico injetado em sua entrada.

### 4.1.1 Princípios operacionais

A estrutura básica de um SOA, apresentada na Fig. 26, é composta por uma junção semicondutora na qual um guia de onda se forma em sua região ativa, utilizando-se a própria variação no índice de refração do cristal semicondutor. Desse modo, através de

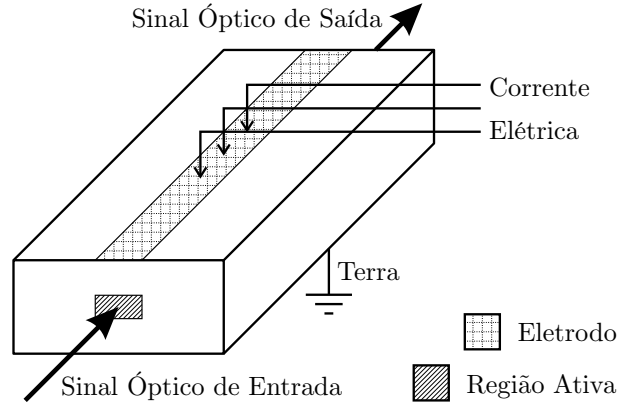


Figura 26 – Esquema básico da estrutura de um amplificador óptico a semiconductor (adaptado de [7]).

um cuidadoso controle da corrente de polarização, injetada em um eletrodo posicionado sobre seu anodo ou catodo, torna-se possível confinar, propagar, amplificar e chavear uma portadora óptica injetada em sua entrada. Como é possível perceber, no comparativo entre a estrutura aqui apresentada e aquela detalhada no Capítulo 3, referente a lasers semicondutores, existem grandes semelhanças construtivas entre ambos os dispositivos. De fato, uma análise simplificada permite afirmar que um SOA é essencialmente um laser com camadas de material anti-reflexivo em suas extremidades, evitando, dessa forma, o fenômeno de realimentação positiva que dá origem à emissão coerente em grande potência.

Ainda de maneira análoga ao que acontece em lasers semicondutores, o processo de amplificação da portadora óptica se dá através da inversão populacional dos portadores elétricos em sua heterojunção [130], como apresentado na Fig. 27. Quando o SOA se encontra nesse estado, o qual é estimulado pela polarização direta de sua heterojunção, elétrons são energizados de forma a popular sua banda de condução (de maior potencial energético), deixando lacunas vagas na sua banda de valência. Já que tal estado se caracteriza pela excitação de seus portadores elétricos, há a tendência natural de que estas partículas retornem para seu estado estável. Esse processo pode ocorrer de acordo com dois processos radiativos básicos, nominalmente: a emissão estimulada e a emissão espontânea. Em ambos, a energia perdida pelo elétron, ao transitar de um nível mais energético,  $E_2$ , para um menos energético,  $E_1$ , irá resultar na emissão de um fóton com energia definida pela equação (4.1) [4]:

$$E_2 - E_1 \approx \frac{hc}{\lambda} , \quad (4.1)$$

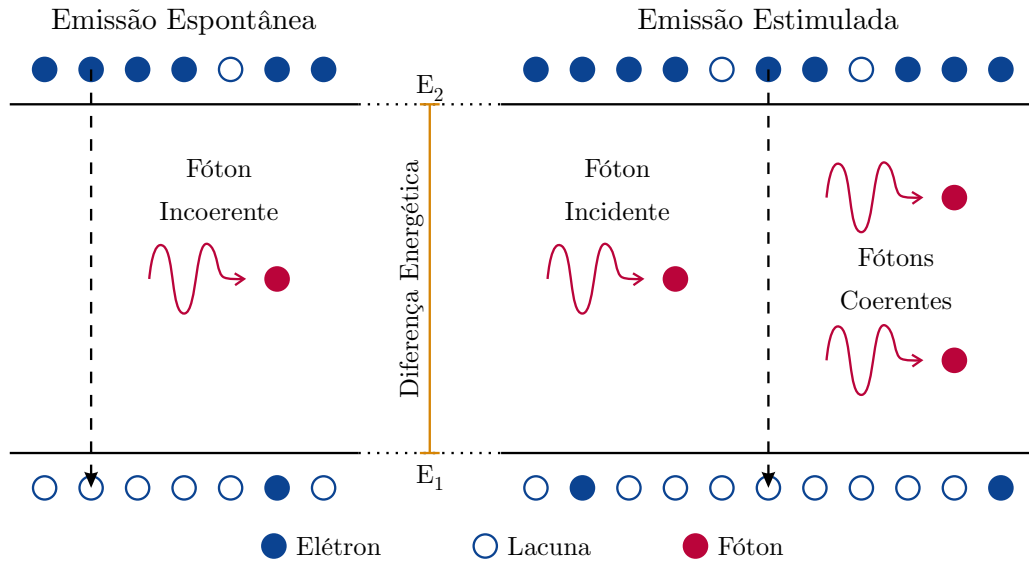


Figura 27 – Processos de emissão espontânea e estimulada que ocorrem na junção semicondutora do SOA sob efeito de inversão populacional (adaptado de [7]).

na qual  $c$  é a velocidade da luz,  $h$  é a constante de Planck e  $\lambda$  será seu comprimento de onda.

A ocorrência da emissão estimulada, por cada fóton, é responsável direta pelo ganho óptico produzido pela operação do SOA. Ela é provocada pela interação de um fóton (caracterizado como um portador óptico) de energia suficiente na região ativa do dispositivo, com um elétron (caracterizado como um portador elétrico) excitado na banda de condução da heterojunção. Uma vez que o elétron, nessa condição, não se encontra em seu nível energético estável, o portador óptico interfere em seu delicado estado de desequilíbrio, induzindo a sua recombinação com uma lacuna presente na banda de valência. Dada a natureza quântica de tal mecanismo, o fóton (gerado pelo excesso de energia do portador elétrico recombinado) terá as mesmas propriedades de fase, direção e frequência do fóton excitante, caracterizando a interação coerente entre os portadores ópticos envolvidos no processo. Dessa forma, quando a corrente de polarização injetada na região semicondutora do SOA é suficientemente alta, de modo a excitar a absoluta maioria de portadores elétricos para a banda de condução do SOA, tem-se uma predominância da emissão estimulada em relação ao processo de absorção de fótons. Tal mecanismo gera um ganho mensurável na potência óptica de saída do dispositivo [7]. Entretanto, principalmente devido ao ruído térmico, a perfeita coerência temporal entre os fótons emitidos de maneira estimulada é levemente afetada, resultando em pequenas variações aleatórias na

fase dos fótons emitidos [130], como discutido dentro da análise das forças de Langevin na Seção 3.1.3.

Não obstante, nem todos os elétrons decaem de seu estado excitado, através da interação com um fóton transitando na região ativa do dispositivo. Dessa forma, uma parcela irá inevitavelmente resultar na emissão espontânea de fótons. Tal processo ocorre com uma probabilidade não nula, para todos os intervalos de tempo, resultando na geração de um fóton com direção, fase e frequência aleatórios [7]. Em termos práticos, a natureza não coerente da emissão de tais fótons pode ser basicamente interpretada como a adição de ruído ao sinal amplificado. Como isso é resultado direto do próprio processo que origina a amplificação do sinal, a inserção de ruído dessa natureza não pode ser evitada.

Apesar do simples princípio de operação aqui explanado, além da emissão espontânea inerente ao processo de amplificação, uma série de outros complexos fatores degradam a qualidade do sinal amplificado em sua saída. Dentre esses, além dos efeitos não lineares abordados em maiores detalhes no Capítulo 5, tem-se a perda de potência óptica, dado o fraco confinamento em sua região ativa, a adição de ruído (graças à emissão espontânea de fótons) e oscilações no seu espectro de ganho, decorrentes de reflexões espúrias nas faces do cristal [7].

#### 4.1.2 Equações de taxa

A complexa dinâmica do processo de recombinação radiativa entre portadores elétricos e ópticos na região ativa do SOA usualmente é descrita por uma série de equações de taxa acopladas, as quais podem ser representadas como equações diferenciais [130]. Para tanto, considera-se um sistema dinâmico com dois níveis de energia, sendo  $E_2$  o nível mais energético em relação a  $E_1$ , e uma quantidade média de átomos, respectivamente  $N_2$  e  $N_1$ , em cada nível. Considerando que a condição de inversão populacional foi atingida, pela injeção suficiente de portadores elétricos na junção semicondutora do SOA, tem-se que a taxa de transição não estimulada de elétrons do nível 2 para o nível 1 (e, conseqüentemente, de emissão espontânea de fótons),  $r_{21_{\text{spn}}}$ , será dada por (4.2) [7, 130]:

$$r_{21_{\text{spn}}} = - \left[ \frac{dN_2}{dt} \right]_{\text{spn}} = \left[ \frac{dN_1}{dt} \right]_{\text{spn}} = A_{21} N_2 . \quad (4.2)$$

Tal taxa pode ser interpretada como a contribuição da emissão espontânea, dada pelo coeficiente de emissão espontânea,  $A_{21}$ , para a variação de portadores em ambas as bandas de energia, ou seja, sua derivada temporal. Portanto, o tempo médio de vida de um elétron, antes que decaia entre estados energéticos de maneira não estimulada,  $\tau_{21_{spont}}$ , é igual a  $1/A_{21}$ , e a densidade populacional  $N_2$  de uma região semicondutora, com quantidade  $N_2^0$  de elétrons no estado  $E_2$  para  $t = 0$ , sem a ocorrência de emissão estimulada, é dada por (4.3) [130]:

$$N_2(t) = N_2^0 e^{-\frac{t}{\tau_{21_{spont}}}} . \quad (4.3)$$

De maneira análoga à (4.2), também é possível definir uma equação de taxa para a transição estimulada de elétrons do nível  $E_2$  para o  $E_1$ ,  $r_{21_{stim}}$ . Esta é equivalente à taxa de emissão coerente de fótons na região ativa do SOA. Dessa forma, tem-se (4.4) [7, 130]:

$$r_{21_{stim}} = - \left[ \frac{dN_2}{dt} \right]_{stim} = \left[ \frac{dN_1}{dt} \right]_{stim} = B_{21} N_2 \rho(f) , \quad (4.4)$$

onde tal taxa depende do coeficiente de emissão estimulada,  $B_{21}$ , e da densidade espectral média de energia da portadora luminosa de entrada,  $\rho$ , na frequência  $f = c/\lambda$ .

Por fim, tem-se ainda a absorção, um terceiro fenômeno radiativo de impacto na dinâmica de portadores na região ativa do SOA. Essa é fisicamente representada pela absorção da energia de um fóton, por um elétron em repouso na camada de menor nível energético,  $E_1$ , resultando em sua transição para o nível  $E_2$ . Tal processo irá ocorrer com taxa  $r_{12_{abs}}$ , a qual, de maneira semelhante à (4.4), será dependente do coeficiente de absorção,  $B_{12}$ , e da densidade espectral média de energia da portadora luminosa  $\rho(f)$ , como apresentado em (4.5) [7, 130]:

$$r_{12_{abs}} = \left[ \frac{dN_2}{dt} \right]_{abs} = - \left[ \frac{dN_1}{dt} \right]_{abs} = B_{12} N_1 \rho(f) . \quad (4.5)$$

Portanto, a partir das equações (4.2), (4.4) e (4.5), e considerando um sistema em equilíbrio térmico, no qual a taxa de absorção deve ser igual à soma de ambas as taxas de emissão, a variação temporal da quantidade de portadores elétricos, em cada

nível energético, será dada por (4.6) [130]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = B_{12}N_1\rho(f) - B_{21}N_2\rho(f) - A_{21}N_2 . \quad (4.6)$$

A partir de tal expressão e considerando um instante temporal no qual o sistema esteja em equilíbrio, ou seja,  $dN_2/dt = dN_1/dt = 0$ , é possível determinar-se a razão entre a densidade populacional, em cada nível energético da junção semicondutora, como apresentado em (4.7) [130]:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(f)}{B_{21}\rho(f) + A_{21}} . \quad (4.7)$$

Tal razão também pode ser determinada a partir da distribuição de Boltzmann, como apresentado em (4.8) [130]:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{s_2}{s_1} e^{\frac{E_1-E_2}{kT}} , \quad (4.8)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura do sistema e  $s_{1,2}$  é o número de diferentes configurações, na qual um átomo pode pertencer a determinado nível energético.

Igualando as expressões (4.7) e (4.8), é possível determinar-se a densidade espectral de portadores ópticos com determinada energia,  $E_2 - E_1 = hf$ . Este valor será dado pela equação (4.9) [130]:

$$\rho(f) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left( \frac{s_1 B_{12}}{s_2 B_{21}} e^{\frac{E_1-E_2}{kT}} - 1 \right)^{-1} , \quad (4.9)$$

relembrando que  $h$  representa a constante de Planck.

Uma abordagem complementar, para determinar tal densidade espectral, se dá através da lei de Planck, resultando na expressão apresentada em (4.10) [130]:

$$\rho(f) = \frac{8\pi h f^3 \eta^3}{c^3 \left( e^{\frac{E_1-E_2}{kT}} - 1 \right)} , \quad (4.10)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz e  $\eta$  é o índice de refração da estrutura semicondutora.

Igualando as duas expressões para a densidade espectral de portadores, derivadas através da distribuição de Boltzmann e da lei de Planck, tem-se a condição funda-



mental para que haja equivalência entre ambas através de (4.11) e (4.12) [130]:

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{B_{21}}{B_{12}} , \quad (4.11)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h f^3 \eta^3}{c^3} B_{21} . \quad (4.12)$$

A primeira estabelece uma equivalência entre a probabilidade de emissão estimulada e de absorção, definindo que em caso de níveis energéticos com mesma quantidade de modos estáveis, ambas as probabilidades devem ser iguais [130]. Já a segunda estabelece que, nas condições operacionais do SOA (mais especificamente, nas frequências de interesse para amplificação óptica), a taxa de emissão espontânea é aproximadamente cinco ordens de magnitude menor do que a taxa de emissão estimulada, garantindo que, caso a inversão populacional seja suficiente, o SOA irá operar predominantemente como um amplificador coerente do sinal de entrada e não como uma fonte de ruído amplificada.

Dessa forma, considerando-se a expressão em (4.12), a taxa de emissão estimulada, dada originalmente por (4.4), pode ser definida pela equação (4.13) [7]:

$$r_{21_{stim}} = \rho(f) \frac{c^3 A_{21} N_2}{8\pi h f^3 \eta^3} . \quad (4.13)$$

Entretanto, no caso específico de um SOA operando em um enlace óptico, a onda óptica de entrada será monocromática com frequência  $f$ . Dessa forma, a equação anterior pode ser representada como (4.14):

$$r_{21_{stim}} = \rho_f l(f) \frac{c^3 A_{21} N_2}{8\pi h f^3 \eta^3} , \quad (4.14)$$

na qual  $\rho_f$  é a densidade espectral nessa frequência específica e  $l(f)$  é a função normalizada, a qual define a transição entre estados energéticos na junção semicondutora.

A análise, realizada até o momento, não leva em consideração a distribuição espacial da luz se propagando no guia de onda formado pela região ativa do SOA. Entretanto, para se definir o coeficiente de ganho do sistema, é fundamental levar em conta tais fatores. Considerando-se a propagação na direção  $\hat{z}$  do cristal semicondutor, com área  $A$ , a variação da potência óptica,  $P_f$ , na frequência de interesse, será dada basicamente pela diferença entre a taxa de emissão estimulada e absorção, como apresentado em (4.15) [7]:

$$dP_f = (r_{21_{stim}} - r_{12}) hf A dz . \quad (4.15)$$

De maneira resumida, tem-se (4.16) [7]:

$$\frac{dP_f(z)}{dz} = g_m(f) P_f , \quad (4.16)$$

onde  $g_m(f)$  é o coeficiente de ganho do material na frequência específica da portadora óptica. A partir de (4.14), tal parâmetro pode ser definido como em (4.17) [7]:

$$g_m(f) = \frac{l(f)c^2 A_{21}(N_2 - N_1)}{8\pi f^2 \eta^2} . \quad (4.17)$$

A análise da expressão de ganho do material permite duas conclusões fundamentais. A primeira é a necessidade da ocorrência de inversão populacional (ou seja, de que  $N_2 > N_1$ ), já que caso isso não ocorra o ganho do material será negativo, representando sua operação como um absorvedor óptico [7]. Segundo a equação (4.8), em um sistema fechado, tal condição só será obtida caso a temperatura absoluta do sistema,  $T$ , seja menor do que o zero absoluto (supondo  $s_2 = s_1 = 1$ ), o que é fisicamente impraticável. Portanto, segundo as leis da termodinâmica, evidencia-se a necessidade de constante inserção de energia no sistema [130], para a manutenção da inversão populacional, o que, no caso de amplificadores a semicondutor, é alcançado através da corrente elétrica de polarização de sua heterojunção [131]. Esse fenômeno foi originalmente observado pelo inventor do laser, o Prof. Townes. Já a segunda conclusão é que o ganho do material é intrinsecamente dependente com a sua taxa de emissão espontânea,  $A_{21}$ . Dessa forma, é impossível que o SOA apresente ganho óptico se tal taxa for nula, inviabilizando fundamentalmente sua operação sem a inserção de ruído amplificado [7].

### 4.1.3 Características operacionais

Idealmente, deseja-se que um amplificador óptico consiga operar com baixa figura de ruído, em uma ampla faixa de comprimentos de onda, com alto ganho e alta potência de saturação. Entretanto, as próprias equações que definem sua operação irão impor limitações fundamentais para suas características operacionais. Essas limitações serão comentadas nas subseções que se seguem, tendo impacto direto em seu tempo de

subida (especialmente sua limitação de banda), na amplificação dos bits transmitidos (especialmente seu ganho de pequenos sinais e potência de saturação), na qualidade do sinal transmitido (especialmente sua figura de ruído) e nas distorções no seu pulso de chaveamento (especialmente pelos seus efeitos dinâmicos e não linearidades).

#### 4.1.3.1 Ganho para pequenos sinais

De maneira prática, o coeficiente de ganho efetivo da região ativa do SOA,  $g$ , será dado pela equação (4.18) [7]:

$$g = \Gamma g_m - \alpha , \quad (4.18)$$

onde  $\Gamma$  é o fator de confinamento da portadora óptica e  $\alpha$  é o coeficiente de absorção nessa mesma região. Portanto, o ganho de um sinal óptico propagante, em seu guia de onda com comprimento  $L$ , após uma única passagem,  $G_s$ , é determinado como em (4.19) [7]:

$$G_s = e^{gL} . \quad (4.19)$$

Entretanto, apesar de idealmente o SOA ser diferente do laser, por não apresentar reflexões em suas extremidades, na realidade tal condição é de difícil obtenção. Desse modo, o dispositivo costuma apresentar refletividades, nominalmente  $R_1$  e  $R_2$ , na sua face de entrada e de saída, respectivamente. Devido a isso, serão criados modos de ressonância em sua cavidade, de forma análoga ao que ocorre na emissão eletromagnética de um laser com múltiplos modos, porém com intensidade significativamente reduzida. Tais modos terão espaçamento  $\Delta f$  em relação à  $f_0$ , o qual é o modo de ressonância mais próximo da frequência da portadora óptica injetada no SOA, como dado pela equação (4.20) [7]:

$$\Delta f = \frac{c}{2Ln} . \quad (4.20)$$

Tais definições permitem apresentar a equação do ganho,  $G(f)$ , do SOA, em função da frequência do sinal de entrada e dos seus diversos parâmetros construtivos. Estes levam em conta desde o ganho do material até o seu fator de confinamento e coeficiente

de absorção, como apresentado em (4.21) [132]:

$$G(f) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2 [\pi (f - f_0) / \Delta f]} . \quad (4.21)$$

Um SOA, construído sem um tratamento específico em suas faces, apresentará refletividades de aproximadamente 0,32 [7], resultante da própria clivagem do seu cristal semiconductor, de modo que sua resposta espectral apresentará diversas ondulações (*ripples*) correspondentes às suas frequências de ressonância. Entretanto, técnicas de construção permitem refletividades ordens de magnitude menores, chegando usualmente à  $\sqrt{R_1 R_2} < 3,6 \times 10^{-4}$  [7]. A banda de operação óptica do dispositivo passa então a ser definida como o apresentado na Fig. 28, onde a relação entre o perfil de ganho intrínseco ao material com o seu limiar de perdas determina o ganho para cada comprimento de onda opticamente amplificado. Como é possível perceber na mesma figura, o ganho do dispositivo é limitado a uma certa largura de banda óptica de operação,  $B_{\text{optical}}$ , a qual usualmente é determinada em relação ao ponto de queda de 3 dB de sua curva de ganho. Tal limitação é decorrente, fundamentalmente, de fatores construtivos e das propriedades do material semiconductor. Dentre estes, destacam-se as frequências de ressonância da cavidade, variações no fator de confinamento da portadora óptica, em função de seu comprimento de onda, e a função de distribuição que forma as bandas energéticas na heterojunção semicondutora do dispositivo [130].

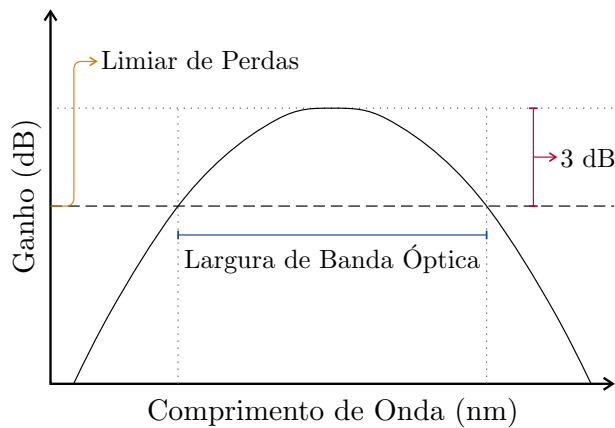


Figura 28 – Resposta em frequência ideal de um SOA com baixa refletividade nos extremos de seu guia de onda. A curva preta representa o perfil de ganho do material semiconductor, o qual define a sua largura de banda com referência ao limiar de perdas de sua estrutura (adaptado de [7]).

Ao ser empregado como chave eletro-óptica, espera-se que o ganho do SOA seja capaz de prover uma potência de saída adequada ao sinal transmitido. Isso possibilita a compensação de sua perda de inserção e permite que o sinal se propague pelo enlace com relação sinal-ruído suficiente. Mais ainda, espera-se que, quando a chave estiver em estado aberto, ela seja capaz de absorver a portadora óptica, idealmente eliminando sua potência no sinal de saída. A combinação desses dois modos operacionais exige que a corrente de polarização do SOA seja cuidadosamente ajustada, de acordo com a teoria de ganho aqui apresentada. A caracterização realizada no presente capítulo e os resultados apresentados na Seção 4.4 irão analisar o desempenho dos dispositivos em maiores detalhes. Na prática, SOAs de alto desempenho chegam a apresentar ganhos para pequenos sinais entre 30 dB e 35 dB, com bandas de operação ópticas entre 30 nm e 60 nm [7].

#### 4.1.3.2 Potência de saturação

Como já discutido anteriormente, o ganho óptico provido pelo SOA é um complexo processo dinâmico envolvendo a transição de portadores elétricos entre suas bandas de energia. Na prática, quando o dispositivo opera com uma grande potência de entrada, ocorre uma rápida depleção na quantidade de portadores elétricos na banda de condução, decorrente da emissão estimulada induzida pela grande quantidade de portadores ópticos injetados em sua região ativa. Em consequência, a velocidade na qual elétrons são levados a um estado de inversão populacional pela corrente de polarização injetada no dispositivo não é suficientemente alta. De fato, essa velocidade deve ser comparada com a velocidade na qual os fótons da portadora óptica estimulam sua transição de volta para o seu estado estável, na banda de menor energia [130].

Tal fenômeno é descrito por uma função de transferência do ganho do dispositivo em relação à sua potência de saída, como a apresentada na Fig. 29. Nesta figura, é possível perceber que a partir do ponto de saturação, ao se aumentar a potência de entrada da portadora óptica, o ganho do dispositivo, definido por (4.21), passa a diminuir consideravelmente [130]. Portanto, um importante parâmetro para descrever o desempenho desses dispositivos é sua potência de saturação de saída,  $P_{out_{sat}}$ . Este parâmetro é definido como a potência óptica de saída na qual o ganho do amplificador está 3 dB abaixo do seu valor máximo [7]. Levando-se em conta a saturação do amplificador, o seu ganho para uma única passagem da portadora óptica,  $G_s$  anteriormente definido em (4.19), passa a

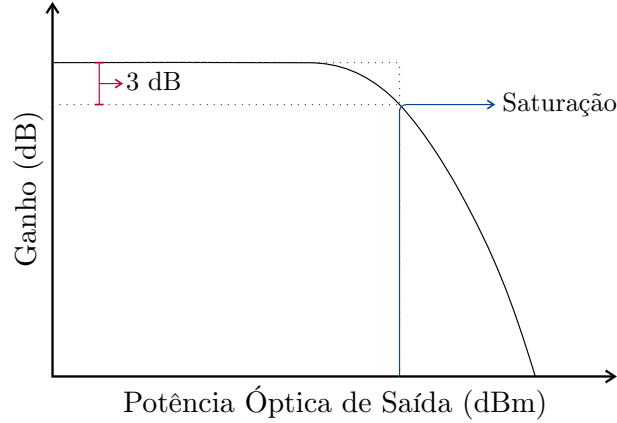


Figura 29 – Ganho óptico teórico do SOA em função de sua potência óptica de saída (adaptado de [7]).

ser formulado em função da relação entre a intensidade óptica do sinal de saída,  $I_{out}$ , e a intensidade de saturação de tal sinal,  $I_{sat}$ , como apresentado em (4.22) [133]:

$$G_s = e^{\frac{g_0 L}{1 + I_{out}/I_{sat}}} , \quad (4.22)$$

onde  $g_0$  é o coeficiente de ganho do material não saturado.

Além disso, é importante ser ressaltado que a potência de saturação do amplificador é referente à potência óptica total em sua saída. Isso implica, para sistemas com múltiplos canais, que ela será equivalente à soma da potência individual de cada um. Tal limitação é especialmente problemática em sistemas multiplexados, nos quais o desempenho do SOA, para cada canal transmitido, passa também a ter dependência com a quantidade total de canais presentes no enlace [130]. Em sistemas de comunicação nos quais a portadora óptica está modulada em intensidade, a saturação do amplificador pode levar a distorções severas dos bits transmitidos, ocasionando penalidades significativas na abertura de olho do sinal transmitido [134]. Já em sistemas nos quais o SOA opera como uma chave eletro-óptica, é importante que o seu ponto de operação esteja afastado de sua saturação, de modo a evitar distorções nos bits transmitidos. Além disso, deve-se diferenciar sua operação no estado ligado e desligado [9], como será analisado nos resultados apresentados no presente capítulo. Usualmente, dispositivos comerciais apresentam uma grande variação na sua potência óptica de saturação, uma vez que esta propriedade depende de suas características construtivas e ponto operacional, mas de modo geral é possível definir valores típicos entre 5 dBm e 20 dBm [7].

#### 4.1.3.3 Banda de operação elétrica

Como discutido na Seção 4.1.3.1, o ganho óptico do SOA possui uma banda de operação com largura de algumas dezenas de nanômetros. Já a banda de operação elétrica do dispositivo é influenciada por outros fatores, muitos dos quais fundamentalmente associados com o encapsulamento do dispositivo e com o seu casamento de impedâncias, sendo usualmente limitada a algumas dezenas de giga-hertz [135]. Entretanto, tal análise envolve uma complexa interação entre efeitos parasitas provenientes da montagem e do encapsulamento do SOA (os quais são de difícil dimensionamento devido à sua própria natureza) e da propagação de sinais de micro-ondas. Dada a dificuldade em equacionar-se tal processo dinâmico, uma importante ferramenta para a análise numérica do comportamento do dispositivo (e do impacto dos elementos parasitas na diminuição da sua largura de banda) é o emprego de circuitos equivalentes. Normalmente, a extração de seus parâmetros é feita heurísticamente, a partir de dados experimentais [126, 125, 8].

Uma possível abordagem para se obter o circuito equivalente do SOA aproveita resultados já formulados para lasers [136]. Dessa forma, obtêm-se o circuito formado por elementos elétricos discretos, apresentado na Fig. 30, na qual a corrente de saída,  $i_{\text{equiv}}$ , será proporcional à potência óptica de saída do amplificador, incluindo sua montagem. Dentro de tal modelo, os elementos indicados como pertencentes ao SOA são responsáveis pela emulação das propriedades intrínsecas à heterojunção semicondutora do dispositivo. Dentre elas, pode-se citar o tempo de vida médio e o armazenamento dos portadores elétricos, a compressão de ganho e a sua emissão espontânea. Já os elementos indicados como relativos à montagem envolvem o modelamento dos elementos parasitas diretamente

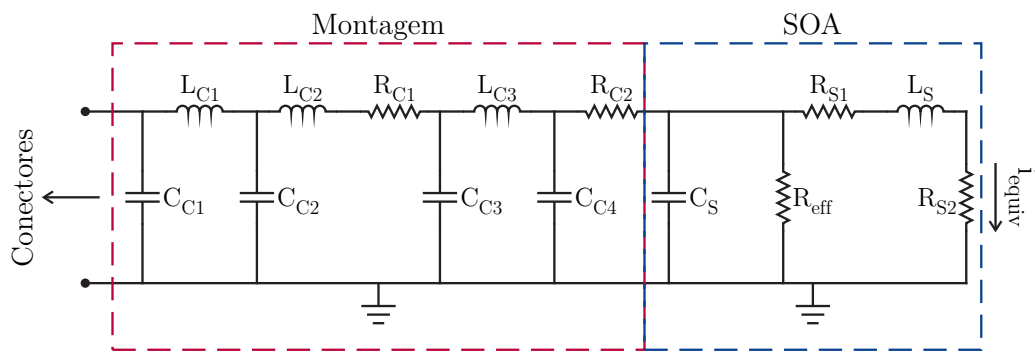


Figura 30 – Circuito equivalente formado por elementos discretos para a simulação da resposta em frequência da conversão eletro-óptica em um SOA (adaptado de [8]).

ligados ao seu encapsulamento. Esse é o caso de indutâncias e capacitâncias, relacionadas às impedâncias dos fios de conexão da alimentação e pulsos de chaveamento, assim como de outros elementos dependentes da corrente de polarização injetada no SOA. Por fim, ainda é possível adicionar elementos destinados a emular as perdas de inserção, atrasos de fase e limitações em frequência dos conectores de micro-ondas da montagem. Portanto, ao compararem-se os sinais elétricos injetados na entrada do circuito equivalente com sua saída óptica, uma simulação computacional da resposta eletro-óptica do dispositivo pode ser realizada. Essa simulação deve considerar todos os elementos parasitas inclusos no modelo, de forma a construir uma visão mais clara de suas limitações em relação à sua largura de banda elétrica. Entretanto, deve-se observar que o circuito apresentado na Fig. 30 é próprio somente para a emulação do comportamento do dispositivo em regime de pequenos sinais, condição a qual o chaveamento do SOA não necessariamente cumpre. Uma aproximação mais precisa do desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs é possível através do emprego de elementos de circuito, especificamente aqueles referentes ao SOA, dependentes com a intensidade de corrente de chaveamento nele injetada. Tal análise, de maior complexidade teórica e computacional, deve passar pelo aprimoramento do circuito aqui discutido, o que deve ocorrer em trabalhos futuros relacionados à presente Tese. Ressalta-se que, como os resultados aqui discutidos são fundamentalmente experimentais, tal fato não influencia em sua validade ou relevância.

A largura de banda elétrica não representa uma limitação fundamental à operação do SOA quando este estiver sendo empregado como um simples amplificador óptico. Isso ocorre pois sua corrente de polarização costuma ser puramente em corrente contínua, com eventuais mudanças lentas para ajustes de seu ponto de operação. Entretanto, ao considerar-se a operação do dispositivo como uma chave eletro-óptica, tal parâmetro terá um impacto significativo no formato e desempenho do pulso de chaveamento. De fato, esse parâmetro irá afetar diretamente a velocidade de transição entre estados operacionais e seu comportamento transiente [126, 125], estando diretamente interligado à sua operação dinâmica, abordada na Seção 4.1.3.5. A cuidadosa caracterização e eliminação de elementos parasitas (através de técnicas de fabricação com um maior grau de integração entre a junção semicondutora do SOA e os seus elementos de micro-ondas) é um caminho promissor para a otimização da operação dinâmica de tais dispositivos [8].



#### 4.1.3.4 Figura de ruído

De maneira análoga ao que acontece com outros componentes ativos eletro-ópticos, a emissão espontânea de fótons é a principal fonte de ruído em um amplificador óptico a semicondutor. Nesse caso, os fótons emitidos dessa maneira terão um comprimento de onda aleatório, mas definido dentro dos limites da energia de banda proibida da junção semicondutora do dispositivo, como definido na equação (4.1). De maneira semelhante, a fase dos fótons emitidos dessa forma também será aleatória. Entretanto, ela irá interferir na propagação dos fótons emitidos de modo coerente, acarretando ruídos de fase e amplitude e alargamento da largura de linha do sinal amplificado [137].

Como definido pela equação (4.17), o próprio ganho do material semicondutor é intrinsecamente dependente da sua taxa de recombinação espontânea de elétrons. Isso torna a inserção de ruído uma característica fundamental da operação de tais amplificadores. Além disso, os fótons espontaneamente gerados na região ativa do SOA irão se propagar no guia de onda, havendo uma chance não nula de induzirem o decaimento de outros portadores elétricos de forma estimulada, acarretando a emissão espontânea amplificada (ASE - *Amplified Spontaneous Emission*) [4]. Dessa forma, na realidade, a potência do sinal de saída do amplificador (em escala logarítmica),  $P_{out}$ , será resultado da soma da potência do sinal de entrada,  $P_{in}$ , com ganho,  $G$  definido em (4.21), e da potência de ruído,  $P_{noise}$ , como apresentado em (4.23) [130]:

$$P_{out} = P_{in}G + P_{noise} . \quad (4.23)$$

Para avaliar o desempenho de um amplificador, em relação à inserção de determinada intensidade de ruído, emprega-se uma métrica conhecida como figura de ruído,  $F_{noise}$ , a qual é apresentada na equação (4.24) [7]:

$$F_{noise} = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} . \quad (4.24)$$

Esse parâmetro relaciona a relação sinal-ruído,  $S/N$ , do sinal de entrada e de saída do amplificador.

No caso de operação ideal, a figura de ruído, como proposto em (4.25) [7]:

$$F_{noise} = 2n_{spon} , \quad (4.25)$$

será determinada somente pelo fator de emissão espontânea,  $n_{spon} = N_2/(N_2 - N_1)$ .

Nesse caso, em uma situação hipotética, na qual o sistema está estável em um estado de completa inversão populacional (ou seja,  $N_1 = 0$  e  $N_2 = 1$ ), o parâmetro  $F_{noise}$  será igual a 2, correspondendo a uma figura de ruído de 3 dB [7], a mínima possível para um amplificador óptico [130]. Entretanto, em dispositivos comerciais, os valores para tal parâmetro costumam ficar entre 10 dB e 15 dB [7]. Esse parâmetro é fundamental ao dimensionamento adequado de enlaces ópticos com amplificação em linha, especialmente devido a efeitos derivados do cascadeamento de diversos amplificadores. De fato, esses efeitos podem degradar severamente a relação sinal-ruído, mesmo para portadoras ópticas com ganho adequado [130].

