

Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências em Engenharia Eletrônica e Computação, Área de Micro-ondas e Optoeletrônica.

Rogério Barbosa Marques

**MODELAGEM E DEMONSTRAÇÃO EXPERIMENTAL DA
INSTABILIDADE DE MODULAÇÃO EM ENLACES
ANALÓGICOS A FIBRA ÓPTICA**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:

Prof. Dr. José Edimar Barbosa Oliveira
Orientador

Prof. Dr. Joaquim José Barroso de Castro
Coorientador

Prof. Dr. Pedro Teixeira Lacava
Pró-Reitor de Pós-Graduação

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP – Brasil
2018

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

Divisão de Informação e Documentação

Marques, Rogério Barbosa
Modelagem e Demonstração Experimental da Instabilidade de Modulação em Enlaces Analógicos a Fibra Óptica / Rogério Barbosa Marques.
São José dos Campos, 2017.
141f.

Dissertação de mestrado – Curso de Engenharia Eletrônica e Computação, Área de Micro-ondas e Optoeletrônica – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017. Orientador: Prof. Dr. José Edimar Barbosa Oliveira. Coorientador: Prof. Dr. Joaquim José Barroso de Castro.

1. Fibra Óptica. 2. Radiofrequência. 3. Fotônica. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

MARQUES, Rogério Barbosa Marques. **Modelagem e Demonstração Experimental da Instabilidade de Modulação em Enlaces Analógicos a Fibra Óptica**. 2017. 141 folhas. Dissertação de (Mestrado em Micro-ondas e Optoeletrônica) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Rogério Barbosa Marques

TÍTULO DO TRABALHO: Modelagem e Demonstração Experimental da Instabilidade de Modulação em Enlaces Analógicos a Fibra Óptica.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2017

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação ou tese pode ser reproduzida sem a sua autorização (do autor).

Rogério Barbosa Marques
Rua H9C, 301, Campus do CTA
CEP: 12.228-612, São José dos Campos - SP

**MODELAGEM E DEMONSTRAÇÃO EXPERIMENTAL DA
INSTABILIDADE DE MODULAÇÃO EM ENLACES
ANALÓGICOS A FIBRA ÓPTICA**

Rogério Barbosa Marques

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Olympio Lucchini Coutinho	Presidente	- ITA
Prof. Dr. José Edimar Barbosa Oliveira	Orientador	- ITA
Prof. Dr. Joaquim José Barroso de Castro	Coorientador	- ITA
Prof. Dr. Vilson Rosa de Almeida	Membro Interno	- ITA
Prof. Dr. Moisés Renato Nunes Ribeiro	Membro Externo	- UFES

ITA

Dedico este trabalho a minha esposa Luciana e a meus filhos, Caio e Theo: inspiração e propósito da minha vida. Amo vocês!

Agradecimentos

Agradeço a Deus, antes de tudo, pela vida, por me ajudar a superar adversidades e me confortar nos momentos de incerteza.

Aos meus pais, José Marques (*in memoriam*) e Roseli, que foram responsáveis pela minha formação educacional e moral, mostrando-me desde cedo a importância dos estudos e o cultivo de bons valores.

À minha esposa Luciana, pelo enorme carinho, incentivo, compreensão, amor incondicional e dedicação na educação dos nossos filhos nas ocasiões em que não pude estar presente, adiando seus planos para me ajudar ao longo da realização deste trabalho.

Aos meus filhos Caio e Theo, a quem muitas vezes foi negada a companhia do pai e, na inocência infantil, imploravam pela minha presença, mas nunca deixaram de acreditar no meu amor por eles e me recebiam, todas as vezes quando chegava em casa, com sorrisos e abraços que renovavam meu ânimo.

À Força Aérea Brasileira por ter confiado a mim esta missão.

Aos meus orientadores, Prof. Dr. José Edimar Barbosa Oliveira e Prof. Dr. Joaquim José Barroso de Castro, pelo incentivo, comprometimento, disponibilidade e constante apoio indispensáveis à elaboração deste trabalho. Os valiosos ensinamentos que recebi dos senhores transcenderam a relação professor-aluno e os levarei para vida.

Aos colegas do Laboratório de Guerra Eletrônica do ITA, em especial Felipe e Cap Romildo, pela transmissão de conhecimentos, cooperação e apoio técnico para montagem dos experimentos.

Ao Maj Moreira, do Instituto de Estudos Avançados, pela presteza no empréstimo do amplificador a fibra dopada com érbio, sem o qual não seria possível a demonstração experimental da instabilidade de modulação.

Aos colegas do PPGAIO pela agradável convivência que compartilhamos ao longo deste período.

"O que nós observamos não é a natureza em si, mas a natureza exposta ao nosso método de questionamento."

(Werner Heisenberg)

Resumo

Este trabalho de dissertação realiza uma análise teórica e experimental acerca da instabilidade de modulação em enlace analógico a fibra óptica, com vistas à transmissão de sinais radar CW com ganho de potência de RF. A área de RF em Fotônica cada vez mais desperta interesse de pesquisadores e os resultados têm aplicação dual, tanto para aplicações comerciais como para projetos de Defesa. Por se tratar de uma vasta área de pesquisa, este estudo se concentra na transmissão pela fibra óptica, que apresenta fenômenos quando um sinal se propaga nesse canal como, por exemplo, dispersão cromática, atenuação, não linearidade e ruído. Tais fenômenos são de natureza distinta, ocorrem simultaneamente e podem até influenciar-se mutuamente. Quando se estuda a propagação na fibra considerando-se apenas os efeitos lineares, obtém-se simplificação matemática, porém excluem-se características de propagação que podem resultar em novas aplicações da fotônica. A instabilidade de modulação decorre da interação entre o fenômeno linear dispersão cromática e o fenômeno não linear auto modulação de fase, resultando eventualmente na amplificação paramétrica das bandas laterais de modulação da portadora óptica. Considerando que o sinal de RF está contido nessas bandas, a instabilidade de modulação pode levar a ganho de potência de RF no final do enlace a fibra óptica. O ganho de potência de RF é um parâmetro de grande relevância na determinação da performance do enlace, cuja implementação apresenta limitações de natureza tecnológica e intrínsecas dos dispositivos de modulação e de detecção óptica. Neste trabalho, é descrito um modelo analítico do ganho de RF em fibra, parametrizado pela frequência de modulação, dispersão cromática, efeito não linear Kerr, potência óptica e comprimento do enlace. O modelo se baseia nas equações acopladas da portadora óptica e das bandas laterais propagando-se na fibra, cujo acoplamento é o conceito básico para transferência de energia da fonte laser para o sinal de RF. A frequência de operação de parte dos sistemas radares atualmente está na faixa compreendida entre 1 GHz e 40 GHz, sendo a banda X uma das mais empregadas em radares militares, cobrindo a faixa de 8 a 12 GHz. Simulações computacionais comprovam o modelo analítico e a faixa de frequência entre 4 e 8 GHz apresenta maior ganho de RF. Os experimentos realizados demonstram a prova de conceito da indução da instabilidade de modulação na fibra óptica.

Abstract

This dissertation is concerned with theoretical and experimental analysis about the modulation instability in analog photonic link applied to radar systems. The research area defined by Microwave Photonics has aroused interest of researchers and the results have dual use, i. e., commercial applications and Defense projects. Within the range delimited by the area of research, this study focuses on optical fiber, which exhibits different phenomena such as chromatic dispersion, attenuation, nonlinearity, and noise when a signal propagates in this channel. Occurring simultaneously, such phenomena are distinct and may even influence each other. When the propagation study is linearized in the fiber, it yields a mathematical simplification advantage, but it excludes propagation characteristics that may result in new photonics applications. Many nonlinear physical systems exhibit modulation instability, which is the interplay between group velocity dispersion and self-phase modulation. This phenomenon is regarded as a parametric amplification of modulation sidebands. The RF power gain is difficult to implement, mainly due to technological and intrinsic limitations. In this work, an analytical model of the RF gain in the fiber is described, parameterized by the modulation frequency, nonlinear coefficient, chromatic dispersion, optical power, and fiber length. The model is based on coupled-amplitude equations, whose coupling is the basic concept for transferring energy from the laser source to the RF signal. Operating frequencies of radar systems are currently in the range of 1 GHz to 40 GHz, with X band being one of the most used in military radars, covering the range of 8 to 12 GHz. Numerical simulations demonstrate the correctness of the analytical model which predicts for the frequency range of 4-8 GHz the highest gains. Finally, the experiments carried out constitutes a proof of concept for modulation instability induced in optical fibers.

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Componentes de uma rede de transporte óptico com base no sistema WDM. Adaptado de [1].	25
Figura 1.2 – Representação esquemática de enlace a fibra óptica com modulação externa e detecção direta.	32
Figura 2.1 – Possibilidades de modulação da fonte laser. (a) Direta. (b) Externa.	35
Figura 2.2 – Ilustração do efeito eletro-óptico. Adaptado de [54].	37
Figura 2.3 – Representação do campo elétrico aplicado sobre um cristal de LiNbO_3 e orientado na direção \hat{x}_3 ($\vec{E} = E_3\hat{x}_3$).	49
Figura 2.4 – (a) Representação do campo elétrico orientado na direção \hat{x}_3 , $\vec{E} = E_3\hat{x}_3$. (b) Modificação do elipsoide de índice de um cristal de LiNbO_3 . Adaptado de [54].	51
Figura 2.5 – Ilustração do modulador eletro-óptico de fase com gerador, terminações, corte em X e propagação segundo Z. (a) Vista geral: (1) e (2) fibras ópticas; (2) substrato; (3) guia de canal e (4) eletrodos. (b) Vista transversal. Adaptado de [62].	52
Figura 2.6 – Ilustração do modulador de intensidade em configuração Mach-Zehnder. (a) Vista geral com fonte e terminações: (1) e (2) fibras ópticas; (2) substrato; (3) interferômetro de MZ e (4) eletrodos. (b) Vista transversal (corte em X). Adaptado de [62].	53
Figura 2.7 – Curva de transferência do MZM indicando os pontos de operação. MATB: <i>Maximum Transmission Bias Point</i> . QB: <i>Quadrature Bias Point</i> . MITB: <i>Minimum Transmission Bias Point</i> . Adaptado de [62].	55
Figura 2.8 – (a) Fibra óptica com perfil tipo degrau, onde a é o raio do núcleo, b o diâmetro da fibra, n_1 o índice de refração do núcleo e n_c o índice de refração da casca.	56
Figura 2.9 – Sistema de coordenadas cilíndricas na fibra óptica.	57
Figura 2.10 – Carta de modos de propagação na fibra óptica. Adaptado de [63].	59

Figura 2.11 – Dependência espectral do coeficiente de atenuação para uma fibra padrão monomodo (SSMF) e para outras fibras que não têm pico de absorção pelos íons de hidroxila (OH ⁻). Adaptado de [2].	62
Figura 2.12 – Representação esquemática da birrefringência aleatória para um pulso com polarização inicial de 45°. $\Delta\tau$ é o atraso de grupo diferencial (DGD). Adaptado de [65].	64
Figura 2.13 – Variação do índice de refração com o comprimento de onda para sílica. Adaptado de [63].	66
Figura 2.14 – Dispersão (D) total e contribuições relativas da dispersão de material (D_M) e dispersão de guia de onda (D_W) para uma fibra SSMF. O comprimento de onda no qual a dispersão é igual a zero desloca-se para um valor maior por causa da contribuição de D_W . Adaptado de [63].	68
Figura 2.15 – Efeitos não lineares na fibra óptica.	69
Figura 2.16 – Geração de frequência soma no efeito não linear FWM. (a) Duas ondas, ω_1 e ω_2 , incidem em um meio não linear e cada átomo oscila na frequência ω_3 . (b) Padrão de irradiação do dipolo, considerando apenas um átomo isolado. (c) N dipolos atômicos irradiando construtivamente, considerando casamento de fase. Adaptado de [55].	70
Figura 2.17 – Representação sistêmica da causalidade em fibra óptica.	75
Figura 3.1 – Representação esquemática da fibra óptica de SiO ₂ e das componentes espectrais do sinal óptico na entrada do enlace.	86
Figura 3.2 – Parâmetro de amplificação das bandas laterais em função da potência óptica e da frequência de modulação. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ e $\alpha = 0$.	93
Figura 3.3 – Parâmetro de amplificação das bandas laterais em função da frequência de modulação ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$). Foram considerados quatro valores de potência óptica: 0 dBm, +5 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -22\text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ e $\alpha = 0$.	94

- Figura 3.4 – Curvas do ganho em dB em função da frequência de RF e parametrizada pelas potências ópticas de 100 mW, 200 mW e 300 dBm. Parâmetros utilizados: $\beta_2 = -22$ ps²/km, $\gamma = 1,32$ W⁻¹km⁻¹ e $L = 10$ km. 97
- Figura 3.5 – Representação esquemática do MZM *single-arm* para demonstração do ganho de RF do modulador. PD: fotodetector. 98
- Figura 4.1 – Representação esquemática da configuração utilizada na simulação de enlace analógico a fibra óptica. MZM: modulador de intensidade do tipo Mach-Zehnder. SMF: fibra monomodo padrão..... 103
- Figura 4.2 – Sinal óptico modulado simulado na entrada da fibra óptica. Potência da fonte laser: 0 dBm. Comprimento de onda do laser: $\lambda_0 = 1551,72$ nm ($\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$). Frequência de RF: $f_{RF} = 10$ GHz ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$). 104
- Figura 4.3 – Resultado da simulação da variação da potência de RF detectada em função da potência óptica do laser e parametrizada pelo parâmetro não linear (γ). Comprimento do enlace: 25 km. Frequência de RF: 10 GHz..... 106
- Figura 4.4 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência, (a) e (c), e no domínio do tempo, (b) e (d). Potência da fonte laser: (a) e (b) +18 dBm; (c) e (d) +20 dBm. Frequência de RF: 10 GHz. Comprimento do enlace: 25 km. Ausência de perdas na fibra ($\alpha = 0$). 107
- Figura 4.5 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência. Comprimento do enlace: 10 km. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -20$ ps²/km, $\gamma = 1,32$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0,2$ dB/km e $\lambda_0 = 1550$ nm. Modulação DSB. Frequência de RF igual 10 GHz ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$). $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, onde $\lambda_0 = 1551,72$ nm. Potência óptica da fonte laser: (a) 0 dBm; (b) +10 dBm; (c) +15 dBm; e (d) +23 dBm. 109
- Figura 4.6 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência. Potência do laser mantida em +15 dBm. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -20$ ps²/km, $\gamma = 1,32$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0$ e $\lambda_0 = 1550$ nm. Modulação DSB. Frequência de RF igual a 10 GHz. Comprimento do enlace: (a) 1 m; e (b) 10 km. 110

- Figura 4.7 – Potência de RF normalizada (dB) em função da frequência de modulação (GHz). Potência óptica no início do enlace: +10 dBm. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ e $L = 75 \text{ km}$ 111
- Figura 4.8 – Potência de RF normalizada em função da frequência de modulação (GHz). Potência óptica no início do enlace: +10 dBm. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$, $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ e $L = 75 \text{ km}$. A curva do ganho paramétrico é obtida da equação (3.26). ... 112
- Figura 4.9 – Imagem das bobinas de fibra óptica de comprimento total 9,0 km que foram utilizadas para montagem do enlace. 114
- Figura 4.10 – Representação esquemática das conexões do amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA). 115
- Figura 4.11 – Diagrama do experimento para verificação da variação da potência de RF em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal modulante. $P_{\text{RF}1,2}$: pontos de medição com analisador de espectro de RF. PD: fotodetector. MZM: Modulador Mach-Zehnder. SSMF: fibra monomodo padrão. RFSA: analisador de espectro de RF. 117
- Figura 4.12 – Variação da potência de RF (dB) em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal modulante. 118
- Figura 4.13 – Ganho paramétrico em função da frequência de modulação (GHz) e parametrizado pela potência óptica no início do enlace: 4,3 mW; 4,5 mW; e 4,7 mW. Comprimento da fibra: 9,0 km. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 119
- Figura 4.14 – Diagrama do experimento para demonstrar a instabilidade de modulação. Potência óptica no início do enlace: 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Frequência do sinal de RF: 10 GHz. Comprimento do enlace: 9,0 km. Potência óptica na entrada do fotodetector: -2,7 dBm. PC: controlador de polarização. MZM: modulador Mach-Zehnder. EDFA: amplificador a fibra dopada com érbio. SSMF: fibra óptica monomodo padrão. PD: fotodetector. RFSA: analisador de espectro de RF. 120
- Figura 4.15 – Diagrama esquemático do experimento para demonstrar a amplificação paramétrica decorrente da instabilidade de modulação induzida. (a) Visão geral. (b) Instrumentos. (c) Dispositivos ópticos. 121

Figura 4.16 – Medidas#1: imagens da tela do analisador de espectro elétrico correspondentes ao sinal de RF detectado (10 GHz), após propagar-se por 9,0 km e com potência óptica lançada na fibra de: (a) 0 dBm, (b) +10 dBm e (c) +15 dBm. Todas as imagens foram obtidas com a potência óptica no fotodetector mantida em -2,7 dBm. 122

Figura 4.17 – (a) Encaixe conector-fibra para atenuação da potência óptica na entrada do fotodetector. (b) Detalhe do conector. 124

Figura 4.18 – Obtidas da equação (3.43), curvas do ganho em dB em função da frequência de RF e parametrizada pelas potências ópticas de 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Parâmetros utilizados: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e $L = 9 \text{ km}$ 124

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Notação de índices reduzidos: correspondência entre os índices ij e M .	41
Tabela 2.2 – Valores dos coeficientes eletro-ópticos do LiNbO_3 .	49
Tabela 4.1 – Parâmetros da simulação.	105
Tabela 4.2 – Configurações das simulações do ganho de RF em enlace analógico a fibra óptica com fonte RF CW e fibra dispersiva e não linear.	105
Tabela 4.3 – Parâmetros dos dispositivos ópticos utilizados na demonstração experimental.	116
Tabela 4.4 – Amplificação da potência de RF em função da potência óptica.	123

Lista de Abreviaturas e Siglas

AVAOp	Avaliação Operacional
CW	<i>Continuous Wave</i>
CCA	Centro de Computação da Aeronáutica
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i>
DGD	Atraso Diferencial de Grupo (<i>Differential Group Delay</i>)
EAF0	Enlace Analógico a Fibra Óptica
EDFA	Amplificador a Fibra Dopada com Érbio
E/O	Elétrico-Óptico
FAB	Força Aérea Brasileira
FWHM	<i>Full-Width at Half Maximum</i>
FWM	<i>Four-Wave Mixing</i>
GE	Guerra Eletrônica
GVD	<i>Group-Velocity Dispersion</i>
ITA	Instituto Tecnológico de Aeronáutica
ITU	<i>International Telecommunication Union</i>
IM	Instabilidade de Modulação
IM/DD	<i>Intensity Modulation/Direct Detection</i>
LabGE	Laboratório de Guerra Eletrônica
MATB	<i>Maximum Transmission Bias Point</i>
MITB	<i>Minimum Transmission Bias Point</i>
MZ	Mach-Zehnder
MZM	Modulador Mach-Zehnder
NLSE	<i>Nonlinear Schrödinger Equation</i>

O/E	Óptico-Elétrico
OTDR	Reflectômetro Óptico no Domínio do Tempo
PMD	<i>Polarization-Mode Dispersion</i>
QB	<i>Quadrature Bias Point</i>
RF	Radiofrequência
SBS	<i>Stimulated Brillouin Scattering</i>
SFDR	<i>Spurious Free Dynamic Range</i>
SISACTA	Sistema de Defesa Aérea e Controle do Tráfego Aéreo
SMF	<i>Single Mode Fiber</i>
SPM	<i>Self Phase Modulation</i>
SRS	<i>Stimulated Raman Scattering</i>
SSF	<i>Split-Step Fourier</i>
WDM	<i>Wavelength-Division Multiplex</i>
XPM	<i>Cross-Phase Modulation</i>

Lista de Símbolos

A	amplitude da envoltória do campo elétrico óptico na saída do MZM
A_1	amplitude da envoltória do campo elétrico da componente espectral $(\omega_0 + \omega_{RF})$
A_2	amplitude da envoltória do campo elétrico da componente espectral $(\omega_0 - \omega_{RF})$
A_{eff}	área efetiva do núcleo da fibra óptica
α	coeficiente de atenuação
b	fator de propagação normalizado
\vec{B}	vetor densidade de fluxo magnético ou deslocamento magnético
β_1	atraso linear na constante de propagação
B_j	força da ressonância no j^{th} elemento
β_2	parâmetro de dispersão de 2ª ordem
\vec{D}	vetor densidade de fluxo elétrico ou deslocamento elétrico
D	parâmetro de dispersão cromática
D_p	parâmetro da dispersão por polarização
D_M	dispersão do material
D_W	dispersão de guia de onda
Δ	diferença relativa entre os índices de refração do núcleo e da casca
$\Delta\nu_{laser}$	largura de linha da fonte laser
$\Delta\nu_{SBS}$	largura de linha da onda gerada pelo efeito Brillouin
$\Delta\varphi_m$	variação de fase óptica induzida pelo campo elétrico no modulador de fase
$\Delta\phi(t)$	atraso de fase em função do tempo que o sinal óptico sofre em um dos braços do MZM
$\Delta\phi_{m\acute{a}x}$	amplitude máxima do sinal de RF modulante

$\Delta\phi_{bias}$	polarização do MZM
$\Delta\tau$	atraso diferencial de grupo
e	carga elétrica do elétron
\vec{E}	vetor campo elétrico
\vec{E}_o^{in}	vetor campo elétrico óptico na entrada do MZM
E_o^{in}	amplitude do vetor campo elétrico óptico na entrada do MZM
\vec{E}_o^{out}	vetor campo elétrico óptico na saída do MZM
$E_{1,2}^{in}$	amplitudes dos campos elétricos no início de cada um dos braços do MZM
$E_{1,2}^{out}$	amplitudes dos campos elétricos na saída de cada um dos braços do MZM
\vec{E}^{mod}	componente do campo elétrico de modulação
ε	permissividade elétrica do material
ε_0	permissividade elétrica do vácuo
ε_{NL}	parcela não linear da permissividade elétrica relativa
ε^r	tensor permissividade elétrica relativa
f	frequência do fóton
F_p	fator de polarização
\emptyset	parâmetro de desvanecimento
\emptyset_o	fase da envoltória complexa da portadora óptica
θ_o	fase da envoltória complexa da portadora óptica
$\phi_j^{NL}(z)$	deslocamento de fase não linear em função da distância Z
$\varphi(E)$	deslocamento de fase em função do campo elétrico de modulação
$\varphi(V)$	deslocamento de fase em função da tensão aplicada aos terminais dos eletrodos
$\varphi_{1,2}$	fases acumuladas em cada braço do MZM
g	amplificação paramétrica

g_{SBS}	ganho máximo de Brillouin no estado estacionário
G_{IM}	ganho total de potência de RF decorrente da instabilidade de modulação
G_1	ganho de potência de RF da componente espectral $(\omega_0 + \omega_{RF})$
G_2	ganho de potência de RF da componente espectral $(\omega_0 - \omega_{RF})$
G_{MZM}	ganho de potência de RF do MZM
G_{RF}^{pot}	ganho de potência de RF do enlace analógico a fibra óptica $(= G_{MZM} + G_{IM})$
γ	parâmetro não linear
\vec{H}	vetor campo magnético
\hbar	constante de Planck
η	tensor impermeabilidade elétrica
$\eta^{(0)}$	tensor de impermeabilidade elétrica na ausência de campo elétrico de modulação
η_q	eficiência quântica
ξ	distância normalizada com relação a L_D
i_d	corrente no fotodetector
i_{DC}	parcela contínua da corrente no fotodetector
i_{RF}	corrente de RF de i_d
L	comprimento da fibra óptica
L_D	comprimento da fibra óptica na qual os efeitos da dispersão são expressivos
L_{NL}	comprimento da fibra óptica na qual os efeitos não lineares são expressivos
\bar{L}_N	comprimento da fibra óptica na qual os efeitos não lineares são expressivos para \bar{P}_0
λ_0	comprimento de onda da portadora óptica
λ_{zD}	comprimento de onda para $D = 0$
λ'	autovalores da matriz M

m	índice de modulação
μ	permeabilidade magnética do material
μ_0	permeabilidade magnética do vácuo
n_1	índice de refração do <i>core</i> (núcleo)
n_c	índice de refração do <i>cladding</i> (casca)
n_e	índice de refração extraordinário
n_{eff}	índice de refração efetivo da fibra
n_o	índice de refração ordinário
n_2	coeficiente do índice de refração não linear
N	parâmetro adimensional da NLSE normalizada ($N^2 = L_D/\bar{L}_{NL}$)
\vec{P}	vetor polarização elétrica
\vec{P}_L	vetor polarização elétrica linear
\vec{P}_{NL}	vetor polarização elétrica não linear
P_{SBS}	limiar de potência óptica do SBS
P_{MZM}^{in}	potência óptica na entrada do MZM
P_{MZM}^{out}	potência óptica na saída do MZM
P_o^{in}	potência óptica no início do enlace óptico ($z = 0$)
P_o^{out}	potência óptica na extremidade do enlace óptico ($z = L$)
P_0	potência óptica
\bar{P}_0	potência óptica média
r_p	razão entre potências nos braços do Mach-Zehnder
\vec{S}	Vetor de Poynting
\vec{r}	vetor posição