#### 4.1.3.5 Distorções dinâmicas

O ganho do SOA é principalmente determinado pela dinâmica dos portadores. Dessa forma, ele irá variar de acordo com o tempo de vida médio dos portadores elétricos na banda de condução, como definido pela equação (4.3) [130]. Tal processo ocorre de maneira extremamente rápida, uma vez que usualmente o tempo de vida desses portadores costuma ser de somente algumas centenas de pico-segundos [7, 138]. Isso resulta em oscilações sensíveis no ganho do dispositivo, com variações na potência dos seus sinais de controle e de entrada. Ao operar como um amplificador óptico, em um sistema baseado em modulação de intensidade, o SOA tem seu ganho variado pelas oscilações na potência óptica de entrada, as quais decorrem das diferentes sequências de bits transmitidos. Tal comportamento, especialmente em um sistema multiplexado, irá deteriorar a taxa de erros de bits (BER - *Bit Error Rate*), devido à dependência de ganho cruzado entre os diversos canais transmitidos [139].

Já considerando a operação do SOA como uma chave eletro-óptica, além das oscilações na densidade populacional dos portadores ópticos de entrada, tem-se variações estimuladas pelo formato da sua corrente de polarização, o qual controla a sua transição entre estados operacionais [124]. Dessa forma, o comportamento dinâmico do dispositivo é

intrinsecamente ligado aos elementos parasitas de sua montagem e encapsulamento [126, 125]. Tal processo acarretará variações indesejadas de amplitude do pulso de chaveamento, sempre que este transitar entre estados operacionais. Entretanto, isso confere à chave uma capacidade de efetuar transições com velocidades inferiores à escala dos nano-segundos [124]. É importante notar que há uma relação de troca entre tais parâmetros. Na análise realizada no presente capítulo, fica evidente a importância de ajustarem-se os sinais de controle do SOA, de forma a se obter um bom compromisso entre eles, dependendo dos requerimentos da aplicação desejada.

#### 4.1.3.6 Efeitos não lineares

A injeção de uma grande potência óptica em uma pequena área correspondente à região ativa de um SOA acaba por induzir o aparecimento de diversos efeitos não lineares. As não linearidades irão ocasionar distorções na amplitude, fase e frequência da portadora óptica amplificada. De maneira geral, tal assunto é complexo, sendo abordado na Seção 5.1, referente à técnica de caracterização de gorjeio nesses dispositivos.

## 4.2 Metodologia

O emprego de SOAs em chaves espaciais eletro-ópticas deve aliar as características construtivas de tais dispositivos com as necessidades operacionais de redes ópticas modernas. Entretanto, seu comportamento transiente não linear interfere na qualidade dos sinais modulados transmitidos em tais redes. Este assunto tem literatura escassa e limitada à análise de sinais ópticos CW. Neste contexto, realizou-se um trabalho experimental exaustivo visando caracterizar o chaveamento para sinais modulados em amplitude através do uso de SOAs. Dessa forma, uma análise do seu desempenho foi obtida em função da técnica de chaveamento empregada, assim como de seu ponto de operação (o qual é definido pela sua corrente de polarização e amplitudes dos sinais de chaveamento). Para tanto, a montagem experimental apresentada na Fig. 31 foi empregada, sendo esta detalhada na Seção 4.2.1. Essa montagem permite a aquisição em tempo real de sinais ópticos com modulação por chaveamento liga-desliga (OOK - *On-Off Keying*). Esses sinais são fotodetectados para que sua análise posterior seja realizada de acordo com o algoritmo apresentado na Seção 4.2.2. Os resultados experimentais envolvem condições reais de ope-

ração, permitindo ajustar o ponto de operação do dispositivo, como apresentado na Seção 4.4. A análise restringe-se ao estudo de distorções de amplitude no sinal modulado. Ela é expandida no Capítulo 5 com o objetivo de caracterizarem-se as distorções e oscilações impostas pelo SOA na fase e frequência da portadora óptica. Entretanto, tal estudo só foi realizado para portadora óptica não modulada.

### 4.2.1 Montagem experimental

A montagem experimental empregada, apresentada na Fig. 31, tem como princípio operacional a recepção direta de um sinal modulado por um MZM de amplitude, externo ao laser, o qual opera em regime CW. Seguindo essa proposta, a fonte óptica empregada é um laser com largura de linha estreita, visando diminuir o impacto do ruído de fase no desempenho da chave. Com o objetivo de maximizar a eficiência do acoplamento com o modulador eletro-óptico, o qual possui guias de onda sensíveis à polarização da portadora óptica, o laser tem sua emissão eletromagnética controlada por um OPC. A portadora óptica é modulada em amplitude por um MZM, com tensões de polarização ajustadas para operação em quadratura e sob regime *push-pull*, minimizando o nível de distorção do sinal modulado. O sinal modulante é produzido por um gerador de pulsos elétricos em série, seguido por um amplificador de micro-ondas, com saídas protegidas por atenuadores de micro-ondas, de modo a evitar danos decorrentes de reflexões indesejadas. Os pulsos elétricos de modulação foram formatados para onda quadrada (ou seja, bits 0 e 1 alternados), uma vez que o interesse da análise não é o cálculo da BER. De fato, pretende-se verificar as distorções de amplitude impostas pelo SOA na qualidade dos bits transmitidos, sendo que um sinal “quadrado” facilita a visualização e interpretação

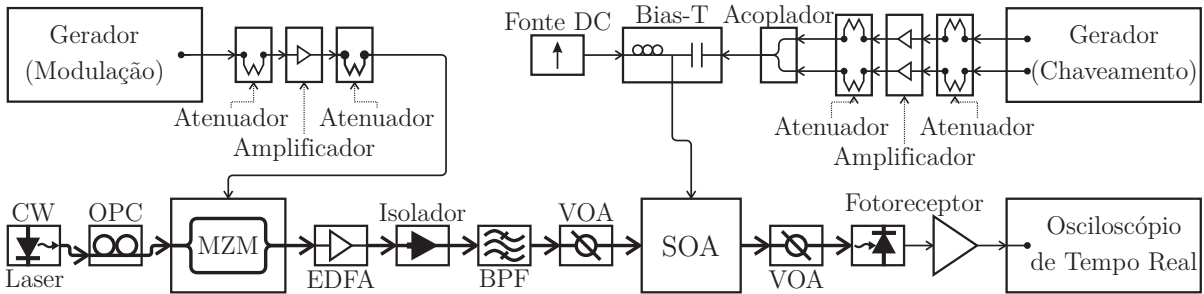


Figura 31 – Montagem experimental proposta para a avaliação do desempenho de chaves espaciais eletro-ópticas baseadas em SOAs para o chaveamento de sinais modulados em amplitude (adaptado de [9]).

posterior.

A portadora óptica modulada passa por um amplificador óptico a fibra dopada com Érbio (EDFA - *Erbium Doped Fiber Amplifier*), visando a compensação da perda de inserção do modulador eletro-óptico. Em seguida, o sinal luminoso passa por um isolador óptico, o qual evita a contra-propagação da parcela do sinal óptico refletida pelo filtro passa banda (BPF - *Band Pass Filter*). Este componente é empregado para a diminuição da emissão espontânea do amplificador EDFA. Por fim, a saturação do dispositivo fotônico a ser caracterizado é evitada utilizando um atenuador óptico variável (VOA - *Variable Optical Attenuator*), o qual também permite a monitoração de variações nessa grandeza, facilitando o preciso ajuste da montagem durante o procedimento experimental.

Após os processos de geração, modulação, amplificação e filtragem, a portadora óptica se encontra em estado adequado para ser injetada na chave eletro-óptica baseada em SOA. O ponto de operação é definido por um sinal elétrico composto por duas parcelas, uma contínua, referente à sua corrente de polarização, e uma alternada, referente à técnica de chaveamento empregada. Um bias-T permite combinar os sinais AC e DC. O sinal contínuo é gerado por uma fonte DC regulável, que incorpora o controle de temperatura do SOA. Já o segundo sinal elétrico, este com característica AC, é formado pela soma (em um acoplador de micro-ondas) de duas sequências de bits sincronizadas, geradas independentemente por um mesmo gerador de pulsos elétricos em série. Esses sinais são amplificados por dois amplificadores isolados, os quais, bem como o gerador, contam com atenuadores de micro-ondas em suas saídas, visando a proteção de tais dispositivos contra reflexões indevidas.

A operação dinâmica da chave eletro-óptica foi realizada de acordo com três técnicas de chaveamento. A primeira delas, aqui referenciada como STEP, é formada por somente um pulso de chaveamento, com duração igual ao período no qual a chave deverá permanecer ligada, como é possível visualizar-se na Fig. 32. Tal técnica é a mais simples e faz uso somente de uma das saídas do gerador serial de pulsos elétricos, como é possível ver na sequência de bits destacada na mesma figura. Devido à sua natureza, tal técnica é aqui empregada como a referência, visando-se avaliar o desempenho dos demais procedimentos de chaveamento analisados.

A segunda técnica é conhecida como injeção de degrau de corrente com pré-

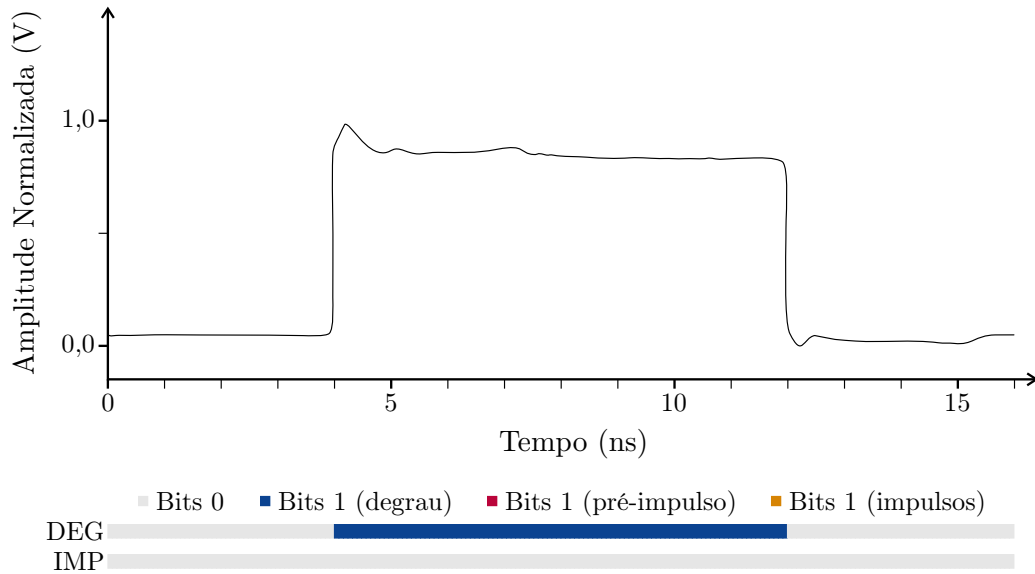


Figura 32 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento STEP com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas.

impulso (PISIC - *Pre-Impulse Step-Injected Current*), tendo sido inicialmente proposta em [124]. O sinal PISIC é mostrado na Fig. 33, na qual um pulso elétrico de chaveamento é apresentado como exemplo. Note-se que, ao degrau de chaveamento, o qual possui as mesmas características do empregado na técnica STEP, soma-se um pré-impulso sincronizado com o seu início. Dessa forma, há uma rápida injeção de portadores elétricos na estrutura do SOA no momento de transição da chave do estado desligado para ligado. Isso possibilita uma diminuição significativa do tempo de subida do degrau óptico de chaveamento do dispositivo. Entretanto, de acordo com o embasamento teórico da Seção 4.1 e como fica evidente nos resultados apresentados na Seção 4.4, o aumento na densidade de portadores elétricos na junção semicondutora do SOA potencializa o seu comportamento não linear. Este comportamento está diretamente ligado à variação no tempo médio de vida dos seus portadores elétricos, como abordado na Seção 4.1.3.5, levando a instabilidades e uma resposta transiente de maior duração. Para a sua implementação prática (Fig. 33), são necessárias duas sequências independentes de bits, ambas sincronizadas e geradas pelo mesmo equipamento, como destacado na Fig. 31. Um desses sinais é responsável pelo degrau de chaveamento sobre o qual o segundo, responsável pelo pré-impulso, será somado através de um acoplador de micro-ondas.

Já a terceira técnica é conhecida como injeção de degrau de corrente com múltiplos impulsos (MISIC - *Multi-Impulse Step-Injected Current*), tendo sido inicialmente

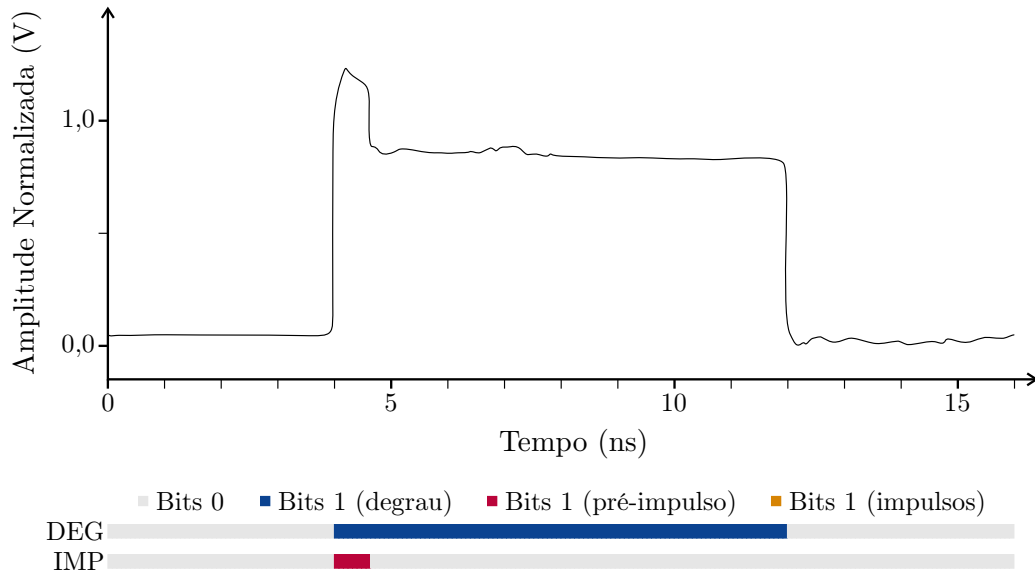


Figura 33 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento PISIC-8 com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas.

proposta em [10]. Essa é apresentada na Fig. 34, na qual percebe-se que, além do degrau de chaveamento, característico do STEP, assim como do pré-impulso, característico do PISIC, somam-se múltiplos impulsos no decorrer de todo o degrau de chaveamento. Isso é feito de modo a reduzir a resposta transiente do SOA, através da injeção de novos portadores ópticos, sempre que ela se encontre em um vale. A configuração dos múltiplos impulsos, no decorrer do degrau de chaveamento, depende de diversos parâmetros experimentais, tais como o ponto de operação do SOA e a potência óptica nele injetada. Portanto, a distribuição de impulsos deve ser cuidadosamente avaliada de modo a maximizar a estabilidade da chave eletro-óptica, como é possível perceber nos MISICs empregados no presente trabalho experimental, apresentados na Fig. 39. Novamente, da mesma maneira que o PISIC, a aplicação prática do MISIC exige dois sinais de micro-ondas independentes, sendo um deles responsável pela sequência de bits referente ao STEP e o segundo pelos múltiplos impulsos, como destacado na Fig. 34.

Por fim, a portadora óptica modulada em amplitude e chaveada pelo SOA (Fig. 36), pode ser convertida para o domínio elétrico e, por fim, adquirida por um osciloscópio de tempo real. Para tanto, inicialmente ela tem sua potência ajustada por um segundo VOA, visando evitar a saturação do fotodetector. De fato, isso poderia provocar maiores distorções do sinal no momento da transição e na perda de informações relativas ao *overshoot*, instante no qual o sinal apresenta sua maior intensidade. O ponto de opera-

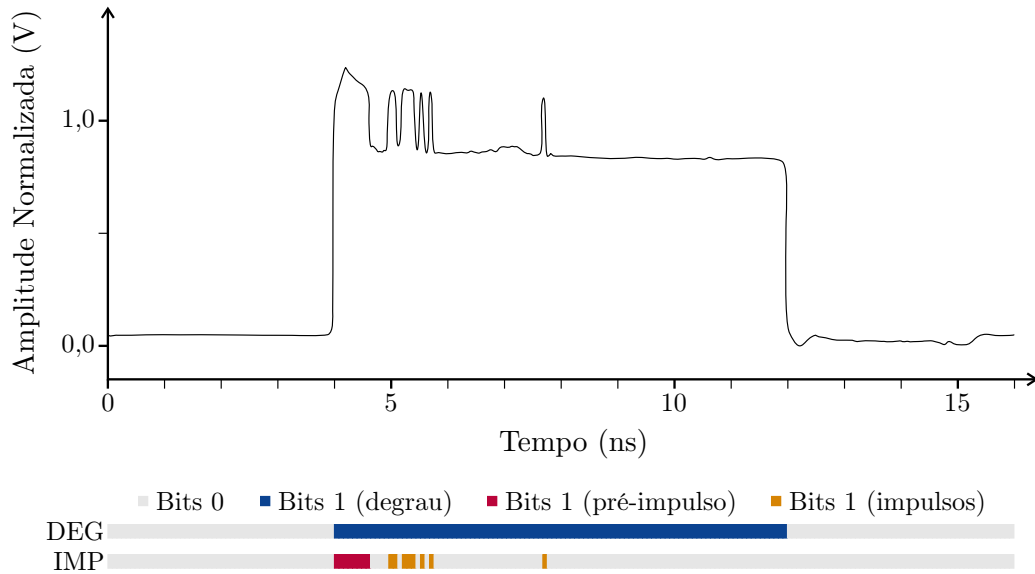


Figura 34 – Pulso elétrico experimental relativo à técnica de chaveamento MISIC-8 com as sequências de bits relativas às duas saídas do gerador serial de pulsos destacadas.

ção do SOA resulta em mudanças sensíveis na potência do sinal óptico, uma vez que há variações na sua dinâmica de ganho durante o chaveamento. Dessa forma, a potência do sinal deve ser sistematicamente monitorada e ajustada durante todo o procedimento experimental, especialmente considerando a existência de variações na corrente de polarização da chave entre cada conjunto de medidas. O sinal é então injetado em um fotodetector e, uma vez convertido para o domínio elétrico, amplificado pelo seu amplificador de transimpedância integrado. Em seguida, o sinal elétrico é amostrado, digitalizado e armazenado por um osciloscópio de tempo real, estando em formato adequado para ser posteriormente processado pelo algoritmo, descrito na Seção 4.2.2.

#### 4.2.2 Algoritmo de análise

Os blocos representativos do algoritmo estão apresentados na Fig. 35, em que é possível verificar a análise das propriedades dos bits de modulação e dos pulsos de chaveamento. Essa análise é realizada tendo como base sinais de diferentes naturezas. Posteriormente, a ideia foi expandida, permitindo a caracterização não só do comportamento transiente de amplitude de chaves eletro-ópticas, mas também das distorções de fase e frequência, como detalhado no Capítulo 5. Entretanto, devido à natureza da recepção direta empregada, é inviável extrair dos dados aqui analisados informações relativas à fase e a portadora óptica. Para isso, é necessário se trabalhar com um sinal de referência



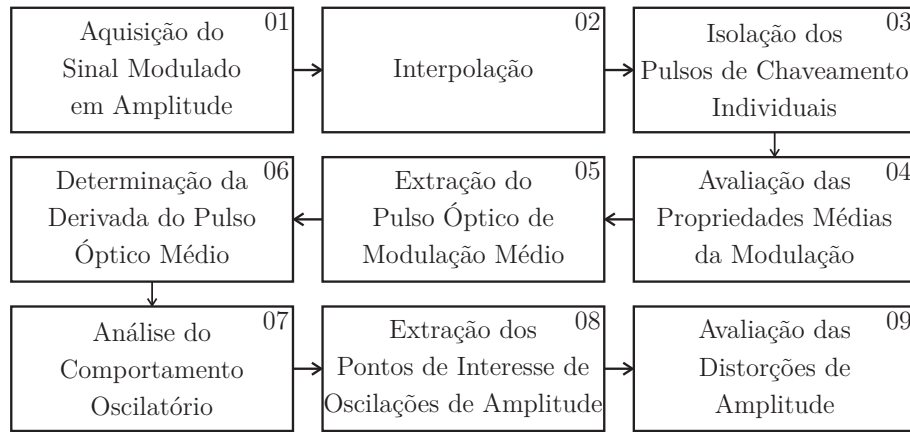


Figura 35 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação do desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs no chaveamento de sinais ópticos modulados em intensidade.

em frequência intermediária, de acordo com a técnica de caracterização de ruído de fase em lasers semicondutores [6, 69], apresentada no Capítulo 3.

O algoritmo desenvolvido permite a extração de informações a partir de pulsos de chaveamento ópticos fotodetectados e digitalizados por um osciloscópio de tempo real (bloco 01) de maneira completamente automatizada. Portanto, os sinais adquiridos são formados por longas séries de pulsos de chaveamento, espaçados de maneira periódica, graças às características dos sinais elétricos de controle da chave eletro-óptica. Dessa forma, após uma interpolação linear dos pontos amostrados (bloco 02), visando aumentar a precisão da extração de algumas informações pertinentes à análise, torna-se possível isolar os pulsos de chaveamento individuais (bloco 03). Isso é feito através da identificação do primeiro pulso e consequentes intervalos com base na periodicidade do chaveamento. Como anteriormente comentado, as informações acerca dos bits de modulação e dos pulsos de chaveamento são extraídas em momentos distintos da análise, sendo que o primeiro caso tem como base o sinal amostrado interpolado. Nesse caso, a qualidade do chaveamento, em função das propriedades dos bits de modulação, é avaliada através da análise comparativa entre a amplitude óptica de modulação (OMA - *Optical Modulation Amplitude*), quando a chave está operando em modo ligado ou desligado, como apresentado na Fig. 36. O interesse na avaliação da OMA está na verificação da capacidade da chave eletro-óptica, sob determinadas condições de operação, de rejeitar os bits modulados em intensidade por ela recebidos. Isso ocorre quando ela se encontra operando em estado desligado. Ela precisa, também, transmitir os mesmos bits quando se encontra em estado ligado. Note-se que a

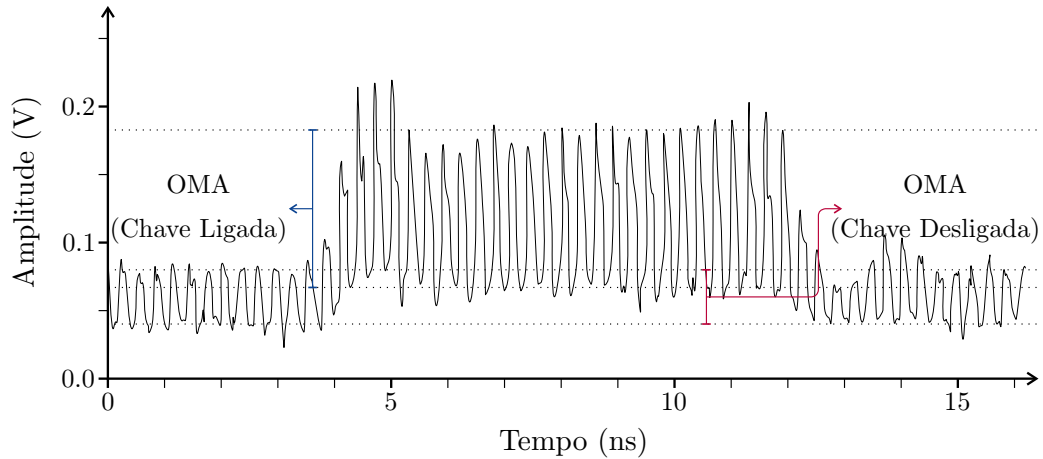


Figura 36 – Pulso óptico de chaveamento fotodetectado e adquirido pelo osciloscópio de tempo real. Destaca-se a análise da amplitude óptica de modulação (OMA) quando a chave opera em estado desligado e ligado (adaptado de [9]).

amplitude absoluta de tais bits varia de acordo com diversos parâmetros operacionais do sistema. Entretanto, nem todos estão relacionados à chave analisada (como, por exemplo, a potência óptica recebida pelo fotodetector e o ganho do sinal fotoconvertido). Dessa forma, optou-se por normalizar tal análise através da definição da razão da amplitude de modulação (denominada OMA ON/OFF), a qual nada mais é do que a divisão da OMA para a chave ligada pela OMA da chave desligada. Dessa forma, um elevado valor da OMA ON/OFF evidencia operação da chave conforme o desejado. Isso se dá em função da capacidade de se transmitir ou de se rejeitar a informação recebida, dependendo do seu estado de operação.

Tendo sido avaliadas as propriedades dos bits de modulação transmitidos, o algoritmo passa a caracterizar o comportamento transiente do pulso óptico de chaveamento propriamente dito. Para tanto, inicialmente os pulsos de chaveamento individuais são somados ponto a ponto, permitindo o cálculo do pulso médio de chaveamento (bloco 05). Já que não há sincronia entre os bits de modulação e os pulsos de chaveamento, nessa etapa todas as informações relativas à modulação de intensidade são eliminadas do sinal analisado. Visando facilitar a análise das oscilações de amplitude apresentadas por tal pulso, a sua derivada é calculada (bloco 06) e, em seguida, empregada como base na busca pelos pontos de interesse da análise a ser realizada (bloco 07). Logo após, o algoritmo caracteriza diversas distorções de amplitude presentes no pulso de chaveamento, estando os pontos relevantes de interesse (bloco 08) representados na Fig. 37. A partir da

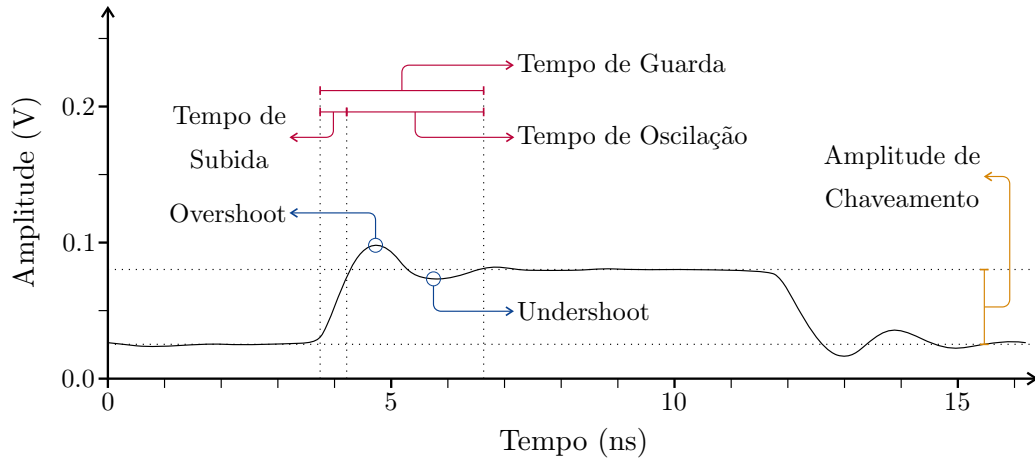


Figura 37 – Pulso óptico de chaveamento médio fotodetectado após a filtragem digital realizada pelo algoritmo desenvolvido. Destaca-se a análise dos parâmetros relativos ao comportamento transiente da chave eletro-óptica caracterizados (adaptado de [9]).

análise comparativa, dentre o desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs, com diferentes propriedades e operando sob diferentes condições, é possível se avaliar o seu desempenho (bloco 09), como mostrado nos resultados apresentados na Seção 4.4.

### 4.3 Parâmetros experimentais empregados

A avaliação das características construtivas de diversos SOAs para o desempenho de chaves eletro-ópticas é o objetivo deste capítulo. Para tanto, foram selecionados 5 SOAs, sendo que seus parâmetros operacionais foram variados de tal forma a verificar-se o impacto, de cada um deles, na operação de tais dispositivos, como detalhado na Tabela 2. A combinação da variação de todos os parâmetros apresentados, em todos os dispositivos caracterizados, resultou na obtenção de 10.692 pulsos de chaveamento (incluindo alguns de referência). Estes pulsos foram caracterizados com base nos mesmos critérios de análise, como apresentando na Seção 4.2.2, permitindo-se uma comparação entre os seus desempenhos enquanto chaves eletro-ópticas.

Dentre os dispositivos empregados na análise comparativa aqui proposta, o SOA fabricado pela ETEK (modelo HSOA200014333) é o que possui a menor banda de operação, devido à sua região ativa *bulk*. Porém, esse SOA possui resposta transiente extremamente linear. Tal característica lhe confere um comportamento marcado por lentas variações, com poucos picos oscilatórios. Dessa forma, os pulsos ópticos de chaveamento,

Tabela 2 – Parâmetros variados para a caracterização do desempenho de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs.

Parâmetro	Variação
Dispositivo	ETEK, InPhenix, CIP-L, CIP-NL e CIP-XN
Corrente de Polarização (ETEK)	de 12,5 mA até 100 mA em passos de 12,5 mA
Corrente de Polarização (InPhenix)	de 75 mA até 225 mA em passos de 12,5 mA
Corrente de Polarização (CIPs)	de 50 mA até 200 mA em passos de 12,5 mA
Técnica de Chaveamento	STEP, PISIC e MISIC
Amplitude do Degrau de Chaveamento	de 0,5 V até 3,0 V em passos de 0,5 V
Amplitude do Pré-Impulso	de 0 V até 3,0 V em passos de 0,5 V
Duração do Pré-Impulso	160 ps, 320 ps e 640 ps

dele provenientes, se assemelham às curvas de carga e descarga de um capacitor. Por sua vez, o SOA fabricado pela empresa InPhenix (modelo IPSAD1503) também apresenta um comportamento linear. Entretanto, possui maior velocidade de transição entre os estados de operação, o que acaba por resultar em oscilações moderadas após cada transição. Por fim, os três últimos dispositivos são fabricados pela empresa CIP Technologies, sendo aqui denominados CIP-L (modelo SOA-L-OEC-1550), CIP-NL (modelo SOA-NL-OEC-1550) e CIP-XN (modelo SOA-XN-OEC-1550). Eles possuem, respectivamente, comportamento linear, não linear e extremamente não linear. Uma rápida comparação preliminar entre o comportamento dinâmico desses três dispositivos, sob as mesmas condições operacionais, é apresentada na Fig. 38. Fica claro que o CIP-L possui a resposta mais linear, apresentando um *overshoot* com amplitude reduzida, em comparação com os demais, e rápida estabilização do pulso de chaveamento. No que diz respeito ao CIP-NL, percebe-se um *overshoot* percentualmente menor do que o apresentado pelo CIP-XN. Entretanto, o dispositivo possui um maior tempo de estabilização. A escolha de três componentes do mesmo fabricante, com comportamentos transientes de diferentes características, permite uma análise comparativa mais precisa do compromisso ideal entre velocidade de transição e intensidade de oscilações. Tal compromisso tem impacto significativo no desempenho das chaves eletro-ópticas quando operando em enlaces modulados, como será discutido

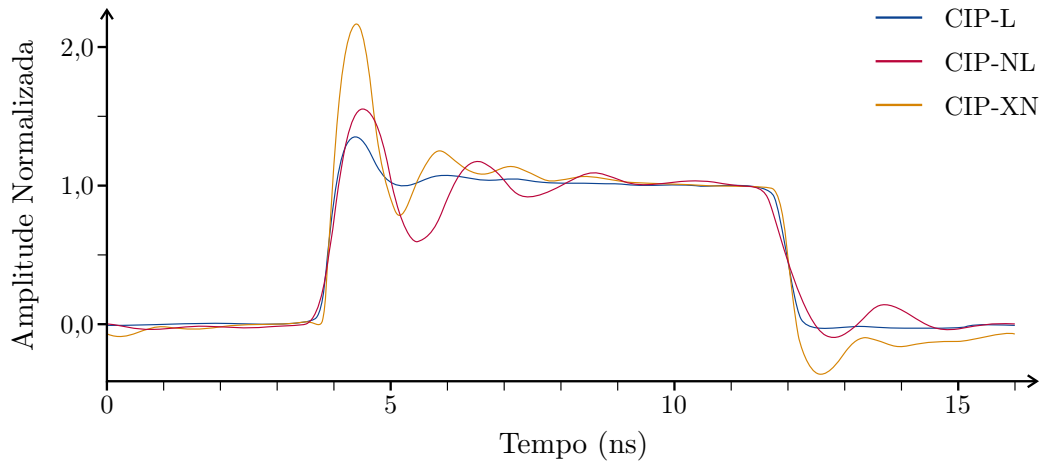


Figura 38 – Comparativo do comportamento entre os três SOAs fabricados pela CIP sob condições idênticas de operação e com sua amplitude normalizada em relação ao nível estabilizado do degrau de chaveamento.

nos resultados apresentados na Seção 4.4. Em todos os casos, as correntes de polarização foram variadas em passos de 12,5 mA, visando cobrir todo o intervalo de operação desses dispositivos, desde o seu limiar de ganho até a sua saturação. Entretanto, como as propriedades de cada componente diferem fundamentalmente, os valores mínimos e máximos da corrente de polarização variaram de acordo com o apresentado na Tabela 2. Em todos os casos, a mesma fonte de polarização DC foi empregada, da mesma maneira que os SOAs sob caracterização foram estabilizados em temperatura, de forma a evitar que variações em tais parâmetros impusessem alterações nos resultados alcançados.

Como comentado na Seção 4.2.1, as técnicas de chaveamento empregadas foram o STEP, apresentado na Fig. 32, o PISIC, apresentado na Fig. 33, e o MISIC, apresentado na Fig. 34. A duração do degrau de chaveamento em estado ligado foi mantida constante em 8 ns, seguido por um intervalo de mais 8 ns destinado a estabilização da chave em estado desligado. Já a duração dos pré-impulsos de chaveamento, referentes ao PISIC e MISIC, foi de 160 ps (PISIC-2 e MISIC-2), 320 ps (PISIC-4 e MISIC-4) e 640 ps (PISIC-8 e MISIC-8). As configurações de impulsos relativas à técnica MISIC, para cada condição operacional da chave, estão especificadas na Fig. 39. Elas foram experimentalmente determinadas por testes prévios, visando a criação do pulso de chaveamento com maior estabilidade possível. Isso foi conseguido através da redução da amplitude de suas oscilações, após a transição do estado desligado para o estado ligado.

Os dois sinais elétricos de controle do processo de chaveamento (um relativo à

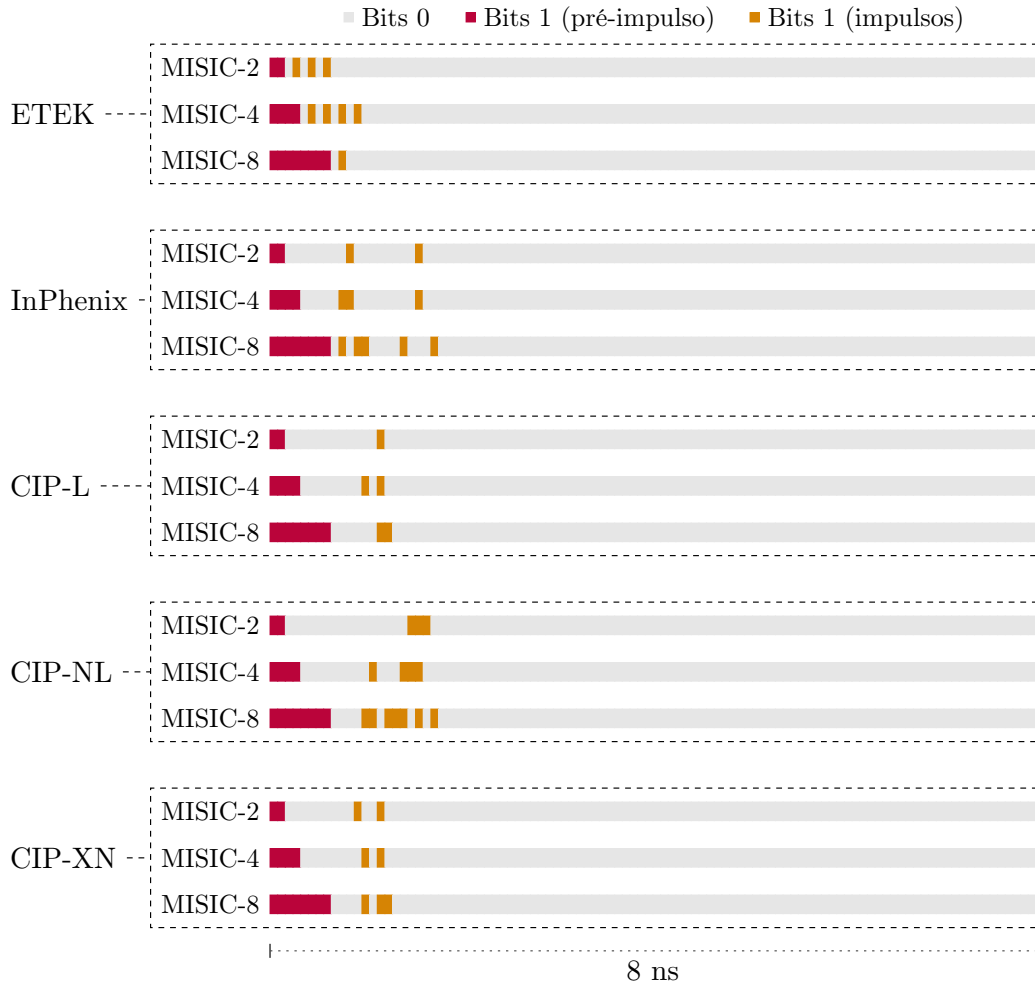


Figura 39 – Sequências de bits com duração total de 8 ns, relativas aos impulsos para a geração do sinal de chaveamento segundo a técnica MISIC para cada SOA caracterizado.

criação do pulso de chaveamento e o segundo aos impulsos relativos ao PISIC e MISIC) foram criados por um gerador serial de pulsos Agilent N4903B (taxa máxima de operação de 12,5 Gb/s) e amplificados independentemente por dois amplificadores idênticos Centellax OA3MHPDE (ganho máximo de 26 dB, amplitude máxima de saída de 8 V e largura de banda de 27 GHz). Atenuadores de micro-ondas de 6 dB foram adicionados na entrada e na saída do amplificador visando a proteção dos dispositivos ativos. Como mostrado na Fig. 31, os sinais foram combinados através de um combinador de micro-ondas Agilent 11667C (resposta do DC até 50 GHz) e somados à corrente de polarização através de um bias-T. Todas as ligações entre os componentes de micro-ondas foram realizadas com os cabos adequados e com perda inferior à 1 dB nas frequências de interesse, tendo sido empregados cabos semi rígidos sempre que possível. As amplitudes dos sinais elétricos, referentes ao degrau e aos impulsos do chaveamento, foram selecionadas de modo

a permitir a operação do dispositivo até a saturação do SOA. Dessa forma, o degrau de chaveamento foi variado de 0,5 V até 3,0 V, em passos de 0,5 V, os quais permitiram uma discretização suficiente da variação de sua resposta em relação a este parâmetro. Já a amplitude dos impulsos, referentes ao PISIC e ao MISIC, foi variada tendo o mesmo limite superior e o mesmo incremento entre medidas. Entretanto, o limite inferior foi de 0 V, no qual o chaveamento passa a ocorrer efetivamente de acordo com o STEP. Isso ocorre por não haver a presença de impulsos de qualquer natureza, de modo a criar um sinal de referência permitindo a sua comparação com o STEP previamente medido. Dessa forma, havendo um sinal de controle para a verificação da estabilidade dos demais parâmetros experimentais.

A portadora óptica foi gerada por um IECL modelo RIO Orion (largura de linha de 10 kHz com corrente de polarização de 110 mA, potência de saída de +10 dBm e comprimento de onda próximo de 1550 nm). As características desse laser foram experimentalmente verificadas no Capítulo 3. Ele opera em modo de onda contínua e com controle de temperatura durante todo o processo de caracterização. Após o controle de polarização óptica, o sinal óptico foi modulado por um MZM (largura de banda de 40 GHz) operando em regime *push-pull*, o qual teve seu *bias* ajustado para o ponto de menor distorção da amplitude do sinal modulado. Tais sinais foram criados por um gerador de pulsos Agilent 81141A, operando com taxa máxima de transmissão de 7 Gb/s, e modo de onda quadrada, visando facilitar a verificação das distorções de amplitude nos bits de modulação. Novamente, para evitarem-se distorções no sinal óptico modulado, a amplitude dos pulsos elétricos de modulação foi ajustada para evitar sobremodulação da portadora óptica, utilizando um amplificador de micro-ondas SHF-810 (banda de operação de 38 GHz com ganho fixo de 28 dB). Este amplificador contou novamente com atenuadores de 6 dB em sua entrada e saída para evitar danos decorrentes de reflexões. A potência de entrada do SOA foi monitorada e mantida fixa em -6 dBm em todas as caracterizações realizadas, com controle realizado através do VOA posicionado na entrada deste dispositivo, de modo a manter a corrente de bombeio do EDFA fixa. Por fim, o sinal óptico foi fotodetectado por um instrumento modelo LabBuddy (largura de banda de 24 GHz), com amplificação integrada, sendo em seguida amostrado e armazenado por um osciloscópio de tempo real Agilent DSO-X 96204Q. Neste osciloscópio, utilizou-se a entrada *Real-Edge* visando a aquisição dos sinais com a banda de operação máxima de 62 GHz e taxa de amostragem

de 160 GSa/s.

## 4.4 Resultados

Como descrito nas seções anteriores, a caracterização avaliou 5 SOAs com propriedades diversas, chaveados por 3 técnicas de chaveamento e com a variação de seus parâmetros operacionais. Além disso, as distorções de amplitude foram avaliadas levando-se em conta diversos parâmetros, extraídos de seus pulsos de chaveamento ópticos. Dessa forma, obteve-se uma grande quantidade de resultados a serem analisados. Visando simplificar a presente seção e evitar que a mesma se torne maçante, pela repetição de resultados ou pela análise de métricas anteriormente já discutidos na literatura técnica [8, 124, 10, 125, 126], optou-se por restringir os resultados aqui apresentados. Dessa forma, apenas serão apresentadas métricas menos exploradas em trabalhos anteriores, levando a conclusões de relevância na implementação tecnológica de chaves dessa natureza.

Dentro de tal contexto, em primeiro lugar, destaca-se que o dispositivo ETEK, SOA com construção *bulk*, apresentou tempos de transição entre o estado desligado e ligado sempre superiores à 1 ns, mesmo sob as melhores condições de operação. Inclusive, esse SOA apresentou, em muitos casos, tempos de subida próximos à 2,5 ns, mesmo com o emprego do PISIC. Apesar de sua resposta altamente linear, tais tempos de subida limitam o emprego de tal dispositivo em redes com altas taxas de comutação, como objetivado pelo presente trabalho. Dessa forma, apesar de os resultados serem interessantes para outras aplicações, optou-se por omiti-los na presente seção. Já o SOA InPhenix apresentou desempenho satisfatório, dentro da perspectiva do trabalho aqui descrito. Entretanto, os seus resultados foram, via de regra, extremamente similares ao desempenho do CIP-L, fato esse esperado uma vez que ambos apresentam comportamento linear. Mais uma vez, para simplificar a análise realizada, optou-se por apresentar os resultados relativos a somente um deles, nesse caso o CIP-L. De fato, as semelhanças construtivas em relação ao encapsulamento e à montagem de micro-ondas, em comparação ao CIP-NL e ao CIP-XN, permitiram uma avaliação mais precisa do papel do comportamento dos SOAs, enquanto sob as mesmas condições operacionais.

De maneira semelhante, dentre os parâmetros analisados em cada pulso óptico de chaveamento, alguns foram selecionados para serem aqui discutidos, exatamente por



apresentarem a maior relevância científica dada a ausência de resultados na literatura. Assim sendo, optou-se por restringir a análise a três parâmetros principais: a relação OMA ON/OFF, a qual estima o quão bem o SOA está sendo capaz de chavear os sinais modulados injetados em sua entrada; o tempo de guarda, o qual é a combinação entre o tempo de subida (considerando os pontos de 10 % e 90 % do pulso óptico de chaveamento) e o tempo de estabilização da chave eletro-óptica, permitindo avaliar o tempo necessário até que a chave passe a transmitir os bits recebidos sem distorções apreciáveis em sua amplitude; e, o consumo energético da chave, o qual será analisado dentro do contexto dos demais parâmetros e permitirá avaliar a eficiência da chave em cada condição de operação.

#### 4.4.1 Amplitude óptica de modulação

Em relação à razão OMA ON/OFF, os resultados de maior relevância estão resumidos nas Figs. 40, 41 e 42, nas quais destaca-se o comportamento dos SOAs caracterizados em função dos parâmetros de maior impacto em relação à OMA do sinal transmitido. Como esperado, tais parâmetros são aqueles intrinsecamente ligados ao ganho do SOA, ou seja, a sua corrente de polarização e a amplitude do degrau de chaveamento. Sua importância decorre por controlarem a relação de amplificação óptica que o sinal irá receber quando transmitido em cada estado de operação da chave.

Em específico, na Fig. 40, tem-se a avaliação da OMA ON/OFF em relação

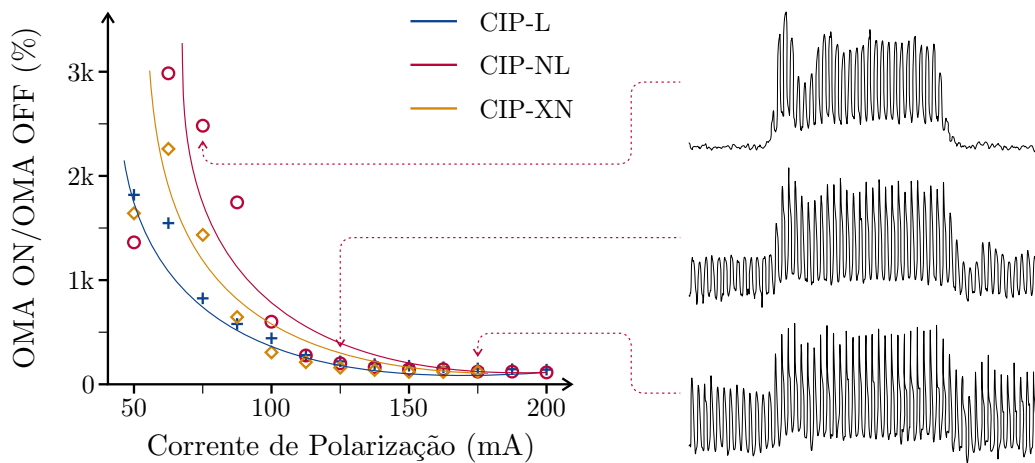


Figura 40 – Relação OMA ON/OFF em função da corrente de polarização para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com degrau de chaveamento de 2,5 V e pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]).

à corrente de polarização do SOA. Pode-se perceber que a melhor diferenciação entre as informações transmitidas em cada estado de operação da chave, se dá para correntes próximas do limiar de ganho do SOA. Tal fato, como esperado, decorre da maior inclinação da curva de ganho do SOA nessa região. De maneira complementar, quando o SOA se aproxima da saturação, a corrente proveniente do degrau de chaveamento não é mais suficiente para ocasionar uma variação significativa no ganho do dispositivo. Tal situação fica evidenciada na análise dos pulsos de chaveamento, todos relativos ao SOA CIP-NL, também apresentados na Fig. 40. Pode-se perceber que, para correntes de polarização menores, os bits transmitidos quando a chave está desligada são praticamente eliminados, como o desejado. Como contraponto, em tal situação, o SOA apresenta oscilações mais bruscas após a transição de estados, fator que será avaliado dentro da caracterização do seu tempo de guarda.

A situação é semelhante quando os resultados são avaliados em relação à amplitude do degrau de chaveamento, como o apresentado na Fig. 41. Novamente percebe-se um incremento da OMA ON/OFF com o aumento da amplitude do degrau de chaveamento. Isso ocorre pois esse parâmetro aumenta a diferenciação da corrente injetada no SOA, em cada um de seus estados de operação. É importante ressaltar que, na presente figura, optou-se por apresentar os resultados para uma corrente de polarização relativamente baixa, exatamente na região de operação de maior interesse definida anteriormente. Desse modo, evitou-se a influência da saturação do SOA nos resultados apresentados. Nas

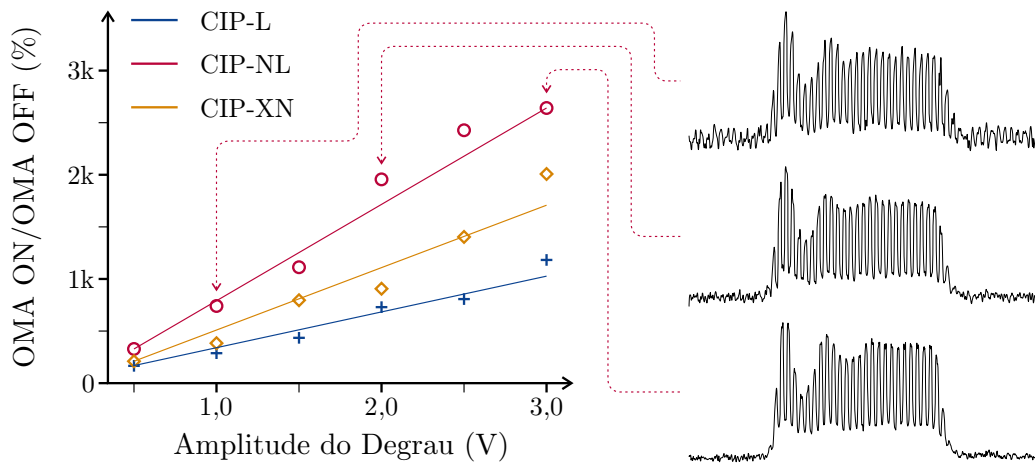


Figura 41 – Relação OMA ON/OFF em função da amplitude do degrau de chaveamento para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com corrente de polarização de 75 mA e pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]).

curvas de chaveamento complementares a essa figura, é também possível perceber que maiores degraus de chaveamento também são capazes de distanciar os bits transmitidos do nível básico de ruído do SOA. Esse procedimento aumenta a qualidade do sinal transmitido pela chave eletro-óptica.

Os resultados das duas figuras anteriores permitiram definir que, quanto à razão OMA ON/OFF, o SOA CIP-NL apresentou o melhor desempenho, sendo, portanto, selecionado para a avaliação mais detalhada apresentada na Fig. 42. Note-se que nela a análise é realizada tanto em função da corrente de polarização como da amplitude do degrau de chaveamento. Corroborando os resultados anteriores, é possível perceber-se uma clara região de operação definida por baixas correntes de polarização e altas amplitudes do degrau de chaveamento. Nessa região, o SOA opera satisfatoriamente como uma chave eletro-óptica. Já fora dela, mesmo se outros fatores de desempenho forem mais satisfatórios, não há confiabilidade na diferenciação entre os bits transmitidos quando a chave se encontra ligada e desligada. Por fim, apesar de apresentar resultados inferiores ao CIP-NL, o CIP-L e, especialmente, o CIP-XN também tiveram um desempenho suficiente para a sua aplicação como chave eletro-óptica, bastando que o ponto de operação destes dispositivos seja ajustado com maior cuidado.

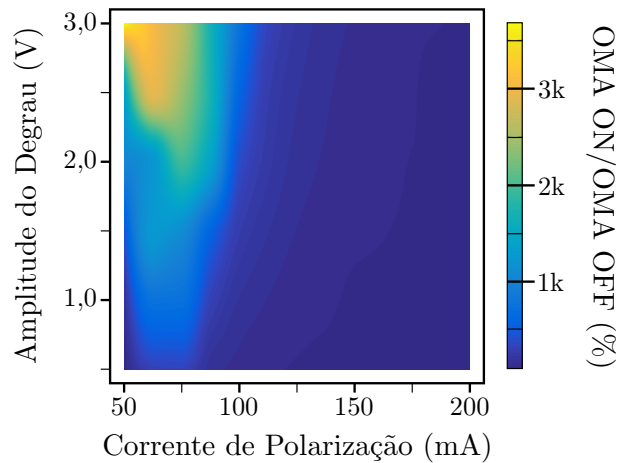


Figura 42 – Relação OMA ON/OFF em função da amplitude do degrau de chaveamento e da corrente de polarização para o SOA CIP-NL, chaveado com a técnica PISIC-4, com pré-impulso de 3,0 V (adaptado de [9]).

#### 4.4.2 Tempo de guarda

O tempo de guarda, como apresentado na Fig. 37, pode ser definido como o tempo necessário para que a chave entre em operação estável, ou seja, sem apresentar oscilações apreciáveis em sua amplitude que possam distorcer os bits transmitidos. De maneira prática, o tempo de guarda é o somatório do tempo de subida e do período transiente da chave eletro-óptica, após a transição do estado desligado para o ligado. Portanto, esse parâmetro oferece uma métrica de maior importância para sistemas modulados do que a simples avaliação do tempo de subida da chave. De fato, tal transição do estado desligado para o ligado não representa, necessariamente, que a chave eletro-óptica esteja pronta para a transmissão dos dados recebidos. Uma vez que tal intervalo é definido por flutuações no ganho do dispositivo, os resultados apresentados nas Figs. 43, 44 e 45 foram obtidos tendo como base a derivada do pulso óptico de chaveamento. Dessa forma, mostra-se que a chave entrou em operação estável logo que suas oscilações não mais ultrapassem 10 % do seu nível médio no estado ligado. Adicionalmente, como será demonstrado no Capítulo 5, durante os fenômenos oscilatórios resultantes da transição de estados, tem-se também o período no qual a chave apresenta picos de gorjeio de maior intensidade. Isso ocorre por ambos estarem intrinsecamente ligados a flutuações no ganho óptico do semiconductor. Portanto, é possível afirmar-se que o tempo de guarda aqui avaliado não é caracterizado somente por distorções na intensidade da portadora óptica, mas também por distorções em sua frequência, as quais poderão penalizar sistemas ópticos coerentes.

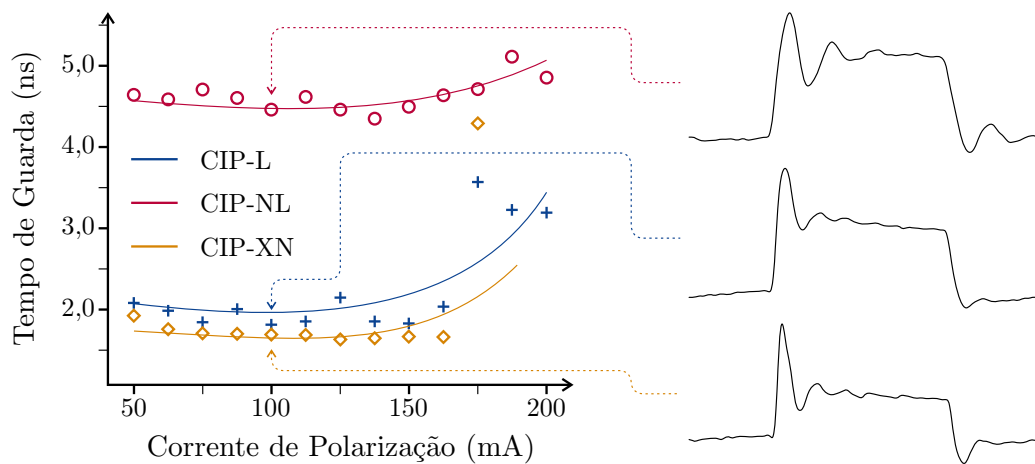


Figura 43 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização para os três SOAs aqui caracterizados, chaveados com a técnica PISIC-4, com degrau de chaveamento de 1,0 V e pré-impulso de 2,0 V (adaptado de [9]).

Dentre os parâmetros variados na caracterização comparativa aqui apresentada, os que tiveram maior impacto no desempenho da chave, em relação ao seu tempo de guarda, foram as características construtivas do próprio SOA, a técnica de chaveamento empregada, a corrente de polarização do SOA, assim como a amplitude do degrau de chaveamento, os quais serão aqui analisados. Nas curvas apresentadas na Fig. 43 tem-se o tempo de guarda, em função da corrente de polarização para os três SOAs testados. É possível perceber que, apesar de haver uma tendência de aumento diretamente proporcional entre o tempo de guarda e a corrente de polarização, o fator mais importante é o comportamento transiente do SOA. De maneira não previsível, o CIP-NL apresentou um resultado significativamente pior em comparação com os demais dispositivos. Esse fato é derivado de suas oscilações com intensidades significativas e com uma frequência inferior à apresentada pelos demais, como é possível visualizar nos pulsos apresentados na Fig. 43. Apesar de apresentar oscilações mais drásticas, o CIP-XN apresenta uma frequência oscilatória próxima ao dobro da frequência do CIP-NL, de modo que o seu período de maior instabilidade tem uma duração significativamente inferior. Já o CIP-L apresenta as oscilações com menor intensidade, mas ainda com uma frequência inferior àquela do CIP-XN, de modo que seu tempo de guarda permanece superior na comparação de ambos os dispositivos sob as mesmas condições de operação. Ou seja, em termos práticos, o tempo de guarda é definido fundamentalmente pela frequência oscilatória do dispositivo, sendo esta ligada às suas propriedades construtivas intrínsecas, as quais são derivadas de sua região ativa e de elementos parasitas de sua montagem e de seu encapsulamento.

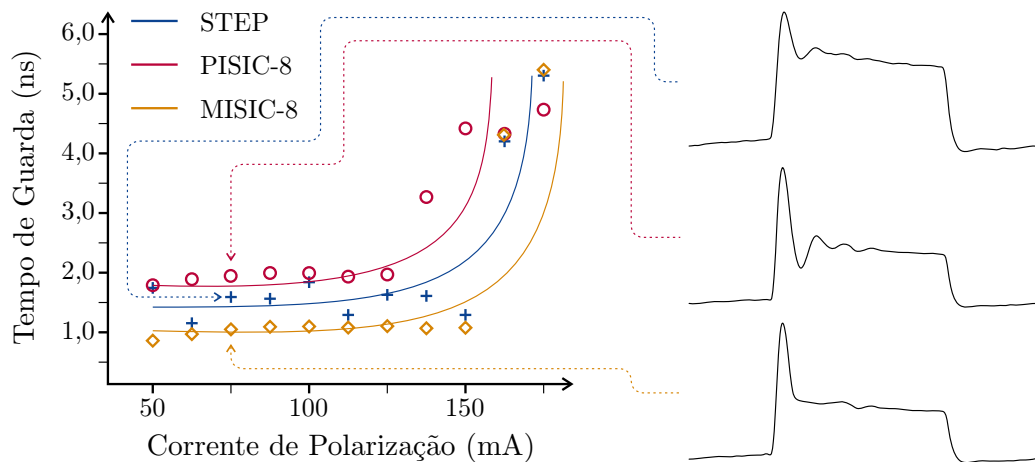


Figura 44 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização para o SOA CIP-XN, chaveado com as três técnicas aqui caracterizadas, com degrau de chaveamento de 2,0 V e pré-impulso de 2,0 V (adaptado de [9]).

Tendo em vista que o CIP-XN apresentou os menores tempos de guarda na avaliação comparativa anterior, além de apresentar também o comportamento transiente de maior intensidade, este foi escolhido para a exemplificação do impacto da técnica de chaveamento no tempo de guarda da chave eletro-óptica, como demonstrado na Fig. 44. Nesse caso, conforme esperado, os sinais chaveados através da técnica PISIC apresentaram o maior tempo de guarda, uma vez que as oscilações relativas à injeção do pré-impulso foram aquelas que apresentaram um aumento de intensidade significativo. Este aumento deve ser comparado ao chaveamento realizado com a injeção de degrau segundo a técnica STEP, como é possível visualizar nos pulsos apresentados nessa mesma figura. Entretanto, o fato de maior destaque nos resultados foi a comprovação da eficácia da técnica MISIC em estabilizar o pulso de chaveamento após a primeira oscilação de *overshoot*. Isso possibilitou tempos de guarda inferiores inclusive aos da técnica STEP. A maior desvantagem do emprego de tal técnica MISIC se dá em relação ao maior gasto energético decorrente da inserção de novos impulsos no decorrer do pulso de chaveamento. Entretanto, como é possível se avaliar na Fig. 39, no caso exemplificado, só foram adicionados 3 impulsos de 80 ps cada, logo após o pré-impulso de 640 ps. Dessa forma, em comparação ao consumo de degraus de chaveamento, que tenham duração superior a alguns nano-segundos, tal gasto energético se torna pouco significativo.

Por fim, levando-se em consideração os resultados anteriores, optou-se por analisar o tempo de guarda do CIP-XN, chaveado de acordo com a técnica MISIC, em

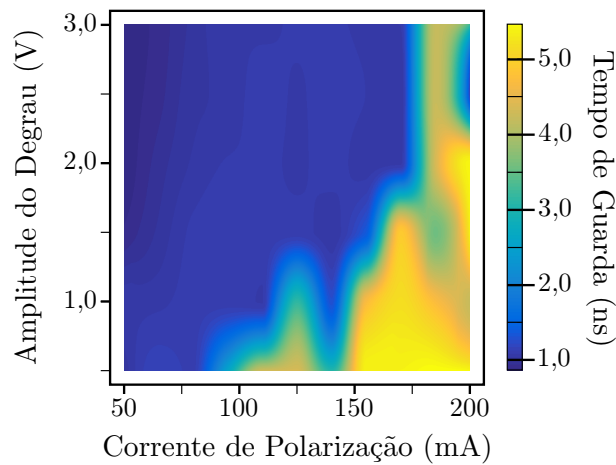


Figura 45 – Tempo de guarda em função da amplitude do degrau de chaveamento e da corrente de polarização para o SOA CIP-XN, chaveado com a técnica MISIC-8, com impulsos de 2,0 V (adaptado de [9]).

função tanto da corrente de polarização como da amplitude do degrau de chaveamento, como apresentado na Fig. 45. De maneira similar ao caso da análise da amplitude óptica de modulação na Fig. 42, é possível visualizar uma região ótima de operação do dispositivo, a qual, mais uma vez, é definida por correntes de polarização baixas e amplitudes do degrau de chaveamento altas. Os resultados apresentados para essa região operacional, nos dois parâmetros aqui analisados, já possibilita inferir que tal região apresenta o melhor desempenho para a operação de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Entretanto, ainda deve-se verificar se o consumo do dispositivo nessa região também é energeticamente adequado, como será analisado na seção subsequente.

#### 4.4.3 Consumo energético

Com o crescente aumento na quantidade de dados trafegados em redes ópticas e na complexidade das centrais de dados encarregadas de processar boa parte dessas informações, o consumo energético passou a ser uma preocupação com crescente importância no projeto de tais redes. Como é um elemento ativo, o SOA consome energia elétrica durante todo seu período de operação, seja a mesma proveniente da sua corrente de polarização ou dos sinais elétricos que controlam o processo de chaveamento. Entretanto, apesar de ter um consumo fundamentalmente maior do que outras soluções em chaveamento eletro-óptico, o SOA traz a vantagem de possibilitar a amplificação simultânea do sinal chaveado. Dessa forma, avaliar o seu consumo energético real nas condições ótimas de operação previamente definidas é fundamental para possibilitar que o seu emprego em solução práticas seja avaliado dentro dos pré-requisitos de cada sistema. Para verificar o desempenho das chaves aqui analisadas em função do seu consumo energético, os pulsos de chaveamento elétricos (criados pela combinação do degrau de chaveamento com impulsos relativos às técnicas PISIC e MISIC), injetados no SOA, foram amostrados e armazenados em um osciloscópio de tempo real. Após incluir a corrente de polarização, a qual foi considerada constante durante o intervalo amostrado, foi possível determinar-se o consumo energético do SOA para um pulso de chaveamento com duração de 8 ns e avaliá-lo em função dos parâmetros anteriormente analisados, como apresentado nas Figs. 46, 47 e 48.

Todos os resultados da presente seção se referem ao chaveamento de um SOA CIP-XN, de acordo com a técnica MISIC-8. Esse SOA atingiu o melhor compromisso na

avaliação dos parâmetros anteriores, com uma razão de OMA pouco inferior ao melhor resultado e o menor tempo de guarda geral. Entretanto, seu comportamento extremamente não linear pode ser um fator limitante para algumas aplicações, especialmente considerando a geração de um gorjeio de grande intensidade durante o chaveamento, como apresentado no Capítulo 5. Para tais situações, o CIP-L, bem como o InPhenix 1503, apresentaram desempenho ligeiramente inferior, mas mesmo assim satisfatórios, de acordo com os parâmetros aqui analisados. Uma vez que o consumo energético é similar para todos os três CIPs aqui analisados, já que as correntes de polarização e amplitudes dos sinais elétricos foram fundamentalmente iguais, optou-se por apresentar exclusivamente os resultados relativos ao CIP-XN.

Na Fig. 46 o *overshoot* percentual do degrau óptico de chaveamento é analisado em função da sua corrente de polarização e do consumo energético de cada pulso de chaveamento. Fica claro que há um pequeno ponto no qual a chave eletro-óptica apresentou *overshoots* de grande intensidade, definido para baixas correntes de polarização. Nesse ponto, o súbito aumento da potência óptica, após a transição do estado desligado para ligado, poderia ocasionar a saturação, ou potencialmente danificar, outros componentes eletro-ópticos do sistema. Entretanto, analisando a configuração do pulsos elétricos nessa região, percebe-se que eles são formados por degraus de chaveamento de pequena amplitude e impulsos com grande amplitude, região não interessante também em relação aos demais parâmetros. Em todo o restante da curva, tem-se *overshoots* de menor

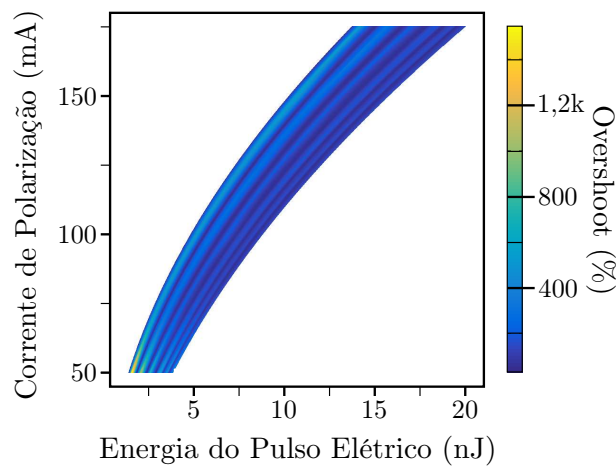


Figura 46 – Amplitude do *overshoot* em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]).



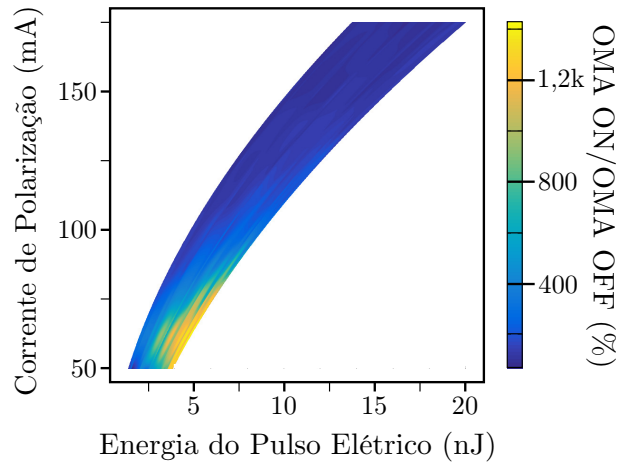


Figura 47 – Razão da amplitude óptica de modulação em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]).

intensidade, mesmo considerando o CIP-XN que, por natureza, apresenta oscilações mais pronunciadas.

Já em relação à razão OMA ON/OFF e ao tempo de guarda, como apresentado nas Figs. 47 e 48, respectivamente, tem-se uma região de melhor desempenho bem definida para correntes de polarização baixas. Essa região corresponde exatamente ao chaveamento do SOA com correntes baixas e amplitudes altas para o degrau, como abordado nas seções anteriores. Nessa região, na qual o desempenho do SOA é ótimo, considerando-se o contexto dos parâmetros aqui analisados, o seu consumo energético fica entre 4 nJ e 5 nJ por pulso de chaveamento de 8 ns. Esse valor apresenta um consumo pouco superior

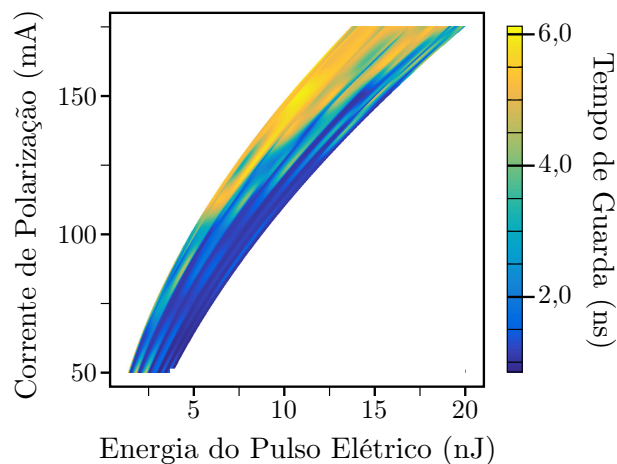


Figura 48 – Tempo de guarda em função da corrente de polarização e do consumo energético para o SOA CIP-XN chaveado com a técnica MISIC-8 (adaptado de [9]).

a 60 pJ por bit transmitido, nas condições de modulação aqui caracterizadas. Apesar de ser um consumo alto para aplicações passivas, a possibilidade de amplificar a informação transmitida aumentando o alcance do enlace óptico, poderia justificar tal consumo para redes que exijam alto desempenho e baixos tempos de comutação.

## 4.5 Aplicação prática

A técnica aqui apresentada foi empregada na caracterização e otimização da chave eletro-óptica publicada no periódico internacional *Journal of Lightwave Technology* [8] e com pedido de patente licenciada pela indústria [123]. Tal artigo é resultado do trabalho colaborativo entre vários membros do grupo de pesquisas do LAPCOM, sob liderança do Prof. Evandro Conforti, contando com a participação do autor da presente Tese nas etapas de avaliação experimental e aperfeiçoamento de suas condições operacionais, de modo a minimizar seu tempo de subida e comportamento transiente.