$(r_{ijk})^{perm}$	tensor de 3ª ordem que representa os coeficientes eletro-ópticos lineares em termos de permeabilidade elétrica
$(r_{ijk})^{imperme}$	tensor de 3ª ordem que representa os coeficientes eletro-ópticos lineares em termos de impermeabilidade elétrica
R_g	resistência interna do gerador de RF
R_L	carga inserida no fotodetector
R_{MZM}	resistência interna equivalente do MZM
\Re	responsividade do fotodetector
$(s_{ijkl})^{perm}$	tensor de 4ª ordem que representa os coeficientes eletro-ópticos quadráticos em termos de permeabilidade elétrica
$(s_{ijkl})^{imperme}$	tensor de 4ª ordem que representa os coeficientes eletro-ópticos quadráticos em termos de impermeabilidade elétrica
t	tempo físico
T	tempo modificado para um observador que se desloca com a envoltória do campo elétrico óptico
T_0	duração inicial do pulso óptico
T_{MZM}	transmitância do MZM
τ	tempo normalizado com relação a T_0
U	amplitude da envoltória do campo óptico normalizada
V	parâmetro que determina o número de modos suportados pela fibra
V_π	tensão de meia onda (tensão aplicada aos terminais dos eletrodos que introduzem uma defasagem de π radianos na onda óptica)
V_m	valor de pico da tensão aplicada aos eletrodos do MZM
$V_{1,2}^\pm$	autovetores associados a cada autovalor da matriz M

ω_{RF}	frequência angular do sinal RF
ω_o	frequência angular da portadora óptica
ω_j	frequência de ressonância no j^{th} elemento
$\chi^{(j)}$	susceptibilidade elétrica de ordem j
z	distância de propagação
Z	distância de propagação modificada para um observador que se desloca com a envoltória do campo elétrico óptico
z_a	distância entre os amplificadores ópticos
Z_w	fator que depende da impedância da onda óptica e área efetiva da fibra

Sumário

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	Objetivos.....	31
1.2	Contribuição Acadêmica.....	32
1.3	Organização do Trabalho	32
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	35
2.1	Enlace Analógico a Fibra Óptica (EAFO).....	35
2.1.1	Efeito Eletro-Óptico	36
2.1.2	Modulador Eletro-óptico de Fase	51
2.1.3	Moduladores de Intensidade.....	53
2.1.4	Fibra Monomodo (<i>Single Mode Fiber –SMF</i>)	56
2.1.5	Fotodetectores.....	60
2.2	Efeitos Lineares na Propagação em SMF	61
2.2.1	Atenuação	61
2.2.2	Dispersão por Polarização	63
2.2.3	Dispersão Cromática.....	65
2.3	Efeitos Não Lineares na Propagação em SMF.....	69
2.3.1	Mistura de Quatro Ondas (<i>Four Wave Mixing – FWM</i>)	70
2.3.2	Modulação de Fase Cruzada (<i>Cross-Phase Modulation – XPM</i>)	71
2.3.3	Auto Modulação de Fase (<i>Self-Phase Modulation – SPM</i>).....	72
2.3.4	Espalhamento Inelástico Estimulado.....	72
2.4	Equação Não Linear de Schrödinger.....	73
2.4.1	Equações de Maxwell e Helmholtz	73
2.4.2	Solução da Equação de Helmholtz	78
2.4.3	Equação Não Linear de Schrödinger Normalizada	81
3	INSTABILIDADE DE MODULAÇÃO INDUZIDA EM ENLACE ANALÓGICO A FIBRA ÓPTICA (EAFO)	85
3.1	Acoplamento de Ondas na Fibra Óptica	85
3.2	Ganho Paramétrico na Fibra Óptica	90
3.3	Ganho de RF no Enlace Analógico a Fibra Óptica	98

4	SIMULAÇÕES E EXPERIMENTOS	103
4.1	Simulações Computacionais	103
4.1.1	Amplificação Paramétrica com Variação do Parâmetro Não Linear	106
4.1.2	Amplificação Paramétrica com Variação da Potência do Laser.....	108
4.1.3	Amplificação Paramétrica com Variação do Comprimento do Enlace.....	109
4.1.4	Amplificação Paramétrica com Variação da Frequência de Modulação.....	111
4.2	Demonstração Experimental da Instabilidade de Modulação Induzida	113
4.2.1	Caracterização dos Componentes	113
4.2.2	Amplificação Paramétrica	117
5	CONCLUSÃO.....	126
	REFERÊNCIAS	129
	APÊNDICE A – LAYOUT DE SIMULAÇÃO COM O SOFTWARE OPTISYSTEM©.	140
A.1	Enlace analógico a fibra óptica com fontes laser e RF contínuas.	140

1 Introdução

A sociedade multimídia foi erigida em torno do compartilhamento de dados de voz, texto e vídeo. Uma das principais tecnologias que viabiliza tal sistema de comunicações utiliza redes à base de fibra óptica a qual possibilita elevada largura de banda, imunidade à interferência eletromagnética e tornou-se uma solução econômica para transmitir grandes quantidades de informações (Tb/s) [1]. Praticamente todos os telefonemas e mensagens de texto enviados, cada *download* de filme e todas as aplicações e serviços da Internet são, em algum momento, convertidos em fótons e transmitidos por uma vasta rede de fibras ópticas[1].

Embora os dados históricos e as previsões do crescimento do tráfego de dados variam de acordo com a região geográfica, taxas de crescimento anual entre 20 e 90% são frequentemente relatadas[1]. Segundo Winzer [1], não é apenas a capacidade humana de consumir informações que, em última instância, pode estabelecer limites para a largura de banda, mas o tráfego de dados entre máquinas decorrentes da “Internet das Coisas”.

Para utilizar de forma mais eficiente a infraestrutura da fibra óptica e incorporar o maior número de sensores e dispositivos eletrônicos, surgem os sistemas WDM (*Wavelength-Division Multiplex*). A Figura 1.1 contém uma ilustração dos componentes de uma rede óptica com base no sistema WDM.

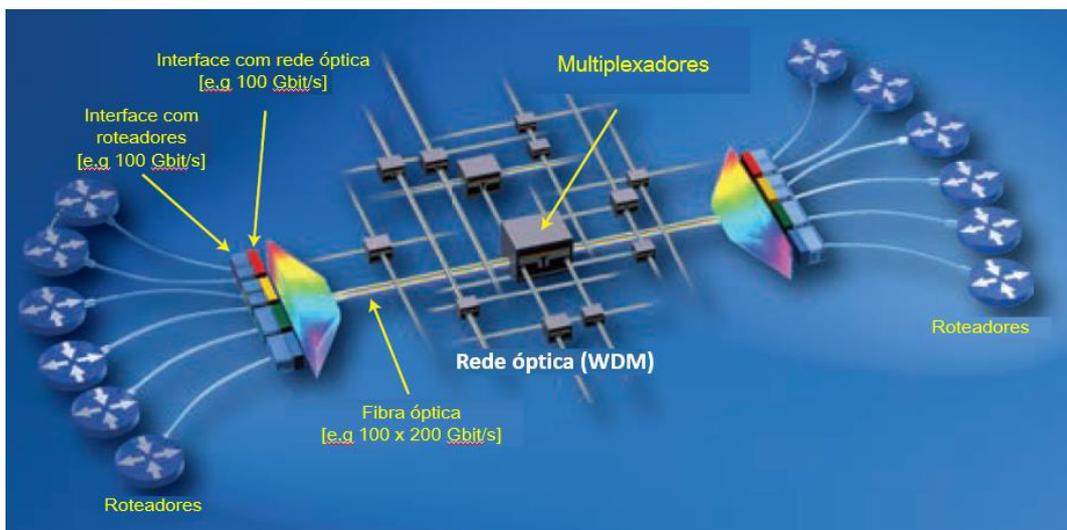


Figura 1.1 – Componentes de uma rede de transporte óptico com base no sistema WDM. Adaptado de [1].

Os sistemas WDM combinam o maior número possível de sinais ópticos com comprimentos de onda distintos em uma fibra. Na ilustração da Figura 1.1, o transporte de dados entre roteadores é realizado por meio de uma rede óptica que utiliza o sistema WDM. As interfaces estabelecem a conexão entre roteadores próximos, cerca de 40 km, com taxa de 100 Gb/s, ou entre roteadores distantes, cuja seleção é realizada pelo multiplexador. Os sistemas WDM possuem a capacidade de cerca de 100 canais. Considerando que cada canal tem taxa de transmissão até 200 Gb/s, na janela de 50 GHz, a capacidade do sistema é de cerca de 20 Tb/s, utilizando-se uma fibra óptica monomodo [1].

Todavia, o crescimento da demanda encontra um limite na taxa de transmissão, o qual é imposto pela estrutura física da fibra óptica que apresenta fenômenos à medida que um sinal se propaga nesse canal como, por exemplo, dispersão cromática, atenuação, não linearidade e ruído [2]. A dispersão cromática provoca o desvanecimento cíclico da potência do sinal de RF detectado diretamente e as não linearidades podem limitar a capacidade de transmissão de bits e a potência óptica. Em um sistema comercial típico de 128 canais, com taxa de 10 Gbps e potência total de +16 dBm, a potência máxima em cada canal é de aproximadamente -5 dBm. Os efeitos não lineares podem degradar significativamente a capacidade de informação se a potência exceder esse limiar [3].

Em consequência, pesquisas acadêmicas têm sido conduzidas para encontrar soluções que permitam o aumento da capacidade de transmissão de forma eficiente. Dentre as soluções, estão aquelas que utilizam a interação entre dispersão cromática e efeito não linear Kerr para reduzir a degradação do sinal, uma vez que esta interação pode resultar em sólitons, ondas propagantes sem distorção, bem como na amplificação paramétrica do sinal de RF decorrente da instabilidade de modulação induzida [4]–[12].

Ao longo da história, a evolução das comunicações ópticas ocorreu por causa da busca pelo equilíbrio do binômio: demanda *versus* limitações da fibra óptica. Isto resultou em novas tecnologias duais, ou seja, com aplicações militares e civis. Os enlaces ópticos são exemplos dessa dualidade. Neles, a informação é transmitida modificando-se certos parâmetros da portadora óptica: amplitude, fase, frequência ou polarização.

No âmbito de aplicações militares no Brasil, destaca-se que a Força Aérea Brasileira (FAB) recorre aos seus centros de pesquisas, Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) e Instituto de Estudos Avançados (IEAv), bem como a instituições de pesquisas e empresas nacionais visando consolidar o emprego de redes de fibras ópticas. O objetivo é interligar o fluxo de dados da infraestrutura do Sistema de Defesa Aérea e Controle do Tráfego Aéreo (SISDACTA) e gerenciar os sistemas e serviços de Tecnologia da Informação, sob

responsabilidade dos Centros de Computação da Aeronáutica (CCA), a fim de manter a disponibilidade, a confiabilidade e a integridade das informações.

Adicionalmente, considera-se oportuno destacar que outra aplicação na FAB para fibras ópticas seria no Estande de Guerra Eletrônica (GE). Tal estrutura é uma demanda da Força Aérea e tem como função básica recriar um cenário eletromagnético complexo, composto de sinais emitidos por equipamentos de variadas espécies. Seu objetivo é permitir uma avaliação correta da operação dos receptores de GE instalados nas diversas plataformas. Esta instalação seria empregada nas Avaliações Operacionais (AVAOp) para validações de bibliotecas de missões, testes de sistemas embarcados e análise de desempenho.

Um enlace a fibra óptica poderia ser utilizado para interligar o gerador de sinais de radiofrequência (RF) e o estande de GE, onde seriam instaladas as antenas. Grande simplificação decorre dessa estratégia, pois ao invés de se deslocar vários emuladores de radar, ou uma equipe, ou mesmo um transmissor real, bastaria posicionar antenas e amplificadores de RF no estande, muito mais simples e leves do que um sistema individual completo. Todas as formas de variação espacial, direcional e temporal dos emissores emulados poderiam ser controladas por uma estação remota, afastada em várias centenas de quilômetros.

Considerando-se, ainda, aplicações de interesse da FAB, na hipótese de um ambiente de conflito, a primeira fase da batalha aérea consistiria em alcançar a superioridade aérea, na qual se obtida a Força Aérea teria a capacidade de realizar operações aéreas com liberdade, coordenação e isenta de ameaças do oponente. Nessa fase, o radar torna-se alvo de grande valor, uma vez que, se neutralizado, o sistema de controle das operações aéreas e alerta antecipado seriam degradados. Assim, é de interesse para a Defesa uma rede distribuída de radares, onde as antenas estariam localizadas remotamente e conectadas a uma central de processamento por meio de enlaces a fibra óptica [13], [14]. Tal estratégia proporcionaria segurança técnica e operacional aos equipamentos, haja vista que a inabilitação, falha, desativação de alguma antena não comprometeria a operação de todo o sistema de defesa.

No contexto da FAB, as aplicações indicadas revelam que os enlaces a fibra óptica são ou têm potencial para serem utilizados na transmissão de um sinal de RF ou digital por meio da fibra. Entretanto, o desempenho desses enlaces pode ser limitado por fenômenos físicos que se manifestam na fibra, tais como, não linearidade por efeito Kerr e dispersão cromática, entre outros, que podem degradar o sinal óptico, bem como limitar a capacidade do canal [15].

Nesse sentido, esta pesquisa teve como objetivo estabelecer um modelo para descrever o fenômeno instabilidade de modulação, que decorre da interação entre a auto modulação de fase, fenômeno não linear, e a dispersão cromática, podendo resultar na amplificação paramétrica das bandas laterais do sinal óptico na fibra [11], [16]–[18].

A instabilidade de modulação está inserida em uma área da ciência que, à luz do problema fundamental da comunicação descrito por Shannon [19] e no escopo deste trabalho, busca reproduzir em um ponto exatamente ou aproximadamente uma mensagem enviada em outro. Essa nova área recebeu diversas denominações pela comunidade científica: *Microwave Photonics*, *RF Photonics*, *Radio-Over-Fiber*. Consoante o padronizado pelo grupo de pesquisa de fotônica do Laboratório de Guerra Eletrônica (LabGE) do Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), neste trabalho será adotado o termo RF em Fotônica.

Em linhas gerais, a RF em Fotônica processa, transmite e gera sinais de RF através de sistemas ópticos. Seus objetivos são utilizar recursos de fotônica em sistemas de RF para atingir funcionalidades mais complexas ou que não poderiam ser obtidas em um sistema puramente eletrônico e utilizar procedimentos e técnicas de análise em RF para melhorar o desempenho de sistemas ópticos [20].

A RF em Fotônica consolidou-se como uma tecnologia vantajosa com o desenvolvimento dos primeiros lasers. A partir de então, as pesquisas nessa área se intensificaram na busca de soluções para modulação da fonte óptica, transmissão do sinal óptico modulado e detecção. Para transmissão, no primeiro momento, os planos se basearam em óptica no espaço livre. Com a proposta de criação da fibra óptica de sílica em 1966 por Charles Kao [21], este canal rapidamente se tornou o meio de transmissão mais utilizado. Tal abordagem foi comprovada como a mais adequada pelas pesquisas posteriores que levaram às fibras com baixa atenuação, permitindo transmissões em longas distâncias [22].

Retomando às demandas da sociedade multimídia, do SISACTA, dos CCA, do Estande de GE e da rede distribuída de radar, o enlace a fibra óptica possui características adequadas para supri-las, sobretudo por permitir a transmissão em alta velocidade, com segurança e elevada largura de banda. De uma maneira geral, considerando o ponto de vista funcional do sistema, um enlace a fibra óptica pode ser analisado como um sistema de transmissão que tem a função de transmitir uma informação entre dois pontos, utilizando uma fibra óptica como canal [23]. A informação pode ser digital ou analógica, de acordo com a aplicação do enlace. Neste ponto cabe ressaltar que o escopo da pesquisa inclui apenas transmissão de sinais radar e, portanto, o sinal é tipicamente analógico. Esta configuração de enlace será chamada de enlace analógico a fibra óptica (EAFO), na qual é desejável uma

reprodução fiel do sinal no final do enlace, com distorção insignificante, baixo ruído e um alto ganho de RF [24].

No início dos anos 2000, alavancado pela aquisição do gerador de ameaças radar Excalibur pelo LabGE e seguindo as tendências de RF em Fotônica aplicadas à GE na Força Aérea Brasileira identificadas por Oliveira e colaboradores, em 1999 [25], foram desenvolvidos trabalhos no ITA voltados para aplicações militares de RF em Fotônica [23], [26]–[30], com destaque para caracterização de EAFO. Teses de mestrado e doutorado abordaram osciladores de RF fotônicos, enlaces a fibra óptica com canal único, faixa dinâmica de moduladores de intensidade, enlace analógico a fibra óptica empregando WDM, geração de portadoras de sinais radar por meio de sistemas multiplicadores de frequência e ruído de fase na geração fotônica de sinais de RF. Contudo, nos enlaces estabelecidos nos trabalhos anteriores e supracitados neste parágrafo, os efeitos não lineares que se manifestam na propagação de sinais ópticos em fibra óptica não foram considerados plenamente, por não estarem no escopo das pesquisas realizadas naquela ocasião.

Em fibras ópticas monomodo à base de sílica, que são as fibras utilizadas neste trabalho, o efeito não linear predominante é o efeito Kerr, segundo o qual o índice de refração é proporcional à intensidade do campo óptico[6]. Recorrendo-se às equações de Maxwell conclui-se que, conforme será demonstrado oportunamente, as características de propagação tornam-se função da potência óptica. Ainda que a fibra em consideração apresente baixo coeficiente do índice de refração não linear ($n_2 = 2,6 \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$) [31], os efeitos não lineares tornam-se proeminentes para potências ópticas reduzidas em função de duas características: área efetiva (A_{eff}) da fibra da ordem de dezenas μm^2 e o comprimento de enlace de interesse deste trabalho, da ordem de dezenas de quilômetros[3]. A título de ilustração, ressalta-se que a fase do sinal óptico passa a ser dependente da intensidade óptica, o que dá origem ao fenômeno de auto modulação de fase (*Self-Phase Modulation* – SPM).

Na fibra óptica, a não linearidade é induzida com potência de poucas dezenas de mW. Quando os processos não lineares passam a se manifestar, a propagação do pulso é significativamente modificada. Além disso, novas frequências são geradas dentro da fibra óptica; o espectro do sinal de saída não é o mesmo que o espectro do sinal de entrada. Como a não linearidade afeta a propagação do sinal como um todo, existem duas abordagens para lidar com isso: evitar a não linearidade no sistema, mantendo baixos níveis de potência óptica, ou considerar a propagação do sinal com os efeitos não lineares de maneira a aumentar a capacidade de transmissão na fibra óptica.

A segunda alternativa foi adotada neste trabalho, que propõe um estudo da interação entre o fenômeno linear dispersão cromática e o fenômeno não linear auto modulação de fase em enlace analógico a fibra óptica, com vistas à aplicação operacional em transmissão de sinal radar contínuo. Decorrente da interação entre esses fenômenos, surge na fibra óptica a instabilidade de modulação (IM). O efeito da IM é uma amplificação paramétrica das bandas laterais de modulação da portadora óptica. Considerando que o sinal de RF está contido nessas bandas, a IM pode resultar em ganho de potência de RF ao final do enlace a fibra óptica.

O ganho de potência de RF é um parâmetro de grande relevância na determinação da performance do enlace [23]. Ele é definido como a relação entre a potência fornecida na saída do sistema e a potência disponibilizada na entrada [32]. No enlace considerado neste trabalho, a potência do sinal de RF que modula o laser seria a entrada e a potência de RF do sinal detectado, após conversão O/E, seria a saída. Implementar um EAFO com ganho maior ou igual a 0 dB é uma tarefa complexa, tendo em vista as limitações de natureza tecnológica dos dispositivos de modulação e de detecção óptica [23]. Enlaces com ganho maior que a unidade já foram demonstrados em laboratório, utilizando moduladores com tensão V_{π} bem abaixo dos dispositivos comerciais e fotodetectores com limite de saturação também acima dos valores comerciais [33]–[35]. Em [23], foi proposto um enlace analógico a fibra óptica com amplificação, inserindo um amplificador na entrada ou na saída do enlace, de modo a obter ganhos com valores próximos da unidade.

Originalmente, a IM foi observada no contexto da hidrodinâmica [36]. A partir de então, tem despertado interesse da comunidade científica com pesquisas em vários campos distintos, como óptica não linear [37]–[39] e física do plasma [40], [41]. Na fibra óptica, a IM pode ser observada nos domínios do tempo e da frequência. No domínio do tempo, ela decompõe uma onda quase-contínua em um trem de pulsos curtos. Já no domínio da frequência, a IM corresponde a uma forma degenerada do fenômeno não linear mistura de quatro ondas (*Four-Wave Mixing* – FWM) e desempenha um papel fundamental na realização de amplificadores paramétricos a fibra óptica [42]. Tem sido extensamente estudada devido ao seu caráter fundamental, bem como a uma variedade de aplicações tecnológicas dela resultantes.

Em [42], foi demonstrado que a instabilidade de modulação na fibra óptica pode ser induzida tanto pelo fenômeno não linear modulação de fase cruzada quanto pelo fenômeno também não linear auto modulação de fase. No primeiro, a fibra deve operar no regime de dispersão normal e, no segundo, no regime de dispersão anômala. No referido trabalho, a IM

induzida pela modulação de fase cruzada gerou pulsos ultracurtos (<100 fs) na região visível do espectro.

A dispersão cromática é um fenômeno linear, presente na fibra óptica, que pode provocar o desvanecimento cíclico da potência do sinal de RF detectado por detecção direta. Uma técnica para reduzir o desvanecimento é aumentar a potência de transmissão e induzir o efeito não linear auto modulação de fase. Em [5], [7] foi demonstrado por meio de simulações e experimentos que a amplificação paramétrica do sinal de RF, resultante da interação entre auto modulação de fase e dispersão cromática, deslocou os pontos de nulos da potência de RF.

Com relação aos enlaces digitais a fibra óptica, duas figuras de mérito são usualmente empregadas para analisar o desempenho do enlace: a taxa de erro de bits e a penalidade de potência (*power penalty*). Por ser um fenômeno não linear, a instabilidade de modulação é induzida por meio do aumento da potência óptica, desde que esse aumento não ultrapasse certo limite e não induza fenômenos não lineares de ordens superiores. Com o aumento da potência e indução da IM, constatou-se uma redução da penalidade de potência e da taxa de erro de bit [7], [8].

O modulador eletro-óptico realiza o controle de características de uma portadora óptica, e.g., amplitude, fase e frequência, por meio do efeito Pockels, isto é, variação linear da permissividade elétrica de um meio induzida pelo campo elétrico externo [43]. Este tipo de modulação tem sido amplamente utilizado em modernos sistemas de comunicação, face às seguintes características: resposta em frequência para o sinal de RF na faixa de várias dezenas de GHz, elevada faixa dinâmica isenta de intermodulação de terceira ordem e operação com sinais elétricos compatíveis com tecnologia eletrônica e digital [44]. É oportuno ressaltar que a redução da tensão de meia onda, V_{π} , de moduladores eletro-ópticos continua sendo uma área de pesquisas avançadas, pois valores menores permitem a integração do modulador. Em publicação recente foi demonstrado experimentalmente que a tensão de meia onda efetiva pode ser reduzida em até 10 vezes para frequências na faixa de 50 GHz, por meio da inserção de um estágio optoeletrônico que opera com base na instabilidade de modulação [45], [46].

1.1 Objetivos

Objetivo geral:

Esta dissertação tem como objetivo avaliar o impacto da instabilidade de modulação em enlaces analógicos a fibra óptica monomodo padrão, operando na condição de dispersão anômala e no regime não linear, com vistas à transmissão de sinais radar contínuos.