A Fig. 49 mostra um desenho esquemático da chave montada pelo Prof. Evandro, na qual o grande diferencial é a construção de um acoplador de micro-ondas integrado à chave, de modo a diminuir significativamente os elementos parasitas do dispositivo. Estudos anteriores já haviam demonstrado o impacto dos elementos parasitas provindos do circuito para a injeção dos sinais de micro-ondas na estrutura semicondutora do SOA [125, 126], indicando que o caminho para o aperfeiçoamento das chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs passava necessariamente por circuitos elétricos mais eficientes, com melhor

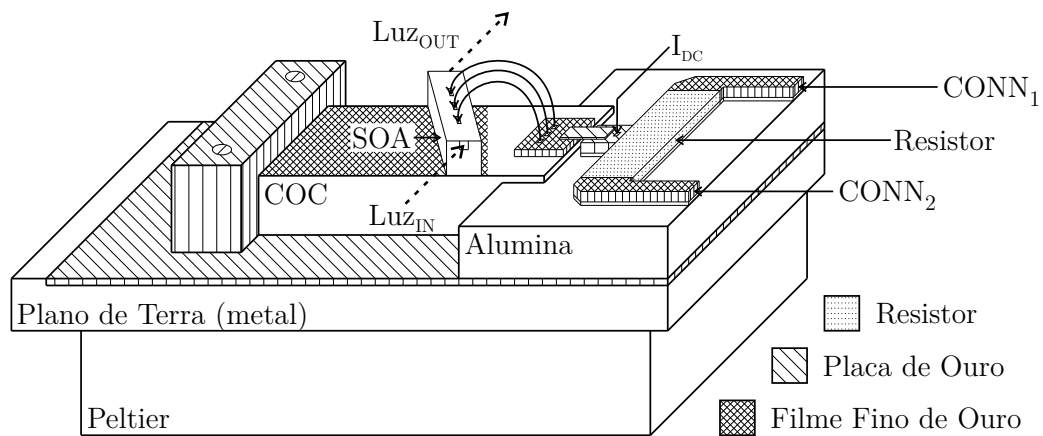


Figura 49 – Esquema representando a montagem experimental (fora de escala) do SOA empregando um resistor distribuído de filme fino como acoplador de micro-ondas, para a injeção dos sinais de controle (adaptado de [8]).

acoplamento e maior banda de operação. Para tanto, a montagem proposta emprega um resistor distribuído de filme-fino, apropriado para aplicações em altas frequências, como acoplador de micro-ondas. Dessa forma, ao injetar-se, em cada uma de suas extremidades, os sinais provenientes dos conectores de micro-ondas  $\text{CONN}_1$  e  $\text{CONN}_2$ , os quais são relativos ao degrau de chaveamento e aos impulsos das técnicas PISIC e MISIC, tem-se, em sua porção central, o sinal elétrico de chaveamento desejado. Após a injeção da corrente de polarização,  $I_{\text{DC}}$ , tal sinal é diretamente injetado no anodo do SOA através de fios de ouro diretamente soldados no dispositivo. O SOA em questão está em uma montagem não encapsulada (COC - *Chip-on-Carrier*), sendo que o guiamento da portadora óptica para dentro de sua estrutura (e de volta para o enlace) é realizado através de micro-lentes cuidadosamente posicionadas. Mesmo assim, essas provocam uma alta perda de inserção. A estrutura do SOA COC é então cuidadosamente fixada sob um plano de terra, o qual também suporta a montagem de micro-ondas sob uma base de alumina, responsável pelo isolamento elétrico da montagem. Por fim, a temperatura de todo o conjunto é controlada por um elemento Peltier, responsável por garantir a estabilidade térmica da operação do sistema durante os testes realizados.

Após sucessivos testes experimentais, passando pela otimização não só dos parâmetros operacionais (especialmente da corrente de polarização e dos pulsos de chaveamento), mas também da própria montagem de micro-ondas, os resultados obtidos mostram uma chave capaz de transitar entre estados de operação de maneira ultrarrápida, porém estável. Tal comportamento é evidenciado pelos resultados apresentados na Fig. 50, no qual a chave apresenta tempos de subida próximos a 200 ps, com *overshoot* inferior à 10 %. Tal desempenho permite que a chave alcance tempos de guarda inferiores a 1 ns mesmo utilizando-se a técnica PISIC, resultado superior inclusive aos melhores resultados previamente alcançados com a técnica MISIC, como apresentado na Seção 4.4.2. Um comparativo direto é possível através da sobreposição do pulso óptico de chaveamento, alcançado com a montagem aqui apresentada, com uma chave com montagem tradicional, ambas fazendo uso do mesmo SOA na mesma estrutura COC [10], como o apresentado na Fig. 51. Através de tal análise é possível perceber que a chave SOA, com acoplador direcional de micro-ondas integrado, foi capaz de manter tempos de subida próximos aos alcançados pela montagem tradicional (aumento de 160 ps para 180 ps), entretanto com uma redução significativa do tempo de estabilização (diminuição de 3 ns para 650 ps). Tais

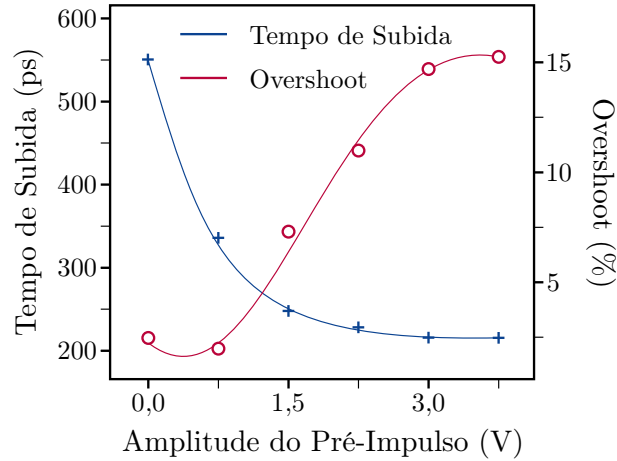


Figura 50 – Tempo de subida e *overshoot*, em função da amplitude do pré-impulso de chaveamento, para a chave eletro-óptica com acoplador direcional baseado em resistor distribuído de filme fino. Os resultados são relativos a sua operação com a técnica de chaveamento PISIC-2 com corrente de polarização de 80 mA e degrau de chaveamento com 1,5 V de amplitude (adaptado de [8]).

resultados evidenciam a importância de um bom casamento de impedâncias e da redução de elementos parasitas nas montagens de chaves eletro-ópticas dessa natureza. Dessa forma, aponta-se o caminho para o aperfeiçoamento do seu desempenho, passando por um maior nível de integração entre todos os componentes ópticos e elétricos da montagem.

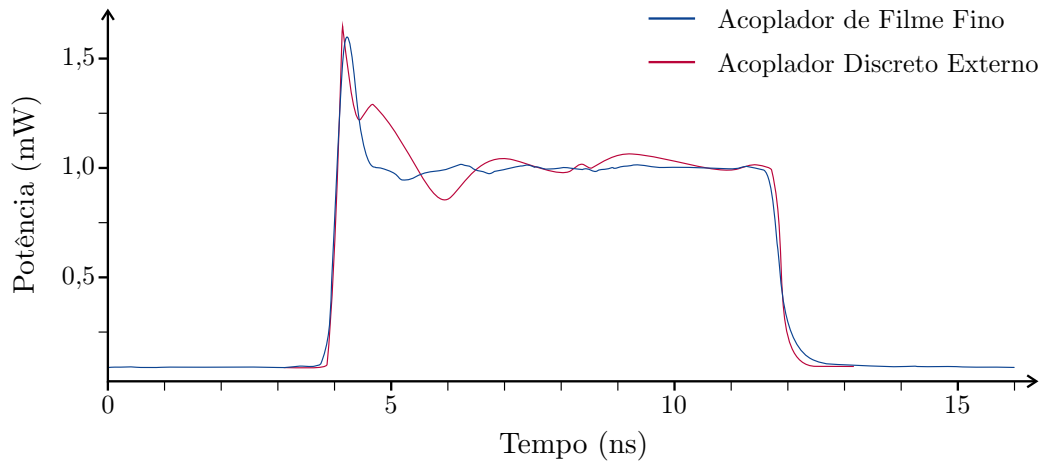


Figura 51 – Comparativo entre o pulso óptico de chaveamento resultante da montagem baseada em filme fino, aqui apresentada, e da montagem tradicionalmente empregada [10]. As duas curvas apresentadas são relativas a um mesmo SOA COC sob as mesmas condições de operação (adaptado de [8]).

## 4.6 Conclusões

A aplicação de amplificadores ópticos a semicondutor na criação de chaves eletro-ópticas espaciais oferece a possibilidade de se integrar, em um mesmo dispositivo de dimensões físicas compactas, a capacidade de amplificar e chavear a portadora óptica. Além disso, tais dispositivos já demonstraram a capacidade de operar em diversos comprimentos de onda [118], com tempos de subida na casa de poucas centenas de pico-segundos [8, 10], boa razão de extinção entre seus estados de operação [140], além de oferecem a possibilidade de integração com outros componentes fotônicos [141]. Tais características abrem a possibilidade do seu emprego na construção de chaves ópticas espaciais com múltiplas entradas e múltiplas saídas [117], a serem utilizadas em centrais de dados com altas taxas de comutação [142], supercomputadores ópticos [121, 122] e chaves híbridas com destacada eficiência energética [119, 120].

O trabalho exposto no presente capítulo visa o desenvolvimento de tais chaves, ao oferecer um estudo detalhado do comportamento e desempenho de diversos SOAs, com diferentes características construtivas e níveis de comportamento não linear, quando utilizados para o chaveamento de sinais modulados em intensidade. Para tanto, desenvolveu-se um algoritmo de análise de maneira a automatizar e padronizar a extração de informações relativas ao comportamento transiente, velocidade de operação e capacidade de chaveamento de tais componentes. A partir da grande quantidade de dados levantada, foram selecionados como parâmetros de interesse a razão da amplitude óptica de modulação, o tempo de guarda e o consumo energético. Entretanto, ao adotar como referência sinais modulados somente em amplitude, a caracterização aqui proposta não permite uma análise mais profunda do desempenho de tais dispositivos quando em enlaces com recepção coerente. Para tanto, uma nova técnica de caracterização foi proposta e discutida no Capítulo 5.

Os resultados alcançados demonstraram que o SOA com comportamento altamente não linear (ou seja, o CIP-XN) demonstrou o melhor desempenho geral, graças especialmente à sua capacidade de rápida recuperação das oscilações ocasionadas pela mudança de estado de operação. Entretanto, em alguns cenários envolvendo o chaveamento de múltiplos canais modulados de forma coerente, o surgimento de efeitos não lineares inerentes à sua operação, como a mistura de quatro ondas e a modulação cruzada de fase,

poderão impor limitações que impeçam a sua aplicação. Para tais casos, o SOA linear analisado (ou seja, o CIP-L), apresentou desempenho muito próximo ao CIP-XN, podendo ser a opção mais versátil e confiável para aplicações comerciais. Já o dispositivo não linear (ou seja, o CIP-NL) teve um desempenho insatisfatório, especialmente em relação à duração de suas oscilações após a transição entre estados. Tal fenômeno provavelmente está ligado a elementos parasitas ou imperfeições no casamento de impedâncias. De maneira geral, a análise comparativa aqui apresentada possibilitou a definição da região mais adequada para a operação de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Os resultados permitem aliar bom desempenho com consumo energético inferior à 5 nJ por pulso de chaveamento de 8 ns. O cuidadoso estudo do impacto de tais fatores, no desempenho de chaves baseadas em SOAs, possibilita um entendimento mais preciso dos requerimentos de tais dispositivos em enlaces reais baseados em modulação de intensidade.

A investigação mais cuidadosa dos fenômenos oscilatórios ligados à transição de estados de operação dos SOAs chaveados possibilitou o desenvolvimento de uma chave eletro-óptica baseada em um acoplador de micro-ondas, construído a partir de um resistor distribuído de filme fino. Tal solução mostrou promissores resultados, com rápidas transições entre estados operacionais e oscilações desprezíveis, após o *overshoot* correspondente à injeção do pré-impulso, resultando em tempos de guarda inferiores a 1 ns [8]. Os resultados alcançados demonstraram a importância da redução dos elementos parasitas na construção de tais dispositivos, especialmente àquelas referentes ao casamento de impedâncias entre o SOA e as entradas de micro-ondas, evidenciando a importância de níveis cada vez maiores de integração entre tais componentes. A evolução deste trabalho, discutida na seção subsequente, passa exatamente pela investigação de tais elementos parasitas. Estes elementos degradam o desempenho desses dispositivos, conforme evidenciado aqui.

## 4.7 Trabalhos futuros

Os pulsos temporais ópticos de chaveamento de diversos SOAs oferecem a possibilidade de uma investigação mais profunda dos fenômenos físicos que regem o desempenho de tais dispositivos. Tal análise poderá ter como base a extração de parâmetros relativos ao comportamento da conversão eletro-óptica e a resposta em frequência da montagem de micro-ondas. Essa análise deve ser cuidadosa para minimizar efeitos parasitas

através da modelagem multiparamétrica de circuitos equivalentes. Resultados anteriormente publicados já evidenciaram o potencial dessa abordagem [124, 10, 8, 126, 125, 143]. Entretanto, até o presente momento, a extração de tais parâmetros foi realizada heurísticamente, de forma manual e iterativa, tendo como base a resposta em frequência da chave sob análise. Os trabalhos anteriormente publicados [8, 9, 144, 145] permitem vislumbrar a possibilidade de se desenvolver um algoritmo em MATLAB que opere em conjunto com a ferramenta Simulink, de modo a permitir a extração automática dos elementos de um circuito equivalente. Este circuito deve ter parâmetros extraídos a partir da resposta temporal experimental da chave em questão. A automatização e otimização dessa tarefa resultariam em uma análise mais ágil de tais chaves, permitindo uma compreensão mais ampla do papel de seus elementos parasitas (representados pelos elementos do circuito equivalente). Com tal ferramenta em estágio operacional, o projeto e a construção de chaves eletro-ópticas de alto desempenho [8, 123], como a apresentada na Seção 4.5, seriam facilitados e otimizados.

## 5 Caracterização de distorções de fase em dispositivos fotônicos

As distorções de amplitude provocadas por amplificadores ópticos a semicondutor (SOA), operando como chaves eletro-ópticas espaciais para sinais modulados em intensidade, foram descritas no Capítulo 4. O conhecimento de tais distorções é importante para o ajuste do ponto de operação dessas chaves, permitindo não só o chaveamento de sinais com menores níveis de distorção, mas também a diminuição do seu consumo energético [9]. Entretanto, como comentado no Capítulo 2, os enlaces ópticos de telecomunicações atuais utilizam formatos de modulação eficientes, empregando tanto a amplitude como a fase da portadora óptica. Dessa forma, distorções na fase e na frequência desta também precisam ser caracterizadas, como será proposto no presente capítulo.

O índice de refração efetivo do guia de onda óptico de SOAs e lasers varia com a densidade de portadores ópticos em sua heterojunção, pois a permissividade efetiva é afetada por esta densidade. Dessa forma, esse índice não será constante durante o processo de chaveamento ou modulação de uma portadora óptica, uma vez que ele é afetado por variações na sua corrente de polarização [124]. De forma simplificada, alterações no índice de refração podem ser interpretadas como uma variação no caminho óptico efetivo do guia de onda óptico, acarretando, portanto, distorções em sua fase. Como será mostrado, essas distorções são especialmente drásticas durante a transição da chave baseada em SOA ou no momento da criação do bit óptico pelo laser. Tais efeitos deletérios tornam-se relevantes ao considerarem-se sistemas onde uma portadora óptica, baseada em modulação de fase em um ambiente de multiplexação por comprimento de onda, é chaveada. Isso ocorre devido ao fato de essas distorções se relacionarem com o alargamento espectral da portadora óptica, assim como com a dispersão cromática da sua propagação pelo enlace.

Tradicionalmente, a caracterização de tais fenômenos é efetuada através de técnicas de medição indiretas, uma vez que a percepção de variações de fase e frequência da portadora óptica só é possível através da recepção coerente do sinal. Entretanto, a técnica de caracterização de largura de linha de lasers semicondutores, apresentada no



Capítulo 3, permite vislumbrar a possibilidade de se realizar um estudo sistemático de tais fenômenos. Isso pode ser conseguido através da análise do batimento do sinal a ser caracterizado com um oscilador local, com subsequente aquisição deste sinal de batimento por um osciloscópio de tempo real após fotodetecção. Seguindo tal filosofia, no presente capítulo aborda-se a caracterização de distorções de amplitude, fase e frequência de uma portadora óptica, em modo de onda contínua, quando chaveada por um SOA. Este dispositivo forma uma chave eletro-óptica espacial acionada por sua corrente de polarização. Dadas as semelhanças construtivas entre SOAs e laser, a técnica, aqui introduzida, pode ser generalizada para permitir a caracterização do gorjeio de lasers diretamente modulados em intensidade. Com esse intuito, apresenta-se na Seção 5.1 a fundamentação teórica relativa ao comportamento não linear desses dispositivos. Em seguida, na Seção 5.2, a técnica de caracterização é apresentada em detalhes, permitindo discussões sobre a montagem experimental e o algoritmo de análise *offline*. Os resultados obtidos são apresentados na Seção 5.4, as conclusões são discutidas na Seção 5.5 e o planejamento de trabalhos futuros é apresentado na Seção 5.6.

## 5.1 Fundamentação teórica

Como já discutido especificamente nas fundamentações teóricas dos Capítulos 3 e 4, SOAs e lasers possuem semelhanças construtivas profundas, que ocasionam fenômenos correlatos. A técnica aqui proposta, como abordado na Seção 5.2, permite a caracterização de ambos os dispositivos quando estiverem sob uma modulação de amplitude, controlada por variações em suas correntes de polarização. No caso específico de lasers, tal condição resultará na modulação direta em intensidade da portadora óptica por ele emitida. Já para o caso dos SOAs, tem-se o chaveamento de uma portadora óptica modulada (ou em modo de onda contínua) aplicada à sua entrada. Dadas as semelhanças construtivas de ambos os dispositivos, optou-se por abordar os efeitos de distorções de frequência, decorrentes de variações em suas correntes de polarização, usando o escopo teórico para lasers apresentado no Capítulo 3. Tal abordagem irá possibilitar uma análise única, mas reavaliando-se os parâmetros que dependem da refletividade das faces do cristal semiconductor [146]. Dessa forma, o embasamento teórico, formalizado nas próximas subseções, é continuação daquele apresentado na Seção 3.1, sendo constantemente

referenciado ao mesmo.

### 5.1.1 Modulação de pequenos sinais

Ao variar-se a corrente de polarização de um diodo laser, há uma alteração no ganho interno de sua estrutura semicondutora e, conseqüentemente, uma variação na amplitude do sinal óptico emitido, resultando na modulação em amplitude do mesmo. De maneira análoga, ao se variar a corrente de polarização de um SOA, tem-se uma variação em seu ganho e, caso a variação seja suficiente, é possível passar da atuação como absorvedor óptico para um estado em que haja ganho óptico efetivo. Entretanto, em ambos os casos, ao variar-se a corrente de polarização também ocorre uma variação na densidade de portadores elétricos em sua região ativa. Isso resulta em alterações no índice de refração efetivo dessa região e no alargamento espectral do sinal propagante [5]. A partir das equações de taxa do laser, apresentadas na Seção 3.1, fica claro que tal correlação está interligada ao fator  $\beta_c$ , definido na equação (3.12). Esse fator tem um impacto significativo no aumento da largura de linha da emissão eletromagnética de lasers. A ocorrência de tal fenômeno, face a variações propositas na corrente de polarização de tais dispositivos, é conhecida como gorjeio de frequência [147, 148, 149]. O gorjeio pode ser um fator limitante em sistemas ópticos, especialmente naqueles baseados na recepção coerente de informações. Entretanto, o mesmo fenômeno também pode ser utilizado para gerar uma pré-distorção de frequência [150, 151, 152, 153, 154, 155, 156], permitindo a compensação de efeitos tais como a dispersão cromática, podendo-se conseguir com isso um aumento no comprimento de enlaces por fibras ópticas.

O estudo do processo de modulação de amplitude em tais dispositivos necessita considerar o caso específico de um laser diretamente modulado. Pode-se, a partir das equações de taxa do mesmo (Seção 3.1.2), obterem-se as equações (5.1), (5.2) e (5.3) [5]:

$$\dot{P} = (G - \gamma) P + R_{sp} , \quad (5.1)$$

$$\dot{\phi} = -(\omega_0 - \omega_{th}) + \frac{1}{2}\beta_c (G - \gamma) , \quad (5.2)$$

$$\dot{N} = \frac{I}{q} - \gamma_e N - GP . \quad (5.3)$$

Tais expressões, respectivamente, representam as variações na quantidade de fótons, fase

e densidade populacional na região ativa de um laser semiconductor, sendo fundamentais para o entendimento da complexa dinâmica de portadores envolvida na geração de um sinal óptico coerente.

Entretanto, na análise anterior, a corrente de polarização do dispositivo,  $I$ , era considerada constante, uma vez que o laser estava operando sob modo de onda contínua. Agora, a mesma será formada por uma componente constante de polarização,  $I_{\text{bias}}$ , à qual se soma uma componente alternada, relativa aos bits de modulação,  $I_{\text{mod}}$ , como apresentado na equação (5.4) [5]:

$$I(t) = I_{\text{bias}} + I_{\text{mod}}(t) . \quad (5.4)$$

Tais variações na corrente de polarização resultam em variações periódicas nas três equações de taxa do laser, uma vez que as mesmas se encontram acopladas por  $\delta P$ ,  $\delta \phi$  e  $\delta N$ , como já discutido durante o equacionamento de (3.29), (3.30) e (3.31). Entretanto, na fundamentação que resultou em tais equações, eram considerados os efeitos de ruído introduzidos pelas forças de Langevin, as quais não são mais o foco da análise aqui realizada. Dessa forma, desconsiderando as forças  $F_P(t)$ ,  $F_\phi(t)$  e  $F_N(t)$  e assumindo que  $\partial R_{\text{sp}}/\partial N \ll G_N P$  e  $G_P P \ll G$ , os quais são verdadeiros para o laser operando em condições normais, tem-se (5.5), (5.6) e (5.7) [5]:

$$\delta \dot{P} = -\Gamma_P \delta P + G_N P \delta N , \quad (5.5)$$

$$\delta \dot{\phi} = \frac{1}{2} \beta_c G_N \delta N , \quad (5.6)$$

$$\delta \dot{N} = -\Gamma_N \delta N - G \delta P + \frac{I_{\text{mod}}(t)}{q} . \quad (5.7)$$

De maneira análoga ao realizado na Seção 3.1.3, torna-se possível determinar o comportamento de tais funções, no domínio da frequência, através do cálculo de suas transformadas de Fourier, resultando em (5.8), (5.9) e (5.10) [5]:

$$\delta \tilde{P}(\omega) = \frac{G_N P \tilde{I}_{\text{mod}}(\omega)/q}{(\Omega_R + \omega - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)} , \quad (5.8)$$

$$\delta\tilde{\phi}(\omega) = \frac{\beta_c}{2j\omega} G_N \delta\tilde{N}(\omega) , \quad (5.9)$$

$$\delta\tilde{N}(\omega) = \frac{(\Gamma_P + j\omega) \tilde{I}_{\text{mod}}(\omega)/q}{(\Omega_R + \omega - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)} . \quad (5.10)$$

Como é possível perceber nessas três equações, tanto a quantidade de fótons emitidos como a densidade de portadores elétricos na região ativa têm dependência direta com as variações na corrente de polarização, dadas por  $I_{\text{mod}}$ . Ademais, também há uma dependência da fase do sinal emitido com a quantidade de portadores  $\delta N$ , caracterizando o gorjeio de frequência decorrente das variações na corrente de polarização do laser, no caso de sua modulação direta, ou do SOA, no caso do seu chaveamento. Entretanto, como já comentado na Subseção 4.1.3.3, tal equacionamento serve somente como uma aproximação o comportamento do dispositivo, uma vez que sua operação como modulador, no caso do laser, ou chave, no caso do SOA, não necessariamente irá se dar dentro do regime de pequenos sinais aqui considerado.

### 5.1.2 Gorjeio de frequência

As variações no índice de refração da região ativa, do laser ou do SOA, acarretam distorções na portadora óptica, as quais podem ser interpretadas como variações em sua fase ou frequência. Tal dependência é matematicamente descrita pela igualdade entre as variações de frequência, dadas por  $\delta f(t)$ , com a derivada temporal das variações de fase, dada por  $\delta\dot{\phi}(t)$ , como formalizado em (5.11):

$$\delta\omega(t) = 2\pi\delta f(t) = \delta\dot{\phi}(t) . \quad (5.11)$$

Na seção anterior, a transformada de Fourier da equação de taxa que rege a fase do sinal óptico foi determinada em (5.9). Desse modo, faz-se possível determinar a sua derivada no domínio do tempo, através da relação advinda da transformada de Fourier apresentada em (5.12) [5]:

$$\delta\dot{\phi}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} j\omega \tilde{\phi}(\omega) e^{j\omega t} d\omega . \quad (5.12)$$

Ao se resolver a equação anterior, tendo como base as expressões já definidas

para o desvio de frequência,  $\delta f(t)$ , e para a transformada de Fourier da equação de taxa de fase,  $\delta\tilde{\phi}(\omega)$ , é possível expressar o gorjeio de frequência pela equação (5.13) [5]:

$$\delta f(t) = \frac{\beta_c G_N}{8\pi^2 q} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\Gamma_P + j\omega) \tilde{I}_{\text{mod}}(\omega) e^{j\omega t} d\omega}{(\Omega_R + \omega - j\Gamma_R)(\Omega_R - \omega + j\Gamma_R)} . \quad (5.13)$$

Mais uma vez, fica evidente a contribuição do fator  $\beta_c$  à intensidade do gorjeio produzido pela variação da amplitude da corrente de polarização do laser ou do SOA. Na prática, tal parâmetro está intrinsecamente ligado às propriedades do próprio material semiconductor. O segundo fator de maior impacto no comportamento do gorjeio é o tempo de vida dos fótons,  $\tau_P$ . Ele está ligado ao parâmetro  $G$  na equação anterior através das expressões (3.9) e (3.10). Por sua vez, esses fatores são influenciados pelas perdas internas na região ativa do laser, sendo interligados à arquitetura da heterojunção semicondutora. Ou seja, de maneira geral, a amplitude e o comportamento do gorjeio dependem de diversos fatores intrínsecos à sua operação e construção, sendo de difícil modelagem analítica. A investigação experimental de tais fatores é um importante caminho para caracterização de suas propriedades, como será abordado no restante do presente capítulo.

## 5.2 Desenvolvimento da técnica

A recepção direta do sinal chaveado pelo SOA, ou modulado por outros dispositivos eletro-ópticos, permite somente a análise de variações relativas à amplitude,  $A(t)$ , da portadora óptica. De fato, variações na sua fase e frequência são eliminadas pela banda de operação limitada da parcela eletrônica do receptor, após a sua fotodetecção, como já abordado na Seção 3.1. Nesta mesma seção, os princípios fundamentais da recepção coerente foram abordados e discutidos, demonstrando-se que é possível efetuar-se a recepção das variações na fase,  $\phi(t)$ , e na frequência,  $\omega(t)$ , da portadora óptica sob análise, através do seu batimento com um segundo sinal óptico, operando como oscilador local. Tais princípios de operação foram empregados na montagem experimental apresentada na Fig. 52, a qual será detalhada na Seção 5.2.1, permitindo o desenvolvimento do algoritmo computacional apresentado na Fig. 54, tendo o seu funcionamento sido explicado na Seção 5.2.2, e permitindo, através dos experimentos definidos na Seção 5.3, a obtenção dos resultados discutidos na Seção 5.4.

### 5.2.1 Montagem experimental

Tendo o princípio de recepção coerente como base para a técnica de análise aqui apresentada, a Fig. 52 exemplifica uma montagem experimental proposta para a realização da caracterização de variações de amplitude, fase e frequência de uma portadora óptica chaveada por SOA. Para tanto, dois lasers com alta pureza espectral e estreita largura de linha são empregados como fontes independentes de duas portadoras ópticas, ambas operando sob regime de onda contínua (CW), com potência de saída fixa e com um controle cuidadoso de suas condições operacionais. Isso é feito de modo a evitar vibrações mecânicas, variações de temperatura, ou instabilidades em sua corrente de polarização. Essas variações e instabilidades originam efeitos não lineares e ruídos que podem influenciar nas medições a serem realizadas. Uma vez que as portadoras possuem grande pureza espectral e estão operando sob condições que garantem sua estabilidade, é seguro supor que o nível de ruído de fase, intrínseco aos fenômenos de geração de portadores ópticos, deverá ser significativamente menor do que aquele induzido pela operação do dispositivo fotônico sob caracterização. Dessa forma, pode-se descartar esse ruído na análise a ser realizada.

A primeira portadora óptica, gerada pelo laser inferior na Fig. 52, será empregada como oscilador local, possibilitando que seja realizada a recepção coerente heteródina do sinal óptico. Para tanto, a mesma deverá ser ajustada para que o comprimento de onda do sinal eletromagnético, emitido por ela, seja constante. Além disso, esse sinal deve ter uma diferença em relação à frequência da segunda portadora a ser detectável pela eletrônica empregada sem distorções significativas. Já em relação à taxa de amostragem empregada na digitalização desse sinal, ela deve ser, no mínimo, superior ao dobro da frequência

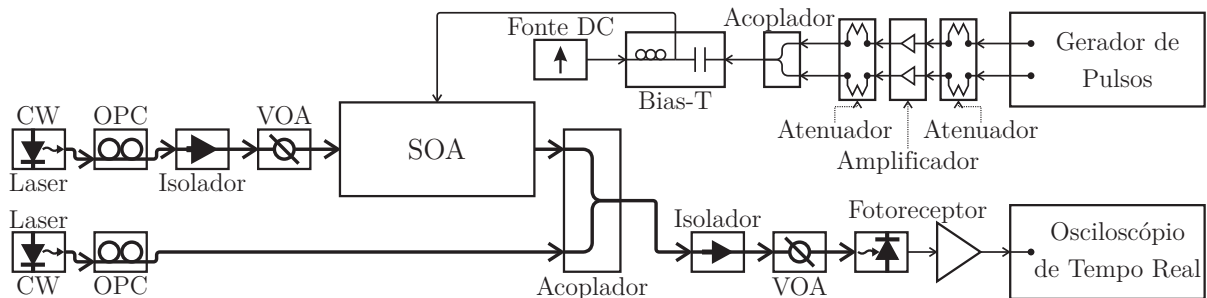


Figura 52 – Montagem experimental utilizada para a avaliação do gorjeio em chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs.

de batimento entre as duas portadoras ópticas, atendendo ao teorema de Nyquist. Entretanto, tais limites teóricos não garantem a precisão da técnica quando empregada em uma caracterização experimental, uma vez que inúmeros outros fatores influenciam a precisão e a exatidão das medições. Os testes experimentais, conduzidos para a aplicação da presente técnica, demonstraram que uma boa aproximação das condições de operação se dá com o emprego de uma frequência de batimento pelo menos 3 vezes inferior à banda de operação conjunta de todos os elementos eletrônicos cascadeados após o processo de fotodetecção. Esse procedimento garante que a terceira harmônica do sinal recebido não seja atenuada. Além disso, é necessária uma frequência de amostragem no mínimo 10 vezes superior à frequência de batimento. Dessa forma, garante-se uma quantidade de pontos razoável em cada semiciclo senoidal que é resultante do batimento entre as fontes ópticas, de modo a permitir a sua precisa reconstrução no domínio digital.

Já a segunda portadora óptica, gerada pelo laser superior na Fig. 52, será chaveada ou modulada pelo dispositivo fotônico a ser caracterizado. Para tanto, após a sua geração, a mesma deverá ter sua polarização cuidadosamente ajustada através de um controlador de polarização óptico (OPC), permitindo que a mesma seja injetada no dispositivo a ser caracterizado, o qual pode ser sensível à polarização, com máxima eficiência. Após o ajuste da polarização, emprega-se um isolador óptico, visando evitar possíveis reflexões do sinal para a fonte óptica. Isso pode acarretar a degradação da qualidade do sinal por ela gerado e, potencialmente, até o dano do componente. Por fim, um VOA permite o preciso e constante ajuste da potência da portadora óptica injetada no dispositivo a ser caracterizado. Esse procedimento evita a saturação do SOA, sem a necessidade de alterarem-se os parâmetros de operação da fonte óptica, garantindo que a mesma opere com máxima estabilidade.

Uma vez que tal portadora tenha sido gerada e cuidadosamente ajustada, a mesma está pronta para ser injetada no dispositivo a ser caracterizado. A técnica aqui proposta se baseia em variações periódicas na intensidade da portadora óptica. Essas variações são geradas pelo dispositivo a ser caracterizado e induzidas por sinais de controle elétricos nele injetados. Uma vez que elas podem estar relacionadas tanto a um processo de chaveamento da portadora, como de modulação em intensidade, a técnica proposta é versátil para a caracterização tanto de chaves eletro-ópticas, como o apresentado na Fig. 52, como de moduladores de intensidade por interferometria (por exemplo, moduladores

de Mach-Zehnder) ou eletro-absorção, bastando que, para cada caso, sejam criados sinais elétricos adequados para o controle do dispositivo em questão. Alternativamente, a mesma também pode ser empregada para a caracterização de lasers modulados de maneira direta, como apresentado na Fig. 53, bastando realizar-se o controle da sua corrente de polarização, de modo a criar uma portadora óptica com variações periódicas de intensidade, de acordo com as características da modulação desejada.

No caso específico apresentado na Fig. 52 e empregado nos testes aqui realizados, de acordo com a Seção 5.3, o dispositivo caracterizado foi um SOA operando como uma chave espacial eletro-óptica. Os princípios operacionais aqui apresentados são análogos aos empregados para a caracterização de um diodo laser, como apresentado na Fig. 53, bastando que as alterações pertinentes sejam realizadas de acordo com o esquema da figura supracitada. Para tanto, ele deve ser controlado por sinais elétricos resultantes da combinação de duas parcelas em um bias-T, uma DC, relativa à corrente de polarização, e a outra, AC, relativa ao controle do chaveamento. Para a geração do sinal em corrente contínua, uma fonte de corrente variável é empregada, possibilitando o preciso ajuste da intensidade de sua saída de modo a permitir o controle do ponto de operação do SOA, o qual tem sua temperatura controlada adequadamente. Já o sinal AC é obtido por um gerador de pulsos elétricos, com duas saídas independentes e sincronizadas. Isso permite o emprego de técnicas de chaveamento como o PISIC e o MISIC, as quais exigem o emprego de impulsos em conjunto com o degrau de chaveamento. Após a geração, tais sinais passam por atenuadores de proteção e amplificadores para atingirem a amplitude adequada para o chaveamento do SOA, sendo finalmente somados à parcela contínua da corrente no bias-T.

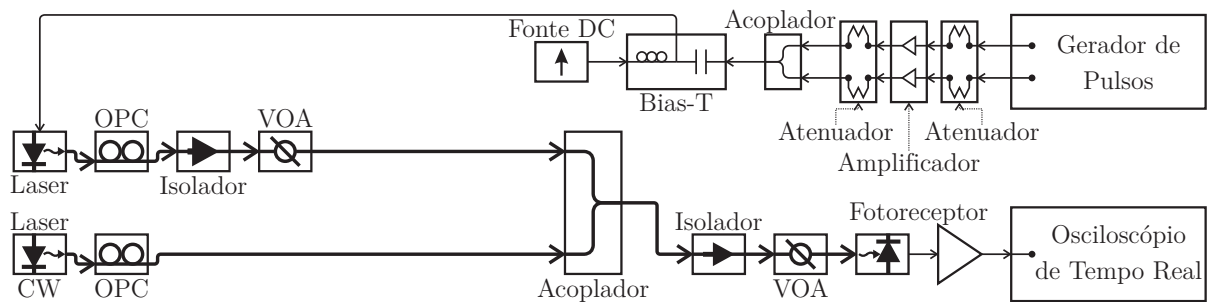


Figura 53 – Montagem experimental utilizada para a avaliação do gorjeio em lasers modulados de forma direta.



Esse sinal combinado de tensão é aplicado a um resistor de  $47\ \Omega$ , o qual se encontra em série com a impedância de entrada do SOA. Como tal impedância é de aproximadamente  $3\ \Omega$ , tem-se um casamento de impedâncias de aproximadamente  $50\ \Omega$  com a saída do gerador elétrico empregado, assim como a desejada inversão populacional na região ativa do SOA, caso a corrente de polarização seja suficiente. Dessa forma, é possível ajustarem-se os parâmetros operacionais do SOA para operação como amplificador óptico (quando a chave estiver em estado ligado) ou como absorvedor óptico (quando em estado desligado). Simultaneamente, a rápida injeção de impulsos de chaveamento no início do degrau permite uma rápida transição da chave entre estados operacionais. Entretanto, a dinâmica populacional, dos portadores elétricos e ópticos na cavidade semicondutora do SOA, acaba por induzir um comportamento não linear em sua operação, ocasionando diversas distorções na amplitude, frequência e fase da portadora óptica por ele transmitida.

Em seguida, a portadora óptica, com intensidade variada pelo SOA, é misturada com o oscilador local através de um acoplador direcional óptico, seguida pela recepção coerente já explicada anteriormente na Seção 3.2. Adicionalmente, para a caracterização de SOAs com um alto nível de ruído, devido à emissão de ruído ASE, é recomendável a utilização de um filtro óptico centrado na portadora óptica a ser caracterizada, de modo a eliminar uma parcela significativa desse sinal degradante. Entretanto, é necessário atentar para o fato de que a própria curva de atenuação do filtro óptico pode ser responsável por gerar distorções no sinal, uma vez que o mesmo já está degradado pelo gorjeio originado pelo chaveamento. Portanto, é fundamental que o filtro tenha uma planicidade adequada não só na região da portadora óptica, mas também na região atingida pelos desvios de frequência relacionados ao gorjeio.

Após o batimento e fotodetecção, o sinal elétrico passa por um amplificador de transimpedância com baixo nível de ruído, geralmente integrado ao fotodetector, permitindo que o mesmo tenha potência suficiente para ser amostrado, digitalizado e armazenado para o pós-processamento. No caso apresentado na Fig. 52, todo o processo de conversão do sinal analógico para o domínio digital e armazenamento é realizado por um osciloscópio de tempo real. Entretanto, tal equipamento pode ser substituído por um conversor analógico para digital (ADC) e por uma memória de alta velocidade. Uma vez armazenado o sinal está adequado para ser analisado pelo algoritmo computacional desenvolvido, o qual é abordado em detalhes na Seção 5.2.2 a seguir.

### 5.2.2 Algoritmo de análise

O processamento dos dados experimentalmente adquiridos se dá de maneira *offline*. Ele é feito através de um algoritmo desenvolvido a partir da plataforma MATLAB, no qual o sinal de batimento entre as duas fontes ópticas é analisado visando a extração de informações relativas a distorções em sua amplitude, fase e frequência, como demonstrado no diagrama de blocos apresentado na Fig. 54. Inicialmente, o sinal adquirido (bloco 01) é interpolado (bloco 02) através da técnica *spline*, devido à taxa de amostragem ser limitada a cada ciclo senoidal capturado. Dessa forma, cada semiciclo adquirido é definido por uma quantidade limitada de amostras, não havendo precisão na busca por pontos de interesse que caracterizem as distorções a serem aqui analisadas. De maneira geral, é importante ressaltar que há um compromisso entre a precisão e a velocidade da análise a ser realizada, sendo ambas definidas pelo fator de interpolação e pela técnica empregada. O objetivo da interpolação é reconstruir o sinal senoidal originalmente gerado pelo batimento entre as duas fontes ópticas no domínio digital. Para tanto, recomenda-se o emprego da técnica *spline* em detrimento de técnicas mais simples como, por exemplo, a interpolação linear. O fator exato de interpolação empregado na análise irá depender da relação entre a frequência de batimento e a taxa de amostragem empregada na conversão do sinal para o domínio digital. Todavia, recomenda-se que cada ciclo senoidal seja definido por no mínimo 100 amostras. Tendo como base o sinal interpolado, o algoritmo apresentado na Fig. 54 se divide em três ramos distintos, cada um destinado a realizar a análise independente de distorções de amplitude (blocos 03 a 08), frequência (blocos 09 a 14) ou fase (blocos 15 a 19) do sinal adquirido, como detalhado nas Seções 5.2.2.1, 5.2.2.2 e 5.2.2.3, respectivamente.

#### 5.2.2.1 Análise de distorções de amplitude

A análise de distorções na amplitude do sinal necessita da extração do pulso de chaveamento propriamente dito, sobre o qual encontra-se somado o sinal senoidal relativo ao batimento das fontes ópticas, como demonstrado na Fig. 55. Analisando-se o sinal adquirido (representado pela linha cinza) é possível distinguir o comportamento da chave eletro-óptica. Isso é conseguido através da diferenciação dos seus estados de operação: estado desligado (sinal senoidal com menor amplitude e nível DC) ou ligado (sinal senoidal com maior amplitude e nível DC). Também é possível distinguirem-se evidências

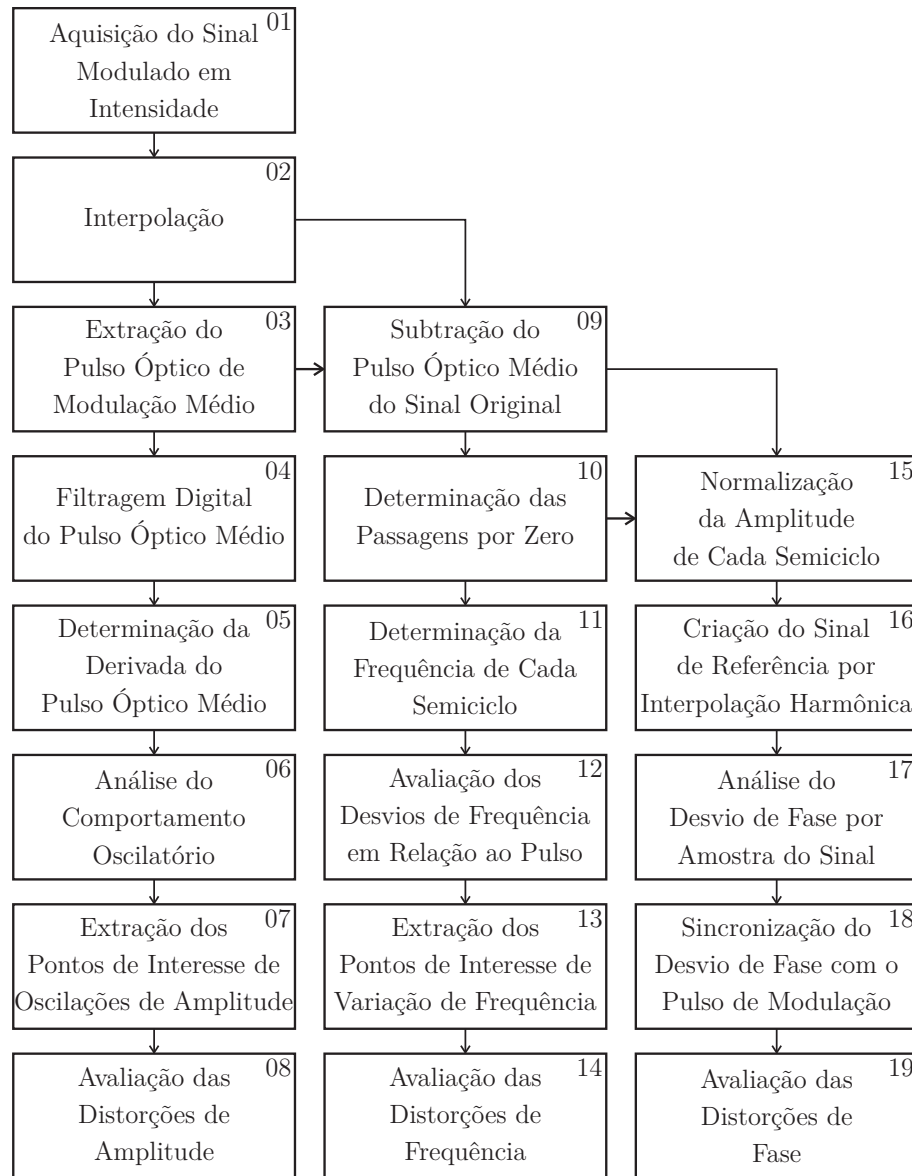


Figura 54 – Diagrama de blocos resumindo as etapas fundamentais do algoritmo desenvolvido para a determinação do gorjeio em chaves eletro-ópticas baseadas em SOA.

do comportamento transiente da chave ao transitar entre estados. Entretanto, a caracterização e quantificação desse comportamento é dificultada pelo sinal senoidal sobreposto. A extração do pulso de chaveamento propriamente dito (representado pela linha preta), a partir do sinal senoidal adquirido (bloco 03), é possibilitada pela falta de sincronia de fase, entre o batimento das fontes ópticas e os pulsos elétricos de chaveamento que controlam a operação da chave sob caracterização. Uma vez que o período de chaveamento é conhecido e invariável no decorrer de toda a amostra analisada, realiza-se o cálculo do sinal médio tendo como referência o período de chaveamento. Dessa forma, o sinal se-

noidal de batimento, que varia em relação a esse quadro referencial, será eliminado. Na prática, esse processo envolve a separação do sinal amostrado completo, em blocos com um período igual a um múltiplo inteiro do período de duração do pulso de chaveamento (usualmente emprega-se um período igual ao dobro do ciclo completo de chaveamento). A seguir, realiza-se a soma ponto a ponto desse sinal completo e a sua divisão pelo número total de blocos analisados. A análise de um sinal amostrado de grande duração é fundamental nessa etapa, pois irá permitir a eliminação efetiva de qualquer resquício do sinal senoidal de batimento. Uma vez que as fontes ópticas empregadas são de alta coerência, é possível que a fase das mesmas se mantenha estável durante o período de algumas dezenas de pulsos de chaveamento, possibilitando que a fase das mesmas também seja constante no quadro referencial que é utilizado no cálculo do sinal médio.

Como pode-se perceber na Fig. 55, apesar de o cálculo da média de uma quantidade significativa de ciclos de chaveamento, o pulso óptico de chaveamento (linha preta) ainda encontra-se degradado por uma pequena quantidade de ruído de amplitude. Apesar de não prejudicar a visualização do comportamento da chave e das distorções de amplitude, esse ruído dificulta a busca por pontos de interesse no algoritmo desenvolvido. Portanto, visando a mitigação do ruído de alta frequência citado, o sinal é filtrado por um filtro passa-baixas digital (bloco 04), resultando no pulso utilizado como referência para a análise posteriormente realizada (linha azul). As propriedades do filtro empregado dependem das características do pulso de chaveamento analisado. Entretanto, dada a grande versatilidade de filtros digitais, a clara diferenciação de frequência entre o pulso de

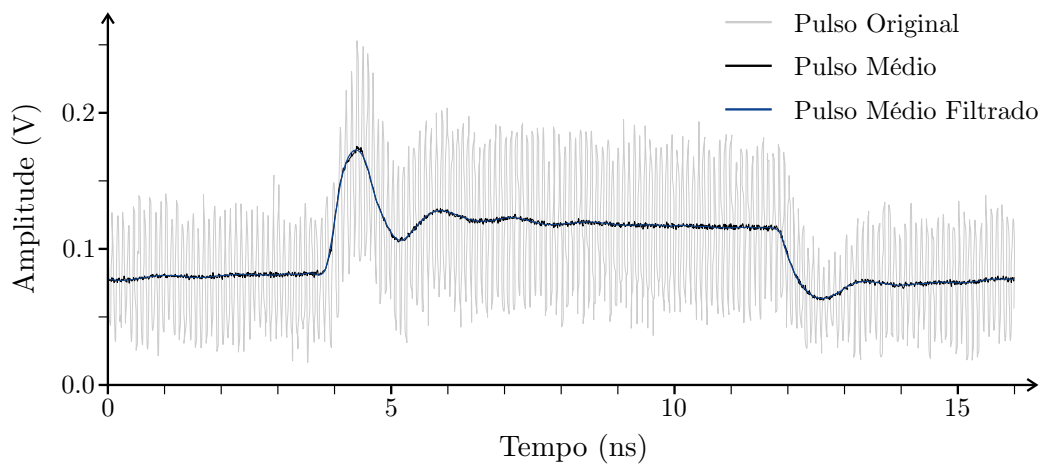


Figura 55 – Pulso óptico de chaveamento extraído (linha preta) e filtrado (linha azul) a partir do sinal originalmente adquirido (linha cinza).

chaveamento e o seu ruído de amplitude, assim como a boa relação sinal ruído presente no pulso de chaveamento médio, a extração do pulso de chaveamento filtrado costuma exigir filtros digitais de relativa simplicidade. É importante observar que todo processo de filtragem digital insere um atraso temporal no sinal analisado, o qual é dependente com a ordem do filtro empregado. Portanto, é fundamental que o sinal filtrado seja sincronizado com o sinal original em uma mesma base temporal, garantindo a acuidade da análise realizada. Esse procedimento de sincronização é realizado em diversas etapas do algoritmo desenvolvido, como será destacado nos momentos pertinentes. Dessa maneira, permite-se que todos os sinais tenham como base o mesmo vetor temporal, facilitando a análise de eventuais correlações entre distorções de natureza distinta.

O pulso médio filtrado (linha azul na Fig. 55) é adequado para ser utilizado como base para a análise das distorções de amplitude que são ocasionadas pela transição entre estados de operação da chave eletro-óptica. Entretanto, uma importante referência, a ser utilizada na extração dos parâmetros aqui analisados, é a sua derivada, uma vez que ela fornece informações relativas à magnitude da variação de sua amplitude em função do tempo. O cálculo dessa variação no domínio digital (bloco 05) é de relativa simplicidade, uma vez que basta a subtração da amplitude de cada amostra em relação a amostra anterior. Deve-se acrescentar que ao final se deve realizar a sincronização da função derivada em relação ao pulso de chaveamento. Isso deve ter como base, mais uma vez, o mesmo vetor temporal.

Finalmente, torna-se possível analisar o comportamento transiente do pulso óptico de chaveamento (bloco 06) e extrair os pontos de interesse para a análise aqui proposta (bloco 07). Os resultados desses procedimentos estão destacados na Fig. 56, os quais caracterizam não só as distorções decorrentes do comportamento não linear do SOA, mas também o desempenho da chave eletro-óptica como um todo. Dentre os parâmetros nos quais a análise é baseada, destaca-se a intensidade das oscilações decorrentes da transição entre estados de operação da chave eletro-óptica. Nominalmente, tem-se o *overshoot* e o *undershoot*, tanto na subida ( $\text{over}_{\text{rise}}$  e  $\text{under}_{\text{rise}}$ , respectivamente), como na descida do pulso de chaveamento ( $\text{under}_{\text{fall}}$  e  $\text{over}_{\text{fall}}$ , respectivamente). Uma vez que a análise se baseia no pulso óptico de chaveamento, já convertido para o domínio elétrico, tais parâmetros são avaliados de maneira percentual, tendo como referência o nível médio do pulso quando a chave se encontra ligada. Uma segunda métrica analisada diz respeito ao tempo

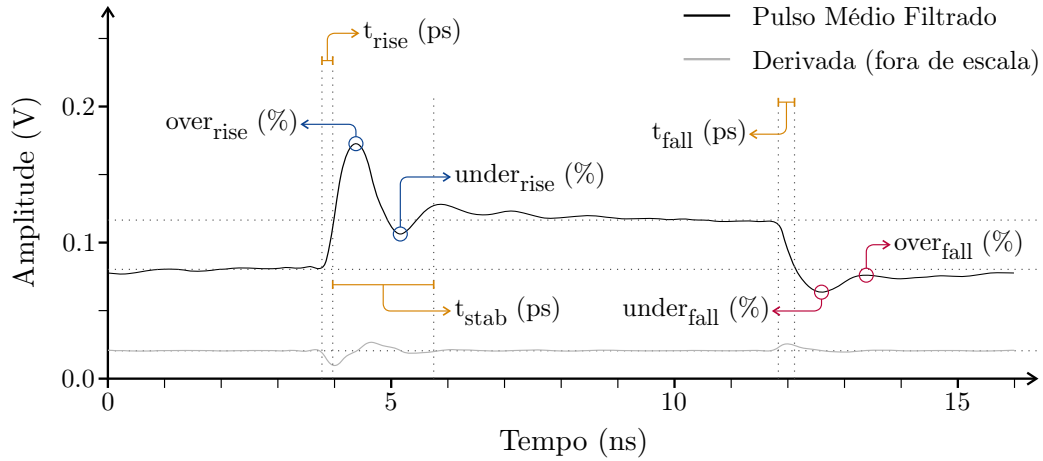


Figura 56 – Parâmetros analisados visando a caracterização de distorções de amplitude.

que a chave leva para transitar entre os seus estados de operação. Esses tempos são definidos como o tempo de subida ( $t_{rise}$ ) e de descida ( $t_{fall}$ ). Apesar de não ser uma métrica diretamente ligada às distorções de amplitude presentes na operação do dispositivo, tais parâmetros podem ser relacionados com a intensidade do gorjeio, durante a subida ou descida do pulso de chaveamento, o qual será abordado na Seção 5.2.2.2. Por fim, tem-se a análise do tempo necessário para que a chave eletro-óptica tenha sua resposta estabilizada, após a transição do estado desligado para ligado ( $t_{stab}$ ). Esse parâmetro permite a avaliação do tempo de guarda necessário para que a chave eletro-óptica transmita o sinal óptico, sem distorções significativas em sua amplitude. Uma vez que a função derivada desse pulso é uma métrica confiável do comportamento transiente do mesmo, definiu-se o tempo de estabilização como o tempo necessário para que, após a subida do pulso óptico, o mesmo deixe de apresentar variações em sua derivada superiores a 10 % em relação ao seu nível estável.

Por fim, é possível realizar-se a avaliação das distorções de amplitude da chave eletro-óptica (bloco 08) através da análise comparativa com o desempenho da mesma operando sob as mais diversas condições operacionais. Adicionalmente, a mesma pode englobar dispositivos com outras características de operação, como descrito na Seção 5.3. Para tanto, um banco de dados é gerado contendo todos os parâmetros operacionais e de interesse na análise realizada. Posteriormente, esses parâmetros são representados em gráficos através de um algoritmo capaz de automatizar tal tarefa.

### 5.2.2.2 Análise de distorções de frequência

A análise das distorções na frequência da portadora óptica durante o processo de chaveamento pela chave eletro-óptica baseada em SOA é mostrada no diagrama de blocos da Fig. 54. Nesse, utiliza-se o sinal adquirido interpolado (bloco 02) do qual subtrai-se o pulso óptico de modulação médio (bloco 03), resultando na extração do sinal senoidal de batimento (bloco 09) entre as portadoras ópticas. Tudo isso se refere à recepção coerente do sinal, sem as variações de amplitude características do chaveamento da mesma, como apresentado na Fig. 57. Nessa etapa, o objetivo do algoritmo desenvolvido é realizar a análise das flutuações na frequência da portadora óptica. Essas foram transladadas para o domínio elétrico graças à redução da frequência do sinal analisado, devido à recepção heteródina. Portanto, tais variações devem ser traduzidas em variações no período de cada semiciclo senoidal do sinal elétrico, proveniente do batimento entre a portadora óptica e o oscilador local. Tais variações podem ser avaliadas através da determinação dos pontos de passagem por zero do sinal senoidal (bloco 10), como destacado na Fig. 57.

Através dos pontos de passagens por zero, torna-se possível avaliar a frequência de cada semiciclo senoidal (bloco 11) e, através da análise comparativa com a frequência média de toda a amostra, obtém-se o gorjeio instantâneo em cada momento do ciclo de chaveamento. Nesse ponto, alguns cuidados devem ser tomados para garantir a validade das medições realizadas, especialmente no que diz respeito a diversas fontes de ruído de amplitude, as quais podem originar passagens por zero não relacionadas com o sinal senoidal de batimento. Portanto, o algoritmo de análise inclui rotinas destinadas a verificar

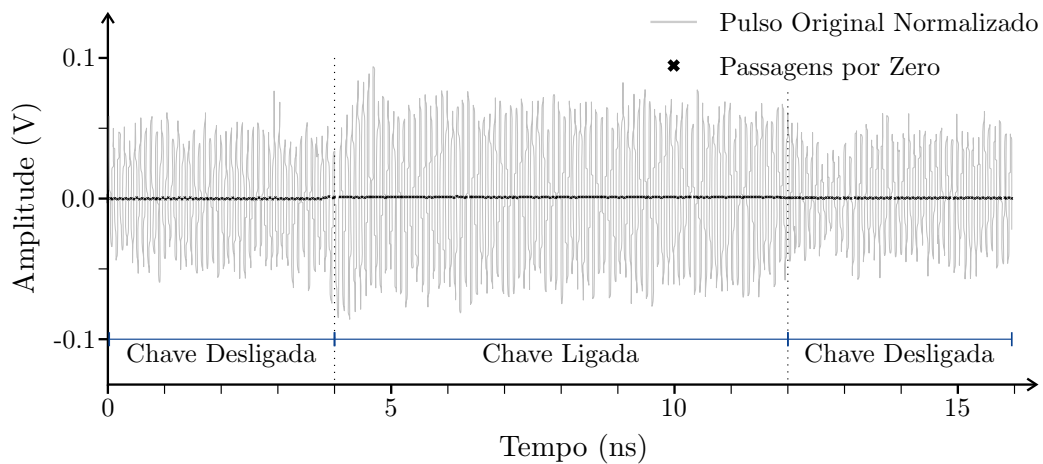


Figura 57 – Sinal senoidal de batimento subtraído do pulso médio de chaveamento. As passagens por zero destacadas.

desvios de frequência cujos valores podem estar situados ordens de grandeza acima dos gorjeios de SOAs. Estes costumam ser inferiores a 5 GHz para SOAs comerciais, desde que operem abaixo dos seus limites máximos recomendados pelo fabricante. Quando tais eventos são identificados, uma análise mais criteriosa do trecho de sinal é realizada, permitindo que as passagens indevidas por zero sejam eliminadas da análise e que não sejam interpretadas como desvios de frequência ou fase. Esse tipo de situação não costuma representar problemas para a análise dos trechos nos quais a chave eletro-óptica se encontra em estado ligado. De fato, nessa situação o SOA opera com ganho mensurável e amplifica o sinal, resultando, teoricamente, em um aumento na relação sinal ruído. Entretanto, quando a chave encontra-se desligada, o SOA opera com um ganho significativamente menor ou até mesmo como um absorvedor óptico, reduzindo significativamente a potência da portadora óptica por ele propagada. Em tais situações, as medidas de gorjeio podem ser significativamente afetadas pela diminuição da relação sinal ruído. Entretanto, tal problema é comum às demais técnicas de caracterização desse tipo de efeito não linear [157, 158]. Esse tipo de situação se torna mais evidente na análise do gorjeio durante o momento do *undershoot* do degrau de chaveamento (oscilação durante a transição da chave do estado ligado para desligado), uma vez que, nesses casos, pode-se perder completamente o sinal de batimento utilizado como base para a análise aqui realizada. Devido a tais fatores, deve-se ter um cuidado especial na hora de avaliar os resultados do gorjeio máximo durante o *undershoot*, situação na qual a análise comparativa com as distorções de amplitude caracterizadas pelo mesmo algoritmo, como descrito na Seção 5.2.2.1, se torna valiosa. Essas e outras situações demonstram uma vantagem da técnica aqui proposta, quando comparada com outros métodos nos quais o sinal temporal, com variações de amplitude, não está disponível, uma vez que permite uma análise comparativa mais completa do desempenho do dispositivo.

A caracterização experimental de distorções na frequência ou fase da portadora óptica costuma apresentar um nível superior de dificuldade, exigindo procedimentos de maior complexidade em comparação às distorções de amplitude. Tal fato deve-se, em grande parte, a instabilidades de fase. Estas são inerentes à geração da própria portadora óptica, do oscilador local (obrigatoriamente utilizado em análises dessa natureza), além das mais diversas fontes de ruído de fase relacionadas aos diversos componentes elétricos e ópticos empregados na montagem experimental. Cite-se, por exemplo, amplificadores e fotodetectores. Entretanto, a técnica aqui proposta baseia-se na aquisição e análise de



um grande volume de amostras temporais, incluindo dessa forma milhares de ciclos de chaveamento, os quais apresentam distorções de frequência periódicas em relação a essa referência temporal. Portanto, de maneira similar ao realizado durante a determinação do pulso óptico de modulação médio (bloco 03), é possível se extrair o gorjeio periódico ocasionado pelo chaveamento do SOA, separando-o das demais fontes estocásticas de ruído. Dentre estas, pode-se destacar o ruído de fase das fontes ópticas, do próprio SOA e do fotodetector. Para tanto, a frequência média do sinal senoidal de batimento de toda a amostra sob análise é determinada. Concomitantemente, o desvio de frequência de cada semiciclo analisado é determinado em relação ao mesmo vetor temporal que foi empregado para a análise das distorções de amplitude anteriormente realizada. Em seguida, tal vetor, contendo as variações temporais de frequência, é dividido em blocos com tempo total igual a um múltiplo do período do ciclo de chaveamento (usualmente emprega-se trechos com uma duração que seja o dobro em relação a tal período). Finalmente, a soma ponto a ponto de tais trechos é realizada e a variação média de frequência é calculada com relação a esse referencial temporal (bloco 12).

É de interesse que tais variações na frequência da portadora óptica sejam sincronizadas com o pulso de chaveamento. Este pulso tem variações de amplitude que já foram analisadas anteriormente, como descrito na Seção 5.2.2.1, e como mostrado na Fig. 58. Note-se nesta figura que as variações de amplitude do pulso de chaveamento se encontram ao fundo, representadas pela curva cinza, permitindo realizar temporalmente a análise comparativa com as variações de frequência relativas ao gorjeio, representadas pela

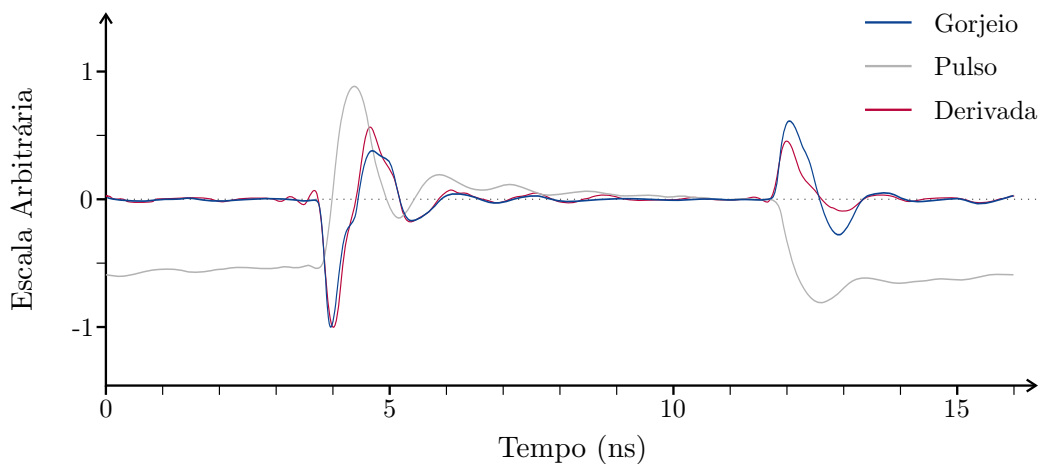


Figura 58 – Correlação entre a derivada temporal da amplitude do pulso óptico de chaveamento e o seu gorjeio.

curva azul. Tal análise evidencia a esperada correlação entre variações na amplitude da portadora óptica chaveada em relação comparativa ao gorjeio mensurado. A relação entre tais fatores passa por ambos os processos estarem intrinsecamente ligados à dinâmica populacional na região ativa da chave eletro-óptica aqui analisada, como anteriormente abordado na Seção 5.1. A correlação entre esses processos se torna ainda mais evidente quando comparada à derivada temporal da amplitude do pulso óptico de chaveamento. Esta derivada está representada pela curva vermelha na Fig. 58, tendo sido multiplicada por  $-1$  e normalizada para que sua escala fique semelhante à escala do gorjeio aqui mensurado. Tal comparação demonstra que o gorjeio e a derivada possuem um comportamento oscilatório muito semelhante, apresentando as mesmas oscilações após a transição da chave eletro-óptica entre estados de operação e com amplitudes semelhantes (em comparação com a amplitude máxima normalizada para os dois casos). A validação dessa correlação para todas as medidas experimentalmente efetuadas, como apresentado na Seção 5.3, demonstra que a análise da derivada do pulso de chaveamento, para as chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs, pode ser uma ferramenta simples e rápida para a análise do gorjeio. Isso ocorre uma vez que, apesar de não fornecer o valor absoluto de tal grandeza em função do tempo, ela permite inferir com precisão aceitável o seu comportamento temporal. Como citado anteriormente, ela pode ainda ser utilizada para a análise da criação de padrões de pré-distorções na fase da portadora óptica, as quais podem ser empregadas como compensação para fenômenos como a dispersão cromática em certos enlaces ópticos.

Tendo-se determinado o gorjeio temporalmente, em função do comportamento de chaveamento da portadora óptica, este pode ser caracterizado através da extração de alguns pontos de interesse para a análise (bloco 13), como demonstrado na Fig. 59. Nesta figura, o pulso de chaveamento é mostrado ao fundo, pela curva cinza, como referência para a análise das distorções de frequência, destacadas pela curva preta. O gorjeio absoluto é analisado em seus pontos de maior variação, como durante a subida do pulso de chaveamento ( $\text{chirp}_{\text{rise}}$ ), durante o *overshoot* ( $\text{chirp}_{\text{over}}$ ), durante a descida do pulso de chaveamento ( $\text{chirp}_{\text{fall}}$ ) e durante o *undershoot* ( $\text{chirp}_{\text{under}}$ ). Também realiza-se a análise da duração das oscilações de gorjeio através da mensuração da duração do gorjeio, durante a subida do pulso de chaveamento ( $t_{\text{chirp\_rise}}$ ) e durante a descida do mesmo pulso ( $t_{\text{chirp\_fall}}$ ). Por fim, o tempo de estabilização do gorjeio ( $t_{\text{chirp\_stab}}$ ) é avaliado durante o seu período mais crítico (ou seja, durante a subida do pulso de chaveamento). Isso é feito

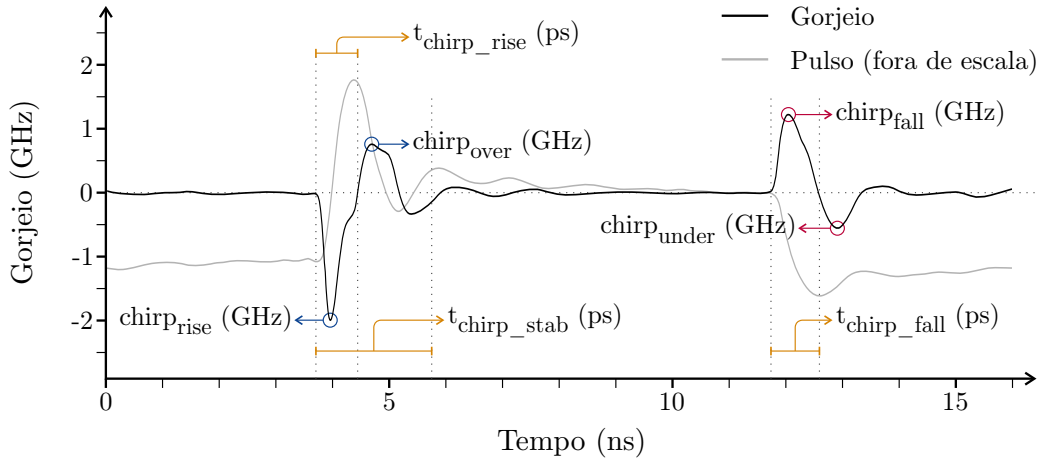


Figura 59 – Parâmetros analisados visando a caracterização de distorções de frequência.

através da quantificação do tempo necessário para que a oscilação ocorra somente dentro de uma faixa de 10% em relação ao seu valor máximo.

Por fim, realiza-se uma análise comparativa, levando-se em conta a variação de todos os parâmetros operacionais da chave eletro-óptica, além da análise da correlação entre distorções de amplitude, frequência e fase (bloco 14). A análise possui resultados apresentados na Seção 5.4, na qual realiza-se uma interpretação mais criteriosa do comportamento do dispositivo, dentro dos diversos parâmetros analisados.

### 5.2.2.3 Análise de distorções de fase

Por fim, uma análise mais minuciosa do comportamento das distorções de fase da portadora óptica é realizada a partir do sinal apresentado na Fig. 57. Nesse ponto do processamento dos sinais, o sinal médio, referente ao pulso médio de chaveamento, foi subtraído do sinal de batimento, resultando no sinal senoidal na frequência intermediária sem nenhum nível DC. A análise das distorções de fase se inicia com a normalização da amplitude de cada semiciclo senoidal (bloco 15), ressaltando-se que as informações relativas ao estado de operação do dispositivo continuam armazenados em uma segunda variável. Esta variável tem como referência o vetor de tempo do sinal analisado. Em seguida, para cada semiciclo, propõe-se o emprego da técnica de interpolação harmônica, apresentada no trabalho de caracterização de largura de linha do Capítulo 3 (bloco 16). A partir da mesma, um sinal senoidal sem distorções, com amplitude e frequência normalizados para cada semiciclo do sinal de batimento, é criado como forma de referência para a análise das distorções na fase da portadora óptica. Com base nesse sinal, calcula-se o desvio de fase

para cada ponto experimentalmente amostrado através da função senoidal inversa (bloco 17). Isso permite a criação de um vetor temporal contendo os desvios de fase para cada instante analisado. Ao analisar-se tal vetor temporal, em função do estado de operação do dispositivo fotônico sob caracterização (bloco 18), torna-se possível criar histogramas que relacionem o desvio de fase do sinal óptico fotodetectado (que será a combinação dos desvios de fase dos dois lasers e, na caracterização de chaves eletro-ópticas, do SOA) com o estado de operação do dispositivo. Através do *fitting* de tais dados, em função das distribuições mais conhecidas (por exemplo, Gaussiana, Lorentziana ou Poisson), é possível analisarem-se as características dos desvios de fase experimentalmente avaliados (bloco 19).

### 5.3 Parâmetros experimentais empregados

Tendo como base as conclusões da análise comparativa do Capítulo 4, em relação ao chaveamento de um sinal modulado em amplitude, foram selecionados aqui dispositivos e parâmetros operacionais de relevância para a avaliação de suas distorções de fase e frequência. Em particular, foram analisadas as distorções produzidas por chaves ópticas espaciais em SOAs em uma portadora óptica operando em regime CW. Dentro dessa análise, três dispositivos foram caracterizados, juntamente com o emprego de três técnicas de chaveamento e com a variação de diversos parâmetros operacionais, como apresentado na Tabela 3. Dessa forma, mostra-se uma visão completa dos parâmetros que possuem influência em cada aspecto do desempenho de chaves eletro-ópticas dessa natureza.

A escolha dos dispositivos passou pela análise das características de sua resposta, visando a caracterização de SOAs com diferentes níveis de não linearidade. Também optou-se por caracterizar dispositivos do mesmo fabricante, uma vez que tal estratégia permitiu a seleção de SOAs com condições de operação (potência óptica de entrada, corrente de polarização, amplitude de chaveamento) mais próximos, de forma a reduzir as diferenças operacionais na análise comparativa realizada. Levando em consideração tais parâmetros, como especificado na Tabela 3, foram caracterizados três SOAs fabricados pela CIP Technologies, nominalmente o CIP-L (comportamento linear), CIP-NL (comportamento não linear) e CIP-XN (comportamento extremamente não linear). As

Tabela 3 – Parâmetros variados para a caracterização de distorções de amplitude, fase e frequência de SOAs operando como chaves eletro-ópticas.