Objetivos específicos:

- 1- Formulação de um modelo analítico com as simplificações pertinentes, porém com as devidas generalizações considerando os fenômenos dispersão cromática e auto modulação de fase.
- 2- Simulação numérica utilizando um *software* que simula enlace óptico, cujos parâmetros numéricos iniciais são indicados pela abordagem analítica.
- 3- Validação experimental para demonstrar o conceito de instabilidade de modulação.

1.2 Contribuição Acadêmica

Este trabalho pretende contribuir para o entendimento do fenômeno instabilidade de modulação em enlaces analógicos a fibra óptica que pode levar à amplificação do sinal de RF. A literatura foi revista e duas abordagens foram consideradas para modelagem do fenômeno: modos acoplados e pequena perturbação. Em ambas, a fibra opera no regime de dispersão anômala e são considerados os efeitos dispersão cromática, linear, e auto modulação de fase, não linear. Por se tratar de uma abordagem mais ampla, o acoplamento de ondas ópticas na fibra foi adotado e demonstrou-se que a solução de pequena perturbação é um caso particular da abordagem geral (modos acoplados). Os resultados deste trabalho permitiram uniformizar a nomenclatura e minimizar a redundância, com a finalidade de auxiliar aplicações que visam à transmissão de sinais radar de uma central de controle para antenas localizadas remotamente com ganho de potência de RF.

1.3 Organização do Trabalho

O Capítulo 2 apresenta os fundamentos técnicos e científicos necessários para modelar o enlace analógico a fibra óptica de forma sistêmica, conforme representação esquemática ilustrada na Figura 1.2.

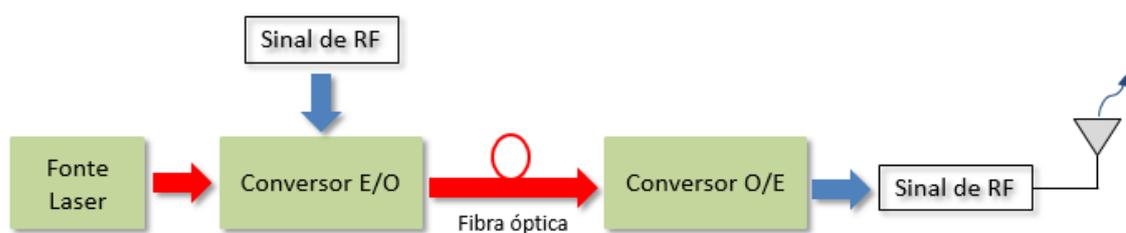


Figura 1.2 – Representação esquemática de enlace a fibra óptica com modulação externa e detecção direta.

Na Figura 1.2, a fonte óptica é constituída por um laser DFB monomodo com alto nível de coerência e, portanto, com reduzido ruído de fase. A saída do laser alimenta o conversor elétrico-óptico (E/O), o qual neste trabalho consiste em um modulador eletro-óptico; nota-se que o conversor também é alimentado por um sinal de RF modulante. A saída do conversor é conectada a um trecho de fibra óptica padrão e monomodo, cujo comprimento pode atingir dezenas de quilômetros. Características da fibra tais como dispersão cromática e não linearidade decorrente do efeito Kerr são criteriosamente inseridas no modelo apresentado. A saída da fibra, por sua vez, é acoplada ao conversor óptico-elétrico (O/E), o qual é constituído de um fotodetector, operando no regime em que a corrente de saída é proporcional à intensidade óptica incidente. Finalmente, na saída do fotodetector tem-se o sinal de RF modulante que pode alimentar uma antena de radar localizada remotamente.

No que tange à modelagem, inicia-se com uma revisão da literatura que possibilita o correlacionamento de fenômenos físicos básicos, tais como dispersão cromática, atenuação e efeito Kerr, com auxílio das equações de Maxwell e a adoção de nomenclatura que evita a ambiguidade na interpretação de resultados apresentados em uma literatura ampla e relativamente recente.

Ressalta-se que a equação de onda obtida seguindo o procedimento indicado no parágrafo anterior, em combinação com a hipótese de envoltória lenta possibilita o estudo da propagação por meio de uma equação diferencial, matematicamente semelhante à equação de Schrödinger ou a equação de Manaköv. No primeiro caso, considera-se a fibra monomodo, porém opticamente isotrópica; enquanto na formulação de Manaköv leva-se em consideração a birrefringência da fibra [47]–[50]. Neste trabalho, recorre-se à modelagem cuja representação matemática obedece a equação de Schrödinger.

No Capítulo 3, os fundamentos apresentados no capítulo 2 em combinação com a abordagem dos modos acoplados são utilizados para desenvolver um modelo físico matemático para o ganho de potência de RF em enlaces analógicos a fibra óptica. A formulação apresentada evidencia o fenômeno de instabilidade de modulação, induzida pelos efeitos de dispersão cromática e não linearidade, com base em uma nomenclatura que facilita a interpretação de resultados previamente disponibilizados em várias publicações, porém as quais não adotam uma nomenclatura uniforme.

O Capítulo 4 constitui parte significativa da metodologia adotada na dissertação e contém dois itens dos objetivos específicos: simulação numérica e validação experimental. A simulação numérica recorre ao o *software Optisystem*© para comprovação dos resultados previstos no modelo analítico do ganho de potência de RF. Foi realizada uma montagem

experimental no Laboratório de RF em Fotônica do LabGE do ITA, como prova de conceito do fenômeno instabilidade de modulação induzida e proporcionou resultados em concordância com trabalhos previamente publicados [4], [5], [7], [8].

As conclusões e comentários sobre os principais resultados obtidos, bem como sugestões para trabalhos futuros, são apresentados no Capítulo 5.

2 Fundamentação Teórica

Neste capítulo estuda-se a propagação de ondas eletromagnéticas em fibras homogêneas e isotrópicas, fundamentado na teoria eletromagnética regida pelas equações de Maxwell. No estudo, leva-se em consideração os fenômenos de dispersão cromática e efeito Kerr, sendo que os resultados obtidos são aplicados na análise de enlaces analógicos a fibra óptica, empregando modulação externa e detecção direta. Visando a completude da formulação, também são apresentados aspectos de modulação eletro-óptica, via interferômetro de Mach-Zehnder, bem como características fundamentais de detectores ópticos. O capítulo finaliza com o desenvolvimento da equação não linear de Schrödinger que governa a propagação de sinais ópticos na fibra e contempla atenuação e os efeitos lineares e não lineares.

2.1 Enlace Analógico a Fibra Óptica (EAFO)

O enlace analógico a fibra óptica proposto neste trabalho tem a função de transmitir sinal de RF CW (*continuous wave*), por isso analógico, de um ponto a outro através de fibra óptica. De acordo com a ilustração contida na Figura 1.2, o sinal de RF modulante é inserido no conversor E/O para modulação da portadora óptica proveniente de uma fonte laser CW. Este sinal óptico modulado é transmitido por meio de fibra óptica até o conversor O/E, cuja função é recuperar o sinal de RF inserido na entrada do enlace, através de fotodetecção [26].

A modulação óptica consiste em transferir a informação do domínio elétrico para o domínio óptico. A Figura 2.1 ilustra duas possibilidades para essa operação: modulação direta e modulação externa.

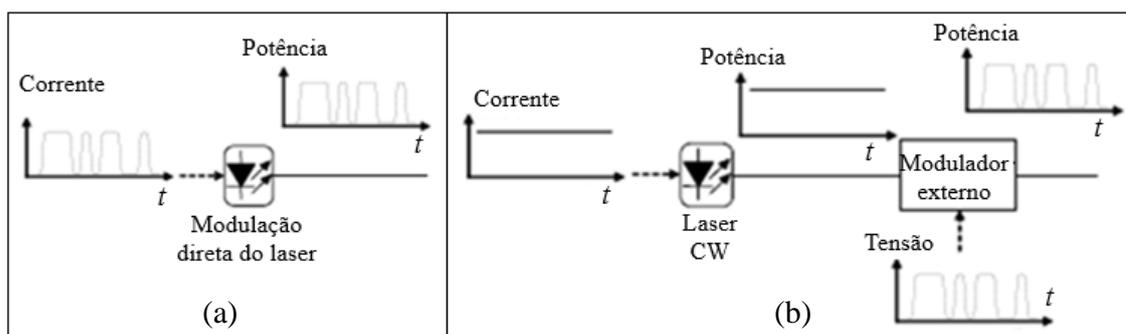


Figura 2.1 – Possibilidades de modulação da fonte laser. (a) Direta. (b) Externa.

Na modulação direta, Figura 2.1(a), o sinal de RF varia a corrente de controle da fonte laser, resultando em uma variação da potência do laser de acordo com o sinal de RF de modulação.

Na modulação externa, Figura 2.1(b), a corrente que alimenta o laser é mantida constante e a potência óptica permanece contínua (CW). O sinal CW na saída do laser alimenta um modulador, que por sua vez apresentará em sua saída óptica um sinal com intensidade variando conforme o sinal de RF de modulação. Ondas ópticas possuem características que podem ser utilizadas para transportar informações por meio de modulações de intensidade, fase, frequência e polarização. A modulação de intensidade é a mais comum para comunicações ópticas a fibra óptica pela simplicidade de detecção [51]. Neste trabalho será considerado um enlace analógico a fibra óptica com modulação externa de intensidade e detecção direta (IM/DD).

2.1.1 Efeito Eletro-Óptico

Neste trabalho os dispositivos empregados para modulação da portadora óptica operam com base em fenômenos eletro-ópticos e estão localizados externamente à fonte, como mostrado na Figura 2.2. Em geral, a variação da permissividade elétrica induzida pelo campo elétrico de modulação pode ocorrer de duas maneiras: variação proporcional ao campo elétrico, efeito eletro-óptico linear ou efeito Pockels; e variação proporcional ao módulo do campo elétrico ao quadrado, efeito eletro-óptico quadrático (efeito Kerr óptico).

Em materiais com determinadas classes de simetria, tais como niobato de lítio (LiNbO_3) e tantalato de lítio (LiTaO_3), o efeito eletro-óptico linear é pronunciado; portanto, estes materiais são amplamente utilizados na fabricação de moduladores eletro-ópticos. Destaca-se que os referidos materiais apresentam anisotropia elétrica, isto é, a variação da permissividade elétrica depende da orientação do campo elétrico de modulação e da direção de propagação do sinal óptico. Ressalta-se que os materiais em consideração apresentam comportamento dispersivo, ou seja, a permissividade elétrica apresenta valores distintos para a frequência óptica e para frequência de RF.

Dentre os dois materiais supracitados, é o LiNbO_3 que tem sido mais utilizado em sistemas e dispositivos na área de comunicações ópticas [52]. Adicionalmente, ressalta-se que existem materiais nos quais é a permeabilidade magnética que pode ser controlada por meio de um campo magnético, assim, viabilizando os denominados moduladores magneto-ópticos; porém estes dispositivos não são objetos de estudo nesta dissertação [53].

Com o objetivo de estudar as características do modulador eletro-óptico, recorre-se à ilustração mostrada na Figura 2.2, na qual as características de propagação do feixe laser no material serão modificadas por meio de um campo elétrico de modulação externo, via efeito eletro-óptico.

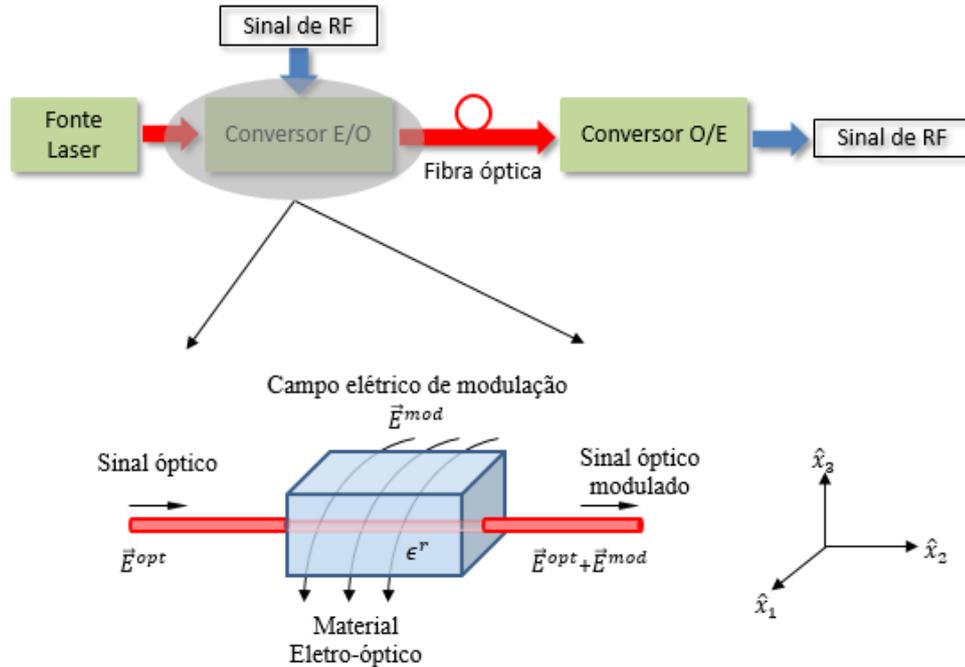


Figura 2.2 – Ilustração do efeito eletro-óptico. Adaptado de [54].

Com esta finalidade, postula-se que a fonte óptica seja constituída por um laser DFB com largura espectral reduzida e frequência média ω_0 , operando em regime monomodo. Desta forma, o campo elétrico óptico pode ser representado matematicamente por,

$$\vec{E}_0(t) = \sqrt{2\xi P_0(t)} e^{j[\omega_0 t + \theta_0]} \vec{e} \quad (2.1)$$

onde ω_0 é a frequência óptica média, θ_0 é a fase óptica inicial arbitrária, $P_0(t)$ é a potência óptica, \vec{e} é o vetor unitário na direção de polarização e ξ é uma constante que é função tanto da seção transversal do feixe laser como da impedância da onda óptica.

O estudo da propagação de ondas eletromagnéticas em materiais eletro-ópticos tanto pode ser realizado por meio da representação geométrica do tensor impermeabilidade, elipsoide de Fresnel, como pelo emprego de equações de Maxwell e as correspondentes equações de onda para os estados de polarização do sinal óptico no meio em consideração.

Nesta seção, emprega-se o elipsoide de Fresnel que é usualmente utilizado pelo fato de que os índices de refração para uma dada direção de propagação são iguais aos comprimentos dos semieixos da elipse obtida com a construção de Fresnel. Entretanto, o elipsoide também pode ser obtido considerando o tensor impermeabilidade elétrica do meio. Nesta última condição, os comprimentos dos semieixos são os inversos dos índices de refração.

Nesse sentido, será deduzida a regra de conversão entre os coeficientes eletro-ópticos dos tensores permeabilidade e impermeabilidade, os quais estão associados a relações constitutivas que envolvem o deslocamento elétrico e o campo elétrico.

Inicialmente, recorre-se às equações de Maxwell levando em consideração apenas a anisotropia elétrica, tendo em vista que a grande maioria dos materiais utilizados são magneticamente isotrópicos[55]. Por esta razão, a relação constitutiva pertinente deve ser adequadamente apresentada para reduzir a possibilidade de ambiguidade de interpretação dos resultados.

Considera-se um material dielétrico, opticamente linear, homogêneo e sem perdas, porém eletro-óptico. Nestas condições, ambos os campos eletromagnéticos, óptico e de modulação, obedecem às equações de Maxwell:

$$\nabla \times (\vec{E}^{opt} + \vec{E}^{mod}) = -\frac{\partial(\vec{B}^{opt} + \vec{B}^{mod})}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times (\vec{H}^{opt} + \vec{H}^{mod}) = \frac{\partial(\vec{D}^{opt} + \vec{D}^{mod})}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot (\vec{D}^{opt} + \vec{D}^{mod}) = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot (\vec{B}^{opt} + \vec{B}^{mod}) = 0 \quad (2.5)$$

Deve ser observado que os campos eletromagnéticos, óptico e de modulação, possuem frequências distintas e estão representados, assim como as propriedades pertinentes do meio, com relação ao sistema de coordenadas indicado na Figura 2.2.

Os materiais de interesse deste trabalho possuem anisotropia elétrica e exibem efeito eletro-óptico. Adicionalmente, considera-se que a amplitude do campo elétrico óptico seja reduzida com relação à amplitude do campo elétrico de modulação. Nessas condições,

estabelece-se uma relação constitutiva na qual o deslocamento elétrico é determinado pelo campo elétrico de acordo com a seguinte representação matemática:

$$D_i^{opt} = \varepsilon_0 [\epsilon_{ij}^r(E_k^{mod})] E_j^{opt} \quad (2.6)$$

onde se utiliza a notação de Einstein, segundo a qual índices repetidos subentendem somatório; D_i^{opt} e E_j^{opt} são, respectivamente, as componentes do deslocamento elétrico e do campo elétrico ópticos das direções x_i e x_j ($i, j = 1, 2, 3$), E_k^{mod} é a componente do campo elétrico de modulação da direção x_k ($k = 1, 2, 3$), ε_0 é a permissividade elétrica do espaço livre e $\epsilon_{ij}^r(E_k^{mod})$ é a permissividade elétrica relativa do meio submetido ao campo de modulação, cuja representação matemática consiste em um tensor de segunda ordem, a qual será discutida, posteriormente, neste capítulo.

Adicionalmente, ressalta-se que a relação constitutiva estabelece dependência linear no que diz respeito a grandezas na faixa óptica do espectro; porém, tal restrição não é imposta na variação da permissividade elétrica com relação ao campo de modulação. Desta maneira, a relação constitutiva estabelecida em (2.6) possibilita, também, o estudo de efeito eletro-óptico não linear.

Postulando-se que a permissividade elétrica apresentada na equação (2.6) obedeça a critérios matemáticos que possibilitem a sua expansão em série de Taylor, obtém-se a seguinte expressão, em termos das componentes do campo de modulação:

$$\epsilon_{ij}^r(E_1, E_2, E_3) = \underbrace{\epsilon_{ij}^r(E_1=0, E_2=0, E_3=0)}_{\text{valor intrínseco}} + \underbrace{\sum_{k=1}^3 \frac{\partial \epsilon_{ij}^r}{\partial E_k} E_k}_{\text{incremento linear}} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{k,l=1}^3 \frac{\partial^2 \epsilon_{ij}^r}{\partial E_k \partial E_l} E_k E_l}_{\text{incremento quadrático}} + \dots \quad (2.7)$$

Nota-se que no lado direito da equação (2.7) a primeira parcela representa a permissividade elétrica na ausência do campo elétrico de modulação e, por esta razão, é denominada de valor intrínseco da permissividade elétrica; enquanto a segunda e terceira parcelas representam, respectivamente, os incrementos lineares e quadráticos da permissividade decorrentes do campo de modulação. Destaca-se que a referida equação está limitada até termos de segunda ordem em função dos objetivos deste trabalho. Adicionalmente, por concisão, omite-se na equação (2.7) o sobrescrito “*mod*”.

Em decorrência da adoção da relação constitutiva na forma indicada na equação (2.6), definem-se os coeficientes eletro-ópticos linear e quadrático por meio das relações:

$$\frac{\partial \epsilon_{ij}^r}{\partial E_k} = (r_{ijk})^{perm} \quad (2.8a)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon_{ij}^r}{\partial E_k \partial E_l} = (s_{ijkl})^{perm} \quad (2.8b)$$

onde $(r_{ijk})^{perm}$ e $(s_{ijkl})^{perm}$ são, respectivamente, tensores de 3ª ordem e de 4ª ordem que representamos coeficientes eletro-ópticos lineares, também denominados de coeficientes de Pockels, e os coeficientes eletro-ópticos quadráticos, isto é, não lineares.

Substituindo os coeficientes eletro-ópticos mencionados, (2.8a), na equação (2.7), obtém-se a seguinte representação matemática para as componentes da permissividade elétrica do material na faixa óptica do espectro e submetido a um campo elétrico de modulação,

$$\epsilon_{ij}^r(E_k^{mod}) = \epsilon_{ij}^{(0)} + \sum_{k=1}^3 (r_{ijk})^{perm} E_k^{mod} + \frac{1}{2} \sum_{k,l=1}^3 (s_{ijkl})^{perm} E_k^{mod} E_l^{mod} \quad (2.9)$$

$i, j = 1, 2, 3$

onde $\epsilon_{ij}^{(0)} = \epsilon_{ij}^r(E_1=0, E_2=0, E_3=0) = \epsilon_{ij}^r(\vec{E}^{mod} = 0)$ são as componentes do tensor permissividade na ausência do campo elétrico de modulação.

É oportuno destacar que, quando os eixos coordenados indicados na Figura 2.2 coincidem com os eixos cristalinos dos materiais com anisotropia elétrica de interesse deste trabalho, a representação matemática da permissividade elétrica intrínseca, $\epsilon_{ij}^{(0)}$, é simplificada para,

$$\epsilon_{ij}^{(0)} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22}^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^{(0)} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

O material é denominado biaxial quando $\epsilon_{11}^{(0)} \neq \epsilon_{22}^{(0)} \neq \epsilon_{33}^{(0)}$; por outro lado na condição $\epsilon_{11}^{(0)} = \epsilon_{22}^{(0)} \neq \epsilon_{33}^{(0)}$ o material é uniaxial, cujo eixo óptico encontra-se na direção \hat{x}_3 . Portanto, os coeficientes eletro-ópticos apresentados na equação (2.9) podem estar associados a materiais cristalinos que pertencem a várias classes de simetrias.

Tendo em vista a conveniência matemática de se representar os coeficientes eletro-ópticos lineares por meio de matrizes e, assim, simplificar simulações numéricas, recorre-se à tradicional notação de índices reduzidos, de acordo com a correspondência expressa na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Notação de índices reduzidos: correspondência entre os índices ij e M .

ij	11	22	33	23=32	13=31	12=21
M	1	2	3	4	5	6

A convenção de índices reduzidos permite que os coeficientes eletro-ópticos linear e não linear sejam representados por matrizes. No caso do efeito eletro-óptico linear, $r_{ijk} \equiv r_{Mk}$, obtém-se uma matriz com ordem 6×3 , enquanto que o efeito eletro-óptico não linear, $s_{MN} \equiv s_{ijkl}$, é representado por uma matriz 6×6 . Ressalta-se a propriedade comutativa da notação, portanto, $r_{ijk} \equiv r_{jik} \equiv r_{Mk}$ ($ij = M$), bem como $s_{ijkl} \equiv s_{jilk} \equiv s_{MN}$ ($ij = M$ e $lk = N$).

Com o objetivo de aplicar a notação de índices reduzidos na equação (2.9), a qual ressalta-se que determina a permissividade elétrica relativa, reescreve-se a referida equação na seguinte forma,

$$[\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} = [\epsilon_{ij}^{(0)}]_{3 \times 3} + [\Delta\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} \quad (2.11)$$

onde:

$$[\Delta\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} = \left[\sum_{k=1}^3 (r_{ijk})^{perm} E_k^{mod} + \frac{1}{2} \sum_{k,l=1}^3 (s_{ijkl})^{perm} E_k^{mod} E_l^{mod} \right]_{3 \times 3} \quad (2.12)$$

Utilizando a convenção adotada na Tabela 2.1 para explicitar as contribuições do efeito eletro-óptico linear correspondentes à primeira parcela do lado direito da equação

(2.12), obtém-se o seguinte resultado, no qual, visando reduzir a complexidade da notação, omitem-se os sobrescritos,

$$\begin{aligned}
 [\Delta\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{3\times 3}^{linear} &= \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{11} & \Delta\epsilon_{12} & \Delta\epsilon_{13} \\ \Delta\epsilon_{21} & \Delta\epsilon_{22} & \Delta\epsilon_{23} \\ \Delta\epsilon_{31} & \Delta\epsilon_{32} & \Delta\epsilon_{33} \end{bmatrix}_{3\times 3} \\
 &= \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^3 r_{1k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{6k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{5k} E_k \\ \sum_{k=1}^3 r_{6k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{2k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{4k} E_k \\ \sum_{k=1}^3 r_{5k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{4k} E_k & \sum_{k=1}^3 r_{3k} E_k \end{bmatrix}_{3\times 3}
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

De forma semelhante, obtém-se a representação para as contribuições do efeito eletro-óptico não linear correspondente à segunda parcela do lado direito da equação (2.12),

$$[\Delta\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{3\times 3}^{quadrático} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \sum_{k,l=1}^3 s_{1kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{6kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{5kl} E_k E_l \\ \sum_{k,l=1}^3 s_{6kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{2kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{4kl} E_k E_l \\ \sum_{k,l=1}^3 s_{5kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{4kl} E_k E_l & \sum_{k,l=1}^3 s_{3kl} E_k E_l \end{bmatrix}_{3\times 3} \tag{2.14}$$

Tendo em vista que esta dissertação enfatiza apenas o efeito eletro-óptico linear, o incremento quadrático, representado pela equação (2.14), não será incluído no estudo da propagação do sinal óptico no modulador.