Parâmetro	Variação
Dispositivo	CIP-L, CIP-NL e CIP-XN
Corrente de Polarização	de 60 mA até 180 mA em passos de 20 mA
Técnica de Chaveamento	STEP, PISIC e MISIC
Amplitude do Degrau de Chaveamento	de 0,6 V até 2,4 V em passos de 0,6 V
Amplitude do Pré-Impulso	de 0 V até 2,4 V em passos de 0,6 V
Duração do Pré-Impulso	160 ps, 320 ps e 640 ps

diferenças fundamentais em relação ao comportamento dinâmico já foram extensamente discutidas na Seção 4.4 e pode ser rapidamente lembrada através de comparação visual de suas respostas ao pulso de chaveamento na Fig. 38. Tal comportamento também deve ser refletido nos resultados referentes ao gorjeio, apresentados na Seção 5.4. Objetivando a caracterização completa do gorjeio ocasionado pelos dispositivos em questão, optou-se por novamente realizar a sua caracterização variando a sua corrente de polarização, desde o limiar de operação até a saturação. Dessa forma, estudou-se não somente o seu emprego como chave eletro-óptica, mas também em diferentes aplicações que possam requerer o uso de um SOA saturado. Sendo assim, a variação da corrente de polarização foi realizada desde 60 mA até o limite de 180 mA, próximo ao máximo especificado pelo fabricante, em passos de 20 mA. A corrente de polarização foi gerada por uma fonte DC, com estabilização em temperatura do SOA.

Em relação à geração e às propriedades dos sinais elétricos para o controle do chaveamento do SOA, optou-se pela utilização dos mesmos equipamentos e parâmetros anteriormente empregados na caracterização apresentada no Capítulo 4. Dessa forma, foi realizado um comparativo direto entre os resultados lá alcançados e o gorjeio verificado pela técnica aqui proposta. Entretanto, visando diminuir a quantidade de pulsos a serem analisadas e levando-se em consideração o entendimento mais profundo do desempenho dos três SOAs aqui caracterizados, optou-se por variar os incrementos e limites mínimos e máximos da corrente de polarização e das tensões do degrau e dos impulsos de

chaveamento, como é possível verificar nos valores apresentados na Tabela 3.

Em comparação ao proposto no Capítulo 4, aqui tem-se a recepção coerente do sinal em CW chaveado pelo SOA, processo no qual os parâmetros operacionais foram ajustados objetivando a obtenção dos sinais de batimento com melhor qualidade possível, sendo mantidos fixos durante todo o processo de caracterização. Como fontes ópticas foram empregados dois IECLs RIO Orion (largura de linha de 10 kHz com corrente de polarização de 110 mA, potência de saída de +10 dBm e comprimento de onda próximo de 1550 nm), previamente caracterizados no Capítulo 3, operando em regime CW e ajustados para operarem com máxima potência de saída, resultando em uma emissão com a menor quantidade possível de ruído de fase. A polarização da portadora eletromagnética, emitida por ambos os lasers, foi ajustada por um controle de polarização visando aumentar a eficiência do batimento entre ambas, após a mistura realizada por um acoplador direcional óptico Optolink (razão de acoplamento de 50 %). A portadora óptica a ser distorcida pelo dispositivo sob caracterização, antes de ser injetada no mesmo, tem sua potência verificada e controlada por um controlador de potência óptica Eigen Light 420, permitindo que a mesma seja facilmente ajustada de modo a evitar a saturação do dispositivo fotônico. No caso específico da caracterização aqui realizada, a potência de entrada do sinal CW injetado no SOA foi fixada em  $-9$  dBm, potência na qual encontrou-se um bom compromisso entre a qualidade do sinal recebido e o ponto de operação da chave eletro-óptica. Após o acoplador direcional óptico, o sinal resultante da combinação entre as duas portadoras ópticas tem mais uma vez sua potência óptica verificada e controlada por um controlador de potência Eigen Light 420. Evitando, dessa vez, a saturação do fotodetector, a qual resultaria em distorções adicionais do pulso de chaveamento, camuflando as distorções da própria chave eletro-óptica. Como, para cada ponto de operação da chave eletro-óptica, a sua potência de saída é significativamente alterada, a potência do sinal óptico na entrada do fotodetector foi sistematicamente ajustada para  $-12$  dBm, após cada alteração na corrente de polarização do SOA. Por fim, a conversão do sinal do domínio óptico para o elétrico foi realizada por fotodetector LabBuddy (largura de banda de 24 GHz) com amplificador de transimpedância integrado. Já no domínio elétrico, o sinal foi amostrado e armazenado por um osciloscópio de tempo real Agilent DSO-X 96204Q, utilizando sua entrada *Real-Edge* de modo a possibilitar a aquisição dos sinais com uma banda de operação máxima de 62 GHz e uma taxa de amostragem de 160 GSa/s. Para

cada ponto de operação da chave eletro-óptica foram salvos arquivos com 40 milhões de amostras, totalizando 3.255 arquivos (incluindo pulsos de referência), em um total de aproximadamente 290 GB de dados a serem processados e analisados.

Vale acrescentar que a técnica aqui proposta não permite a caracterização do gorjeio somente em SOAs operando como chaves eletro-ópticas, mas sim de qualquer componente fotônico sob modulação de intensidade. A maior disponibilidade de dispositivos adequados para tal caracterização fez com que a maior parte dos resultados apresentados sejam relativos a caracterização de SOAs. Entretanto, como será apresentado nos resultados, um laser sob efeito de modulação direta também foi caracterizado. Nesse caso, empregou-se a montagem da Fig. 53, cujas especificações dos equipamentos empregados são as mesmas dos seus correspondentes supracitados. O laser empregado nessa caracterização é de fabricação da empresa Photonetics (modelo Nano-Tunics 3645HE15), com corrente de polarização de 100 mA. Os pulsos de modulação empregados eram de mesma duração e amplitude, em comparação aos utilizados na caracterização das chaves eletro-ópticas.

## 5.4 Resultados

Na presente seção serão apresentados os resultados experimentais relativos à aplicação da técnica de caracterização, aqui discutida, em dispositivos fotônicos como lasers e chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Apesar da técnica ser adequada para a avaliação de qualquer componente fotônico baseado na modulação de amplitude da portadora óptica, um estudo comparativo de maior validade científica foi realizado especificamente em relação ao comportamento de SOAs, ao serem chaveados pela modulação de sua corrente de polarização. A motivação de tal trabalho deriva da complementação da caracterização das distorções de amplitude, para um sinal modulado em amplitude, durante a operação dinâmica de tais dispositivos, como apresentado no Capítulo 4. Adicionalmente, visando comprovar a validade da técnica para a caracterização de outros dispositivos, um laser sob modulação direta também foi experimentalmente avaliado pela presente técnica. Devido à grande quantidade de resultados experimentais adquiridos, de maneira similar a análise comparativa realizada na Seção 4.4, serão selecionados os resultados de maior relevância como forma de embasar as discussões aqui propostas.

Ademais, a técnica proposta é capaz de avaliar distorções de amplitude, frequência e fase de uma portadora óptica. Entretanto, visando uma discussão mais concisa, somente os resultados de maior interesse serão aqui abordados. Nesse intuito, os resultados referentes às distorções de amplitude da portadora óptica não serão apresentados, uma vez que os mesmos resultaram nas mesmas conclusões já extensivamente discutidas no Capítulo 4. Já os resultados referentes à caracterização de fase ainda não são conclusivos, havendo somente uma discussão preliminar na Seção 5.4.2. A continuação do desenvolvimento da presente técnica engloba, dentre outras atividades, uma análise mais cuidadosa de tais resultados. Dessa forma, vislumbram-se alterações no algoritmo de análise para permitir um estudo mais cuidadoso das propriedades do ruído de fase e alargamento espectral em chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Já as distorções em frequência, em especial o gorjeio, serão abordadas em detalhes, na Seção 5.4.1, uma vez que as mesmas são, em grande parte, inéditas nesse contexto de análise e complementares à análise de distorções de amplitude anteriormente apresentadas.

### 5.4.1 Distorções de frequência

O gorjeio extraído do sinal diretamente modulado por um laser semiconductor é exemplificado na Fig. 60. Resultados relativos ao chaveamento de SOAs são de extrema semelhança, como pode ser notado através da comparação com o pulso apresentado na Fig. 59. Tais similaridades são fundamentadas nas proximidades construtivas dos dois

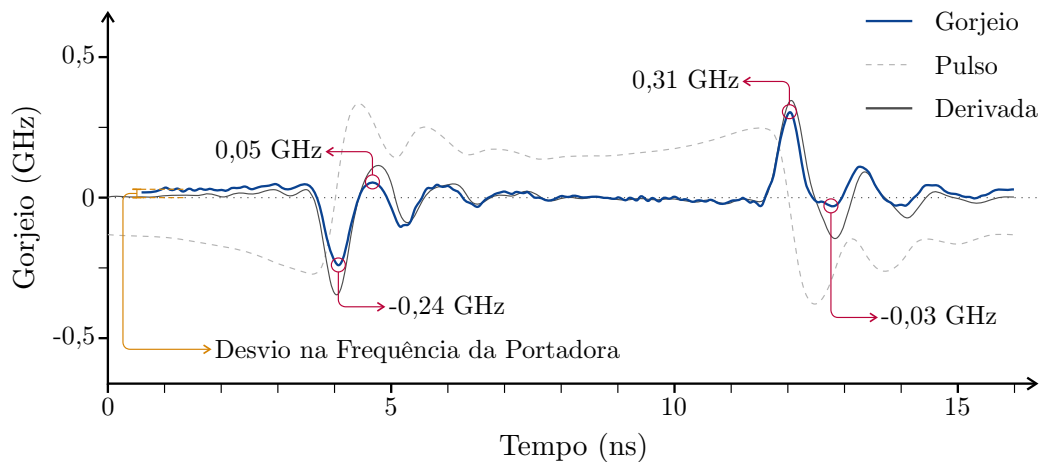


Figura 60 – Gorjeio em função do tempo para um laser diretamente modulado. O mesmo opera com corrente de polarização de 100 mA e com pulsos de modulação com amplitude pico-a-pico de 3 V.



dispositivos, como discutidos nos embasamentos teóricos apresentados nas Seções 3.1 e 4.1. Como esperado, o pulso de modulação apresenta um gorjeio de maior intensidade no momento de transição entre bits de nível 0 para 1 e vice-versa. Em tais instantes, variações na corrente de modulação resultam na rápida injeção ou depleção de portadores elétricos na região ativa do cristal semiconductor, induzindo, conseqüentemente, variações em seu índice de refração efetivo. Na prática, tal alteração irá resultar na deriva da frequência da portadora óptica emitida, sendo mensurável pelo algoritmo proposto através de variações equivalentes na frequência intermediária do batimento óptico fotodetectado. Matematicamente, tal fenômeno é representado pela equação (5.13), na qual tem-se que o gorjeio de frequência,  $\delta f$ , será diretamente proporcional às variações na amplitude da corrente de polarização do laser devido a sua modulação,  $I_{\text{mod}}$ . Tal dependência fica evidenciada na Fig. 62, apresentada na Seção 5.4.1.2, onde tem-se o valor de pico do gorjeio em função da amplitude do sinal que o ocasiona.

Entretanto, dada a complexidade do sistema dinâmico acoplado que governa as propriedades da portadora eletromagnética emitida e as populações de elétrons e fótons na região ativa do laser, tais variações abruptas no estado operacional do laser não cessam imediatamente após a transição de estados. Após a primeira oscilação, seguem-se outras de menor intensidade relacionadas com o processo de reestabilização do equilíbrio entre portadores em sua heterojunção, as quais são perceptíveis tanto na amplitude da portadora óptica, quanto em sua frequência (dada, mais uma vez, a correlação entre ambas as grandezas). No caso de um laser diretamente modulado, as distorções de amplitude ocasionadas por tal comportamento são de maior impacto dada a modulação exclusivamente de intensidade que tal técnica permite. Entretanto, chaves eletro-ópticas devem ser capazes de manipular uma portadora óptica modulada em qualquer formato, de forma que o gorjeio na frequência do sinal no momento da transição entre estados operacionais da chave pode introduzir uma penalidade crucial para a recepção de sinais modulados de maneira coerente. A avaliação precisa do impacto de tal distorção depende fundamentalmente das características da própria modulação e do enlace analisados, dificultando uma análise quantitativa generalizada (mesmo que a mesma seja possível através da presente técnica) da intensidade de gorjeio, aqui mensurada, necessária para impor uma penalidade apreciável à taxa de erros de bits do sistema em questão. Entretanto, uma análise qualitativa é possível através da comparação temporal das distorções de amplitude e frequência

em pulsos como o apresentado na Fig. 60. Tal comparação evidencia que as durações das distorções de gorjeio permanecem apreciáveis durante as oscilações de amplitude do pulso de modulação, ou de chaveamento. Dessa forma, a discussão em relação ao tempo de guarda para distorções de amplitude, apresentada na Seção 4.4.2, é também válida sob a perspectiva do gorjeio em modulações coerentes. Tal correlação é também suportada pelos resultados relativos ao chaveamento dos mesmos SOAs, discutidos em tal seção, sob as mesmas condições operacionais. Adicionalmente, é possível perceber que a frequência de batimento para o sinal emitido quando o laser transmite um bit em nível baixo e alto é ligeiramente diferente, apresentando uma variação de algumas dezenas de mega-hertz, mesmo após a estabilização do sinal após as oscilações de transição. Tal fato decorre da diferença na densidade de portadores elétricos em sua junção semicondutora, intrinsecamente relacionada à variação na intensidade da portadora luminosa emitida, para cada bit transmitido.

Nas subseções subsequentes, serão apresentados resultados especificamente relativos à análise do impacto das propriedades construtivas e condições operacionais no gorjeio imposto à portadora óptica por chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Os resultados apresentados foram parcialmente validados através da comparação com os anteriormente publicados em [158]. Neste trabalho, o mesmo dispositivo, CIP-NL, operando sob condições operacionais semelhantes, foi caracterizado através da transdução das distorções em frequência para distorções de amplitude pela banda de transição de um filtro óptico. Tal técnica é bem estabelecida na literatura técnica [159, 160], tendo servido como forma de comprovação da validade dos resultados aqui alcançados. De maneira geral, a comparação quantitativa dos resultados providos por ambas as técnicas, mostrou um erro percentual de, no máximo,  $\pm 5\%$  no pico do gorjeio, durante a transição do estado desligado para ligado da chave. Uma análise comparativa qualitativa mais minuciosa de tais resultados é impossibilitada pela diferença na duração do pulso de chaveamento, o qual tem 80 ns em [158], enquanto no presente trabalho o mesmo tem somente 8 ns.

#### 5.4.1.1 Corrente de polarização

Na Fig. 61, apresenta-se a variação no valor máximo do gorjeio durante a transição da chave eletro-óptica do estado desligado para o ligado (correspondendo ao ponto  $\text{chirp}_{\text{rise}}$  na Fig. 59), em função da sua corrente de polarização. O primeiro fato

interessante a ser notado é que a intensidade do gorjeio é significativamente maior para baixas correntes de polarização, em especial no caso do CIP-XN, o qual apresenta maiores não linearidades. Tal fato decorre da baixa quantidade de portadores elétricos, na região ativa do SOA, quando em baixa corrente de polarização (em específico, em 60 mA o mesmo se encontra próximo ao seu limiar de operação). Assim sendo, os portadores injetados pelo degrau de chaveamento terão um impacto percentual maior na quantidade total de portadores elétricos excitados na heterojunção, acarretando em uma variação mais significativa do índice de refração do SOA. Consequentemente, o desvio de frequência do sinal chaveado será significativamente maior, atingindo valores próximos à 4 GHz, no caso mais extremo. Conforme a corrente de polarização aumenta, se aproximando da saturação do SOA, a quantidade de elétrons em sua região ativa aumenta, de modo a prover um maior ganho ao sinal transmitido. Em última instância, nessa condição, os elétrons injetados pelo pulso de chaveamento terão um menor impacto percentual na variação tanto do ganho, como do gorjeio imposto à portadora óptica. Tal fenômeno também é perceptível quando o dispositivo tem sua operação estabilizada em determinado estado de operação. Como observado na Fig. 60, há uma diferença de algumas dezenas de mega-hertz na frequência da portadora óptica emitida pelo laser diretamente modulado, quando transmite-se o bit 0 ou 1. Para correntes de polarização próximas ao limiar do laser, tal diferença é

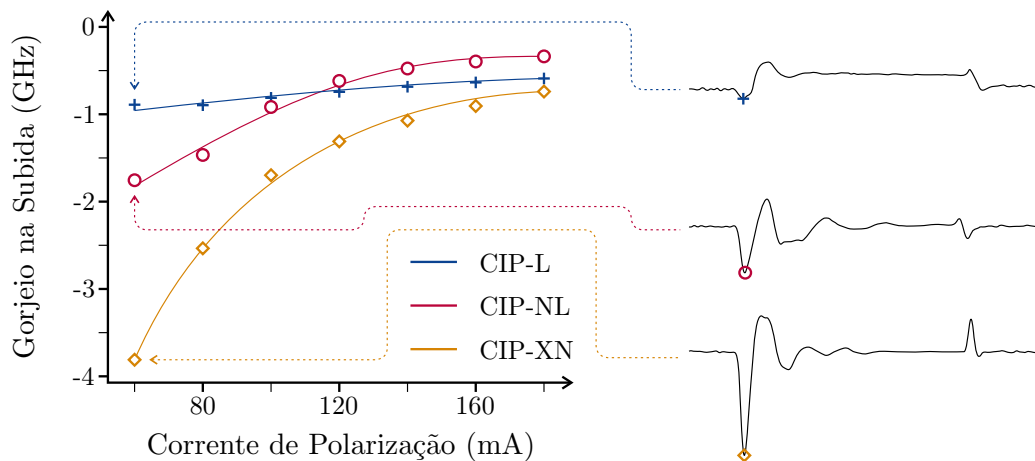


Figura 61 – Gorjeio máximo durante a transição do estado desligado para o estado ligado para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da sua corrente de polarização. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com degrau de 1,8 V e pré-impulso de mesma amplitude. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico.

significativamente maior do que para a sua operação próxima à sua saturação, condição na qual tal efeito deixa de ser perceptível.

Outra observação importante derivada dos resultados apresentados na Fig. 61 é o diferente comportamento dos três dispositivos caracterizados. Como esperado, os SOAs com maiores níveis de não linearidades apresentam gorjeios de maior intensidade. Entretanto, a variação em função da corrente de polarização também é mais drástica em função do seu nível de não linearidades. O CIP-XN, por exemplo, tem seu gorjeio máximo variado de 3,75 GHz em 60 mA, para aproximadamente 1 GHz em 180 mA. Já o CIP-L, na mesma faixa de correntes de polarização, tem seu gorjeio variado de 0,9 GHz para 0,6 GHz, apresentando, como esperado, uma variação de maior linearidade em relação a tal parâmetro. Inesperadamente, para correntes de polarização de maior intensidade, o gorjeio apresentado no CIP-NL chegou a ser menor do que o do CIP-L, fato provavelmente ligado à saturação, decorrente da injeção da corrente de polarização, da sua região ativa. Tais diferenças no comportamento dos dispositivos em questão também ficam claras na análise da variação temporal do gorjeio em relação ao pulso de chaveamento, a qual é possível notar através dos pulsos que complementam a figura em questão. Percebe-se que as oscilações no gorjeio, após a transição de estados, apresentam comportamento muito similar às oscilações de amplitude analisadas na Seção 4.4.2. De fato, o tempo de estabilização do gorjeio, após a transição ( $t_{\text{chirp\_stab}}$  na Fig. 59), apresenta forte correlação com o tempo de guarda em função das oscilações de transição analisadas em tal seção. Assim sendo, todas as conclusões anteriormente obtidas, individualmente para cada SOA, também são válidas para os presentes casos. Entretanto, na análise comparativa, uma vez que o CIP-L apresenta um gorjeio com variações de magnitude significativamente menores, justifica-se a sua aplicação como chave eletro-óptica em enlaces coerentes, em detrimento dos dispositivos de maior não linearidade.

#### 5.4.1.2 Degrau de chaveamento

Na Fig. 62, tem-se a variação no valor máximo do gorjeio durante a transição da chave eletro-óptica, do estado desligado para o ligado (correspondendo ao ponto  $\text{chirp}_{\text{rise}}$  na Fig. 59), em função da amplitude do degrau de chaveamento para a técnica PISIC-8. Percebe-se, para os três SOAs caracterizados, que há uma variação linear da magnitude do gorjeio em função do aumento na amplitude do degrau de chaveamento. Durante os testes,

a variação nos parâmetros operacionais do SOA foi ajustada de modo a evitar distorções significativas de saturação, decorrentes, especificamente, da injeção ao pré-impulso de chaveamento. Assim sendo, os portadores elétricos injetados especificamente pelo degrau, induzem alterações do ponto de operação do SOA, entretanto mantendo-o em sua região mais linear. Dessa forma, e de acordo com a equação (5.13), tem-se uma dependência entre a amplitude do degrau e a intensidade do gorjeio por ele ocasionado. Nos resultados apresentados na seção subsequente, tal dependência não se mostrou linear devido à saturação do dispositivo induzida por pré-impulsos acima de 1,8 V (valor aqui empregado), a qual não se pode evitar durante os testes, sendo um fator determinante especialmente no gorjeio durante o *overshoot*, como analisado em tal subseção. Já nos resultados discutidos na presente seção, a operação do SOA em uma região longe de seu ponto de saturação e com variações ocasionadas somente pelo degrau de chaveamento, resultou em uma relação de maior linearidade. É interessante também observar que mantem-se a relação entre a intensidade do gorjeio e o nível de não linearidades do dispositivo, evidenciando mais uma vez as vantagens do uso de SOAs lineares no chaveamento eletro-óptico.

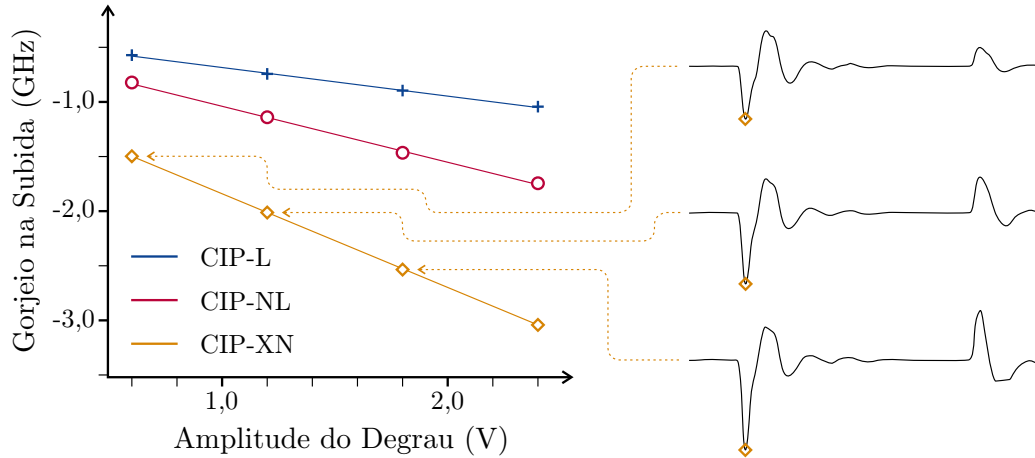


Figura 62 – Gorjeio máximo durante a transição do estado desligado para o estado ligado para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da amplitude do degrau de chaveamento. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com pré-impulso de 1,8 V e corrente de polarização de 80 mA. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico para o CIP-XN.

### 5.4.1.3 Impulso de chaveamento

Na Fig. 63, apresenta-se a variação do gorjeio no seu ponto equivalente à oscilação de *overshoot* (correspondendo ao ponto  $\text{chirp}_{\text{over}}$  na Fig. 59) em função da amplitude do pré-impulso de chaveamento para a técnica PISIC-8 (ou seja, o pré-impulso tem duração de 640 ps). Mais uma vez, fica claro que a intensidade do gorjeio é diretamente proporcional ao nível de não linearidades do dispositivo, reforçando a indicação de emprego do CIP-L em condição práticas para sistemas coerentes. Reforça-se ainda a noção de os dispositivos lineares apresentarem uma menor variação do gorjeio, em relação aos seus parâmetros operacionais. Sendo assim, há maior flexibilidade para se ajustar a sua operação em relação às suas demais propriedades, sem impor um gorjeio limitante sob a perspectiva das limitações de determinado enlace. Adicionalmente, como esperado, a magnitude do gorjeio é aumentada de maneira diretamente proporcional ao aumento na amplitude do pré-impulso. Entretanto, também se observa uma tendência de saturação desse crescimento para impulsos acima de 1,8 V, fenômeno provavelmente ligado à saturação do ganho do próprio SOA. Um comparativo mais detalhado, entre o impacto das diversas técnicas de chaveamento nesse parâmetro, é possível através da análise apresentada na seção subsequente.

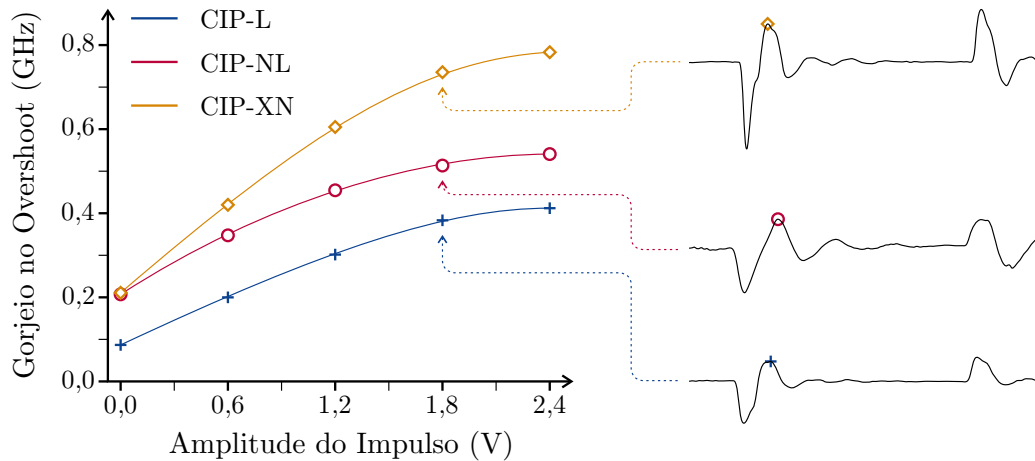


Figura 63 – Gorjeio máximo durante o *overshoot* para as três chaves eletro-ópticas caracterizadas, em função da amplitude do pré-impulso. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados de acordo com a técnica PISIC-8 com degrau de 1,8 V e corrente de polarização de 100 mA. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico.

#### 5.4.1.4 Técnica de chaveamento

Por fim, na Fig. 64, é apresentado o gorjeio relativo ao *overshoot* durante a transição de estados da chave eletro-óptica (correspondendo ao ponto  $\text{chirp}_{\text{over}}$  na Fig. 59), em função da corrente de polarização para as 7 técnicas de chaveamento caracterizadas. Percebe-se que há uma boa similaridade nos resultados apresentados pela técnica PISIC e MISIC, com pré-impulsos de mesmo tamanho (o tamanho do pré-impulso é indicado pelo número que segue a sigla na legenda da figura). Tal comportamento é esperado, uma vez que a diferença fundamental do MISIC em relação ao PISIC é a adição de novos impulsos, no decorrer do degrau de chaveamento. Dessa forma, através da injeção de novos portadores elétricos nos momentos no qual haja oscilações, induzidas pela redução da densidade de elétrons na região ativa do SOA, compensa-se tal variação, mitigando oscilações em amplitude e também no gorjeio. Entretanto, no gorjeio relativo ao momento de *overshoot*, aqui analisado, tem-se para ambos os casos um pulso de chaveamento formado basicamente por um pré-impulso somado ao degrau de chaveamento. Como já analisado no Capítulo 4, pré-impulsos de maior duração irão resultar em *overshoots* de maior intensidade, fato provavelmente ligado aos elementos parasitas da montagem de micro-ondas do SOA, os quais estão intrinsecamente ligados à sua resposta transiente. Assim sendo, tem-se também um gorjeio de maior magnitude relativo a tal *overshoot*. Na figura em questão,

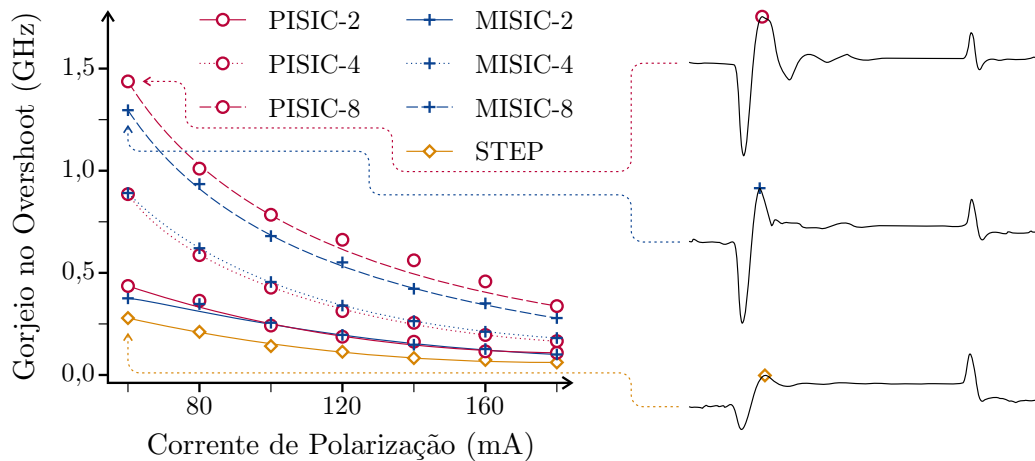


Figura 64 – Gorjeio máximo durante o *overshoot* para o CIP-XN chaveado com todas as técnicas aqui caracterizadas, em função da sua corrente de polarização. Em todos os casos os pulsos de chaveamento foram formados por um degrau de 1,2 V e impulsos de 2,4 V. Também são apresentadas curvas experimentais mostrando o comportamento temporal do gorjeio durante todo o pulso de chaveamento em pontos específicos do gráfico para cada técnica.

percebe-se que, para pré-impulsos de 640 ns (relativos as técnicas PISIC-8 e MISIC-8), o gorjeio atinge valores entre 1,25 GHz e 1,5 GHz. Já os pulsos de chaveamento formados por pré-impulsos de 160 ns (relativos ao PISIC-2 e MISIC-2), resultam em gorjeios entre 0,3 GHz e 0,4 GHz. Tal comportamento novamente leva a necessidade de cuidadosamente projetar os sinais de controle de chaveamento, de maneira a melhor atender aos requisitos do sistema. O uso de pré-impulsos de maior duração e intensidade são capazes de reduzir significativamente o tempo de subida da chave [124, 10], ao custo de um comportamento mais oscilatório e, como agora comprovado, com gorjeio de maior intensidade. Por ser um fenômeno fundamentalmente ligado à dinâmica de portadores do dispositivo, mitigar o gorjeio através da manipulação dos sinais de controle do SOA é uma tarefa complexa. Portanto, mais do que na análise relativa às distorções de amplitude, o SOA selecionado deve ter propriedades adequadas em relação aos requisitos da sua implementação.

#### 5.4.2 Distorções de fase

O algoritmo aqui proposto também possibilita a análise de distorções de fase ocasionadas pelo ruído inserido na portadora óptica pelo processo de chaveamento pelo SOA, como apresentado na Fig. 65. É importante ressaltar que os resultados referentes a essa etapa de caracterização são preliminares e foram incluídos na presente Tese somente como demonstração da possibilidade que a técnica aqui proposta oferece. Assim sendo, ainda há a necessidade de um maior refinamento do algoritmo de análise para tal processo, envolvendo obrigatoriamente um estudo aprofundado da natureza do ruído de emissão espontânea durante a operação do SOA, para permitir uma compreensão mais acurada da natureza de tais fenômenos. Na figura em questão são apresentados três histogramas, sendo o primeiro relativo ao desvio total da amostra temporal de chaveamento, o segundo relativo aos instantes em que a chave se encontra ligada e o último aos instantes em que a mesma se encontra desligada. Nos resultados apresentados, percebe-se que, de maneira geral, os ruídos de fase de menor intensidade (ou seja, próximos a média do conjunto) parecem seguir uma distribuição Lorentziana, concordando com a natureza do espectro de potência emitido por um laser semiconductor, como abordado na Seção 3.1.4. Entretanto, desvios de maior magnitude parecem se aproximar de maneira mais acurada de uma distribuição Gaussiana, de maneira semelhante ao modelamento das forças de Langevin, responsáveis pelo alargamento espectral da emissão eletromagnética de lasers, como discutido na Seção



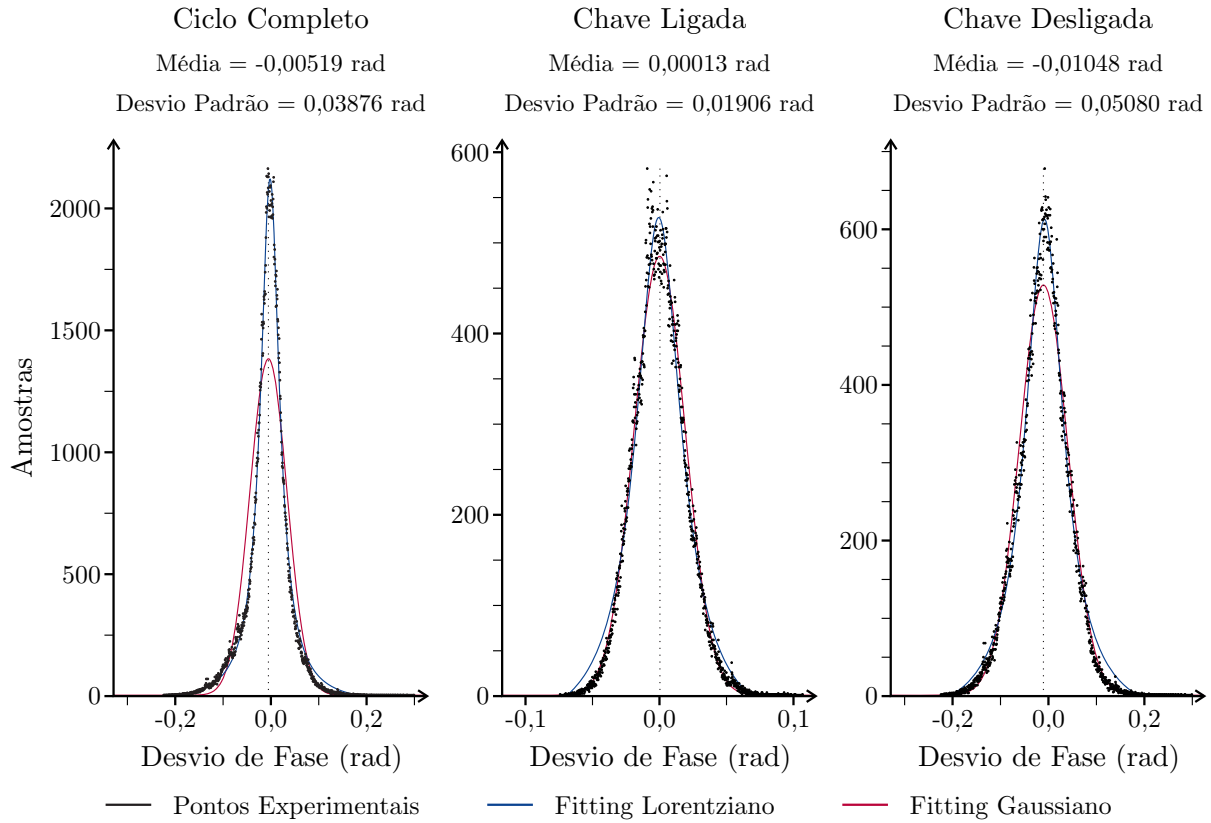


Figura 65 – Histogramas contendo o ruído de fase da portadora óptica chaveada pelo SOA durante todo o pulso, durante o estado desligado da chave e durante o estado ligado da mesma. Em todos os resultados, a chave eletro-óptica é baseada no SOA CIP-XN com corrente de polarização de 80 mA e degrau de chaveamento de 2,4 V. Também são apresentadas curvas de *fitting* de acordo com os modelos de distribuição Gaussiano e Lorentziano.