A utilização da notação de índices reduzidos permite apresentar o tensor eletro-óptico linear em forma matricial,

$$[r_{Mk}] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}_{6\times 3} \tag{2.15}$$

na qual ressalta-se que o número de componentes independentes é função do grau de simetria do material em consideração. Por exemplo, no caso do LiNbO_3 , um dos materiais mais frequentemente utilizados em projetos de dispositivos eletro-ópticos lineares, apenas quatro componentes são independentes [43],[56]. Portanto, para este material o tensor eletro-óptico linear reduz-se para,

$$[r_{Mk}] = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}_{\text{LiNbO}_3} \quad (2.16)$$

Substituindo os coeficientes eletro-ópticos do LiNbO_3 na expressão correspondente ao efeito eletro-óptico linear, equação (2.13), obtém-se o seguinte resultado para o incremento da permissividade elétrica induzido pelo campo elétrico de modulação:

$$[\Delta\epsilon_{ij}(\vec{E}^{mod})]_{\text{LiNbO}_3}^{linear} = \begin{bmatrix} -r_{22}E_2 + r_{13}E_3 & -r_{22}E_1 & r_{51}E_1 \\ -r_{22}E_1 & r_{22}E_2 + r_{13}E_3 & r_{51}E_2 \\ r_{51}E_1 & r_{51}E_2 & r_{33}E_3 \end{bmatrix}_{\text{LiNbO}_3} \quad (2.17)$$

Nesta dissertação, o modulador óptico empregado utiliza LiNbO_3 , portanto, o estudo da propagação do sinal óptico no modulador pode ser desenvolvido por meio da substituição da equação (2.17) na relação constitutiva (2.6) e posterior utilização de procedimentos matemáticos padrões para obtenção da equação de onda a partir das equações de Maxwell

Entretanto, existe uma outra abordagem para o mesmo problema na qual é conveniente explorar a representação geométrica de um tensor de segunda ordem. Nessa abordagem recorre-se ao elipsoide de índices, pioneiramente introduzido por Fresnel [56]. Com este objetivo, a relação constitutiva do meio é apresentada em termos da impermeabilidade elétrica, η_{ij} , ao invés da permissividade elétrica relativa, ϵ_{ij}^r , conforme equação (2.6). A conveniência dessa escolha, conforme será mostrado nesta seção, decorre do fato de que os índices de refração para uma dada direção de propagação são iguais aos comprimentos dos semieixos da elipse obtida com a construção de Fresnel. Tal situação não ocorre se a relação constitutiva for aquela explicitada na equação (2.6), na qual os semieixos são os inversos do índice de refração.

Com esta finalidade, define-se a relação constitutiva em termo da impermeabilidade elétrica por meio da seguinte expressão:

$$E_i^{opt} = \frac{1}{\epsilon_0} [\eta_{ij}^r(E_k^{mod})] D_j^{opt} \quad (2.18)$$

onde $\eta_{ij}^r = \left[\frac{1}{\epsilon^r} \right]_{ij}$ são as componentes do tensor impermeabilidade elétrica do meio submetido a um campo elétrico de modulação.

Recorrendo a um procedimento similar àquele adotado para expandir a permissividade elétrica em termos de uma série de Taylor, obtém-se a expressão para a dependência da impermeabilidade com relação ao campo elétrico de modulação na seguinte forma:

$$\eta_{ij}^r(E_k^{mod}) = \eta_{ij}^{(0)} + \sum_{k=1}^3 (r_{ijk})^{imper} E_k^{mod} + \frac{1}{2} \sum_{k,l=1}^3 (s_{ijkl})^{imper} E_k^{mod} E_l^{mod} \quad (2.19)$$

onde $\eta_{ij}^{(0)} = [1/\epsilon^{(0)}]_{ij}$ são as componentes do tensor impermeabilidade elétrica na ausência de campo elétrico de modulação e os coeficientes $(r_{ijk})^{imper}$ e $(s_{ijkl})^{imper}$ representam os efeitos eletro-ópticos linear e quadrático, respectivamente.

Evidentemente, para um dado meio, os coeficientes eletro-ópticos para as duas relações constitutivas, (2.6) e (2.18), são correlacionados[43], [56]–[58].

Esta dissertação aborda situações nas quais o efeito eletro-óptico linear é predominante e, portanto, faz-se necessário detalhar as relações de interdependência entre os coeficientes eletro-ópticos lineares em termos de permeabilidade elétrica, introduzidos anteriormente, e os coeficientes eletro-ópticos lineares em termos de impermeabilidade elétrica. Com este objetivo, leva-se em consideração a seguinte relação matemática decorrente das duas relações constitutivas, (2.6) e (2.18),

$$[\eta^r(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} [\epsilon^r(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} = [I]_{3 \times 3} \quad (2.20)$$

onde $[I]$ é a matriz identidade de 3ª ordem.

Com base na formulação apresentada até este estágio da dissertação, a equação (2.20) pode ser reescrita por,

$$[\eta^{(0)} + \Delta\eta(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} [\epsilon^{(0)} + \Delta\epsilon(\vec{E}^{mod})]_{3 \times 3} = [I]_{3 \times 3} \quad (2.21)$$

onde $\Delta\epsilon(\vec{E}^{mod})$ e $\Delta\eta(\vec{E}^{mod})$ representam, respectivamente, os incrementos lineares introduzidos nas permissividade e impermeabilidade elétricas por meio do efeito eletro-óptico, conforme as equações (2.9) e (2.19). Neste trabalho, postula-se que $\Delta\epsilon$ e $\Delta\eta$ são tensores simétricos.

Impondo-se a restrição de efeito eletro-óptico linear, a equação (2.21) pode ser reescrita da seguinte forma,

$$[\Delta\epsilon(\vec{E}^{mod})] = -[\epsilon^{(0)}][\Delta\eta(\vec{E}^{mod})][\epsilon^{(0)}] \quad (2.22)$$

onde as ordens das matrizes a partir deste ponto são omitidas para simplificar a notação.

Substituindo as expressões,

$$\Delta\epsilon(\vec{E}^{mod}) = r_{ijk}^{perm} E_k^{mod} \quad (2.23)$$

$$\Delta\eta(\vec{E}^{mod}) = r_{ijk}^{imperm} E_k^{mod} \quad (2.24)$$

na equação (2.22), obtém-se a seguinte relação entre os coeficientes eletro-ópticos em análise,

$$\begin{aligned} [r_{ijk}^{perm} E_k^{mod}]_{ij} &= -[\epsilon^{(0)}]_{lk} [r_{ijk}^{imperm} E_k^{mod}] [\epsilon^{(0)}]_{lk} = \\ &= -[\epsilon^{(0)}]_{lk} [r_{ijk}^{imperm} \epsilon_{lk}^{(0)} E_k^{mod}] \\ r_{ijk}^{perm} &= -[\epsilon^{(0)}]_{lk} [r_{ijk}^{imperm} \epsilon_{lk}^{(0)}] \end{aligned} \quad (2.25)$$

A equação (2.29) representa a regra de conversão entre os coeficientes eletro-ópticos associados às duas relações constitutivas. A partir deste ponto da dissertação, os coeficientes eletro-ópticos lineares representam o tensor impermeabilidade elétrica e, portanto, os sobrescritos “*imperm*” serão omitidos para simplificar a notação.

Para construção do elipsoide de índices, postula-se que o meio apresenta apenas o efeito Pockels, tendo em vista que, para os objetivos da dissertação, as amplitudes dos campos

de modulação resultarão em contribuições pouco representativas para a parte não linear prevista na equação (2.19).

Adicionalmente, deve ser lembrado que, para meios dielétricos sem perdas e não magnéticos, o tensor permissividade elétrica é simétrico e esta característica também se manifesta na impermeabilidade elétrica correspondente [57]. Em termos matemáticos, tal assertiva resulta em:

$$[\eta_{ij}] = [\eta_{ji}] \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.26)$$

Sob ação do campo de modulação e em combinação com a hipótese de linearidade, a equação (2.19) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\Delta\eta_{ij}(\vec{E}^{mod}) = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k^{mod} \quad (2.27)$$

É amplamente conhecido que a representação geométrica de um tensor simétrico corresponde a uma quádrlica de segunda ordem, $T_{ij}x_i x_j = 1$, onde T_{ij} são os coeficientes do tensor e $x_{i,j}$ são as coordenadas referidas aos eixos principais do tensor[59]. Nesse contexto, a representação geométrica da impermeabilidade elétrica é determinada pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \eta_{11}x_1^2 + \eta_{22}x_2^2 + \eta_{33}x_3^2 + 2\eta_{12}x_1x_2 + 2\eta_{13}x_1x_3 \\ + 2\eta_{23}x_2x_3 = 1 \end{aligned} \quad (2.28)$$

onde os eixos x_1 , x_2 e x_3 são aqueles previamente destacados na Figura 2.2.

Deve ser notado que cada um dos coeficientes da quádrlica da equação (2.28) pode depender das componentes do campo elétrico de modulação, conforme ilustrado na expressão que segue para o coeficiente η_{11} :

$$\eta_{11}(E_1, E_2, E_3) = \eta_{11}^{(0)} + r_{11}E_1 + r_{12}E_2 + r_{13}E_3 \quad (2.29)$$

A título de ilustração, destaca-se que, no caso particular do LiNbO_3 , material com simetria trigonal classe 3m, portanto opticamente uniaxial, a representação geométrica é um elipsoide de revolução, cujo eixo de simetria coincide com o eixo óptico do material.

A representação geométrica prevista pela equação(2.28) é o denominado elipsoide de índices de refração [57] e será utilizado para estudar a propagação do sinal óptico em material eletro-óptico, de acordo com o ilustrado na Figura 2.2.

Inicialmente, postula-se que o meio é composto de LiNbO_3 , não foi aplicado o sinal de modulação e considera-se que os eixos indicados na referida figura coincidam com os eixos cristalinos do LiNbO_3 . Então, a equação (2.28) reduz-se para

$$\frac{x_1^2}{\left(\frac{1}{\sqrt{\eta_{11}}}\right)^2} + \frac{x_2^2}{\left(\frac{1}{\sqrt{\eta_{22}}}\right)^2} + \frac{x_3^2}{\left(\frac{1}{\sqrt{\eta_{33}}}\right)^2} = 1 \quad (2.30)$$

A equação (2.30) trata-se de um elipsoide com semieixos medindo $1/\sqrt{\eta_{11}}$, $1/\sqrt{\eta_{22}}$ e $1/\sqrt{\eta_{33}}$. Considerando o meio anisotrópico não magnético ($\mu = \mu_0$), a equação (2.30) pode ser construída com os índices de refração, uma vez que $n_i = 1/\sqrt{\eta_{ij}}$, onde ($i = j$).

Reescrevendo (2.30), tem-se que:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (2.31)$$

A questão que se propõe neste momento é verificar como se comportam os semieixos do elipsoide de índices de refração quando submetido a um campo elétrico de modulação. Para tanto, deve-se substituir (2.27) em (2.28). Assim,

$$\eta_{ij}(E_k^{mod})x_i x_j = \left[\eta_{ij}^{(0)} + r_{Mk}E_k^{mod}\right]x_i x_j = 1 \quad (2.32)$$

Expandindo (2.32) e considerado a notação de índices reduzidos (2.15), a equação (2.32) pode ser reescrita por:

$$\begin{aligned} & \left[\eta_{11}^{(0)} + r_{1k}E_k\right]x_1^2 + \left[\eta_{22}^{(0)} + r_{2k}E_k\right]x_2^2 + \left[\eta_{33}^{(0)} + r_{3k}E_k\right]x_3^2 \\ & + 2r_{4k}E_k x_2 x_3 + 2r_{5k}E_k x_1 x_3 + 2r_{6k}E_k x_1 x_2 = 1 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Com a presença do campo elétrico de modulação, verifica-se que o comprimento dos semieixos e a orientação do elipsoide foram modificados, conforme a equação (2.33). Os termos associados a x_i^2 alteram o comprimento e os termos associados a $x_i x_j$ alteram a orientação. Tais modificações dependem da orientação do campo elétrico de modulação, E_k , e dos coeficientes eletro-ópticos do material, r_{ik} . Observa-se que os coeficientes r_{1k} , r_{2k} e r_{3k} não afetam a orientação do elipsoide. A equação (2.33) foi obtida para o tensor impermeabilidade elétrica. No entanto, ela também pode ser representada em termos dos índices de refração:

$$\left[\frac{1}{n_1^2} + r_{1k} E_k \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_2^2} + r_{2k} E_k \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_3^2} + r_{3k} E_k \right] x_3^2 + 2r_{4k} E_k x_2 x_3 + 2r_{5k} E_k x_1 x_3 + 2r_{6k} E_k x_1 x_2 = 1 \quad (2.34)$$

onde n_1 , n_2 e n_3 são os índices de refração do material para propagação da onda eletromagnética nas direções x_1 , x_2 e x_3 , respectivamente, se nenhum campo elétrico de modulação for aplicado sobre o material.

Para entender o significado e aplicação da equação (2.34), neste trabalho será considerado o modulador de intensidade com interferômetro Mach-Zehnder, fabricado com substrato LiNbO₃. O LiNbO₃ é um material transparente em uma faixa de frequência que se estende do visível ao infravermelho médio, uniaxial e apresenta elevados valores de coeficientes eletro-ópticos [57].

No sistema cristalino de coordenadas, os coeficientes do tensor impermeabilidade elétrica do LiNbO₃, na ausência de campo elétrico de modulação, é dado por [57]:

$$[\eta_{ij}^{(0)}] = \begin{bmatrix} 1/5,226 & 0 & 0 \\ 0 & 1/5,226 & 0 \\ 0 & 0 & 1/4,840 \end{bmatrix}_{\text{LiNbO}_3} \quad (2.35)$$

Além do efeito eletro-óptico, o LiNbO₃ apresenta o efeito elasto-óptico, isto é, um campo elétrico aplicado ao material poderá resultar em deformações mecânicas e conseqüentemente alteração do índice de refração. Dependendo das características geométricas do material, a frequência de ressonância mecânica da estrutura pode ser considerada bastante inferior à frequência do campo elétrico aplicado, sendo que nesta

situação a deformação do material não se torna significativa e o efeito elasto-óptico pode ser desprezado [26].

Na hipótese de frequências de modulação para as quais a deformação do material é desprezada e considerando comprimento de onda de 633 nm, os valores dos coeficientes eletro-ópticos do LiNbO₃ estão relacionados na Tabela 2.2 [57].

Tabela 2.2 – Valores dos coeficientes eletro-ópticos do LiNbO₃.

Coefficiente eletro-óptico	Valor (m/V)
r_{13}	$8,6 \times 10^{-12}$
r_{22}	$3,4 \times 10^{-12}$
r_{33}	$30,8 \times 10^{-12}$
r_{51}	28×10^{-12}

Em [60], foram realizados experimentos para encontrar os coeficientes eletro-ópticos, r_{13} e r_{33} , do LiNbO₃ para comprimentos de onda de 351,1 nm a 1152 nm e foi demonstrado que os valores dos coeficientes diminuem à medida que o comprimento de onda aumenta.

Retomando a equação (2.34), postula-se um campo elétrico aplicado sobre um cristal de LiNbO₃ e orientado na direção \hat{x}_3 , $\vec{E} = E_3 \hat{x}_3$, conforme Figura 2.3.

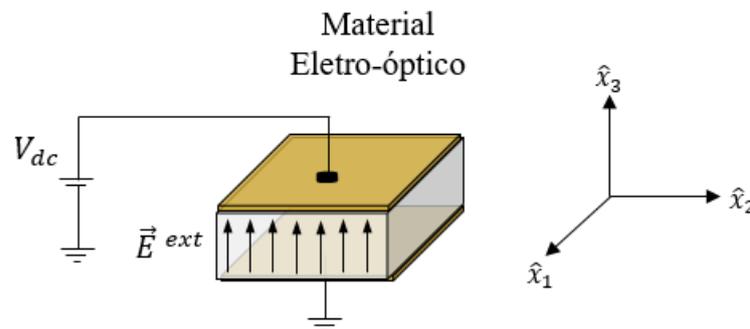


Figura 2.3 – Representação do campo elétrico aplicado sobre um cristal de LiNbO₃ e orientado na direção \hat{x}_3 ($\vec{E} = E_3 \hat{x}_3$).

Para um sistema de coordenadas que coincide com os eixos principais do cristal (uniaxial), $\hat{x}_1 \equiv X$, $\hat{x}_2 \equiv Y$ e $\hat{x}_3 \equiv Z$, tem-se que $n_1 = n_2 = n_o = 2,211$ e $n_3 = n_e = 2,138$, onde n_o e n_e são os índices de refração ordinário e extraordinário, respectivamente, para o

LiNbO₃, na temperatura $T = 300$ K [61]. Nessa condição, a equação do elipsoide de índices será dada por:

$$\left[\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3 \right] (x_1^2 + x_2^2) + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \right] x_3^2 = 1 \quad (2.36)$$

Da equação (2.36), verifica-se que ocorreram alterações nos comprimentos dos três semieixos do elipsoide, porém não houve mudança na orientação e, portanto, não houve mudança na orientação dos eixos principais do cristal. Os índices de refração ordinário e extraordinário, $n_o(E)$ e $n_e(E)$, respectivamente, são dados por:

$$\frac{1}{n_o^2(E)} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{n_e^2(E)} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E \quad (2.38)$$

Tendo em vista que os termos $r_{13}E$ e $r_{33}E$ são muito menores que 1, aplica-se a aproximação, $(1 + \Delta)^{-1/2} \approx 1 - \frac{1}{2}\Delta$, válida para $|\Delta| \ll 1$, e as equações (2.37) e (2.38) podem ser reescritas por:

$$n_o(E) = n_o - \frac{1}{2}n_o^2r_{13}E \quad (2.39)$$

$$n_e(E) = n_e - \frac{1}{2}n_e^2r_{33}E \quad (2.40)$$

Retomando o questionamento proposto nesta seção, o índice de refração de um cristal de LiNbO₃ pode ser controlado por um campo elétrico de modulação e, se este campo for aplicado na direção do eixo óptico, de acordo com a ilustração contida na Figura 2.4(a), os índices de refração serão modificados conforme Figura 2.4(b).

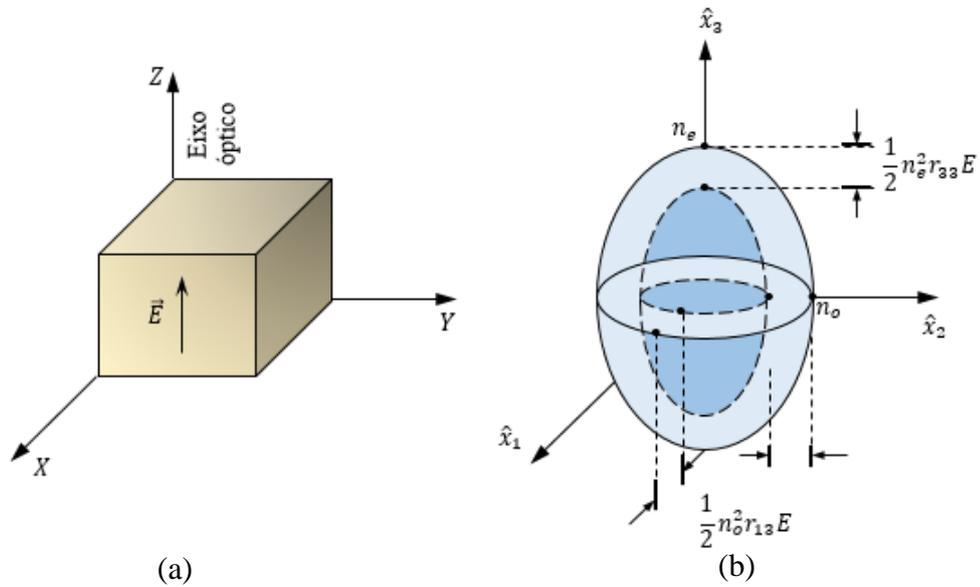


Figura 2.4 – (a) Representação do campo elétrico orientado na direção \hat{x}_3 , $\vec{E} = E_3\hat{x}_3$. (b) Modificação do elipsoide de índice de um cristal de LiNbO3. Adaptado de [54].

2.1.2 Modulador Eletro-óptico de Fase

A modulação de fase de uma onda eletromagnética pode ser obtida através da variação do índice de refração do meio no qual a onda se propaga[26]. Considerando uma onda óptica que se propaga em um bloco de material eletro-óptico, de espessura d e comprimento L , ao ser aplicado um campo elétrico externo ao material, a onda óptica sofre um deslocamento de fase dado por:

$$\varphi(E) = k_0 n(E)L = \frac{2\pi}{\lambda_0} n(E)L \quad (2.41)$$

onde λ_0 é o comprimento da onda no vácuo e $n(E)$ é o índice de refração do meio em função do campo elétrico externo. Se o campo elétrico for obtido aplicando-se uma voltagem V através de dois eletrodos depositados nas faces do bloco e separados pela distância d , então, $E = V/d$. Se, ainda, o bloco estiver orientado conforme Figura 2.4(a), o campo elétrico for produzido na direção \hat{x}_3 e a onda óptica estiver polarizada em \hat{x}_3 , a equação (2.41) pode ser reescrita por

$$\varphi(V) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(n_e - \frac{1}{2} n_e^2 r_{33} \frac{V}{d} \right) L \quad (2.42)$$

Neste ponto, cabe apresentar um parâmetro típico de dispositivos moduladores que é a voltagem de meia onda, V_π . Este parâmetro corresponde à tensão de meia onda, que é a tensão V aplicada aos terminais dos eletrodos que introduzem uma defasagem de π radianos na onda óptica. Assim,

$$V_\pi = \frac{d\lambda_0}{n_e^2 r_{33} L} \quad (2.43)$$

Substituindo (2.43) em (2.42), tem-se que:

$$\varphi(V) = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.44)$$

onde $\varphi_0 = 2\pi n_e L / \lambda_0$ é o desvio fixo dado em função do comprimento da região de interação e quando não há tensão externa aplicada e a outra parcela de (2.44) depende da tensão de modulação. Considerando que o campo elétrico externo varia com o tempo, a equação (2.44) pode ser substituída por

$$\Delta\varphi_m = \varphi_0 + \Delta\varphi(t) \quad (2.45)$$

A equação (2.45) foi obtida para um bloco de material eletro-óptico. A Figura 2.5 [62] ilustra um modulador eletro-óptico de fase a óptica integrada. Detalhes referentes a processos de fabricação e funcionamento da estrutura integrada podem ser encontrados em [62].

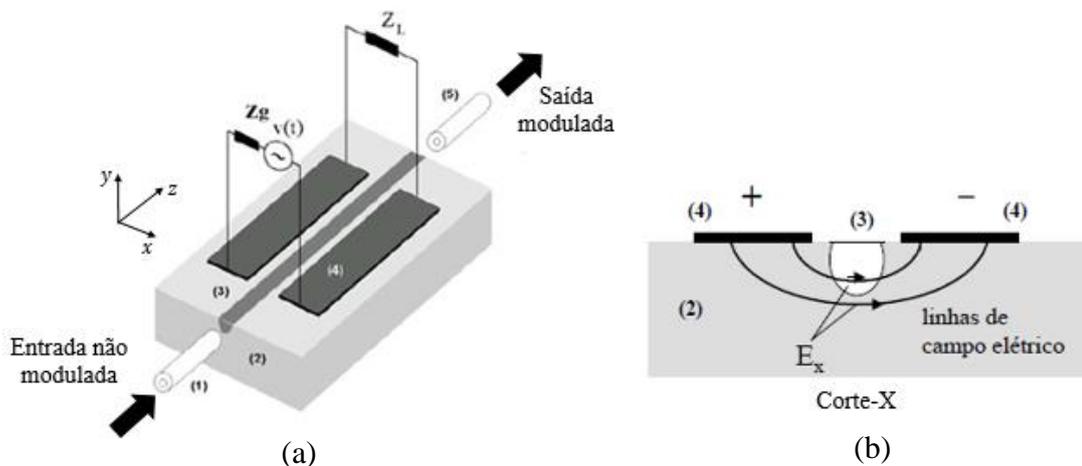


Figura 2.5 – Ilustração do modulador eletro-óptico de fase com gerador, terminações, **corte em X e propagação segundo Z**. (a) Vista geral: (1) e (2) fibras ópticas; (2) substrato; (3) guia de canal e (4) eletrodos. (b) Vista transversal. Adaptado de [62].

Na Figura 2.5, (1) é a fibra óptica que acopla a onda óptica (luz) ao modulador, (2) o substrato, (3) o guia de canal, (4) os eletrodos de modulação e (5) a fibra óptica de saída. Aplicando-se uma tensão de modulação entre os eletrodos, esta gera um campo elétrico que resulta em variação do índice de refração do guia óptico. Tal variação induzirá defasagem na onda óptica que propaga no canal, de tal forma que a fase resultante seja expressa por (2.45). O modulador de fase constitui a célula básica a partir da qual podem ser implementados moduladores de intensidade [62].

2.1.3 Moduladores de Intensidade

Um modulador de intensidade óptica pode ser obtido combinando-se um ou dois moduladores de fase, constituindo um dispositivo interferométrico de Mach-Zehnder (MZ), cujo arranjo está ilustrado na Figura 2.6 [62].

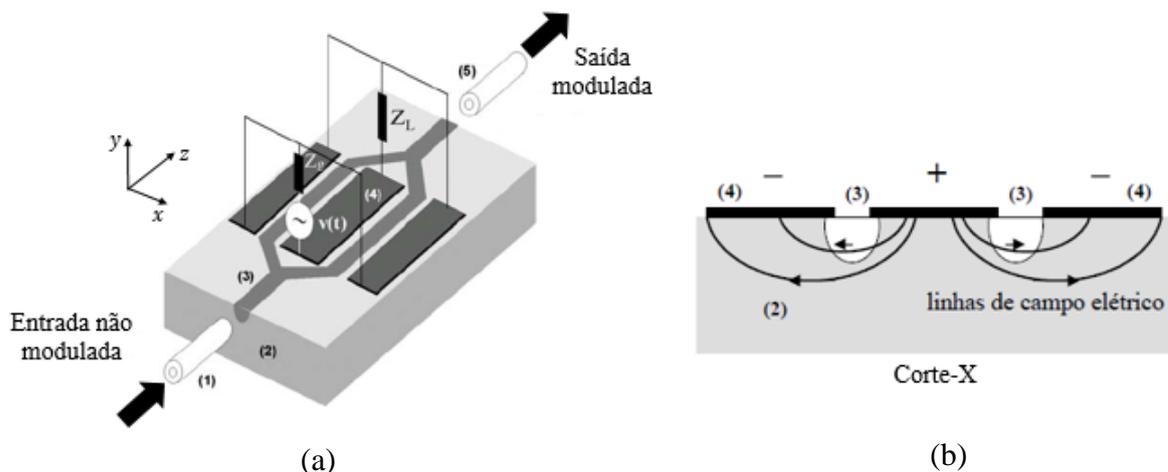


Figura 2.6 – Ilustração do modulador de intensidade em configuração Mach-Zehnder. (a) Vista geral com fonte e terminações: (1) e (2) fibras ópticas; (2) substrato; (3) interferômetro de MZ e (4) eletrodos. (b) Vista transversal (corte em X). Adaptado de [62].

O substrato pode ser formado por LiNbO_3 e os guias ópticos formados a partir da difusão de outro elemento, como o titânio. Verifica-se que o guia é dividido em dois caminhos ópticos distintos, chamados de braços, e reunidos por uma junção tipo Y. Se os comprimentos dos dois braços forem iguais o modulador Mach-Zehnder (MZM) é dito balanceado. Se forem diferentes, o MZM é chamado de desbalanceado. Os eletrodos podem ser aplicados a um só braço do interferômetro, correspondendo à configuração *single-arm*, ou aos dois simultaneamente, Figura 2.6(a), denominada *push-pull* [62]. Nesta configuração, o campo elétrico apresenta direções opostas sobre cada braço do MZ e gera diferenças de fases

também opostas. Na Figura 2.6(b) ilustra-se o caso de substrato em corte-X, na qual a diferença de fase relativa total entre os braços do MZ é duplicada.

A. Característica de Transferência do MZM

A característica de transferência do MZM, ou transmitância do MZM, expressa a relação entre a potência óptica na saída pela potência óptica na entrada do modulador [54]. Considerando um MZM desbalanceado e as amplitudes dos campos elétricos no início de cada um dos braços do modulador são dadas por E_1^{in} e E_2^{in} , tem-se

$$E_{1,2}^{out} = E_{1,2}^{in} e^{j\varphi_{1,2}} \quad (2.46)$$

onde $E_{1,2}^{out}$ refere-se aos campos na saída do MZM e $\varphi_{1,2}$ são as fases acumuladas em cada braço. Na configuração *push-pull*, a variação de fase relativa entre os braços será $\Delta\varphi_m = \varphi_1 + \varphi_2$.

Considerando que os modos guiados nos braços do MZM não sofram perdas por espalhamento e a potência é conservada ao longo do interferômetro, tem-se que a potência incidente é dada por

$$P_{MZM}^{in} = |E_1|^2 + |E_2|^2 \quad (2.47)$$

Utilizando (2.46), a potência óptica na saída do MZM será

$$P_{MZM}^{out} = \frac{1}{2} (|E_1| - |E_2|)^2 + 2|E_1||E_2| \cos^2 \Delta\varphi_m \quad (2.48)$$

Portanto, a transmitância do MZM, T , será dada por [62]

$$T_{MZM} = \frac{P_{MZM}^{out}}{P_{MZM}^{in}} = \frac{1}{2(1 + r_p)} \left[(1 - \sqrt{r_p})^2 + 4\sqrt{r_p} \cos^2 \Delta\varphi_m \right] \quad (2.49)$$

onde $r_p = |E_1|^2/|E_2|^2$ é a razão entre potências nos braços do Mach-Zehnder. Se o interferômetro for ideal, $r_p = 1$, o que equivale ao sinal óptico dividido igualmente entre os dois braços. Então,

$$T_{MZM} = \frac{1}{2}(1 + \cos \Delta\varphi_m) \quad (2.50)$$

Substituindo (2.45) em (2.50) e postulando que $\Delta\varphi(t)$ é composta por uma parte contínua, V_b , e outra que opera em regime senoidal, tem-se que

$$T_{MZM} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\varphi_{bias} + m \text{ sen } \omega_m t) \quad (2.51)$$

onde $\varphi_{bias} = \varphi_0 + \frac{\pi V_b}{V_\pi}$, $m = \frac{\pi V_m}{V_\pi}$ é o índice de modulação, V_m é o valor de pico da tensão aplicada aos eletrodos do MZM e ω_m é a frequência angular de modulação. Aplicando identidade trigonométrica em (2.51) e expandindo em termos de funções de Bessel [62], a transmitância pode ser reescrita por

$$T_{MZM} = \frac{1}{2} \{ 1 + \cos \varphi_{bias} [J_0(m) + 2J_2(m) \cos 2\omega_m t + 2J_4(m) \cos 4\omega_m t + \dots] \\ - \text{sen } \varphi_{bias} [2J_1(m) \text{ sen } \omega_m t + 2J_3(m) \text{ sen } 3\omega_m t + \dots] \} \quad (2.52)$$

Da equação (2.52), se $\varphi_{bias} = 0$ ou π , só restarão harmônicos pares e, se $\varphi_{bias} = \pi/2$ ou $3\pi/2$, só restarão harmônicos ímpares. A Figura 2.7 mostra a curva de transferência do MZM.

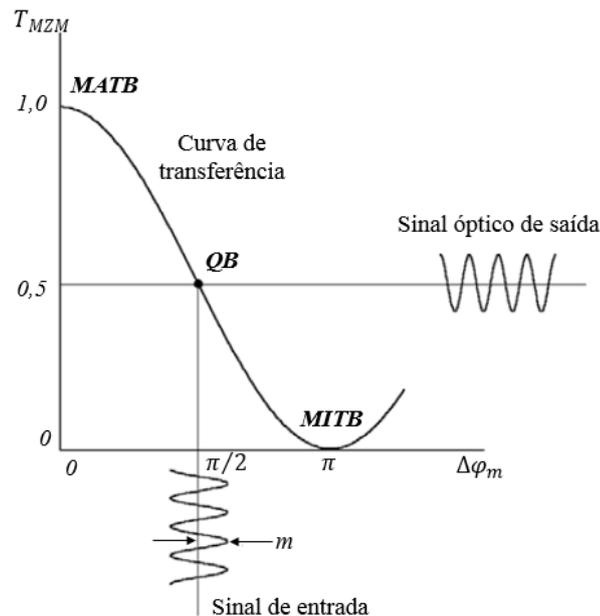


Figura 2.7 – Curva de transferência do MZM indicando os pontos de operação. MATB: *Maximum Transmission Bias Point*. QB: *Quadrature Bias Point*. MITB: *Minimum Transmission Bias Point*. Adaptado de [62].

A condição na qual $\varphi_{bias} = \pi/2$ ou $3\pi/2$ é denominada de operação em condição de quadratura de fase e é dada pelo ponto QB (*Quadrature Bias Point*), localizado na região de maior linearidade da curva de transferência, considerando pequenos sinais de modulação. O ponto MATB, $\varphi_{bias} = 0$, é o ponto de transmitância máxima (*Maximum Transmission Bias Point*). O ponto de transmitância mínima ocorre quando $\varphi_{bias} = \pi$ (*Minimum Transmission Bias Point*). Os pontos MATB e MITB, localizados na região não linear da curva, são explorados em aplicações onde os harmônicos e produtos de intermodulação são utilizados, por exemplo, para geração de sinais e conversão de frequência [29]. Neste trabalho será considerado o MZM operando no ponto de quadratura.

2.1.4 Fibra Monomodo (*Single Mode Fiber –SMF*)

Uma fibra óptica é um guia de onda dielétrico cilíndrico, feita de material de baixa perda e constituída por uma região central chamada núcleo (*core*), envolvida pela casca (*cladding*). A luz é guiada no núcleo porque possui índice de refração (n_1) levemente superior ao da casca (n_c). Quando o índice de refração na interface núcleo-casca varia abruptamente, o perfil de índice da fibra é do tipo degrau (*step-index*). Este tipo de fibra será utilizado neste trabalho para desenvolvimento dos modelos de propagação. A Figura 2.8 representa esquematicamente uma fibra do tipo degrau e as regiões do núcleo e da casca.

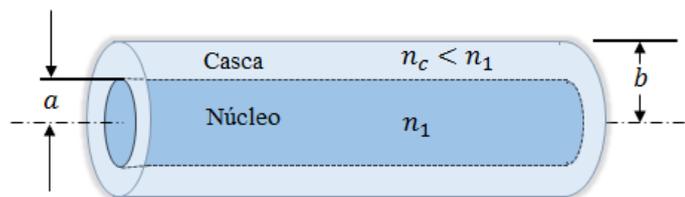


Figura 2.8 – (a) Fibra óptica com perfil tipo degrau, onde a é o raio do núcleo, b o diâmetro da fibra, n_1 o índice de refração do núcleo e n_c o índice de refração da casca.

A diferença relativa entre os índices de refração do núcleo e da casca (Δ) e o parâmetro V são essenciais para caracterizar uma fibra óptica [31]. Tem-se que

$$\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_c^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_c}{n_1} \ll 1 \quad (2.53)$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a(n_1^2 - n_c^2)^{1/2} \quad (2.54)$$

onde a é o raio do núcleo e λ o comprimento de onda da fonte óptica. A maioria das fibras utilizadas nos sistemas de comunicação óptica são feitas de sílica fundida (SiO_2) de alta pureza química, com índice de refração (n_1) variando entre 1,44 e 1,46, dependendo do comprimento de onda. Com isso, Δ tipicamente situa-se entre 0,001 e 0,02[63]. O parâmetro V determina o número de modos suportados pela fibra.

A fibra monomodo ou *Single Mode Fiber* (SMF) é aquela que suporta apenas um modo de propagação, o HE_{11} ou modo fundamental. Um modo se refere a uma solução específica da equação de onda que satisfaz as condições de contorno apropriadas. Um modo tem a propriedade de que sua distribuição espacial não muda com a propagação. Os modos de fibra podem ser classificados como guiados, de vazamento, de radiação e também modos de casca. A transmissão de sinal em sistemas de comunicação óptica ocorre apenas nos modos guiados.

Com base na óptica geométrica, a partir da Lei de Snell e da condição de reflexão, é possível o estudo do guiamento do feixe óptico pela fibra óptica monomodo. A compreensão plena da propagação de ondas na fibra submetida a condições de contorno apropriadas para que apenas um modo de propagação ocorra é obtida pela teoria eletromagnética.

Postulando que a fibra seja homogênea e do tipo degrau, utiliza-se um sistema de coordenada cilíndricas (Figura 2.9), por causa da simetria da fibra, para determinar as expressões de cada componente dos campos elétrico e magnético que obedecem às condições de contorno na interface núcleo-casca, resultando nos modos guiados.

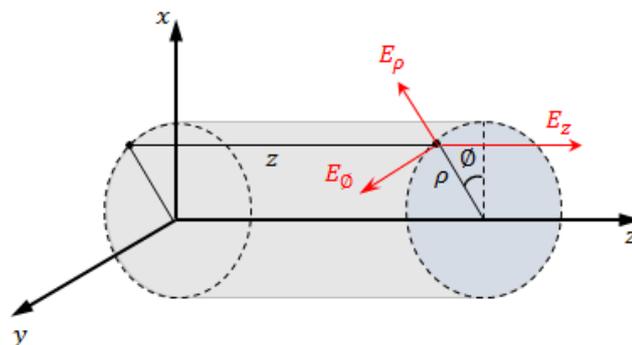


Figura 2.9 – Sistema de coordenadas cilíndricas na fibra óptica.

Partindo das equações de Maxwell e considerando um meio sem cargas livres, em [63] é apresentado um estudo detalhado da propagação dos campos elétrico e magnético no interior da fibra que pode ser representado pela equação de onda na forma da equação de Helmholtz,

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega)[k_0]^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.55)$$

onde $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 é o comprimento de onda do campo óptico no vácuo oscilando na frequência angular ω e n o índice de refração dependente de ω .

Retomando a Figura 2.9 e considerando a solução de (2.55) em coordenadas cilíndricas, tem-se que os modos guiados são ondas propagando-se na direção z , com fator de propagação β e solução na forma $\exp(-j\beta z)$. Os modos são periódicos em ϕ e têm solução harmônica dada por $\exp(jm\phi)$, com m inteiro devido à periodicidade 2π em ϕ . Aplicando as condições de contorno nas quais as componentes E_z , H_z , E_ϕ e H_ϕ devem ser contínuas em $\rho = a$ (interface núcleo-casca), obtém-se um conjunto de equações cuja solução não-trivial resulta na equação de autovalor [63]

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qJ_m(qa)} \right] \cdot \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_c^2 K'_m(qa)}{n_1^2 qJ_m(qa)} \right] = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \left(\frac{1}{p^2} + \frac{n_c^2}{n_1^2} \frac{1}{q^2} \right) \quad (2.56)$$

onde J_m e K_m são funções de Bessel de primeiro tipo com ordem m e funções de Bessel modificadas de segundo tipo com ordem m , respectivamente; o apóstrofe indica a diferenciação com relação ao argumento e a é o raio do núcleo. Os parâmetros p e q são definidos como:

$$p^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.57)$$

$$q^2 = \beta^2 - n_c^2 k_0^2 \quad (2.58)$$

Para um conjunto de parâmetros, k_0 , a , n_1 e n_c , são encontradas numericamente n soluções ($n = 1, 2, 3, \dots$) para a constante de propagação β de (2.56), considerando cada m inteiro ($1, 2, 3, \dots$). Tais soluções são numeradas como β_{mn} e indicam o modo de propagação na fibra. O índice de refração efetivo ($n_{eff} = \beta_{mn}/k_0$) revela que haverá determinado modo de propagação na fibra se $n_1 > n_{eff} > n_c$ [63]. Das equações (2.57) e (2.58), o modo alcança

o ponto de corte quando q for igual a zero ou quando $n_{eff} = n_c$. Assim, $p = k_0(n_1^2 - n_c^2)^{1/2}$, definindo o parâmetro $V = pa$, ou condição de corte, e o fator de propagação normalizado b :

$$b = \frac{n_{eff} - n_c}{n_1 - n_c} \quad (2.59)$$

Substituindo $m = 0$ em (2.56), tem-se que

$$pJ_0(pa)K'_0(qa) + qJ'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (2.60)$$

$$pn_c^2 J_0(pa)K'_0(qa) + qn_c^2 J'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (2.61)$$

Considerando que $V = pa$ quando $q = 0$, a condição de corte para os modos TE_{01} e TM_{01} é dada por $J_0(V) = 0$, ou seja, ocorre no primeiro nulo da função de Bessel de primeiro tipo e ordem zero: $V = 2,405$. Este resultado está de acordo com a Figura 2.10, que apresenta um gráfico de b por V , denominado carta de modos na fibra óptica.

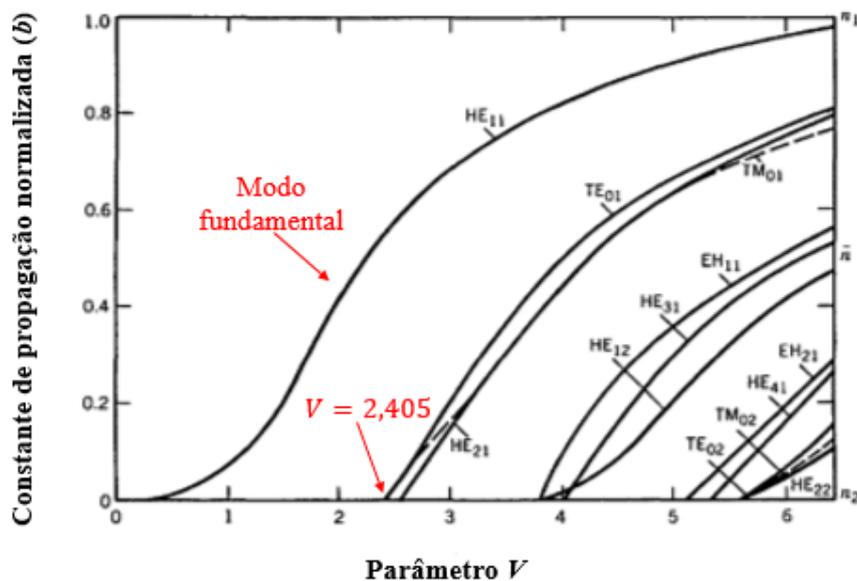


Figura 2.10 – Carta de modos de propagação na fibra óptica. Adaptado de [63].

Quanto maior o valor de V , mais modos a fibra suporta. Portanto, para que a fibra óptica seja considerada monomodo, os parâmetros comprimento de onda e dimensões do núcleo devem ser escolhidos de tal forma que V seja menor que 2,405. Esta condição resulta

em diâmetros reduzidos do núcleo (de 3 a 8 μm), considerando aplicações nas quais o comprimento de onda do laser esteja entre 1300 e 1550 nm.

Uma fibra monomodo suporta apenas o modo o HE_{11} ou fundamental, que é determinado pelo valor de V onde os modos TE_{01} e TM_{01} atingem o ponto de corte. Da Figura 2.10, verifica-se que o parâmetro V possui uma faixa de valores possíveis para os quais a fibra óptica suporta apenas um modo de propagação. Isto significa que, dada uma fibra SMF cujo diâmetro é definido pelo fabricante, um comprimento de onda da fonte óptica λ_1 resultará em uma constante de propagação β_1 . Se o comprimento de onda for λ_2 a constante será β_2 , conforme equação (2.54). Portanto, a constante de propagação é função do comprimento de onda.

2.1.5 Fotodetectores

A conversão do sinal óptico em sinal elétrico é obtida no fotodetector pelo processo de absorção dos fótons incidentes, gerando pares elétron-lacuna, que são conduzidos, na forma de corrente elétrica, pela presença de um campo elétrico aplicado em seus terminais. Portanto, a corrente elétrica produzida pela incidência do sinal óptico está associada à absorção de fótons.

Uma fração dos fótons incidentes contribui para o aumento da corrente elétrica e outra parte não. A relação entre os fótons que contribuem e o total de fótons incidentes é chamada de eficiência quântica. Assim, a corrente no fotodetector é dada por:

$$i_d = \frac{\eta e}{\hbar f} P_o \quad (2.62)$$

onde η é a eficiência quântica, e é a carga elétrica do elétron, \hbar é a constante de Planck, f é frequência do fóton e P_o é a potência óptica que incide no fotodetector. Da equação (2.62) pode-se introduzir uma constante de proporcionalidade entre a corrente gerada e potência incidente, chamada de responsividade,

$$i_d = \mathfrak{R} P_o \quad (2.63)$$

cuja unidade é A/W. A equação (2.63) revela que o processo de detecção é quadrático, uma vez que a corrente gerada é proporcional ao quadrado do campo elétrico da onda óptica

incidente ($P_o = |E|^2$). Destaca-se que é um modelo aproximado, no qual não foram considerados os efeitos dos ruídos, bem como a resposta não linear do fotodetector.

2.2 Efeitos Lineares na Propagação em SMF

Esta seção contém uma discussão sobre alguns dos principais efeitos que degradam o sinal óptico propagando-se em uma fibra monomodo. Os efeitos foram divididos em duas categorias: lineares e não lineares. A primeira contempla a atenuação, a dispersão por polarização e a dispersão cromática. A segunda discorre sobre os espalhamentos estimulados, Raman e Brillouin, e sobre os efeitos Kerr: XPM, FWM e SPM. Entretanto, as condições que levam ao balanço entre dispersão cromática e SPM e resultam no fenômeno instabilidade de modulação induzida, que é o objeto deste trabalho, serão discutidas com maiores detalhes no Capítulo 3, incluindo o impacto desse fenômeno induzido em enlace analógico a fibra óptica.

2.2.1 Atenuação

A atenuação do sinal óptico propagando-se na fibra é um fator limitante nas comunicações ópticas, haja vista que os receptores ópticos precisam de uma quantidade mínima de energia na extremidade do enlace para recuperar o sinal transmitido com precisão. A atenuação é definida como a razão entre a potência óptica na extremidade do enlace, de comprimento L , e a potência óptica no início do enlace (P_o^{in}). Matematicamente [63],

$$P_o^{out} = P_o^{in} \exp(-\alpha L) \quad (2.64)$$

onde α é o coeficiente de atenuação, que inclui absorção do material e outras fontes de perdas. A atenuação pode ser expressa em unidades dB/km,

$$\alpha_{(dB/km)} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_o^{out}}{P_o^{in}} \right) \approx 4,343 \alpha_{(1/km)} \quad (2.65)$$

A atenuação determina a distância máxima entre transmissor e receptor sem o uso de amplificadores. Embora os amplificadores ópticos tenham possibilitado enlaces de maior comprimento, a partir dos anos 1990, fibras com baixa perda ainda são necessárias, uma vez

que a distância entre os amplificadores é definida pelo fator de atenuação [63]. Como mostrado na Figura 2.11, a atenuação depende do comprimento de onda do sinal transmitido.

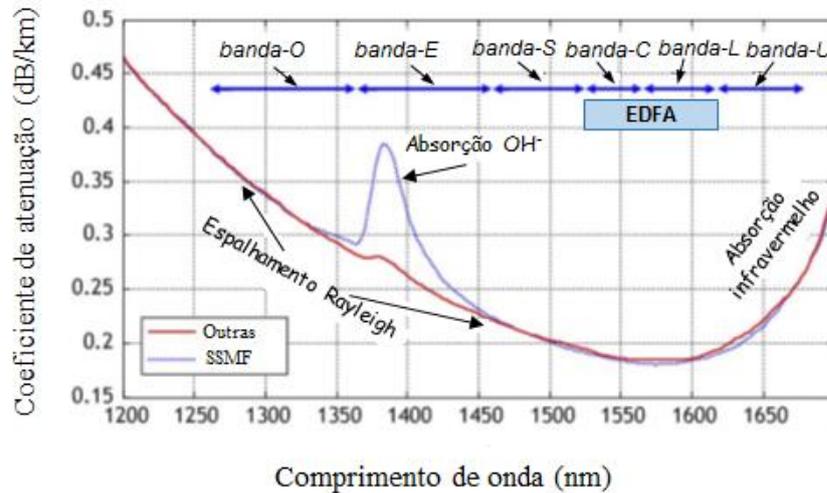


Figura 2.11 – Dependência espectral do coeficiente de atenuação para uma fibra padrão monomodo (SSMF) e para outras fibras que não têm pico de absorção pelos íons de hidroxila (OH^-). Adaptado de [2].