3.1.3. Além disso, quando o SOA opera como uma chave em estado ligado, tem-se uma intensidade de ruído significativamente menor do que aquela quando a chave se encontra desligada. Isso é evidenciado pelo desvio padrão indicado para cada situação operacional da chave eletro-óptica. Fica evidente que, devido à complexa natureza dos fenômenos que regem o alargamento espectral de uma portadora luminosa, um estudo mais profundo deverá ser realizado, o qual necessariamente passará pela análise de tais histogramas. Tal trabalho é parte constituinte do planejamento para futuras atividades relacionadas a tais caracterizações, como discutido anteriormente na Seção 3.5.

## 5.5 Conclusões

O emprego de técnicas de modulação coerentes se tornou predominante em sistemas ópticos com altas taxas de transmissão. Ao ajustarem-se simultaneamente a am-

plitude e a fase da portadora óptica, tais técnicas permitem um melhor aproveitamento espectral do canal óptico de transmissão, potencializando a quantidade de informações transmitidas. Entretanto, apesar de suas vantagens, tais sistemas são mais suscetíveis ao impacto degradante de diversos fenômenos de natureza intrínseca à operação dos componentes eletro-ópticos que compõem o enlace em questão. Assim sendo, a precisa caracterização de tais dispositivos é fundamental para uma compreensão mais profunda de suas propriedades operacionais, impacto sistêmico e requisitos de operação.

A técnica de caracterização proposta no presente capítulo, em certa medida, é fruto da continuação das técnicas anteriormente discutidas na presente Tese. Assim sendo, ela é capaz de extrair, através de um único algoritmo de análise e conjunto de medições experimentais, informações a respeito de distorções na amplitude, frequência e fase de uma portadora óptica. Ademais, a mesma ainda possui a flexibilidade para caracterizar diversos componentes fotônicos, desde que façam uso da modulação da intensidade da portadora óptica. A integração de todas as técnicas de medição aqui abordadas em uma única caracterização, possibilita uma análise mais profunda não só sobre aspectos específicos do desempenho de tais componentes, mas, especialmente, das correlações que decorrem da intrincada dinâmica eletromagnética em suas estruturas cristalinas. Entretanto, da mesma maneira que a técnica de caracterização de largura de linha em lasers, ela depende da aquisição do sinal experimental por um osciloscópio de tempo real com alta taxa de amostragem e capaz de armazenar uma grande quantidade de pontos em curtos intervalos de tempo. Ademais, os sinais adquiridos devem passar por um estágio de pós-processamento, como aqui descrito, sendo possível determinar a natureza e intensidade das distorções de amplitude, fase e frequência somente após a sua análise pelo algoritmo desenvolvido para tal fim.

Os resultados, abordados na Seção 5.4, demonstram a capacidade da técnica para a caracterização tanto de lasers diretamente modulados, como de chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. No primeiro caso, demonstrou-se o aparecimento de forte gorjeio nos momentos de transição entre bits com diferentes níveis lógicos, além de outros fenômenos correlatos com a dinâmica de portadores da sua junção semicondutora. Já no segundo caso, uma caracterização mais aprofundada foi motivada pelos resultados anteriormente apresentados no Capítulo 4, no qual foram analisadas as distorções de amplitude durante o chaveamento de sinais modulados em intensidade. Em relação espe-

cificamente a tais distorções, a presente técnica ofereceu resultados semelhantes à análise anterior, tendo sido, portanto, omitidos. Entretanto, além desses, a técnica ainda ofereceu uma visão detalhada do comportamento temporal do gorjeio em frequência, resultante do chaveamento do SOA, resultados validados através da comparação com os anteriormente obtidos em [158]. A análise permitiu a visualização do comportamento do gorjeio em função de diversos parâmetros operacionais do SOA, evidenciando as vantagens decorrentes do uso de dispositivos com menores níveis de não linearidades.

Tal discussão corrobora a necessidade de um cuidadoso estudo dos pré-requisitos da aplicação vislumbrada para o dispositivo, em conjunto com uma completa caracterização de seu desempenho. Por exemplo, em relação exclusivamente às distorções de amplitude, como apresentado no Capítulo 4, pode-se concluir que o SOA CIP-XN possui um comportamento mais adequado para diversas aplicações, dada a possibilidade de atingirem-se velocidades de transição, entre estados de operação, significativamente mais rápidas. Entretanto, ao se levar em consideração efeitos degradantes, decorrentes de suas não linearidades, como é o caso do gorjeio aqui analisado, percebe-se que sua aplicação prática tem limitações severas. Esta deve ser muito bem dimensionada para evitar a degradação da frequência e da fase da portadora eletromagnética. No conjunto geral da análise, pode-se concluir que o SOA com comportamento linear, CIP-L, oferece o melhor compromisso entre os diversos parâmetros analisados, sendo o mais flexível e adequado para aplicações práticas, desde que sua operação seja criteriosamente dimensionada.

## 5.6 Trabalhos futuros

Através da aplicação da técnica [161] apresentada neste capítulo em uma maior quantidade de dispositivos, sob diversas condições de operação, objetiva-se a obtenção de uma maior compreensão dos efeitos não lineares que afetam tanto a amplitude, como a fase de uma portadora óptica propagada por um SOA em operação dinâmica. Sendo assim, torna-se possível o aperfeiçoamento de chaves eletro-ópticas destinadas a operar em redes com alta taxa de comutação de pacotes e altas taxas de transmissão. De maneira complementar, a partir da aplicação da técnica de caracterização supracitada, vislumbra-se a possibilidade de projetarem-se os sinais de controle relativos à operação do SOA, de maneira a impor um gorjeio adequado à pré-compensação da dispersão cromática no

enlace em questão. Dessa forma, ao mesmo tempo em que o dispositivo atua como um amplificador e uma chave eletro-óptica, adiciona-se ainda a possibilidade de regenerar (ou pré-distorcer) a fase da portadora óptica. Sendo assim, poder-se-ia, com um único componente fotônico ultracompacto, aumentar-se a capacidade e o alcance do enlace. Isso se faria tanto em relação à potência óptica transmitida como em relação à degradação decorrente de efeitos não lineares. Outra solução tecnológica a ser investigada, diz respeito à utilização do gorjeio do SOA como um canal auxiliar de comunicação. Esses canais são baseados puramente na modulação da intensidade da portadora óptica, permitindo a criação de uma via de controle independente do sinal de dados propriamente dito. Para tanto, será necessária a implementação de um esquema de recepção coerente, na qual filtros se encarregarão de demodular os bits codificados no gorjeio da portadora óptica.

## 6 Considerações finais

Sistemas ópticos de telecomunicações atingiram a sua maturidade operacional há décadas, sendo atualmente a tecnologia central que sustenta a constante expansão na quantidade de informações trafegadas globalmente. Dada a necessidade de constante evolução no desempenho de sistemas ópticos visando satisfazer os requisitos comerciais, é consequência natural que haja uma necessidade crescente de avaliação e aperfeiçoamento dos dispositivos e técnicas envolvidos em tais enlaces. Em paralelo, os recentes avanços na microeletrônica e nas técnicas para o processamento digital de sinais passaram a permitir a amostragem e armazenagem de sinais em altas taxas em tempo real. Esse processo abriu caminho para a análise minuciosa de características operacionais dinâmicas nos dispositivos fotônicos, além do seu impacto na portadora óptica por eles gerada ou transformada convenientemente. A presente Tese se insere nesse exato contexto, ao apresentar e propor novas técnicas de caracterização de componentes fotônicos, empregando aquisição fotoelétrica de alta velocidade. Esta aquisição permite posterior investigação das distorções de amplitude, frequência e fase impostas à onda eletromagnética propagante em tais componentes. Dada sua formatação, seções específicas, destinadas à avaliação dos resultados e possibilidades de tais técnicas, foram apresentadas no encerramento de cada capítulo. Assim sendo, o presente capítulo se restringirá a uma discussão de caráter mais genérico.

No Capítulo 2, a distorção harmônica de moduladores eletro-ópticos por interferometria foi caracterizada e analisada. Para tanto, fez-se uso de uma técnica de sobremodulação de amplitude, aliada à análise em tempo real das características do sinal óptico modulado, nos domínios do tempo e da frequência. A técnica proposta, a qual foi anteriormente publicada em periódico internacional indexado [3] e teve pedido de patente depositado [17], permitiu a inferência do valor da tensão de meia-onda em tais dispositivos em função da sua frequência fundamental de modulação. Esse parâmetro é de importância basilar para o projeto dos sinais de controle de tais moduladores, entretanto sua caracterização em frequência não é de simples obtenção. Os resultados, aqui apresentados, foram comparados com aqueles decorrentes da aplicação de técnica estabelecida na literatura, evidenciando a limitação de banda eletro-óptica de tais dispositivos, devido a diversos fatores intrínsecos ao seu projeto e encapsulamento.

Em seguida, no Capítulo 3, realizou-se um estudo sobre as características de fase e frequência associadas à emissão eletromagnética luminosa de um laser semicondutor. O esquema experimental empregado é, fundamentalmente, baseado na recepção coerente do sinal a ser analisado, misturado a um oscilador local de referência. O sinal de batimento em frequência intermediária é, então, adquirido em tempo real, de modo a possibilitar a sua posterior análise por algoritmo *offline*. Tal proposta de análise também foi publicada anteriormente em periódico internacional indexado [6] e teve pedido de patente depositado [69], tendo como resultado principal a determinação da largura de linha de tais fontes ópticas, além da identificação de eventos de possível perda de coerência da mesma. O estudo de tais fenômenos quânticos é de extrema complexidade, uma vez que é decorrente da intrincada dinâmica populacional de tais componentes. Assim sendo, espera-se que os resultados aqui apresentados possam constituir-se em importante contribuição nesse campo de estudos. Vislumbra-se ainda a possibilidade de expandir a técnica aqui apresentada, de modo a permitir uma análise profunda do alargamento espectral e do ruído de fase em tais dispositivos.

Adicionalmente, no Capítulo 4, apresentaram-se os resultados relativos à caracterização das distorções de amplitude em um sinal modulado em intensidade, chaveado por um SOA. Tal análise envolveu o estabelecimento de um enlace óptico, baseado em modulação de intensidade com dois níveis, e dos sinais de controle necessários para o chaveamento do SOA em alta velocidade, fazendo uso de diversas técnicas de chaveamento. Os resultados obtidos através da análise computacional *offline*, a partir de uma grande quantidade de pulsos de chaveamento para o SOA, sob as mais diversas condições operacionais, foram apresentados em conferência internacional [9]. A análise dos parâmetros de interesse, extraídos pelo algoritmo computacional, permitiu, além da observação de fenômenos já conhecidos, a avaliação do desempenho de tais dispositivos em relação à sua capacidade de chaveamento, tempo de guarda e consumo energético. Através da análise comparativa de tais grandezas, foi possível determinar-se o ponto adequado de operação para chaves eletro-ópticas dessa natureza, além de permitir uma investigação preliminar do impacto do comportamento não linear do SOA em tais aplicações.

Por fim, no Capítulo 5, foi proposta técnica de caracterização que engloba os procedimentos desenvolvidos e aplicados nos dois capítulos anteriores. Dessa forma, visa-se uma caracterização profunda das distorções de amplitude, frequência e fase, induzidas

por qualquer dispositivo fotônico baseado na modulação da intensidade da portadora óptica, como demonstrado no pedido de patente já licenciado pela indústria [161]. Seguindo o contexto da análise discutida no Capítulo 4, a técnica proposta foi especificamente empregada para a caracterização do gorjeio de frequência e do ruído de fase em chaves eletro-ópticas baseadas em SOAs. Dessa forma, uma visão detalhada do comportamento temporal do gorjeio foi possível, permitindo avaliar a sua magnitude e correlação com as distorções de amplitude do pulso de chaveamento. Os resultados mostraram que, para a maior parte das aplicações coerentes, é recomendável o uso de dispositivos com baixo nível de não linearidades. Desse modo, analisaram-se distorções na frequência da portadora óptica que irão impactar na decodificação das informações transmitidas. Algumas exceções a tal conclusão são possíveis, especialmente no contexto de redes de alto desempenho que exijam tempos de transição entre estados operacionais extremamente pequenos, assim como em aplicações onde o próprio comportamento não linear é desejado.

Vislumbra-se ainda a possibilidade de dar prosseguimento ao desenvolvimento de tais técnicas de caracterização *offline*, baseadas na aquisição ultrarrápida de sinais em tempo real. Um dos campos mais promissores, para tanto, é na caracterização do alargamento espectral e do ruído de fase em dispositivos fotônicos. Além disso, vislumbra-se a investigação profunda de eventos não lineares, como aqueles relacionados à perda de coerência de lasers semicondutores. Adicionalmente, a profunda compreensão das propriedades dos dispositivos caracterizados deverá ser empregada no aperfeiçoamento de sua operação, seja no que tange ao desenvolvimento de chaves eletro-ópticas mais rápidas, moduladores em anel integrados em substrato de silício com menores níveis de distorção harmônica, ou no emprego de SOAs como forma de pré-distorcer a portadora óptica, para compensar a sua deterioração posterior por propagação na fibra óptica.

## 6.1 Lista de publicações

Segue lista de artigos científicos publicados e submetidos e de pedidos de patente realizados pelo aluno sob orientação do Prof. Dr. Evandro Conforti e co-orientação do Dr. Rafael C. Figueiredo e do Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallego.

### Artigos Publicados em Periódicos Indexados (ISI)

- 1 – **SUTILI, TIAGO**; FIGUEIREDO, RAFAEL C.; CONFORTI, EVANDRO. *Laser Linewidth and Phase Noise Evaluation Using Heterodyne Offline Signal Processing*. Journal of Lightwave Technology, v. 34, p. 4933-4940, 2016. [doi: 10.1109/JLT.2016.2597217]
- 2 – **SUTILI, TIAGO**; CONFORTI, EVANDRO. *Optical Modulator Half-Wave Voltage Measurement Using Opposite-Phase Sine Waves*. Journal of Lightwave Technology, v. 34, p. 2152-2157, 2016. [doi: 10.1109/JLT.2016.2525860]
- 3 – FIGUEIREDO, RAFAEL C.; **SUTILI, TIAGO**; RIBEIRO, NAPOLEAO S.; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Semiconductor Optical Amplifier Space Switch With Symmetrical Thin-Film Resistive Current Injection*. Journal of Lightwave Technology, v. 35, p. 280-287, 2017. [doi: 10.1109/JLT.2016.2635202]

### Artigos Submetidos para Periódicos Indexados (ISI)

- 4 – GALDIERI, FLÁVIO J.; **SUTILI, TIAGO**; MELNIKOFF, NIKOLAI; BORDONALLI, ALDÁRIO C.; CONFORTI, EVANDRO. *Influence of Exterior Acoustic Noise on Narrow Linewidth Laser Measurements using Self-Homodyne Optical Fiber Interferometer*. Submetido para IOP Measurement Science and Technology, janeiro de 2018.
- 5 – ROCHA, PETERSON; GALLEP, CRISTIANO M.; **SUTILI, TIAGO**; CONFORTI, EVANDRO. *Heuristic parameters' extraction for black-box semiconductor optical amplifier by calibration of TLM model*. Submetido para Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (indexação ao ISI solicitada), janeiro de 2018.
- 6 – TAGLIETTI, BRUNO; **SUTILI, TIAGO**; FIGUEIREDO, RAFAEL C.; FERRARI, RAFAEL; CONFORTI, EVANDRO. *Semiconductor Optical Amplifier Space Switch BER Improvement and Guard-Time Reduction through Feed-Forward Filtering*. Submetido para Optical Switching and Networking, fevereiro de 2018.



## Artigos em Redação para Periódicos Indexados (ISI)

**7 – SUTILI, TIAGO;** ROCHA, PETERSON; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Semiconductor Optical Amplifier Space Switch Dynamic Behavior Parameters' Extraction*.

**8 – SUTILI, TIAGO;** TAGLIETTI, BRUNO; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Chirp and Optical Phase Noise Characterization with Heterodyne Coherent Reception*.

## Prêmios Recebidos

**A** – Egresso Destaque 2013, pela Universidade de Passo Fundo (nota nacional mais alta entre os concluintes em Engenharia Elétrica no ENADE de 2011).

**B** – Prêmio Inventores UNICAMP 2016: Categoria Tecnologia Licenciada, INOVA (UNICAMP).

## Pedidos de Patente de Invenção Depositados

**9 – SUTILI, TIAGO;** TAGLIETTI, BRUNO; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Método de Medição de Gorjeio e Efeitos Não Lineares*. 2017, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020170158845, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial, Depositante (s): Universidade Estadual de Campinas; Padtec - Optical Components and Systems, Depósito: 25/07/2017.

**10 – FIGUEIREDO, RAFAEL C.; SUTILI, TIAGO;** RIBEIRO, NAPOLEAO S.; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Chave Electro-Óptica Espacial Amplificada com Acoplador a Filme Fino de Dupla Entrada*. 2017, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020170066061, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial, Depositante (s): Universidade Estadual de Campinas; Padtec - Optical Components and Systems, Depósito: 28/03/2017.

**11 – SUTILI, TIAGO;** CONFORTI, EVANDRO. *Método em Terceira Harmônica para*

*a Caracterização de Moduladores Eletro-Ópticos*. 2016, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020160163676, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial, Depositante (s): Padtec - Optical Components and Systems; Universidade Estadual de Campinas, Depósito: 14/07/2016.

**12 – SUTILI, TIAGO; CONFORTI, EVANDRO.** *Método para Caracterização de Lasers*. 2014, Brasil. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020140306358, Instituição de registro: INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial, Depositante (s): Padtec - Optical Components and Systems; Universidade Estadual de Campinas, Depósito: 08/12/2014.

## Capítulos de Livros

**13 – SUTILI, TIAGO; FIGUEIREDO, RAFAEL C.; TAGLIETTI, BRUNO; GALLEG, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO.** *Ultrafast Electro-Optical Switches Based on Semiconductor Optical Amplifiers*. In: *Optical Communications: Advanced Systems and Devices for Next Generation Networks*. Springer, 2018, p. 1-26.

## Publicações em Anais de Congressos Internacionais

**14 – SUTILI, TIAGO; TAGLIETTI, BRUNO; FIGUEIREDO, RAFAEL C.; GALLEG, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO.** *Guard Time Requirements for SOA-based Electro-Optical Space Switches and AM Signals*. In: *2017 SBMO/IEEE MTTT International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, Águas de Lindóia, 2017. [doi: 10.1109/IMOC.2017.8121018]

**15 – CONFORTI, EVANDRO; SUTILI, TIAGO.** *Offline Measurements of Photonic Devices (Invited Paper)*. In: *2017 SBMO/IEEE MTTT International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, Águas de Lindóia, 2017. [doi: 10.1109/IMOC.2017.8121156]

**16 – FIGUEIREDO, RAFAEL C.; SUTILI, TIAGO; RIBEIRO, NAPOLEAO S.; CONFORTI, EVANDRO; GALLEG, CRISTIANO.** *Electro-optical conversion analysis of chip-on-carrier and packaged semiconductor optical amplifiers*. In: *2015 SBMO/IEEE MTTT*

International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), Porto de Galinhas, 2015. [doi: 10.1109/IMOC.2015.7369069]

**17** – TAGLIETTI, BRUNO; **SUTILI, TIAGO**; CONFORTI, EVANDRO. *Time-resolved chirp of Pre-Impulse Step Injected Current modulated Semiconductor Optical Amplifier*. In: 2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), Porto de Galinhas, 2015. [doi: 10.1109/IMOC.2015.7369061]

### Publicações em Anais de Congressos Nacionais

**18** – **SUTILI, TIAGO**; FIGUEIREDO, RAFAEL C.; ROCHA, PETERSON; CONFORTI, EVANDRO. *Caracterização Experimental de Bancada de Testes para Sistemas Ópticos Coerentes*. In: 17º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 12º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG), Porto Alegre, 2016.

**19** – FIGUEIREDO, RAFAEL C.; **SUTILI, TIAGO**; GALLEP, CRISTIANO M.; CONFORTI, EVANDRO. *Análise de Chaves Eletro-Ópticas Baseadas em Amplificadores Ópticos a Semicondutor com Transmissão de Sinais Modulados em Amplitude*. In: 17º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 12º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG), Porto Alegre, 2016.

**20** – TAGLIETTI, BRUNO; FIGUEIREDO, RAFAEL C. ; **SUTILI, TIAGO**; CONFORTI, EVANDRO. *Comparação entre Métodos de Filtragem em Caracterização de Gorgjeio Resolvido no Tempo de Amplificadores Ópticos a Semicondutor*. In: 17º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 12º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG), Porto Alegre, 2016.

**21** – **SUTILI, TIAGO**; RAEDER, TOMAS; CONFORTI, EVANDRO. *Caracterização Experimental de Modulador Óptico utilizando Sinais Senoidais em Contra-Fase*. In: 16º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 11º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG), Curitiba, 2014.

## Referências

- 1 CHEN, A.; MURPHY, E. *Broadband Optical Modulators*. New York: CRC Press, 2011. 1–555 p. [doi:10.1201/b11444]. ISBN 978-1-4398-2506-8. Citado 9 vezes nas páginas 10, 37, 38, 39, 41, 45, 46, 47 e 48.
- 2 SEIMETZ, M. *High-Order Modulation for Optical Fiber Transmission*. 1. ed. New York: Springer, 2009. 1–262 p. [doi:10.1007/978-3-540-93771-5]. ISBN 9783540937708. Citado 9 vezes nas páginas 10, 37, 40, 41, 42, 43, 44, 50 e 51.
- 3 SUTILI, T.; CONFORTI, E. Optical modulator half-wave voltage measurement using opposite-phase sine waves. *Journal of Lightwave Technology*, v. 34, n. 9, p. 2152–2157, Maio 2016. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2016.2525860]. Citado 12 vezes nas páginas 10, 11, 36, 52, 53, 55, 57, 59, 60, 62, 64 e 189.
- 4 AGRAWAL, G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*. 4. ed. New Jersey: Wiley, 2010. 1–631 p. [doi:10.1002/9780470918524]. ISBN 9780470505113. Citado 11 vezes nas páginas 11, 39, 41, 44, 48, 70, 72, 73, 74, 108 e 121.
- 5 AGRAWAL, G.; DUTTA, N. *Semiconductor Lasers*. [S.l.]: Springer US, 2013. ISBN 9781461304814. Citado 25 vezes nas páginas 11, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 101, 154, 155, 156 e 157.
- 6 SUTILI, T.; FIGUEIREDO, R. C.; CONFORTI, E. Laser linewidth and phase noise evaluation using heterodyne offline signal processing. *Journal of Lightwave Technology*, v. 34, n. 21, p. 4933–4940, Nov 2016. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2016.2597217]. Citado 17 vezes nas páginas 11, 12, 17, 66, 86, 87, 92, 94, 96, 97, 99, 100, 101, 102, 104, 129 e 190.
- 7 CONNELLY, M. *Semiconductor Optical Amplifiers*. [S.l.]: Springer US, 2002. ISBN 9780792376576. Citado 15 vezes nas páginas 12, 105, 107, 108, 109, 110, 111, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 121 e 122.
- 8 FIGUEIREDO, R. C.; SUTILI, T.; RIBEIRO, N. S.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Semiconductor optical amplifier space switch with symmetrical thin-film resistive current injection. *Journal of Lightwave Technology*, v. 35, n. 2, p. 280–287, 2017. [doi:10.1109/JLT.2016.2635202]. Citado 12 vezes nas páginas 12, 14, 15, 106, 119, 120, 136, 146, 148, 149, 150 e 151.
- 9 SUTILI, T.; TAGLIETTI, B.; FIGUEIREDO, R. C.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Guard time requirements for SOA-based electro-optical space switches and am signals. In: *2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. Águas de Lindóia: [s.n.], 2017. p. 1–5. [doi: 10.1109/IMOC.2017.8121018]. Citado 19 vezes nas páginas 12, 13, 14, 106, 118, 124, 130, 131, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 144, 145, 151, 152 e 190.
- 10 FIGUEIREDO, R. C.; RIBEIRO, N. S.; RIBEIRO, A. M. O.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Hundred-picoseconds electro-optical switching with semiconductor optical amplifiers using multi-impulse step injection current. *J. Lightw. Technol.*, v. 33, n. 1, p. 69–77,

- Jan 2015. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2014.2372893]. Citado 9 vezes nas páginas 15, 106, 127, 136, 147, 148, 149, 151 e 184.
- 11 JIA, Z.; CHIEN, H. C.; ZHANG, J.; CAI, Y.; YU, J. Dual-carrier 400G solutions based on 8/16/32-QAM modulation formats. In: *2015 IEEE Photonics Conference (IPC)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 413–416. ISSN 1092-8081. [doi:10.1109/IPCon.2015.7323715]. Citado 6 vezes nas páginas 35, 37, 48, 63, 66 e 102.
- 12 YAN, S.; WANG, D.; GAO, Y.; LU, C.; LAU, A. P. T.; ZHU, Y.; DAI, Y.; XU, X. Generation of 64-QAM signals using a single dual-drive IQ modulator driven by 4-level and binary electrical signals. In: *Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference*. [S.l.: s.n.], 2013. Citado na página 35.
- 13 ADAMS, D. M.; ROLLAND, C.; PUETZ, N.; MOORE, R. S.; YU, J.; SHEPERD, F. R.; KIM, H. B.; BRADSHAW, S. Mach-Zehnder modulator integrated with a gain-coupled DFB laser for 10 Gbit/s, 100 km NDSF transmission at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Integrated Photonics Research*, v. 32, n. 5, p. 485–486, 1996. Citado na página 35.
- 14 GREEN, W. M. J.; ROOKS, M. J.; SEKARIC, L.; VLASOV, Y. A. Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator. *Optics Express*, v. 15, n. 25, p. 17106–17113, 2007. ISSN 1094-4087. [doi:10.1364/OE.15.017106]. Citado na página 35.
- 15 GOPALAKRISHNAN, G. K.; BURNS, W. K.; MCELHANON, R. W.; BULMER, C. H.; GREENBLATT, A. S. Performance and modeling of broadband LiNbO<sub>3</sub> traveling wave optical intensity modulators. *Journal of Lightwave Technology*, v. 12, n. 10, p. 1807–1819, 1994. [doi:10.1109/50.337494]. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 41.
- 16 WOOTEN, E. L.; KISSA, K. M.; YI-YAN, A.; MURPHY, E. J.; LAFAW, D. A.; HALLEMEIER, P. F.; MAACK, D.; ATTANASIO, D. V.; FRITZ, D. J.; MCBRIEN, G. J.; BOSSI, D. E. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 6, n. 1, p. 69–82, 2000. ISSN 1077260X. [doi:10.1109/2944.826874]. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 41.
- 17 CONFORTI, E.; SUTILI, T. Método em Terceira Harmônica para a Caracterização de Moduladores Eletro-Ópticos. *INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial*, 2016. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020160163676 Depositantes: Padtec e Universidade Estadual de Campinas. Citado 5 vezes nas páginas 36, 52, 57, 64 e 189.
- 18 KAMINOW, I. P.; RAMASWAMY, V.; SCHMIDT, R. V.; TURNER, E. H. Lithium niobate ridge waveguide modulator. *Applied Physics Letters*, v. 24, n. 12, p. 622–624, 1974. [doi:10.1063/1.1655079]. Citado na página 37.
- 19 RAMASWAMY, V.; ALFERNES, R. C.; DIVINO, M. High efficiency single-mode fibre to Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide coupling. *Electronics Letters*, v. 18, n. 1, p. 30–31, Jan. 1982. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19820022]. Citado na página 37.
- 20 NOGUCHI, K.; MIYAZAWA, H.; MITOMI, O. Frequency-dependent propagation characteristics of coplanar waveguide electrode on 100 GHz Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulator. *Electronics Letters*, Institution of Engineering and Technology, v. 34, p. 661–663(2), Abr 1998. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19980284]. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 48.

- 21 WEIS, R. S.; GAYLORD, T. K. Lithium niobate: summary of physical properties and crystal structure. *Applied Physics A*, v. 37, n. 4, p. 191–203, Ago 1985. ISSN 1432-0630. [doi:10.1007/BF00614817]. Citado na página 38.
- 22 ROBERTSON, W. M.; ARJAVALLINGAM, G.; KOPCSAY, G. V. Broadband microwave dielectric properties of lithium niobate. *Electronics Letters*, v. 27, n. 2, p. 175–176, Jan 1991. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19910112]. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 44.
- 23 IZUTSU, M.; YAMANE, Y.; SUETA, T. Broad-band traveling-wave modulator using a LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 13, n. 4, p. 287–290, Abr 1977. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1977.1069310]. Citado 3 vezes nas páginas 45, 46 e 47.
- 24 KOROTKY, S. K.; EISENSTEIN, G.; TUCKER, R. S.; VESELKA, J. J.; RAYBON, G. Optical intensity modulation to 40 GHz using a waveguide electrooptic switch. In: \_\_\_\_\_. *Picosecond Electronics and Optoelectronics II: Proceedings of the Second OSA-IEEE (LEOS)*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1987. p. 272–275. ISBN 978-3-642-72970-6. Citado na página 47.
- 25 KAWANO, K.; KITO, T.; JUMONJI, H.; NOZAWA, T.; YANAGIBASHI, M. New travelling-wave electrode Mach-Zehnder optical modulator with 20 GHz bandwidth and 4.7 V driving voltage at 1.52  $\mu\text{m}$  wavelength. *Electronics Letters*, Institution of Engineering and Technology, v. 25, p. 1382–1383(1), Set 1989. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19890925]. Citado na página 47.
- 26 SEINO, M.; MEKADA, N.; YAMANE, T.; KUBOTA, Y.; DOI, M.; NAKAZAWA, T. 20-GHz 3 dB-bandwidth Ti:LiNbO<sub>3</sub> Mach-Zehnder modulator. In: *16th European Conf. Optical Communication, ECOC'90*. [S.l.: s.n.], 1990. PD3, p. 999–1002. Citado na página 47.
- 27 GOPALAKRISHNAN, G.; BULMER, C.; BURNS, W.; MCELHANON, R.; GREENBLATT, A. 40 GHz, low half-wave voltage Ti:LiNbO<sub>3</sub> intensity modulator. *Electronics Letters*, Institution of Engineering and Technology, v. 28, p. 826–827(1), Abr 1992. [doi:10.1049/el:19920522]. Citado na página 48.
- 28 MIYAMOTO, H.; OHTA, H.; TABUSE, K.; MIYAGAWA, Y. Evaluation of LiNbO<sub>3</sub> intensity modulator using electrodes buried in buffer layer. *Electronics Letters*, Institution of Engineering and Technology, v. 28, p. 976–977(1), Mai 1992. [doi:10.1049/el:19920620]. Citado na página 48.
- 29 DOLFI, D. W.; RANGANATH, T. R. 50 GHz velocity-matched, broad wavelength LiNbO<sub>3</sub> modulator with multimode active section. In: *Integrated Photonics Research*. [S.l.]: Optical Society of America, 1992. p. PD2. [doi:10.1364/IPR.1992.PD2]. Citado na página 48.
- 30 MADABHUSI, R.; UEMATSU, Y.; FUKUCHI, K.; NODA, A. Wide-band, low driving voltage Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulators for 40 Gb/s applications. In: *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on*. [S.l.: s.n.], 1998. v. 1, p. 547–548 vol.1. [doi:10.1109/ECOC.1998.732715]. Citado na página 48.

- 31 HOWERTON, M. M.; MOELLER, R. P.; GREENBLATT, A. S.; KRAHENBUHL, R. Fully packaged, broad-band LiNbO<sub>3</sub> modulator with low drive voltage. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 12, n. 7, p. 792–794, Jul 2000. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/68.853502]. Citado na página 48.
- 32 NOGUCHI, K.; MITOMI, O.; MIYAZAWA, H. Millimeter-wave Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulators. *Journal of Lightwave Technology*, v. 16, n. 4, p. 615–619, Abr 1998. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/50.664072]. Citado na página 48.
- 33 THOMSON, D. J.; GARDES, F. Y.; FEDELI, J. M.; ZLATANOVIC, S.; HU, Y.; KUO, B. P. P.; MYSLIVETS, E.; ALIC, N.; RADIC, S.; MASHANOVICH, G. Z.; REED, G. T. 50-Gb/s silicon optical modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 24, n. 4, p. 234–236, Fev 2012. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2011.2177081]. Citado na página 48.
- 34 WATTS, M. R.; ZORTMAN, W. A.; TROTTER, D. C.; YOUNG, R. W.; LENTINE, A. L. Low-voltage, compact, depletion-mode, silicon Mach-Zehnder modulator. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 16, n. 1, p. 159–164, Jan 2010. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/JSTQE.2009.2035059]. Citado na página 48.
- 35 LIN, S.; MOAZENI, S.; SETTALURI, K. T.; STOJANOVIĆ, V. Electronic-photonic co-optimization of high-speed silicon photonic transmitters. *Journal of Lightwave Technology*, PP, n. 99, p. 1–1, 2017. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2017.2757945]. Citado na página 48.
- 36 LEINSE, A.; DIEMEER, M. B. J.; ROUSSEAU, A.; DRIESSEN, A. A novel high-speed polymeric EO modulator based on a combination of a microring resonator and an MZI. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 17, n. 10, p. 2074–2076, Out 2005. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2005.854354]. Citado na página 49.
- 37 DAS, A. K.; KOTAL, A.; DAS, A. Polymeric electro-optic Mach-Zehnder modulators with truncated Y-junctions. In: *2006 IFIP International Conference on Wireless and Optical Communications Networks*. [S.l.: s.n.], 2006. p. 5 pp.–5. ISSN 1811-3923. [doi:10.1109/WOCN.2006.1666672]. Citado na página 49.
- 38 KIM, S.; LIU, W.; FETTERMAN, H. R.; PEI, Q.; DALTON, L. R. Suppression of intermodulation distortion (IMD) in coherent system using polymeric dual parallel Mach-Zehnder modulators. In: *CLEO/QELS: 2010 Laser Science to Photonic Applications*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 1–2. Citado na página 49.
- 39 THOMSON, D. J.; GARDES, F. Y.; LIU, S.; PORTE, H.; ZIMMERMANN, L.; FEDELI, J. M.; HU, Y.; NEDELJKOVIC, M.; YANG, X.; PETROPOULOS, P.; MASHANOVICH, G. Z. High performance Mach-Zehnder-based silicon optical modulators. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 19, n. 6, p. 85–94, Nov 2013. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/JSTQE.2013.2264799]. Citado na página 49.
- 40 CHEN, H. W.; KUO, Y. h.; BOWERS, J. E. High speed silicon modulators. In: *2009 14th OptoElectronics and Communications Conference*. [S.l.: s.n.], 2009. p. 1–2. ISSN 2166-8884. [doi:10.1109/OECC.2009.5219965]. Citado na página 49.
- 41 WONG, C. Y.; ZHANG, S.; FANG, Y.; LIU, L.; WANG, T.; ZHANG, Q.; DENG, S.; LIU, G. N.; XU, X. Silicon IQ modulator for next-generation metro network.