Os principais fatores que contribuem para atenuação da potência óptica são[63]:

- (i) A absorção de material ocorre porque a sílica apresenta ressonâncias eletrônicas na região do ultravioleta e ressonâncias moleculares na região do infravermelho distante. Além disso, íons de hidroxila (OH^-) dissolvidos na sílica causam ressonâncias vibratórias levando a picos de absorção no comprimento de onda de 1390 nm.
- (ii) O espalhamento de Rayleigh deriva de flutuações de densidade da sílica fundida, o que resulta em flutuações do índice de refração local. Essas flutuações intrínsecas causam a dispersão da luz, especialmente em comprimentos de onda inferiores.
- (iii) Microflexões e macroflexões levam a perdas ópticas.
- (iv) Emparelhamento (*Splices*) e conexões.

A União Internacional de Telecomunicação (ITU – *International Telecommunication Union*) estabeleceu várias bandas de transmissão para a fibra óptica monomodo [64]. As mais importantes estão na região da Figura 2.11 onde a atenuação é reduzida:

- Banda S (*short wavelength*), de 1460 a 1530 nm;

- Banda C (*conventional*), de 1530 a 1565 nm; e
- Banda L (*long wavelength*), de 1565 a 1625 nm.

As fibras amplificadoras dopadas com érbio (EDFA – *Erbium Doped Fibre Amplifier*) operam no comprimento de onda em torno de 1545 nm e as fibras comerciais monomodo operam em 1550 nm ($\alpha = 0,2$ dB/km), tornando a banda C uma das bandas mais utilizadas.

2.2.2 Dispersão por Polarização

Fibras monomodos suportam dois modos degenerados de polarização que são ortogonais entre si, devido à simetria cilíndrica. Sob condições ideais, simetria cilíndrica perfeita e isenção de estresse, a fibra apresenta mesmo índice efetivo para os eixos transversais (\hat{x}, \hat{y}) à direção de propagação (\hat{z}). Além disso, se um modo excitado estiver polarização na direção \hat{x} , ele não se acopla ao modo polarizado na direção \hat{y} . Entretanto, fibras reais possuem imperfeições ao longo do seu comprimento que resultam em variações aleatórias na forma do núcleo, gerando modos não degenerados, uma vez que cada eixo de propagação passa a ser associado a um índice de refração distinto (n_x, n_y). Matematicamente, a constante de fase (β) modifica-se levemente para os modos polarizados em \hat{x} e \hat{y} . Este fenômeno é chamado de birrefringência modal e pode ser expressa pelo parâmetro adimensional β_m , tal que

$$\beta_m = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (2.66)$$

com n_x e n_y sendo os índices de refração para ambos os modos ortogonais e β_x e β_y as equivalentes constantes de fase. O eixo que possui menor valor de β é chamado de eixo rápido (*fast axis*) porque a velocidade de grupo é maior propagando-se nesta direção. Por analogia, o eixo lento apresenta maior valor de β e a velocidade de grupo nesta direção é menor.

O parâmetro β_m não é constante ao longo do comprimento da fibra; ele muda aleatoriamente devido às flutuações na forma do núcleo. Como resultado, o sinal óptico no início do enlace com polarização fixa, passará por mudanças aleatórias na sua polarização. Esta alteração na polarização é tipicamente inócua para sinais contínuos, uma vez que os fotodetectores não respondem a mudanças de polarização da luz incidente. Torna-se um

problema para sistemas de comunicação óptica quando pulsos curtos são transmitidos por longas distâncias [31]. Nota-se, todavia, que a polarização se torna importante quando ocorre interferência entre dois sinais ópticos no fotodiodo.

Se um pulso óptico na entrada da fibra excitar ambos os componentes de polarização, estes propagam-se com diferentes velocidades e, no final do enlace, o pulso torna-se mais amplo porque as velocidades de grupo mudam aleatoriamente por causa da birrefringência modal. Este fenômeno é denominado dispersão por polarização (*Polarization-Mode Dispersion – PMD*).

O alargamento do pulso pode ser estimado a partir do atraso de tempo que ocorre entre os componentes ortogonais de polarização durante a propagação na fibra. Considere um pulso linearmente polarizado que incide na fibra com um ângulo de 45° graus, conforme ilustrado na Figura 2.12.

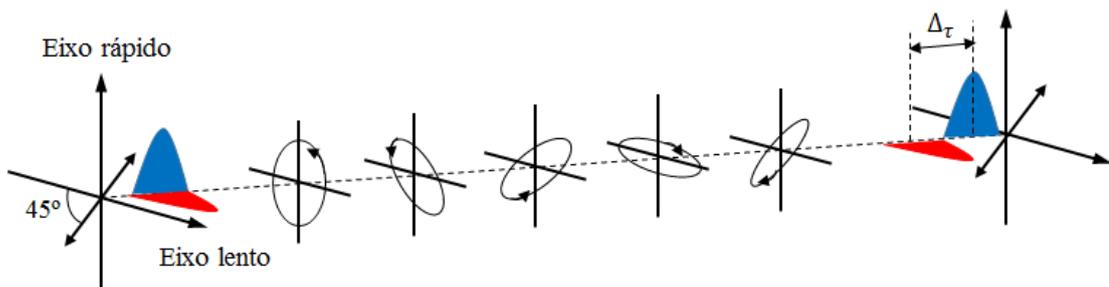


Figura 2.12 – Representação esquemática da birrefringência aleatória para um pulso com polarização inicial de 45°. $\Delta\tau$ é o atraso de grupo diferencial (DGD). Adaptado de [65].

Neste caso, o pulso excita dois modos ortogonais, um no eixo lento e outro no eixo rápido. Enquanto se propaga ao longo da fibra, a energia se separa aleatoriamente entre estes dois estados de polarização e o receptor detecta dois pulsos, um em cada polarização. A diferença entre os tempos de chegada dos dois pulsos é denominada atraso diferencial de grupo (*differential group delay – DGD*), $\Delta\tau$. Para $L > 0,1$ km, tem-se que

$$\Delta\tau = D_p \cdot \sqrt{L} \quad (2.67)$$

onde L é o comprimento da fibra óptica e D_p o parâmetro PMD. Para a maioria das fibras, o valor de D_p está entre 0,1 e 1 ps/(km)^{1/2}[31]. Por causa da dependência com \sqrt{L} , a dispersão por polarização é relativamente pequena se comparada com a dispersão cromática. Porém, a

PMD torna-se um fator limitante para sistemas de comunicação óptica com alta velocidade e projetados para enlaces com longa distância [31].

2.2.3 Dispersão Cromática

Na fibra monomodo, a energia do pulso óptico é transportada em apenas um modo de propagação, o fundamental. A velocidade de grupo associada a esse modo fundamental é dependente da frequência. Em consequência, as componentes espectrais do pulso óptico propagam-se com velocidades diferentes, atingindo o final do enlace em instantes de tempo distintos. Na literatura esse fenômeno recebe diferentes denominações: dispersão de velocidade de grupo (GVD – *group-velocity dispersion*), dispersão intramodal, dispersão cromática ou apenas dispersão da fibra. Neste trabalho tal fenômeno será designado como dispersão cromática.

Fisicamente, um meio absorve radiação eletromagnética através da oscilação de elétrons acoplados em frequências de ressonância características. Portanto, quando um campo óptico incide em um meio dielétrico, que é o caso da fibra óptica, ele interage com os elétrons acoplados e a resposta do meio vai ser dependente da frequência do campo óptico incidente, i.e., o índice de refração será função da frequência, $n(\omega)$. O índice de refração do meio pode ser aproximado pela equação de Sellmeier[31],

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.68)$$

onde ω_j e B_j representam a frequência de ressonância e a força da ressonância no j^{th} elemento, respectivamente. Para fibra óptica de sílica, $m = 3$, é uma boa aproximação, com $B_1 = 0,6961663$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 0,0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0,1162414 \mu\text{m}$ e $\lambda_3 = 9,896161 \mu\text{m}$ [63]. Com $\omega_j = 2\pi c/\lambda_j$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. O índice de grupo, $n_g = n + \omega(dn/d\omega)$, pode ser obtido com esses parâmetros. A variação do índice de refração com o comprimento de onda é mostrada na Figura 2.13.

Os sistemas de comunicação operam no comprimento de onda compreendido no intervalo entre $0,85 \mu\text{m}$ e $1,6 \mu\text{m}$. Da Figura 2.13, verifica-se neste intervalo que a diferença do índice de refração corresponde a $0,0091$ e é suficiente para tornar os efeitos de dispersão cromática significativos.

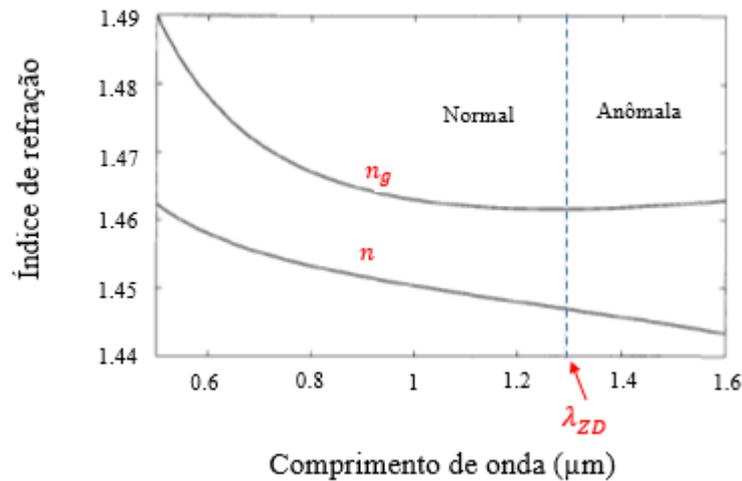


Figura 2.13 – Variação do índice de refração com o comprimento de onda para sílica. Adaptado de [63].

A dispersão cromática desempenha um papel importante na propagação de sinais ópticos na fibra, uma vez que diferentes componentes espectrais se propagam com velocidades diferentes, dada por $c/n(\omega)$. Qualquer sinal que transporta informações contém componentes de uma variedade de frequências que se espalham à medida que o sinal se propaga ao longo da fibra. Desde o início da utilização de fibras ópticas para comunicações, os pesquisadores têm procurado formas de eliminar ou mitigar a propagação dispersiva, por causa dos limites que tal efeito impõe à capacidade dos sistemas de comunicação óptica [10]. Matematicamente, os efeitos da dispersão são estudados por meio da expansão da constante de propagação, $\beta(\omega)$, em série de Taylor em torno da frequência ω_0 [31],

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.69)$$

onde n é o índice de refração do núcleo e ω_0 a frequência central do pulso óptico. Da expansão (2.69), a constante de propagação pode ser reescrita por

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} ; \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (2.70)$$

Usando as equações (2.69) e (2.70), obtém-se a expressão para β_1 :

$$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\omega} (n\omega) = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (2.71)$$

Por definição, β_1 é o inverso da velocidade de grupo, v_g . Então, a equação (2.71) pode ser reescrita por

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} \quad (2.72)$$

onde n_g é o índice de grupo. De maneira similar, usando as equações (2.70) e (2.71), obtém-se uma equação para β_2 (GVD):

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\omega} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (2.73)$$

Da Figura 2.13, verifica-se que para comprimento de onda de $1,30 \mu\text{m}$, definido como λ_{ZD} , os efeitos da dispersão cromática desaparecem ($\beta_2 = 0$). Os valores de β_2 são positivos para comprimentos de onda menores que λ_{ZD} , e são negativos para comprimentos de onda maiores que λ_{ZD} . A região na qual $\beta_2 > 0$ é chamada de regime de dispersão normal e a região na qual $\beta_2 < 0$ é chamada de regime de dispersão anômala.

Os efeitos da dispersão cromática são mais comumente mensurados pelo parâmetro D [ps/km-nm], definido como [66],

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{d\omega}{d\lambda} \left[\frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \right] \quad (2.74)$$

Como $\omega = 2\pi c/\lambda$, então:

$$d\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \quad ; \quad \frac{1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2 d\omega} \quad (2.75)$$

Substituindo (2.75) em (2.74), tem-se que

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\beta_1}{d\omega} \quad ; \quad D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.76)$$

Para fibra monomodo padrão, o termo β_2 na equação (2.76) predomina na maioria dos casos práticos. A inclusão do termo β_3 somente é necessária para pulsos ultracurtos[67], com largura menor que 0,1 ps, ou se o comprimento de onda coincide com λ_{ZD} ($\beta_2 = 0$).

O parâmetro D [ps/km-nm], fisicamente, diz respeito ao alargamento em ps que ocorreria em um pulso com largura de banda de 1 nm propagando-se por 1 km na fibra óptica. Tanto β_2 como D são parâmetros do mesmo fenômeno: a dispersão cromática. Porém, ressalta-se o sinal negativo na relação entre os dois, conforme equação (2.76).

O efeito da dispersão cromática produz cumulativamente o espalhamento do pulso óptico, limitando o produto banda vezes distância de transmissão do sinal. Numa fibra monomodo, a dispersão cromática tem contribuição de duas parcelas, a dispersão de material (D_M) e a dispersão de guia de onda (D_W). O parâmetro D pode ser expresso pela soma dessas parcelas, $D \cong D_M + D_W$. A primeira parcela ocorre porque o índice de refração do material usado para fabricação da fibra (sílica) varia com o comprimento de onda. A segunda é decorrente dos efeitos de guiamento que são associados aos parâmetros de construção da fibra, tais como raio do núcleo e diferença dos índices de refração (Δ). A Figura 2.14 apresenta os efeitos que cada parcela provoca no resultado final da dispersão em uma fibra óptica monomodo típica de sílica. O comprimento de onda no qual $D = 0$ é definido como λ_{ZD} .

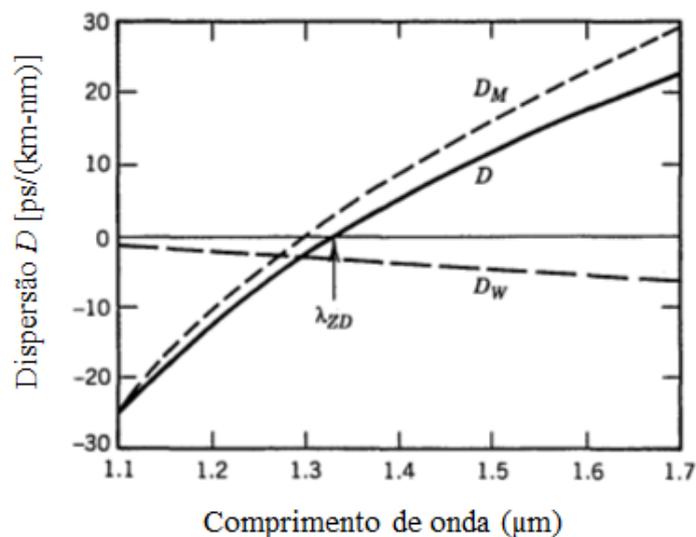


Figura 2.14 – Dispersão (D) total e contribuições relativas da dispersão de material (D_M) e dispersão de guia de onda (D_W) para uma fibra SSMF. O comprimento de onda no qual a dispersão é igual a zero desloca-se para um valor maior por causa da contribuição de D_W . Adaptado de [63].

O principal efeito da dispersão de guia de onda é deslocar o nulo da dispersão total para próximo de 1310 nm. Da figura, o comprimento de onda de 1550 nm, janela de transmissão que apresenta menor valor de atenuação 0,2 dB/km, tem dispersão linear próxima de 17 ps/km-nm. Considerando que a dispersão cromática depende tanto do material da fibra (D_M) quanto da geometria do guia de onda (D_W), fibras ópticas podem ser projetadas para alcançar uma ampla gama de valores positivos e negativos do parâmetro D [68].

2.3 Efeitos Não Lineares na Propagação em SMF

Os efeitos não lineares na fibra óptica ocorrem tanto devido à variação do índice de refração do meio em função da intensidade do campo elétrico externo como devido ao fenômeno de espalhamento inelástico. A Figura 2.15 ilustra os efeitos não lineares que surgem na propagação pela fibra óptica.

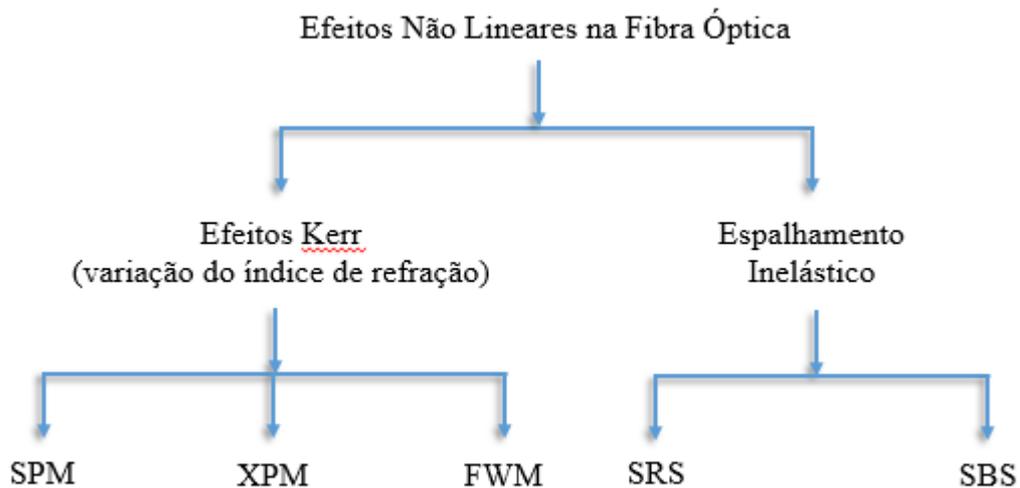


Figura 2.15 – Efeitos não lineares na fibra óptica.

Os efeitos nos quais o índice de refração varia com a intensidade do campo elétrico são chamados efeitos Kerr. De acordo com o sinal na entrada da fibra óptica, os efeitos não lineares do tipo Kerr se manifestam de três maneiras: auto modulação de fase (SPM), modulação de fase cruzada (XPM) e mistura de quadro ondas (FWM).

Se a potência óptica do campo incidente na fibra for elevada, os efeitos inelásticos Raman (SRS) e Brillouin (SBS) podem ser estimulados. A intensidade de tais efeitos cresce exponencialmente se for ultrapassado o valor de limiar. A diferença entre os espalhamentos

Brillouin e Raman é que os fónons (acústicos) gerados no primeiro são coerentes e dão origem a uma onda acústica macroscópica na fibra, enquanto que no segundo os fónons (ópticos) são incoerentes e nenhuma onda macroscópica é gerada [69].

2.3.1 Mistura de Quatro Ondas (*Four Wave Mixing – FWM*)

O efeito FWM tem origem na resposta não linear dos elétrons ligados ao átomo o qual é submetido a uma onda eletromagnética com módulo de campo elétrico intenso. Quando duas ondas eletromagnéticas intensas, com frequências angulares ω_1 e ω_2 , propagam-se ao mesmo tempo na fibra, elas forçam os elétrons ligados a oscilarem, quase que instantaneamente, em qualquer frequência decorrente da mistura dessas ondas. Embora o potencial fornecido pelas moléculas de sílica confine os elétrons ao seu átomo original, os elétrons respondem ao campo eletromagnético aplicado ao emitir ondas secundárias não apenas nas frequências originais ω_1 e ω_2 , resposta linear, mas também em duas novas frequências denotadas como ω_3 e ω_4 , resposta não-linear de terceira ordem. Esta última resposta envolve a interação não linear entre quatro ondas eletromagnéticas, ou mistura de quadro ondas.

Para facilitar o entendimento físico do fenômeno, considere a geração de frequência soma, na qual duas ondas eletromagnéticas, ω_1 e ω_2 , incidem em um meio não linear e geram $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, conforme Figura 2.16.

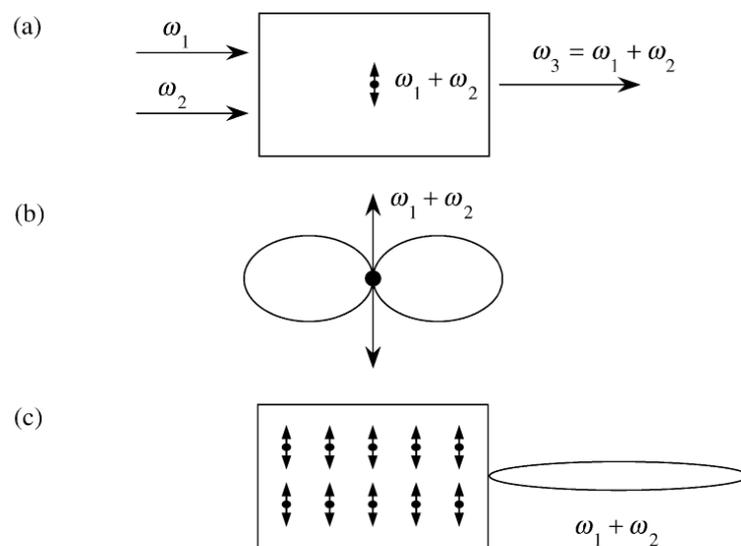


Figura 2.16 – Geração de frequência soma no efeito não linear FWM. (a) Duas ondas, ω_1 e ω_2 , incidem em um meio não linear e cada átomo oscila na frequência ω_3 . (b) Padrão de irradiação do dipolo, considerando apenas um átomo isolado. (c) N dipolos atômicos irradiando construtivamente, considerando casamento de fase. Adaptado de [55].

Devido às não linearidades na resposta atômica, cada átomo desenvolve um momento dipolo que oscila na frequência $\omega_1 + \omega_2$. Se for considerado apenas um átomo isolado, este teria seu dipolo irradiando conforme mostrado na Figura 2.16(b). Como qualquer material possui N dipolos atômicos, cada um oscila com uma fase que é determinada pela fase do campo incidente. Se houver casamento de fases, os campos irradiados pelos momentos dipolos irão se somar construtivamente, levando à radiação sob a forma de um feixe bem definido, de acordo com a Figura 2.16(c).

No caso de resposta não linear de terceira ordem, dois fótons nas frequências ω_1 e ω_2 são aniquilados e dois novos fótons são criados nas frequências ω_3 e ω_4 , preservando o princípio da conservação de energia na interação paramétrica: $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$. A condição de casamento de fases é dada por [55]

$$\begin{aligned} \Delta\beta = 0 &= \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2) \Rightarrow \\ &\Rightarrow \beta(\omega_1) + \beta(\omega_2) = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) \end{aligned} \quad (2.77)$$

2.3.2 Modulação de Fase Cruzada (*Cross-Phase Modulation – XPM*)

A modulação de fase cruzada é o deslocamento não linear da fase de um campo elétrico induzido por outro campo, sendo que este último tem comprimento de onda, direção ou estado de polarização diferente do primeiro [31]. A XPM é um efeito que exige, pelo menos, dois campos de comprimentos de onda distintos, λ_1 e λ_2 . À medida que um campo elétrico se propaga na fibra ele adquire um deslocamento de fase não linear dado por [31]:

$$\phi_j^{NL}(z) = n_2 \left(\frac{\omega_j}{c} \right) \left(|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 \right) z \quad (2.78)$$

onde $j = 1, 2$, n_2 é o coeficiente do índice de refração não linear, ω_j é a frequência angular, c a velocidade da luz no vácuo, E_j é a amplitude do campo elétrico e z o comprimento da fibra. O primeiro termo resulta do efeito não linear SPM, que será discutido na próxima seção. O segundo termo é o efeito não linear XPM, no qual a modulação de fase é decorrente de uma onda que copropaga na fibra.

2.3.3 Auto Modulação de Fase (*Self-Phase Modulation* – SPM)

De maneira análoga ao efeito XPM, a auto modulação de fase também é um deslocamento não linear da fase. Porém, na SPM o deslocamento é devido à intensidade óptica do próprio campo elétrico, daí o termo auto modulação de fase. A presença de um campo intenso modifica o índice de refração do meio tal que o campo adquire uma fase não linear ao longo do comprimento da fibra. A equação (2.78) pode ser reescrita considerando apenas o efeito SPM:

$$\phi_{NL}(z) = n_2 \left(\frac{\omega}{c} \right) |E_0|^2 z \quad (2.79)$$

O efeito físico representado pela equação (2.79) pode ser entendido considerando um pulso com frequência angular central ω_0 que incide em um meio que apresenta efeito SPM. Como a fase varia, isto implica que a frequência angular instantânea do pulso será diferente de ω_0 através do pulso [31]. A diferença é denominada de *frequency chirping*. O *chirp* induzido pela SPM aumenta com a distância de propagação, ou seja, novas componentes de frequência são geradas continuamente à medida que o pulso se propaga na fibra, levando ao alargamento ou redução do formato inicial ao interagir com a dispersão.

2.3.4 Espalhamento Inelástico Estimulado

O espalhamento inelástico estimulado é aquele em que o campo óptico transfere parte da sua energia para o meio não linear [31]. Na fibra óptica é possível ocorrer dois dos principais efeitos não lineares que estão nessa classificação [70]: o espalhamento Raman estimulado (SRS) e o espalhamento Brillouin estimulado (SBS).

O espalhamento inelástico estimulado é um fenômeno em que a interação dos fótons espalhados do feixe que incide no meio dielétrico leva à redução do nível de energia do fóton. A diferença de energia neste processo é liberada na forma fónons. A onda espalhada decorrente do espalhamento é chamada de onda Stokes. A principal diferença entre os fenômenos de espalhamento inelástico reside no fato de que fónons ópticos participam no SRS [71] enquanto fónons acústicos participam no SBS. Na fibra óptica, o SBS ocorre somente na direção contrária de propagação do pulso óptico e o SRS pode ocorrer em ambas direções.

No SBS, uma onda óptica com potência elevada propagando-se na fibra transfere energia para uma onda propagando-se na direção oposta. Esta troca de energia resulta em ganho numa faixa de frequência estreita para a onda oposta e perda de potência do sinal quando for detectado. O nível de potência crítica em que os efeitos do SBS degradam o desempenho do enlace é chamado de limiar do SBS e é dado por [72]:

$$P_{SBS} = 21 \frac{A_{eff} F_p}{g_{SBS}} \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha L}} \quad (2.80)$$

onde A_{eff} é a área efetiva da fibra, F_p é o fator de polarização ($1 \leq F_p \leq 2$), g_{SBS} é o ganho máximo de Brillouin no estado estacionário (m/W), α é o coeficiente de atenuação da fibra e L o comprimento da fibra.

A largura de linha da onda gerada pelo efeito Brillouin é muito estreita (<100 MHz) [72]. A equação (2.80) é válida para fonte laser cuja largura de linha seja muito menor a largura de linha da onda decorrente do SBS. A equação (2.80) pode ser reescrita em termos das larguras de linha [70], [72]:

$$P_{SBS} = 21 \frac{A_{eff} F_p}{g_{SBS}} \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha L}} \left(\frac{\Delta\nu_{laser} \otimes \Delta\nu_{SBS}}{\Delta\nu_{SBS}} \right) \quad (2.81)$$

onde $\Delta\nu_{laser}$ é a largura de linha da fonte laser, $\Delta\nu_{SBS}$ é a largura de linha da onda gerada pelo efeito Brillouin e \otimes denota convolução. A equação (2.81) reduz para (2.80) quando $\Delta\nu_{laser} \ll \Delta\nu_{SBS}$.

2.4 Equação Não Linear de Schrödinger

Com base na abordagem proposta por [31], nesta seção será desenvolvida a equação que descreve a variação da amplitude da envoltória do campo óptico na fibra, considerando os efeitos lineares e não lineares.

2.4.1 Equações de Maxwell e Helmholtz

Os efeitos lineares e não lineares apresentados nas seções anteriores ocorrem simultaneamente na fibra óptica. Para descrever as condições para que um prevaleça em

relação ao outro utiliza-se a equação não linear de Schrödinger. O ponto de partida para dedução desta equação são as equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (2.82)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \partial \vec{D} / \partial t \quad (2.83)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.84)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.85)$$

onde os campos eletromagnéticos considerados em (2.82)-(2.85) dizem respeito ao sinal óptico modulado na fibra óptica. Postulou-se que não existem cargas no interior da fibra (\vec{J} e ρ são iguais a zero).

Numa escala macroscópica, as interações entre os vetores densidades de fluxos e de campos são dadas pelas relações constitutivas,

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.86)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.87)$$

sendo \vec{P} o vetor polarização elétrica, ϵ a permissividade elétrica do material, ϵ_0 a permissividade elétrica do vácuo e μ a permeabilidade magnética do material, onde considerou-a igual à do vácuo ($\mu = \mu_0$).

Tomando-se o rotacional de (2.82) e manipulando (2.83)-(2.87), obtém-se a equação de onda:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.88)$$

onde foi adotado $c = \sqrt{1/\mu_0 \epsilon_0}$.

Substituindo a identidade vetorial, $\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}$, em (2.88), tem-se que:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P} \quad (2.89)$$

A propagação de onda eletromagnética em um meio com propriedades dielétricas, que é o caso de fibras ópticas, obedece ao critério da causalidade. De acordo com a representação esquemática da Figura 2.17 o campo elétrico incidente, $\vec{E}(t)$, representa a função impulso e a polarização do meio, $\vec{P}(t)$, o sinal de saída.

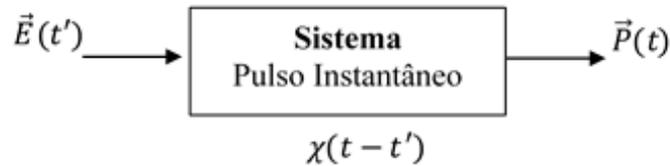


Figura 2.17 – Representação sistêmica da causalidade em fibra óptica.

A susceptibilidade elétrica pode ser interpretada como a função resposta do sistema. Assim,

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (2.90)$$

onde t' é o tempo anterior a t .

A polarização (\vec{P}) é definida como o momento dipolo por unidade de volume e é função do campo elétrico externo \vec{E} . Quando a intensidade do campo elétrico é muito menor do que a intensidade dos campos elétricos que mantêm um átomo ou molécula ligados, o vetor polarização \vec{P} pode ser expresso por uma série em termos de \vec{E} ,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \{ \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \} \quad (2.91)$$

onde ϵ_0 é a permissividade elétrica no vácuo e $\chi^{(j)}$ a susceptibilidade elétrica de ordem j , que resulta em um tensor de ordem $(j + 1)$. O primeiro termo da expressão (2.91) é dominante e representa a polarização linear (\vec{P}_L). Por causa da simetria da fibra, o segundo termo é nulo [24] e o último termo revela a polarização não linear (\vec{P}_{NL}). Então, (2.91) pode ser reescrita como,

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (2.92)$$

com

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (2.93)$$

$$\begin{aligned} \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_3 \times \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \\ \vdots \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) \end{aligned} \quad (2.94)$$

Substituindo (2.92) em (2.89), a equação de onda é reescrita da seguinte forma:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_L + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL} \quad (2.95)$$

Para simplificar a resolução de (2.95), algumas suposições podem ser feitas [31], [55]:

- (i) A polarização elétrica não linear (\vec{P}_{NL}) é tratada como pequena perturbação para a polarização linear (\vec{P}_L), porque a variação não linear do índice é $< 10^{-6}$;
- (ii) A polarização do campo elétrico é mantida ao longo do comprimento da fibra e, portanto, não ocorre dispersão por polarização;
- (iii) O campo elétrico da fonte laser é considerado quase-monocromático, $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, onde ω_0 é a frequência central angular do campo óptico e $\Delta\omega$ é a largura de linha do laser;
- (iv) Pulsos com largura > 1 ps; e
- (v) Os termos de ordens superiores da expansão de $\beta(\omega)$, β_3, β_4, \dots , são desprezados, pois $\Delta\omega \ll \omega_0$.

Com o uso da aproximação para envoltória com variação lenta, (*slowly varying envelope*), o campo elétrico polarizado na direção \hat{x} propagando-se na direção \hat{z} pode ser escrito separando as componentes rápidas e lentas [31]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) e^{j\omega_0 t} + c. c.] \quad (2.96)$$

onde \hat{x} é o vetor unitário que indica a polarização do campo elétrico, $E(\vec{r}, t)$ é a componente do campo elétrico que varia lentamente e *c. c.* o complexo conjugado. As componentes do vetor polarização também podem ser reescritas de maneira similar

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\vec{r}, t) e^{j\omega_0 t} + c. c.] \quad (2.97)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) e^{j\omega_0 t} + c. c.] \quad (2.98)$$

A componente \vec{P}_L pode ser obtida substituindo (2.96) em (2.93) e aplicando a transformada de Fourier em ambos os lados:

$$\begin{aligned} P_L(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t - t') E(\vec{r}, t) \exp[-j\omega_0(t - t')] dt' \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) \exp[j(\omega - \omega_0)t] d\omega \end{aligned} \quad (2.99)$$

onde $\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$ é transformada de Fourier de $E(\vec{r}, t)$

Para obter a componente não linear da polarização, \vec{P}_{NL} , considera-se que sua resposta é instantânea e que a dependência da susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, em (2.94), pode ser representada por um produto de três funções delta na forma $\delta(t - t_1)$ [31]. Aplicando a propriedade

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) \delta(t - t_0) dt = f(t_0) \quad (2.100)$$

a equação (2.94) pode ser escrita na forma

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.101)$$

Substituindo (2.96) e (2.98) em (2.101), a polarização não linear é simplificada:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\vec{r}, t) \quad (2.102)$$

onde ε_{NL} é a parcela não linear da permissividade elétrica relativa, dada por

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2 \quad (2.103)$$

A equação de onda para a componente do campo elétrico cuja amplitude varia lentamente, $E(\vec{r}, t)$, é obtida substituindo (2.96)-(2.98) em (2.95):

$$\nabla^2 \tilde{E} + \left(1 + \chi_\omega^{(1)} + \varepsilon_{NL}\right) k_0^2 \tilde{E} = \nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon_{(\omega)} k_0^2 \tilde{E} \quad (2.104)$$

onde $k_0 = \omega/c$. A equação (2.104) representa a equação de onda na forma da equação de Helmholtz, no domínio da frequência.

2.4.2 Solução da Equação de Helmholtz

A equação de Helmholtz pode ser resolvida pelo método de separação de variáveis:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{-j\beta_0 z} \quad (2.105)$$

A função $F(x, y)$ representa a distribuição espacial do campo dentro da fibra, $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ é a transformada de Fourier da amplitude da envoltória do campo elétrico, que é função da posição (z) e da frequência ($\omega - \omega_0$), e a fase é dada por $\beta_0 z$. Substituindo (2.105) em (2.104), obtêm-se duas equações correspondentes, uma relativa ao campo transversal e a outra relativa à envoltória do campo elétrico óptico:

$$\nabla_{\perp}^2 F + \{\varepsilon_{(\omega)} k_0^2 - \tilde{\beta}^2\} F = 0 \quad (2.106)$$

$$-2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (2.107)$$

onde ∇_{\perp}^2 é o Laplaciano com relação às coordenadas transversais (x e y).

Na modelagem correspondente à equação (2.107), postula-se que a taxa de variação da envoltória seja reduzida de tal forma que o termo correspondente à segunda derivada de \tilde{A} com relação à distância de propagação, $\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$, possa ser omitido. Como neste trabalho a fibra é SMF, isto implica que a distribuição espacial do campo, $F(x, y)$, é contínua e, assim, apenas a solução da equação de Helmholtz dada em (2.107) será desenvolvida.

Recorrendo-se à aproximação comumente utilizada, segundo a qual a largura de banda da fonte óptica é estreita, isto é, quase-monocromática, tem-se que:

$$\tilde{\beta} \approx \beta_0 \Rightarrow (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \approx 2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0) \quad (2.108)$$

Substituindo (2.108) em (2.107):

$$j \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = (\tilde{\beta} - \beta_0) \tilde{A} \quad (2.109)$$

onde

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) \quad (2.110)$$

Logo,

$$j \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = [\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) - \beta_0] \tilde{A} \quad (2.111)$$

Aplicando expansão em série de Taylor em (2.111) e truncando no termo de 2ª ordem, pois $\Delta\omega \ll \omega_0$, obtém-se:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 \quad (2.112)$$

onde: $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ e $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ (para $m = 1, 2, \dots$).

Substituindo (2.112) em (2.111) e considerando $\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0$, fonte quasi-monocromática:

$$j \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = \left[(\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \Delta\beta_0 \right] \tilde{A} \quad (2.113)$$

Efetuando a transformada inversa de Fourier em (2.113) e considerando $(\omega - \omega_0) \equiv -j \partial/\partial t$:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A(z, t) - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t) = -j \Delta\beta_0 A(z, t) \quad (2.114)$$

Em (2.114), o termo $\Delta\beta_0$ inclui os efeitos de atenuação e não linearidades na fibra óptica. Usando $\beta(\omega) \approx n(\omega)\omega/c$ e $\Delta n = n_2|E|^2 - j \frac{\alpha}{2k_0}$, tem-se que:

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0 = \Delta n(\omega) \frac{\omega_0}{c} = \left(n_2|E|^2 - j \frac{\alpha}{2k_0} \right) \frac{\omega_0}{c} = n_2 \frac{|A|^2 \omega_0}{A_{eff} c} - j \frac{\alpha}{2} \quad (2.115)$$

Substituindo (2.115) em (2.114), obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A(z, t) - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t) = -j \left(n_2 \frac{|A|^2 \omega_0}{A_{eff} c} - j \frac{\alpha}{2} \right) A(z, t) \quad (2.116)$$

A equação (2.116) pode ser reescrita por:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha A}{2} = -j\gamma |A|^2 A \quad (2.117)$$

onde:

$A(z, t)$: variação lenta da amplitude da envoltória do campo óptico. A amplitude é normalizada tal que $|A|^2$ representa potência óptica. O termo $\gamma|A|^2$ é expresso em $[\text{m}^{-1}]$ se o coeficiente n_2 é expresso em $[\text{m}^2/\text{W}]$.

z : distância de propagação

t : tempo físico

α : coeficiente de atenuação

β_1 : atraso linear na constante de propagação (ps/km)

β_2 : parâmetro de dispersão de 2ª ordem (ps²/km)

γ : parâmetro não linear ($= 2\pi n_2 / \lambda_0 A_{eff}$) [$\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$]

n_2 : coeficiente do índice de refração não linear [m^2/W]

A_{eff} : área efetiva do núcleo da fibra óptica

λ_0 : comprimento de onda da portadora óptica

ω_0 : frequência angular da portadora óptica

Como o escopo do trabalho é enlace analógico a fibra com sinais de RF contínuos, a largura do pulso, obviamente, é maior do que 1 ps. Assim, os termos correspondentes aos efeitos não lineares de ordens superiores, SRS, Raman e *Self-Steepening*, são desprezados porque são muito menores do que o efeito Kerr [31]. A menos que se esteja operando no comprimento de onda próximo de λ_{ZD} ($D = 0$), o parâmetro de dispersão de terceira ordem, β_3 , e superiores podem ser desprezados.

Na equação (2.117) estão contidas as perdas (α), o atraso na constante de propagação (β_1), a dispersão cromática (β_2) e o efeito não linear Kerr, dado pelo coeficiente (γ). Supondo que o observador esteja se movendo junto com o pulso óptico, o termo $\partial A / \partial t$ será igual a zero porque não existe movimento relativo entre observador e pulso. Assim, estabelece-se uma mudança de variável, $T = t - \beta_1 z$ e $Z = z$, de modo que

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -\frac{\alpha A}{2} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - j\gamma |A|^2 A \quad (2.118)$$

2.4.3 Equação Não Linear de Schrödinger Normalizada

A Equação Não Linear de Schrödinger (NLSE) na forma (2.118) tem aplicação nos principais sistemas de comunicação óptica. Os três termos do lado direito representam os

principais fenômenos físicos presentes em uma fibra óptica monomodo utilizada em enlaces ópticos: atenuação, dispersão e não linearidade. De acordo com as características do sinal óptico que incide na fibra, isto é, largura do pulso e potência, os efeitos dispersivos lineares ou não lineares podem prevalecer.

Embora não seja objetivo desta dissertação o estudo de enlaces a fibra óptica para transmissão de sinais ópticos pulsados, torna-se conveniente converter (2.118) em unidades normalizadas, uma vez que na referida equação estão envolvidos vários parâmetros físicos.

Outro aspecto que justifica a normalização da NLSE decorre do fato de que, conforme será mostrado nesta dissertação, a instabilidade de modulação induzida por um sinal de RF pode resultar em um trem de pulsos estreitos na fibra óptica. O comprimento da fibra no qual esse trem de pulsos se forma depende da relação entre as amplitude da portadora óptica e do sinal de RF e, tipicamente, varia de 1 a 1,5 vezes a distância na qual os efeitos da dispersão cromática tornam-se expressivos [31], [73].

Portanto, inicialmente definem-se duas escalas de comprimento L_D (distância de dispersão) e L_{NL} (distância não linear):

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.119)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.120)$$

onde β_2 é o parâmetro de dispersão de 2ª ordem, γ o parâmetro não linear, P_0 a potência óptica ($= |A(Z, T)|^2$) e T_0 é a duração inicial do pulso óptico. A variação do pulso na fibra vai depender dos valores relativos entre L_D , L_{NL} e L (comprimento da fibra). Então, as escalas de tempo, de distância e amplitude, normalizadas, são dadas, respectivamente por:

$$\tau = \frac{T}{T_0} \quad (2.121a)$$

$$\xi = \frac{Z}{L_D} \quad (2.121b)$$

$$A(Z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha Z}{2}\right) U(Z, \tau) \quad (2.121c)$$

Substituindo (2.121a)-(2.121a) em (2.118), tem-se que:

$$j \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{s}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha Z)}{L_N} |U|^2 U \quad (2.122)$$

com $s = \pm 1$ é o sinal de β_2 . Postulando que o enlace a fibra óptica possui amplificadores ópticos uniformemente distribuídos ao longo do enlace, espaçados pela distância z_a , a potência óptica varia periodicamente e pode ser substituída em (2.122) por um valor médio, de acordo com a seguinte relação:

$$\bar{P}_0 = \frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} P_o(Z) dZ = P_o \left\{ \frac{1 - \exp(-\alpha z_a)}{\alpha z_a} \right\} \quad (2.123)$$

Com base na condição estabelecida em (2.123), a NLSE normalizada (2.122) pode ser reescrita desconsiderando-se a constante de atenuação (α),

$$j \frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{s}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{\bar{L}_N} |U|^2 U \quad (2.124)$$

onde $\bar{L}_N = 1/\gamma \bar{P}_0$.

Para normalizar a NLSE com relação à distância de propagação, substitui-se (2.121a) em (2.124) e a referida equação pode ser simplificada como,

$$j \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{s}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (2.125)$$

O parâmetro N é definido como,

$$N^2 = \frac{L_D}{\bar{L}_{NL}} = \frac{\gamma P_o T_o^2}{|\beta_2|} \quad (2.126)$$

A equação (2.125) é a NLSE normalizada e possui apenas um parâmetro Nadimensional. De acordo com as características do enlace óptico, a solução da NLSE pode ser obtida a partir (2.118) pelo método *Split-Step Fourier* ou considerando (2.125) e aplicando

o método de espalhamento inverso (*Inverse Scattering Method*), que também é chamado de Transformada Não Linear de Fourier (*Nonlinear Fourier Transform – NFT*). Estes métodos foram plenamente desenvolvidos em[31].

Neste capítulo foram discutidos os principais conceitos sobre enlace analógico a fibra óptica, os efeitos lineares e não lineares que surgem na propagação pela fibra monomodo e a equação não linear de Schrödinger que descreve a variação da envoltória do campo óptico em função da posição e do tempo. Como o objetivo deste trabalho é analisar a inter-relação entre efeitos lineares e não lineares em enlaces analógicos a fibra óptica, de tal forma que o sinal de RF CW possa ser transmitido de uma central de controle para uma antena remotamente localizada, com os mesmos parâmetros iniciais, porém amplificados, somente os efeitos SPM e GVD serão considerados. Esta proposição se sustenta, pois o enlace é composto por apenas um canal, sendo que a atenuação é periódica e pode ser compensada com amplificadores.

Os detalhes da inter-relação entre SPM e GVD que resulta na amplificação das bandas laterais de modulação serão discutidos no Capítulo 3. De maneira resumida, a dispersão cromática causa espalhamento ou do sinal óptico e leva ao desvanecimento da potência de RF detectada diretamente. Por outro lado, a auto modulação de fase é o fenômeno não linear dominante em fibra monomodo e provoca compressão do sinal óptico, devido à dependência do índice de refração com a intensidade do campo elétrico. Neste ponto, ressalta-se a motivação para esta pesquisa. Como se vê na NLSE, caso a fibra esteja no regime anômalo, os efeitos SPM e GVD são quantificados por sinais opostos. Então, questiona-se se existe uma condição na qual tais fenômenos possam estar compensados e se seus efeitos destrutivos se cancelam, reduzindo a degradação do sinal óptico modulado.

A partir deste questionamento surge a instabilidade de modulação, que é um fenômeno em que apenas os efeitos SPM e GVD são considerados e no qual a fonte laser transfere energia para as bandas laterais de modulação, resultando na amplificação paramétrica destas bandas. No Capítulo 3 será apresentado como a instabilidade de modulação pode ser induzida em um enlace analógico a fibra óptica com fonte de sinal de RF CW. Será desenvolvido o modelo matemático que relaciona a amplificação com os parâmetros: frequência do sinal de RF, potência óptica, dispersão cromática, parâmetro não linear e comprimento do enlace.

3 Instabilidade de Modulação Induzida em Enlace Analógico a Fibra Óptica (EAFO)

Os fundamentos teóricos apresentados anteriormente serão empregados neste capítulo para descrever como induzir o fenômeno instabilidade de modulação em um enlace analógico a fibra óptica. Como a finalidade do enlace é transmitir o sinal de RF CW típico de radar a uma antena localizada remotamente, a IM pode resultar na amplificação paramétrica do sinal de RF, por meio da presença simultânea dos fenômenos SPM e GVD. O Capítulo inicia com a dedução das equações acopladas da portadora óptica e das bandas laterais propagando-se na fibra. Este acoplamento é o conceito básico acerca da transferência de energia da fonte laser para o sinal de RF e vice-versa. Em seguida, aplicam-se as equações acopladas para encontrar matematicamente a solução de modos acoplados que resulta na equação do ganho paramétrico.

3.1 Acoplamento de Ondas na Fibra Óptica

A instabilidade de modulação pode ser interpretada de duas maneiras. Na primeira, a IM é considerada uma perturbação da solução estável de uma única fonte óptica contínua propagando-se na fibra que resulta na amplificação do ruído. Na segunda, a IM pode ser interpretada como um processo de mistura de quatro ondas cujo casamento de fases é induzido pela auto modulação de fase. Esta abordagem será adotada neste trabalho.

Com o objetivo de estudar as características o acoplamento de ondas na fibra óptica, recorre-se a ilustração mostrada na Figura 3.1, na qual uma representação esquemática de um trecho de fibra óptica de SiO₂, com perfil degrau, que possui susceptibilidades elétricas de primeira e terceira ordem.

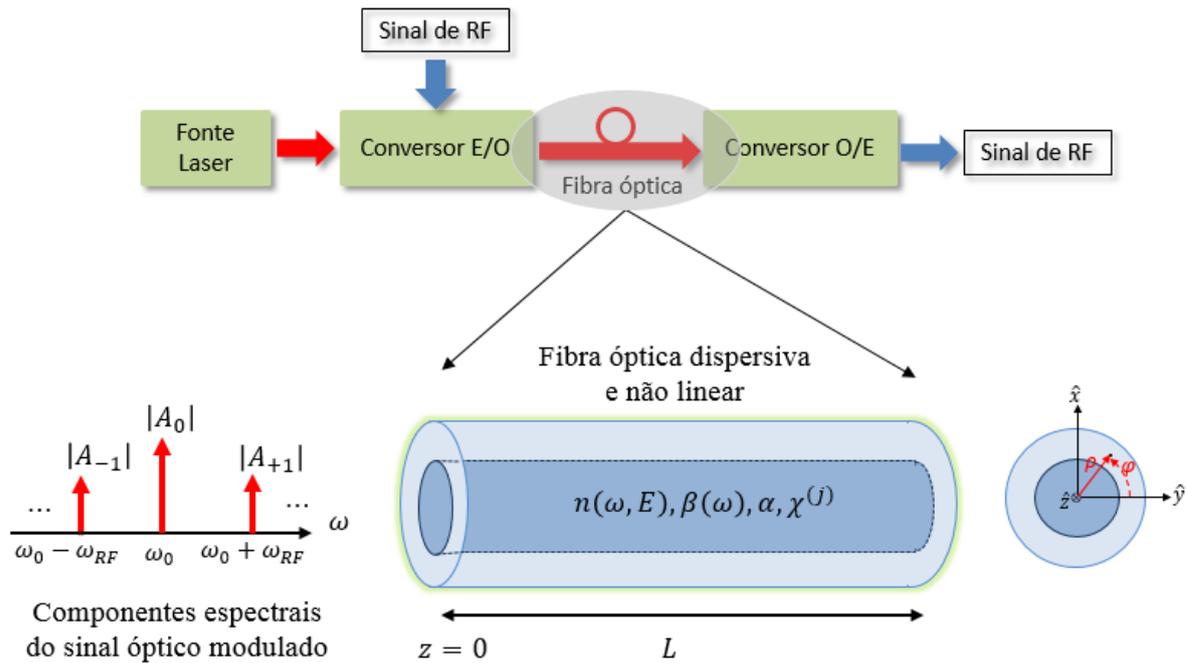


Figura 3.1 – Representação esquemática da fibra óptica de SiO₂ e das componentes espectrais do sinal óptico na entrada do enlace.