*Journal of Lightwave Technology*, v. 34, n. 2, p. 730–736, Jan 2016. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2015.2496871]. Citado na página 51.

42 OGISO, Y.; OZAKI, J.; UEDA, Y.; KASHIO, N.; KIKUCHI, N.; YAMADA, E.; TANOBE, H.; KANAZAWA, S.; YAMAZAKI, H.; OHISO, Y.; FUJII, T.; KOHTOKU, M. Over 67 GHz bandwidth and 1.5 V  $V_\pi$  InP-based optical IQ modulator with n-i-p-n heterostructure. *Journal of Lightwave Technology*, v. 35, n. 8, p. 1450–1455, Abr 2017. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2016.2639542]. Citado na página 51.

43 HAFFNER, C.; HENI, W.; FEDORYSHYN, Y.; JOSTEN, A.; BAEUERLE, B.; HOESSBACHER, C.; SALAMIN, Y.; KOCH, U.; ĐORĐEVIĆ, N.; MOUSEL, P.; BON-JOUR, R.; EMBORAS, A.; HILLERKUSS, D.; LEUCHTMANN, P.; ELDER, D. L.; DALTON, L. R.; HAFNER, C.; LEUTHOLD, J. Plasmonic organic hybrid modulators: scaling highest speed photonics to the microscale. *Proceedings of the IEEE*, v. 104, n. 12, p. 2362–2379, Dez 2016. ISSN 0018-9219. [doi:10.1109/JPROC.2016.2547990]. Citado na página 52.

44 SUTILI, T.; RAEDER, T.; CONFORTI, E. Caracterização experimental de modulador óptico utilizando sinais senoidais em contra-fase. In: *2014 16º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 11º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG)*. Curitiba: [s.n.], 2014. p. 1–4. Citado 3 vezes nas páginas 52, 57 e 64.

45 CONFORTI, E.; SUTILI, T. Offline measurements of photonic devices [Invited]. In: *2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. Águas de Lindóia: [s.n.], 2017. p. 1–5. [doi: 10.1109/IMOC.2017.8121156]. Citado 4 vezes nas páginas 52, 57, 64 e 86.

46 KOLNER, B. H.; DOLFI, D. W. Intermodulation distortion and compression in an integrated electrooptic modulator. *Applied Optics*, v. 26, n. 17, p. 3676–3680, 1987. ISSN 0003-6935. [doi:10.1364/AO.26.003676]. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 64.

47 JALALI, B.; FATHPOUR, S. Silicon photonics. *Journal of Lightwave Technology*, v. 24, n. 12, p. 4600–4615, Dez 2006. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2006.885782]. Citado na página 65.

48 SOREF, R. The past, present, and future of silicon photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 12, n. 6, p. 1678–1687, Nov 2006. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/JSTQE.2006.883151]. Citado na página 65.

49 SOREF, R. A. Silicon-based optoelectronics. *Proceedings of the IEEE*, v. 81, n. 12, p. 1687–1706, Dez 1993. ISSN 0018-9219. [doi:10.1109/5.248958]. Citado na página 65.

50 CHEN, L. R. Silicon photonics for microwave photonics applications. *Journal of Lightwave Technology*, v. 35, n. 4, p. 824–835, Fev 2017. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2016.2613861]. Citado na página 65.

51 ZHOU, L.; LU, L.; GUO, Z.; CHEN, J. Silicon 16x16 switch matrix based on dual-ring assisted MZI structures with fast and energy efficient switching. In: *2017 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series (SUM)*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 35–36. [doi:10.1109/PHOSST.2017.8012638]. Citado na página 65.



- 52 LIPKA, T.; MOLDENHAUER, L.; MÜLLER, J.; TRIEU, H. K. Energy-efficient wavelength multiplexers based on hydrogenated amorphous silicon resonators. *IEEE Photonics Journal*, v. 7, n. 5, p. 1–11, Out 2015. ISSN 1943-0655. [doi:10.1109/JPHOT.2015.2487139]. Citado na página 65.
- 53 SILVERSTONE, J. W.; WANG, J.; BONNEAU, D.; SIBSON, P.; SANTAGATI, R.; ERVEN, C.; O'BRIEN, J. L.; THOMPSON, M. G. Silicon quantum photonics. In: *2016 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OMN)*. [S.l.: s.n.], 2016. p. 1–2. [doi:10.1109/OMN.2016.7565856]. Citado na página 65.
- 54 CHATTERJEE, A.; MONGKOLKACHIT, P.; BHUVA, B.; VERMA, A. All Si-based optical interconnect for interchip signal transmission. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 15, n. 11, p. 1663–1665, Nov 2003. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2003.818684]. Citado na página 65.
- 55 HUYNH, T. N.; SMYTH, F.; NGUYEN, L.; BARRY, L. P. Effects of phase noise of monolithic tunable laser on coherent communication systems. *Opt. Express*, OSA, v. 20, n. 26, p. B244–B249, Dez 2012. [doi:10.1364/OE.20.00B244]. Citado na página 66.
- 56 KIKUCHI, K. Effect of 1/f-type FM noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 25, n. 4, p. 684–688, 1989. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.17331]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 86.
- 57 KIKUCHI, K.; OKOSHI, T.; NAGAMATSU, M.; HENMI, N. Degradation of bit-error rate in coherent optical communications due to spectral spread of the transmitter and the local oscillator. *Journal of Lightwave Technology*, v. 2, n. 6, p. 1024–1033, 1984. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.1984.1073700]. Citado na página 66.
- 58 PFAU, T.; HOFFMANN, S.; NOE, R. Hardware-efficient coherent digital receiver concept with feedforward carrier recovery for M-QAM constellations. *Journal of Lightwave Technology*, v. 27, n. 8, p. 989–999, Abr 2009. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2008.2010511]. Citado na página 66.
- 59 FATADIN, I.; IVES, D.; SAVORY, S. J. Blind equalization and carrier phase recovery in a 16-QAM optical coherent system. *Journal of Lightwave Technology*, v. 27, n. 15, p. 3042–3049, Ago 2009. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2009.2021961]. Citado na página 66.
- 60 HENRY, C. H. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 18, n. 2, p. 259–264, 1982. [doi:10.1109/JQE.1982.1071522]. Citado 3 vezes nas páginas 66, 79 e 81.
- 61 GERHARDT, H.; WELLING, H.; GUTTNER, A. Measurements of the laser linewidth due to quantum phase and quantum amplitude noise above and below threshold. i. *Zeitschrift für Physik*, v. 253, n. 2, p. 113–126, Abr 1972. ISSN 0044-3328. [doi:10.1007/BF01379766]. Citado 3 vezes nas páginas 66, 83 e 102.
- 62 OKOSHI, T.; KIKUCHI, K.; NAKAYAMA, A. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters*, v. 16, n. 16, p. 630–631, Jul 1980. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19800437]. Citado 3 vezes nas páginas 66, 83 e 102.

- 63 KIKUCHI, K. Characterization of semiconductor-laser phase noise and estimation of bit-error rate performance with low-speed offline digital coherent receivers. *Opt. Express*, OSA, v. 20, n. 5, p. 5291–5302, Fev 2012. [doi:10.1364/OE.20.005291]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 64 DUTHEL, T.; CLARICI, G.; FLUDGER, C. R. S.; GEYER, J. C.; SCHULIEN, C.; WIESE, S. Laser linewidth estimation by means of coherent detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 21, n. 20, p. 1568–1570, 2009. ISSN 10411135. [doi:10.1109/LPT.2009.2029072]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 65 MAHER, R.; THOMSEN, B. Dynamic linewidth measurement technique using digital intradyne coherent receivers. *2011 37th European Conference and Exhibition on Optical Communication*, p. 1–3, 2011. ISSN Pending. [doi:10.1364/OE.19.00B313]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 66 HUYNH, T. N.; NGUYEN, L.; BARRY, L. P. Delayed self-heterodyne phase noise measurements with coherent phase modulation detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 24, n. 4, p. 249–251, 2012. ISSN 10411135. [doi:10.1109/LPT.2011.2174216]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 67 HUYNH, T. N.; NGUYEN, L.; BARRY, L. P. Phase noise characterization of SGDBR lasers using phase modulation detection method with delayed self-heterodyne measurements. *Journal of Lightwave Technology*, v. 31, n. 8, p. 1300–1308, Abr 2013. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2013.2247564]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 68 ZHAO, J.; ZHOU, H.; LIU, F.; YU, Y. Numerical analysis of phase noise characteristics of SGDBR lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 21, n. 6, p. 223–231, Nov 2015. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/JSTQE.2015.2424831]. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 102.
- 69 CONFORTI, E.; SUTILI, T. Método para Caracterização de LASERs. *INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial*, 2014. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020140306358 Depositantes: Padtec e Universidade Estadual de Campinas. Citado 4 vezes nas páginas 66, 86, 129 e 190.
- 70 SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 112, p. 1940–1949, Dez 1958. [doi:10.1103/PhysRev.112.1940]. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 69.
- 71 BIOGRAFIA de Gordon Gould. <[https://en.wikipedia.org/wiki/Gordon\\_Gould](https://en.wikipedia.org/wiki/Gordon_Gould)>. Acessado em: 20 de outubro de 2017. Citado na página 67.
- 72 MAIMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 187, p. 493–494, Ago 1960. [doi:10.1038/187493a0]. Citado na página 67.
- 73 JAVAN, A.; BENNETT, W. R.; HERRIOTT, D. R. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 6, p. 106–110, Fev 1961. [doi:10.1103/PhysRevLett.6.106]. Citado na página 67.
- 74 ARNOLD, K. M.; MAYBURG, S. Cylindrical GaAs laser diode. *Journal of Applied Physics*, v. 34, n. 10, p. 3136–3136, 1963. [doi:10.1063/1.1729135]. Citado na página 67.

- 75 QUIST, T. M.; REDIKER, R. H.; KEYES, R. J.; KRAG, W. E.; LAX, B.; MCWHORTER, A. L.; ZEIGLER, H. J. Semiconductor maser of GaAs. *Applied Physics Letters*, v. 1, n. 4, p. 91–92, 1962. [doi:10.1063/1.1753710]. Citado na página 67.
- 76 HALL, R. N.; FENNER, G. E.; KINGSLEY, J. D.; SOLTYS, T. J.; CARLSON, R. O. Coherent light emission from GaAs junctions. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 9, p. 366–368, Nov 1962. [doi:10.1103/PhysRevLett.9.366]. Citado na página 67.
- 77 RIPPER, J. E.; LEITE, R. C. C. Tunneling-assisted radiative recombination in GaAs-diffused junctions. *Proceedings of the IEEE*, v. 53, n. 2, p. 160–160, Fev 1965. ISSN 0018-9219. [doi:10.1109/PROC.1965.3579]. Citado na página 68.
- 78 DYMENT, J.; RIPPER, J. Temperature behavior of stimulated emission delays in GaAs diodes and a proposed trapping model. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 4, n. 4, p. 155–160, Abr 1968. ISSN 0018-9197. Citado na página 68.
- 79 FILHO, J. E. R. *Effects of Pressure on a Semiconductor Laser Radiation*. Tese (Doutorado) — Massachusetts Inst. Tec. (MIT), 1967. Citado na página 68.
- 80 PANISH, M. B.; HAYASHI, I.; SUMSKI, S. Double-heterostructure injection lasers with room-temperature thresholds as low as 2300 A/cm<sup>2</sup>. *Applied Physics Letters*, v. 16, n. 8, p. 326–327, 1970. [doi:10.1063/1.1653213]. Citado na página 68.
- 81 ETTENBERG, M. Very low-threshold double-heterojunction Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As injection lasers. *Applied Physics Letters*, v. 27, n. 12, p. 652–654, 1975. [doi:10.1063/1.88351]. Citado na página 68.
- 82 HSIEH, J. J.; ROSSI, J. A.; DONNELLY, J. P. Room-temperature CW operation of GaInAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1  $\mu$ m. *Applied Physics Letters*, v. 28, n. 12, p. 709–711, 1976. [doi:10.1063/1.88645]. Citado na página 68.
- 83 OE, K.; ANDO, S.; SUGIYAMA, K. 1.3  $\mu$ m CW operation of GaInAsP/InP DH diode lasers at room temperature. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 16, n. 7, p. 1273, 1977. Citado na página 68.
- 84 KOBAYASHI, N.; HORIKOSHI, Y. 1.5  $\mu$ m InGaAsP/InP DH laser with optical waveguide structure. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 18, n. 5, p. 1005, 1979. Citado na página 68.
- 85 KAMINOW, I. P.; NAHORY, R. E.; POLLACK, M. A.; STULZ, L. W.; DEWINTER, J. C. Single-mode C.W. ridge-waveguide laser emitting at 1.55  $\mu$ m. *Electronics Letters*, v. 15, n. 23, p. 763–765, Nov 1979. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19790545]. Citado na página 68.
- 86 AKIBA, S.; SAKAI, K.; MATSUSHIMA, Y.; YAMAMOTO, T. Room temperature C.W. operation of InGaAsP/InP heterostructure lasers emitting at 1.56  $\mu$ m. *Electronics Letters*, v. 15, n. 19, p. 606–607, Set 1979. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19790435]. Citado na página 68.
- 87 RUNGE, P.; TRISCHITTA, P. The SL undersea lightwave system. *Journal of Lightwave Technology*, v. 2, n. 6, p. 744–753, Dez 1984. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.1984.1073717]. Citado na página 68.

- 88 ALFEROV, Z. I.; ANDREEV, V. M.; PORTNOI, E. L.; TRUKAN, M. K. AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold. *Sov. Phys. Semicond.*, v. 3, p. 1107, 1970. Citado na página 69.
- 89 STATZ, H.; DEMARS, G. A. In: TOWNES, C. H. (Ed.). *Quantum Electronics*. [S.l.]: Columbia University Press, 1960. p. 530. Citado na página 73.
- 90 LAX, M. Fluctuations from the nonequilibrium steady state. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 32, p. 25–64, Jan 1960. [doi:10.1103/RevModPhys.32.25]. Citado 2 vezes nas páginas 78 e 83.
- 91 LAX, M. Classical noise IV: Langevin methods. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 38, p. 541–566, Jul 1966. [doi:10.1103/RevModPhys.38.541]. Citado na página 78.
- 92 LAX, M. Classical noise V: noise in self-sustained oscillators. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 160, p. 290–307, Ago 1967. [doi:10.1103/PhysRev.160.290]. Citado na página 78.
- 93 LAX, M. Quantum noise X: density-matrix treatment of field and population-difference fluctuations. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 157, p. 213–231, Mai 1967. [doi:10.1103/PhysRev.157.213]. Citado na página 78.
- 94 LAX, M.; LOUISELL, W. H. Quantum noise XII: density-operator treatment of field and population fluctuations. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 185, p. 568–591, Set 1969. [doi:10.1103/PhysRev.185.568]. Citado na página 78.
- 95 HENRY, C. Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 19, n. 9, p. 1391–1397, Set 1983. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1983.1072058]. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 81.
- 96 HENRY, C. Phase noise in semiconductor lasers. *Journal of Lightwave Technology*, v. 4, n. 3, p. 298–311, Mar 1986. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.1986.1074721]. Citado 2 vezes nas páginas 79 e 81.
- 97 DAINO, B.; SPANO, P.; TAMBURRINI, M.; PIAZZOLLA, S. Phase noise and spectral line shape in semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 19, n. 3, p. 266–270, Mar 1983. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1983.1071842]. Citado na página 82.
- 98 GALDIERI, F. J.; SUTILI, T.; MELNIKOFF, N.; BORDONALLI, A. C.; CONFORTI, E. Influence of exterior acoustic noise on narrow linewidth laser measurements using self-homodyne optical fiber interferometer. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements*, Nov 2017. [Artigo submetido para revisão]. Citado na página 83.
- 99 KRUGER, U.; PETERMANN, K. The semiconductor laser linewidth due to the presence of side modes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 24, n. 12, p. 2355–2358, Dez 1988. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.14361]. Citado na página 86.
- 100 KRUGER, U.; PETERMANN, K. Dependence of the linewidth of a semiconductor laser on the mode distribution. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 26, n. 12, p. 2058–2064, Dez 1990. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.64340]. Citado na página 86.

- 101 MILLER, S. E. The effect of side modes with linewidth and intensity fluctuations in semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 24, n. 5, p. 750–757, Mai 1988. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.190]. Citado na página 86.
- 102 GRAY, G. R.; AGRAWAL, G. P. Effect of cross saturation on frequency fluctuations in a nearly single-mode semiconductor laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 3, n. 3, p. 204–206, Mar 1991. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/68.79754]. Citado na página 86.
- 103 DUAN, G. H.; GALLION, P.; DEBARGE, G. Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 26, n. 1, p. 32–44, Jan 1990. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.44914]. Citado na página 86.
- 104 TROMBORG, B.; OLESEN, H.; PAN, X. Theory of linewidth for multielectrode laser diodes with spatially distributed noise sources. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 27, n. 2, p. 178–192, Fev 1991. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.78219]. Citado na página 86.
- 105 AGRAWAL, G. P.; ROY, R. Effect of injection-current fluctuations on the spectral linewidth of semiconductor lasers. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 37, p. 2495–2501, Abr 1988. [doi:10.1103/PhysRevA.37.2495]. Citado na página 86.
- 106 TAYLOR, M. G. Phase estimation methods for optical coherent detection using digital signal processing. *Journal of Lightwave Technology*, v. 27, n. 7, p. 901–914, 2009. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2008.927778]. Citado 2 vezes nas páginas 89 e 98.
- 107 OSINSKI, M.; BUUS, J. Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 23, p. 9–29, 1987. ISSN 0018-9197. Citado 3 vezes nas páginas 98, 103 e 104.
- 108 KAZARINOV, R. F.; HENRY, C. H. The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to a passive resonator. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 23, n. 9, p. 1401–1409, 1987. ISSN 0018-9197. Citado 3 vezes nas páginas 98, 103 e 104.
- 109 CHO, P. S.; KHURGIN, J. B. Suppression of cross-gain modulation in SOA using RZ-DPSK modulation format. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 15, n. 1, p. 162–164, 2003. [doi:10.1109/LPT.2002.805795]. Citado na página 105.
- 110 RENAUDIER, J.; MESEGUER, A. C.; GHAZISAEIDI, A.; TRAN, P.; MULLER, R. R.; BRENOT, R.; VERDIER, A.; BLACHE, F.; MEKHAZNI, K.; DUVAL, B.; DEBREGEAS, H.; ACHOUCHE, M.; BOUTIN, A.; MORIN, F.; LETTERON, L.; FONTAINE, N.; FRIGNAC, Y.; CHARLET, G. First 100-nm continuous-band WDM transmission system with 115Tb/s transport over 100km using novel ultra-wideband semiconductor optical amplifiers. In: *Optical Communication, 2017. 43rd European Conference on*. [S.l.: s.n.], 2017. v. 1, p. 1–3. Citado na página 105.
- 111 RIBEIRO, N. S.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Wavelength converters characterization based on four-wave mixing and cross-gain modulation using semiconductor optical amplifiers of diversity cavity lengths. *Microwave and Optical Technology Letters*, v. 50, n. 12, p. 33–34, 2008. [doi:10.1002/mop.23909]. Citado na página 106.

- 112 HUANG, N.; LI, M.; DENG, Y.; ZHU, N. H. Optical pulse generation based on an optoelectronic oscillator with cascaded nonlinear semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Journal*, v. 6, n. 1, p. 1–8, Feb 2014. ISSN 1943-0655. [doi:10.1109/JPHOT.2014.2304552]. Citado na página 106.
- 113 RIBEIRO, N. S.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Limits on high bit rate wavelength reuse using ultralong semiconductor optical amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, v. 31, n. 20, p. 3229–3236, 2013. ISSN 07338724. [doi:10.1109/JLT.2013.2280118]. Citado na página 106.
- 114 RIBEIRO, N. S.; CAVACALCANTE, A. L. R.; GALLEP, C. M.; CONFORTI, E. Optical amplitude modulation extinction by a deep saturated ultra-long semiconductor optical amplifier. *Optics Express*, v. 18, n. 26, p. 27298–27305, 2010. [doi:10.1364/OE.18.027298]. Citado na página 106.
- 115 STUBKJAER, K. Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 6, n. 6, p. 1428–1435, nov 2000. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/2944.902198]. Citado na página 106.
- 116 SINGH, S.; KAUR, R.; KALER, R. S. Photonic processing for all-optical logic gates based on semiconductor optical amplifier. *Optical Engineering*, v. 53, n. 11, p. 116102, 2014. ISSN 0091-3286. [doi:10.1117/1.OE.53.11.116102]. Citado na página 106.
- 117 BRUNINA, D.; LIU, D.; BERGMAN, K. An energy-efficient optically connected memory module for hybrid packet- and circuit-switched optical networks. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 19, n. 2, p. 3700407–3700407, March 2013. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/JSTQE.2012.2224096]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.
- 118 TANAKA, S.; JEONG, S. H.; YAMAZAKI, S.; UETAKE, A.; TOMABECHI, S.; EKAWA, M.; MORITO, K. Monolithically integrated 8:1 SOA gate switch with large extinction ratio and wide input power dynamic range. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, n. 9, p. 1155–1162. [doi:10.1109/JQE.2009.2026652]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.
- 119 RAPONI, P. G.; ANDRIOLLI, N.; CERUTTI, I.; TORRES, D.; LIBOIRON-LADOUCEUR, O.; CASTOLDI, P. Heterogeneous optical space switches for scalable and energy-efficient data centers. *Journal of Lightwave Technology*, v. 31, n. 11, p. 1713–1719, 2013. [doi:10.1109/JLT.2013.2257681]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.
- 120 CHENG, Q.; WONFOR, A.; PENTY, R. V.; WHITE, I. H. Scalable, low-energy hybrid photonic space switch. *Journal of Lightwave Technology*, v. 31, n. 18, p. 3077–3084, 2013. [doi:10.1109/JLT.2013.2278708]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.
- 121 HEMENWAY, R.; GRZYBOWSKI, R.; MINKENBERG, C.; LUIJTEN, R. Optical-packet-switched interconnect for supercomputer applications [Invited]. *J. Opt. Netw.*, OSA, v. 3, n. 12, p. 900–913, Dec 2004. [doi:10.1364/JON.3.000900]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.
- 122 LUIJTEN, R. P.; GRZYBOWSKI, R. The osmosis optical packet switch for supercomputers. In: *Optical Fiber Communication - includes post deadline papers, 2009. OFC*

2009. *Conference on*. [S.l.: s.n.], 2009. p. 1–3. [doi:10.1364/OFC.2009.OTuF3]. Citado 2 vezes nas páginas 106 e 149.

123 CONFORTI, E.; FIGUEIREDO, R. C.; SUTILI, T.; RIBEIRO, N. S.; GALLEG, C. M. Chave Electro-Óptica Espacial Amplificada com Acoplador a Filme Fino de Dupla Entrada. *INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial*, 2017. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020170066061 Depositantes: Padtec e Universidade Estadual de Campinas. Citado 3 vezes nas páginas 106, 146 e 151.

124 GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Reduction of semiconductor optical amplifier switching times by preimpulse step-injected current technique. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, v. 14, n. 7, p. 902–904, July 2002. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2002.1012379]. Citado 8 vezes nas páginas 106, 122, 123, 126, 136, 151, 152 e 184.

125 FIGUEIREDO, R. C.; RIBEIRO, N. S.; GALLEG, C. de M.; CONFORTI, E. Frequency- and time-domain simulations of semiconductor optical amplifiers using equivalent circuit modeling. *Optical Engineering*, v. 54, 2015. [doi:10.1117/1.OE.54.11.114107]. Citado 7 vezes nas páginas 106, 119, 120, 123, 136, 146 e 151.

126 FIGUEIREDO, R. C.; RIBEIRO, N. S.; GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Bias current influence on semiconductor optical amplifier's equivalent circuit. *Optics Communications*, v. 336, p. 153 – 159, 2015. ISSN 0030-4018. [doi:10.1016/j.optcom.2014.09.069]. Citado 7 vezes nas páginas 106, 119, 120, 123, 136, 146 e 151.

127 PERSONICK, S. D. Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems. *The Bell System Technical Journal*, v. 52, n. 1, p. 117–133, Jan 1973. ISSN 0005-8580. [doi:10.1002/j.1538-7305.1973.tb03187.x]. Citado na página 107.

128 ZEIDLER, G.; SCHICKETANZ, D. Use of laser amplifiers in a glass-fibre communications system. *Radio and Electronic Engineer*, v. 43, n. 11, p. 675–682, Nov 1973. ISSN 0033-7722. [doi:10.1049/ree.1973.0099]. Citado na página 107.

129 SIMON, J. GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fiber communications. *Journal of Lightwave Technology*, v. 5, n. 9, p. 1286–1295, Set 1987. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.1987.1075637]. Citado na página 107.

130 GHAFOURI-SHIRAZ, H. *Fundamentals of laser diode amplifiers*. [S.l.]: Wiley, 1996. ISBN 9780471958727. Citado 11 vezes nas páginas 108, 110, 111, 112, 113, 114, 116, 117, 118, 121 e 122.

131 THOMPSON, G. *Physics of semiconductor laser devices*. [S.l.]: John Wiley and Sons Australia, Limited, 1980. (A Wiley-interscience publication). ISBN 9780471276852. Citado na página 114.

132 YAMAMOTO, Y. Characteristics of AlGaAs Fabry-Perot cavity type laser amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 16, n. 10, p. 1047–1052, Out 1980. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1980.1070372]. Citado na página 116.

133 MUKAI, T.; YAMAMOTO, Y.; KIMURA, T. Optical amplification by semiconductor lasers. In: TSANG, W. (Ed.). *Lightwave Communications Technology*. [S.l.]: Elsevier, 1985, (Semiconductors and Semimetals, Part E). p. 265 – 319. [doi:10.1016/S0080-8784(08)62967-1]. Citado na página 118.

- 134 ELREFAIE, A.; LIN, C. Performance degradations of multigigabit-per-second NRZ/RZ lightwave systems due to gain saturation in traveling-wave semiconductor optical amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 1, n. 10, p. 300–303, Out 1989. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/68.43355]. Citado na página 118.
- 135 FIGUEIREDO, R. C.; RIBEIRO, N. S.; GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Comparison of electro-optical switching performances of dissimilar semiconductor optical amplifiers. *Microwave and Optical Technology Letters*, v. 57, n. 6, p. 1500–1503, 2015. ISSN 1098-2760. [doi:10.1002/mop.29121]. Citado na página 119.
- 136 TUCKER, R.; POPE, D. Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in a narrow-stripe semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 19, n. 7, p. 1179–1183, Jul 1983. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1983.1072005]. Citado na página 119.
- 137 HINTON, K. Optical carrier linewidth broadening in a traveling wave semiconductor laser amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 26, n. 7, p. 1176–1182, Jul 1990. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/3.59656]. Citado na página 121.
- 138 STORKFELT, N.; MIKKELSEN, B.; OLESEN, D. S.; YAMAGUCHI, M.; STUBK-JAER, K. E. Measurement of carrier lifetime and linewidth enhancement factor for 1.5- $\mu\text{m}$  ridge-waveguide laser amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 3, n. 7, p. 632–634, Jul 1991. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/68.87936]. Citado na página 122.
- 139 XU, S.; KHURGIN, J. B.; VURGAFTMAN, I.; MEYER, J. R. Reducing crosstalk and signal distortion in wavelength-division multiplexing by increasing carrier lifetimes in semiconductor optical amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, v. 21, n. 6, p. 1474–1485, Jun 2003. ISSN 0733-8724. [doi:10.1109/JLT.2003.812721]. Citado na página 122.
- 140 RIBEIRO, N. S.; CAVACALCANTE, A. L. R.; GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Optical amplitude modulation extinction by a deep saturated ultra-long semiconductor optical amplifier. *Opt. Express*, OSA, v. 18, n. 26, p. 27298–27305, Dez 2010. [doi:10.1364/OE.18.027298]. Citado na página 149.
- 141 ZAH, C.-E.; AMERSFOORT, M. R.; PATHAK, B. N.; FAVIRE, F. J.; LIN, P. S. D.; ANDREADAKIS, N. C.; RAJHEL, A. W.; BHAT, R.; CANEAU, C.; KOZA, M. A.; GAMELIN, J. Multiwavelength DFB laser arrays with integrated combiner and optical amplifier for WDM optical networks. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 3, n. 2, p. 584–597, Abr 1997. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/2944.605710]. Citado na página 149.
- 142 XU, L.; ZHANG, W.; LIRA, H. L. R.; LIPSON, M.; BERGMAN, K. A hybrid optical packet and wavelength selective switching platform for high-performance data center networks. *Opt. Express*, OSA, v. 19, n. 24, p. 24258–24267, Nov 2011. [doi:10.1364/OE.19.024258]. Citado na página 149.
- 143 FIGUEIREDO, R. C.; MAGALHAES, E. C.; RIBEIRO, N. S.; GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Equivalent circuit of a semiconductor optical amplifier chip with the bias current influence. In: *2011 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. [S.l.: s.n.], 2011. p. 852–856. [doi:10.1109/IMOC.2011.6169263]. Citado na página 151.



- 144 FIGUEIREDO, R. C.; SUTILI, T.; GALLEG, C. M.; CONFORTI, E. Análise de chaves eletro-ópticas baseadas em amplificadores ópticos a semicondutor com transmissão de sinais modulados em amplitude. In: *2016 17º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 12º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG)*. Porto Alegre: [s.n.], 2016. p. 1–6. Citado na página 151.
- 145 FIGUEIREDO, R. C.; SUTILI, T.; RIBEIRO, N. S.; CONFORTI, E.; GALLEG, C. M. Electro-optical conversion analysis of chip-on-carrier and packaged semiconductor optical amplifiers. In: *2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 1–5. [doi:10.1109/IMOC.2015.7369069]. Citado na página 151.
- 146 MORK, J.; MECOZZI, A.; EISENSTEIN, G. The modulation response of a semiconductor laser amplifier. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 5, n. 3, p. 851–860, Mai 1999. ISSN 1077-260X. [doi:10.1109/2944.788459]. Citado na página 153.
- 147 DUTTA, N. K.; OLSSON, N. A.; KOSZI, L. A.; BESOMI, P.; WILSON, R. B.; NELSON, R. J. Frequency chirp under current modulation in InGaAsP injection lasers. *Journal of Applied Physics*, v. 56, n. 7, p. 2167–2169, 1984. [doi:10.1063/1.334218]. Citado na página 154.
- 148 AGRAWAL, G. P.; OLSSON, N. A.; DUTTA, N. K. Reduced chirping in coupled-cavity-semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, v. 45, n. 2, p. 119–121, 1984. [doi:10.1063/1.95138]. Citado na página 154.
- 149 OSTERWALDER, J.; RICKETT, B. Frequency modulation of GaAlAs injection lasers at microwave frequency rates. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 16, n. 3, p. 250–252, Mar 1980. ISSN 0018-9197. [doi:10.1109/JQE.1980.1070461]. Citado na página 154.
- 150 FAVRE, F.; GUEN, D. L.; MOULINARD, M. L.; HENRY, M.; MICHAUD, G.; DEVAUX, F.; LEGROS, E.; CHARBONNIER, B.; GEORGES, T. Demonstration of soliton transmission at 20 Gbit/s over 2200 km of standard fibre with dispersion compensation and pre-chirping. *Electronics Letters*, v. 33, n. 6, p. 511–512, Mar 1997. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19970331]. Citado na página 154.
- 151 HAYEE, M. I.; WILLNER, A. E. Pre- and post-compensation of dispersion and nonlinearities in 10-Gb/s WDM systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 9, n. 9, p. 1271–1273, Set 1997. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/68.618501]. Citado na página 154.
- 152 ROBERTS, K.; LI, C.; STRAWCZYNSKI, L.; O’SULLIVAN, M.; HARDCASTLE, I. Electronic precompensation of optical nonlinearity. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 18, n. 2, p. 403–405, Jan 2006. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2005.862360]. Citado na página 154.
- 153 ROBERTS, K.; ZHUGE, Q.; MONGA, I.; GAREAU, S.; LAPERLE, C. Beyond 100 Gb/s: capacity, flexibility, and network optimization [Invited]. *IEEE/OSA Journal of Optical Communications and Networking*, v. 9, n. 4, p. C12–C23, Abr 2017. ISSN 1943-0620. [doi:10.1364/JOCN.9.000C12]. Citado na página 154.

- 154 GAO, Y.; KARAR, A. S.; CARTLEDGE, J. C.; YAM, S. S. H.; O'SULLIVAN, M.; LAPERLE, C.; BOROWIEC, A.; ROBERTS, K. Joint pre-compensation and selective post-compensation for fiber nonlinearities. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 26, n. 17, p. 1746–1749, Set 2014. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2014.2331968]. Citado na página 154.
- 155 PETERMANN, K.; WEBER, C.; WARM, S. Perspectives for direct detection optical fiber transmission systems with electronic pre-compensation. In: *OECC 2010 Technical Digest*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 142–143. ISSN 2166-8884. Citado na página 154.
- 156 MASUDA, A.; YAMAMOTO, S.; SONE, Y.; KAWAI, S.; FUKUTOKU, M. 112-Gb/s C-band transmission using 4-level/7-level coding PAM with chromatic-dispersion pre-compensation under 25-GHz bandwidth-limitation. In: *2017 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*. [S.l.: s.n.], 2017. p. 1–3. Citado na página 154.
- 157 TAGLIETTI, B.; FIGUEIREDO, R. C.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Comparação entre métodos de filtragem em caracterização de gorjeio resolvido no tempo de soa. In: *2016 17º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 12º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG)*. Porto Alegre: [s.n.], 2016. p. 1–6. Citado na página 168.
- 158 TAGLIETTI, B.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Time-resolved chirp of pre-impulse step injected current modulated semiconductor optical amplifier. In: *2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 1–4. [doi:10.1109/IMOC.2015.7369061]. Citado 3 vezes nas páginas 168, 178 e 187.
- 159 HADASS, D.; MIKHELASHVILI, V.; EISENSTEIN, G.; SOMERS, A.; DEUBERT, S.; KAISER, W.; REITHMAIER, J. P.; FORCHEL, A.; FINZI, D.; MAIMON, Y. Time-resolved chirp in an InAs-InP quantum-dash optical amplifier operating with 10Gbps data. *Applied Physics Letters*, v. 87, n. 2, p. 021104, 2005. [doi:10.1063/1.1994947]. Citado na página 178.
- 160 MATSUURA, M.; IWATSU, N.; KITAMURA, K.; KISHI, N. Time-resolved chirp properties of SOAs measured with an optical bandpass filter. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 20, n. 23, p. 2001–2003, Dez 2008. ISSN 1041-1135. [doi:10.1109/LPT.2008.2005847]. Citado na página 178.
- 161 CONFORTI, E.; SUTILI, T.; TAGLIETTI, B.; GALLEP, C. Método de Medição de Gorjeio e Efeitos Não Lineares. *INPI - Instituto Nacional da Propriedade Industrial*, 2017. Patente: Privilégio de Inovação. Número do registro: BR1020170158845 Depositantes: Padtec e Universidade Estadual de Campinas. Citado 2 vezes nas páginas 187 e 191.