Postula-se que três ondas eletromagnéticas com frequências angulares ω_1 , ω_2 e ω_3 incidem na face onde $z = 0$. O índice de refração na fibra varia conforme a frequência angular de cada onda eletromagnética. De maneira análoga, as constantes de fase de cada onda variam de acordo com suas frequências.

Como foi descrito no Capítulo 2, um campo elétrico propagando-se na fibra resulta em um vetor polarização, i.e., N momentos dipolos oscilando na frequência do campo elétrico. Também foi descrito que os momentos dipolos, por sua vez, emitem ondas eletromagnéticas, nas frequências harmônicas, produtos das harmônicas ou combinações dessas. Considerando o fenômeno FWM, quando três ondas se propagam simultaneamente na fibra, elas geram uma quarta onda que não coincide com as outras: $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. O processo FWM é considerado degenerado quando duas das três frequências das ondas incidentes na fibra são iguais, isto é, ω_1 e ω_2 podem ser iguais, mas ω_3 deve ser diferente de ω_1 e ω_2 [31].

Nesta seção será desenvolvido um modelo de acoplamento e de troca de energia entre as ondas eletromagnéticas na fibra óptica, considerando que a instabilidade de modulação é um processo degenerado do fenômeno FWM, no qual $\omega_1 = \omega_2$. Fisicamente significa que o forte bombeamento do laser gera duas bandas laterais simétricas no domínio espectral. Se a portadora óptica, ω_0 , e as bandas laterais, $\omega_0 \pm \omega_{RF}$, propagam-se ao mesmo tempo na fibra, haverá uma troca de energia [31]. A energia de dois fótons do laser é usada para criar dois

fótons diferentes, um na frequência $\omega_0 + \omega_{RF}$ e outro na frequência $\omega_0 - \omega_{RF}$, mantendo o princípio de conservação de energia. Como as componentes espectrais propagam-se na fibra óptica juntamente com o laser, o fenômeno é denominado de instabilidade de modulação induzida [33].

No enlace analógico a fibra óptica o sinal óptico na saída do MZM é constituído pelo sinal da portadora óptica, ω_0 , pela banda lateral superior, $\omega_0 + \omega_{RF}$, e pela banda lateral inferior, $\omega_0 - \omega_{RF}$. Essas três ondas eletromagnéticas incidem na fibra óptica, conforme ilustrado na Figura 3.1. A amplitude da envoltória do campo óptico na saída do MZM é dada por:

$$A(Z, T) = A_0(Z) + A_{+1}(Z)e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1}(Z)e^{-j\omega_{RF}T} \quad (3.1)$$

onde A_0 é a amplitude da portadora óptica, A_{+1} é amplitude da banda lateral superior e A_{-1} é a amplitude da banda lateral inferior. Por simplicidade e para facilitar o entendimento do acoplamento entre as ondas, considerou-se o MZM polarizado no ponto de quadratura, de tal forma que os harmônicos de ordem superior das bandas laterais não foram incluídos no desenvolvimento. A distância de propagação (Z) e o tempo (T) foram modificados para um observador que se desloca com a envoltória do campo.

A variação da envoltória do pulso óptico, $A(Z, T)$, à medida que se propaga na fibra óptica é descrita por (2.118). Por simplicidade e considerando que a atenuação na fibra possui um valor médio, adota-se $\alpha = 0$ e (2.118) pode ser reescrita por:

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - j\gamma |A|^2 A \quad (3.2)$$

A equação (3.2) permite analisar o comportamento da amplitude da envoltória, $A = A(Z, T)$, em função da posição, Z , e do instante de tempo, T , levando em consideração a dispersão cromática (β_2) e a não linearidade (γ). Tendo em vista a uniformização da nomenclatura, considera-se oportuno ressaltar que o parâmetro β_2 refere-se à GVD, a qual descreve o comportamento do sinal óptico propagando-se na direção “ Z ” na fibra, e a segunda parcela do lado direito da equação (3.2) refere-se à auto modulação de fase (SPM), ou efeito Kerr, o qual é proporcional ao parâmetro não linear γ , característica física da fibra óptica.

Uma vez que o objetivo desta seção é de determinar as características da envoltória, $A(Z, T)$, e como as três ondas eletromagnéticas que são lançadas na fibra óptica se acoplam e transferem energia entre si, substitui-se a equação (3.1) em (3.2):

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dZ} (A_0 + A_1 e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1} e^{-j\omega_{RF}T}) \\
&= j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} (A_0 + A_{+1} e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1} e^{-j\omega_{RF}T}) \\
&\quad - j \gamma \{ [(A_0 + A_{+1} e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1} e^{-j\omega_{RF}T}) \\
&\quad * (A_0^* + A_{+1}^* e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1}^* e^{-j\omega_{RF}T})] \\
&\quad \times (A_0 + A_{+1} e^{j\omega_{RF}T} + A_{-1} e^{-j\omega_{RF}T}) \} \tag{3.3}
\end{aligned}$$

onde os índices que indicam a dependência das amplitudes com a distância Z foram omitidos para simplificar a notação e os asteriscos são os complexos conjugados. Efetuando as derivadas e os produtos da equação (3.3), tem-se que:

$$\begin{aligned}
& \frac{dA_0}{dZ} + e^{j\omega_{RF}T} \frac{dA_{+1}}{dZ} + e^{-j\omega_{RF}T} \frac{dA_{-1}}{dZ} \\
&= j \frac{\beta_2}{2} [(-\omega_{RF}^2) A_{+1} e^{j\omega_{RF}T} + (-\omega_{RF}^2) A_{-1} e^{-j\omega_{RF}T}] \\
&\quad - j \gamma [(A_0 A_0 A_0^* + 2A_0 A_{+1} A_{+1}^* + 2A_0 A_{-1} A_{-1}^* + 2A_0^* A_{+1} A_{-1}) \\
&\quad + (2A_0 A_0^* A_{+1} + A_{+1} A_{+1} A_{+1}^* + 2A_{+1} A_{-1} A_{-1}^* + A_0 A_0 A_{-1}^*) e^{j\omega_{RF}T} \\
&\quad + (2A_0 A_0^* A_{-1} + A_{-1} A_{-1} A_{-1}^* + 2A_{-1} A_{+1} A_{+1}^* + A_0 A_0 A_{+1}^*) e^{-j\omega_{RF}T} \\
&\quad + (A_0 A_{+1} A_{-1}^* + A_0^* A_{+1} A_{+1} + A_0 A_{+1} A_{-1}^*) e^{j2\omega_{RF}T} \\
&\quad + (A_0 A_{+1}^* A_{-1} + A_0^* A_{-1} A_{-1} + A_0 A_{+1}^* A_{-1}) e^{-j2\omega_{RF}T} \\
&\quad + (A_{+1} A_{+1} A_{-1}^*) e^{j3\omega_{RF}T} + (A_{+1}^* A_{-1} A_{-1}) e^{-j3\omega_{RF}T}] \tag{3.4}
\end{aligned}$$

Neste trabalho, postula-se que o sinal óptico modulado propagando-se na fibra é constituído apenas pelo sinal fundamental de RF, nas bandas laterais, e pela portadora óptica. Portanto, os harmônicos de ordens superiores, $\pm 2\omega_{RF}$ e $\pm 3\omega_{RF}$, são desprezados na equação (3.4). Após coletar os termos iguais na referida equação, tem-se que:

$$\frac{dA_0}{dZ} = -j\gamma[A_0(|A_0|^2 + 2|A_{+1}|^2 + 2|A_{-1}|^2) + 2A_0^*A_{+1}A_{-1}] \quad (3.5)$$

$$\frac{dA_{+1}}{dZ} = -j\gamma[A_{+1}(2|A_0|^2 + |A_{+1}|^2 + 2|A_{-1}|^2) + A_0^2A_{-1}^*] - j\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2A_{+1} \quad (3.6)$$

$$\frac{dA_{-1}}{dZ} = -j\gamma[A_{-1}(2|A_0|^2 + |A_{-1}|^2 + 2|A_{+1}|^2) + A_0^2A_{+1}^*] - j\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2A_{-1} \quad (3.7)$$

onde $|A_i|^2 = A_iA_i^* = P_i$ são as potências. Postulando que a potência da fonte laser é muito maior que as potências das bandas laterais, tem-se que:

$$|A_0|^2 \gg |A_{+1}|^2 \quad ; \quad |A_0|^2 \gg |A_{-1}|^2 \quad (3.8)$$

Assim,

$$\frac{dA_0}{dZ} \approx -j\gamma A_0 |A_0|^2 \quad (3.9)$$

A solução analítica de (3.9) é dada por:

$$A_0 = \sqrt{P_0} \exp[j(\theta_0 - \gamma P_0 Z)] \quad (3.10)$$

onde $P_0 = |A_0|^2$ é a potência óptica da portadora e θ_0 sua fase inicial. Nesta condição, a potência da fonte laser permanece constante e sua variação é desprezível. Na análise de transferência de energia, a bomba, ou fonte laser, permanece não depletada (*undepleted*). Substituindo (3.10) em (3.6) e (3.7) resulta em:

$$\frac{dA_{+1}}{dZ} = -j\gamma\{A_{+1}(2P_0 + |A_{+1}|^2 + 2|A_{-1}|^2) + P_0 \exp[2j(\theta_0 - \gamma P_0 Z)] A_{-1}^*\} - j\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2A_{+1} \quad (3.11)$$

$$\frac{dA_{-1}}{dZ} = -j\gamma\{A_{-1}(2P_0 + |A_{-1}|^2 + 2|A_{+1}|^2) + P_0 \exp[2j(\theta_0 - \gamma P_0 Z)] A_{+1}^*\} - j\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2A_{-1} \quad (3.12)$$

Considerando que $2P_0 + |A_{\pm 1}|^2 + 2|A_{\mp 1}|^2 \approx 2P_0$ e introduzindo a notação,

$$A_{+1} = B_{+1} \exp(-j\gamma P_0 Z) \quad (3.13)$$

$$A_{-1} = B_{-1} \exp(-j\gamma P_0 Z) \quad (3.14)$$

as equações (3.11) e (3.12) podem ser reescritas por:

$$\frac{dB_{+1}}{dZ} = -jB_{+1} \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_{RF}^2 \right) - j\gamma P_0 e^{2j\theta_0} B_{-1}^* \quad (3.15)$$

$$\frac{dB_{-1}}{dZ} = -jB_{-1} \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_{RF}^2 \right) - j\gamma P_0 e^{2j\theta_0} B_{+1}^* \quad (3.16)$$

As equações (3.15) e (3.16) revelam que as variações das amplitudes das bandas laterais estão acopladas e são funções da potência óptica. Na próxima seção será deduzido como as potências podem ser amplificadas.

3.2 Ganho Paramétrico na Fibra Óptica

Tomando o complexo conjugado de (3.16), tem-se que

$$\frac{dB_{-1}^*}{dZ} = jB_{-1}^* \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_{RF}^2 \right) + j\gamma P_0 e^{-2j\theta_0} B_{+1} \quad (3.17)$$

Dessa maneira, as equações acopladas (3.15) e (3.17) podem ser expressas na forma matricial:

$$\frac{d}{dZ} \begin{bmatrix} B_{+1} \\ B_{-1}^* \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} B_{+1} \\ B_{-1}^* \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

onde a matriz de coeficientes M é dada por

$$M = \begin{bmatrix} -j \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_{RF}^2 \right) & -j\gamma P_0 e^{-2j\theta_0} \\ j\gamma P_0 e^{-2j\theta_0} & j \left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2} \omega_{RF}^2 \right) \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

A equação (3.18) indica que as variações das amplitudes das bandas laterais são dadas pela matriz M . Para encontrar os autovalores da matriz (3.19), inicialmente recorre-se à equação característica dos autovalores de uma matriz:

$$\det(M - \lambda'I) = 0 \quad (3.20a)$$

$$(\lambda')^2 - \tau\lambda' + \det(M) = 0 \quad (3.20b)$$

onde λ' são os autovalores da matriz M , I é a matriz identidade, $\tau = a + d$ e $\det(M)$ é o determinante da matriz M , sendo que $\det(M) = ad - bc$.

As variáveis (a, b, c, d) representam os elementos da matriz M que pode ser reescrita como:

$$M = \begin{bmatrix} -j\left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right) & -j\gamma P_0 e^{-2j\theta_0} \\ j\gamma P_0 e^{-2j\theta_0} & j\left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ b^* & -a \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

Utilizando os elementos de (3.21) em (3.20a), tem-se:

$$\det(M) = \left[\left(\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right)\right]^2 - \gamma^2 P_0^2 = \left(\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right)^2 + \gamma P_0 \beta_2 \omega_{RF}^2 \quad (3.22a)$$

$$(\lambda')^2 = -\det(M) = -\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2 \left(2\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right) \quad (3.22b)$$

A solução da equação (3.22a) contém os autovalores da matriz M .

$$\lambda' = \pm g = \sqrt{-\frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2 \left(2\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega_{RF}^2\right)} \quad (3.23)$$

onde $\pm g$ são os autovalores de M .

A equação (3.23) também foi obtida por [31], que utilizou a abordagem perturbacional, na qual o sinal de modulação é considerado uma pequena perturbação da solução estável para a portadora óptica. Se as condições,

$$\beta_2 < 0 \quad e \quad 2\gamma P_0 > \frac{|\beta_2|}{2} \omega_{RF}^2 \quad (3.24)$$

forem satisfeitas, os autovalores são reais, um positivo e outro negativo. Por outro lado, $2\gamma P_0 < \frac{|\beta_2|}{2} \omega_{RF}^2$, os autovalores são imaginários. A condição $\beta_2 < 0$ significa que a fibra possui dispersão anômala. Com autovalores positivos e as condições estabelecidas em (3.24) satisfeitas, as bandas laterais serão gradualmente amplificadas, sendo que a amplificação depende da frequência de modulação ω_{RF} . Esse tipo de amplificação paramétrica é chamada de instabilidade de modulação [31].

A instabilidade de modulação (IM) é um dos tipos de instabilidades mais onipresentes na natureza [9]. Em sua versão simplista, o efeito da instabilidade de modulação é o resultado da interação entre a portadora harmônica intensa (ω_o) e as bandas laterais de modulação ($\omega_o \pm \omega_{RF}$), menos intensas. Trata-se de um caso particular da interação *Four-Wave Mixing* [9].

Na abordagem de pequena perturbação, a equação (3.23) representa a relação de dispersão entre o número de onda e a frequência de perturbação (ω_{RF}) e depende do regime de dispersão. A equação (3.23) pode ser reescrita como:

$$g = \pm \frac{|\beta_2|}{2} \omega_{RF} \sqrt{\omega_{RF}^2 + (s) \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (3.25)$$

com (s) igual ao sinal de $\beta_2 = \pm 1$. Considerando uma fibra operando na região de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), g se torna imaginário e a perturbação tende a crescer exponencialmente com Z , caso $|\omega_{RF}| < 2\sqrt{\gamma P_0/|\beta_2|}$. Esta amplificação pode ser definida em termos de potência em função da frequência [31], [74]:

$$g(\omega_{RF}) = 2 \operatorname{Im} g = |\beta_2| \omega_{RF} \sqrt{\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} - \omega_{RF}^2} \quad [km^{-1}] \quad (3.26)$$

Vale ressaltar que a amplificação decorrente da instabilidade de modulação é afetada pela atenuação na fibra óptica, dada pelo parâmetro α [31]. Este parâmetro não foi considerado no desenvolvimento de (3.26). Sabe-se que o principal efeito das perdas, além de causar distorção no pulso, é diminuir o ganho ao longo do comprimento da fibra [31]. Entretanto,

uma aproximação válida é substituir a potência óptica pelo seu valor médio, \bar{P}_o , ao longo do comprimento do enlace [75]:

$$\bar{P}_o = \frac{1}{L} \int_0^L P_o(Z) dZ = P_o \left\{ \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha L} \right\} \quad (3.27)$$

onde L é o comprimento da fibra óptica e P_o a potência óptica da fonte laser. Em (3.27) o enlace não possui amplificadores conforme condição estabelecida na equação (2.123).

A Figura 3.2 mostra a variação do parâmetro de amplificação das bandas laterais em função da potência óptica e da frequência de modulação. Ela foi construída com base na equação (3.26). Na simulação, foram utilizados os seguintes parâmetros típicos da fibra monomodo padrão: $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$. Da figura verifica-se que existe uma região na qual não existe amplificação para uma faixa espectral.

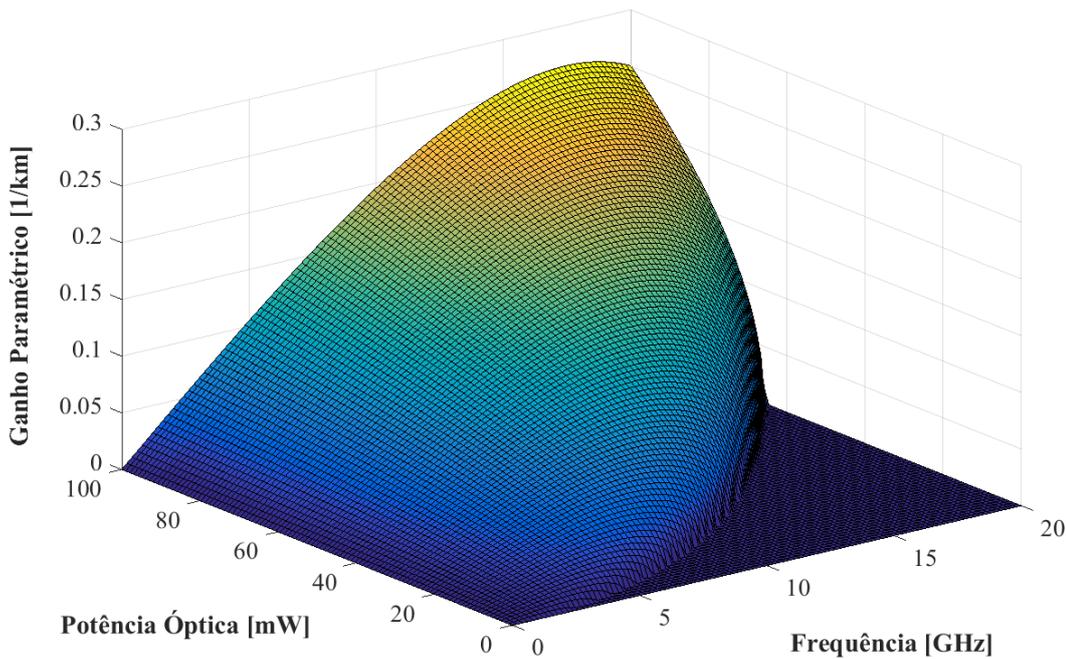


Figura 3.2 – Parâmetro de amplificação das bandas laterais em função da potência óptica e da frequência de modulação. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$ e $\alpha = 0$.

Outra maneira de analisar o comportamento do parâmetro de amplificação das bandas laterais é fixar valores de potência óptica e variar a frequência de modulação. A Figura 3.3 mostra a variação do parâmetro de amplificação para quatro valores de potência óptica: 0 dBm, +5 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Foram utilizados os seguintes parâmetros da fibra

óptica: $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$. O gráfico da Figura 3.3 foi construído com base na equação (3.26) considerando apenas a banda lateral superior. Também foram considerados somente os valores positivos de $g(\omega_{RF})$.

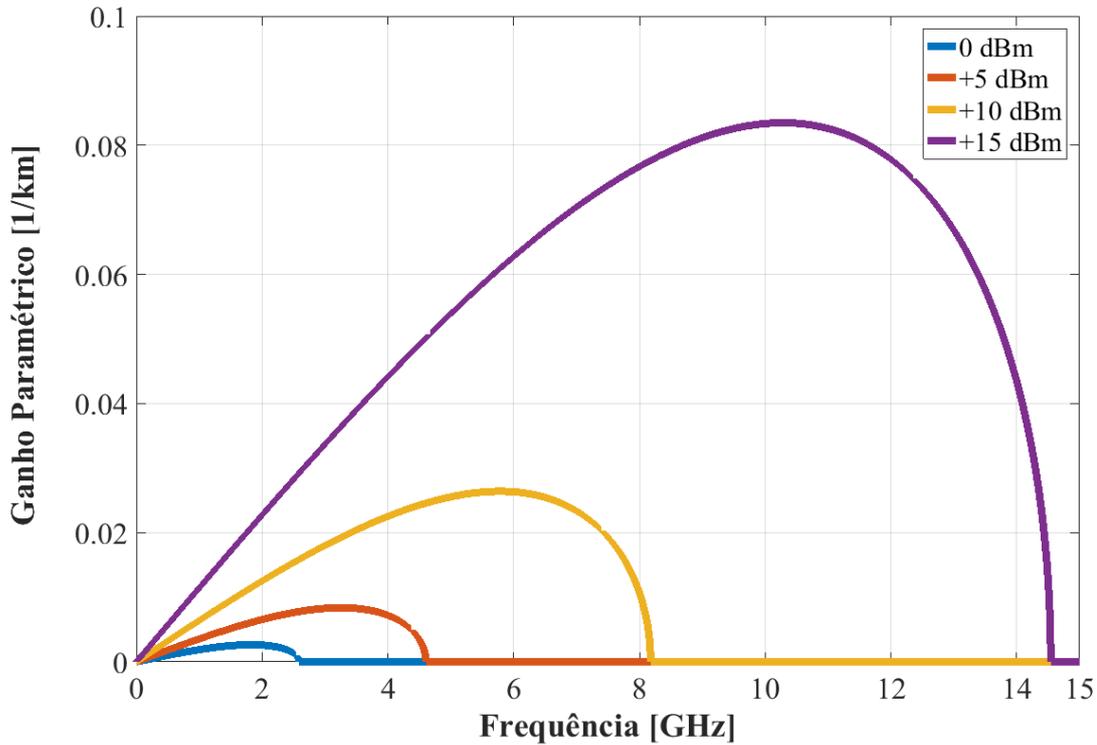


Figura 3.3 –Parâmetro de amplificação das bandas laterais em função da frequência de modulação ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$). Foram considerados quatro valores de potência óptica: 0 dBm, +5 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$ e $\alpha = 0$.

Isto fica evidente uma vez que as curvas vão a zero ao atingir o eixo das frequências. Como exemplo, para frequências $> \sim 4,3 \text{ GHz}$ a curva referente à potência óptica de +5 dBm vai a zero. Neste ponto não ocorre ganho, apenas atenuação porque o termo $(4\gamma P_o/|\beta_2|) - \omega_{RF}^2$ é negativo e $g(\omega_{RF})$ torna-se imaginário em (3.26). Para cada valor de P_o existe uma faixa espectral na qual se obtém ganho. Esta faixa cresce com a potência óptica, porém o ganho não é monotônico; existe um valor máximo do parâmetro de amplificação, $g(\omega_{RF})_{max}$, para uma frequência de modulação, ou perturbação [31]

$$(\omega_{RF})_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_o}{|\beta_2|}} \quad (3.28)$$

$$g(\omega_{RF})_{max} = 2\gamma P_0 \quad (3.29)$$

Retornando à abordagem que considera a instabilidade de modulação como caso degenerado de FWM, o parâmetro g dado pela equação (3.25) será utilizado para deduzir as soluções das equações acopladas que descrevem as variações das amplitudes das bandas laterais. Recorrendo-se à álgebra de matrizes, os autovetores associados aos autovalores, $\pm g$, de M são determinados por meio dos sistemas lineares:

$$\begin{bmatrix} a - g & b \\ b^* & -a - g \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

$$\begin{bmatrix} a + g & b \\ b^* & -a + g \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

onde $V_{1,2}^\pm$ são os autovetores associados a cada autovalor de M . As soluções não triviais de (3.30) e (3.31) são expressas por,

$$V_1^+ = \frac{g + a}{g} \quad ; \quad V_2^+ = \frac{b^*}{g} \quad (3.32)$$

$$V_1^- = \frac{g - a}{g} \quad ; \quad V_2^- = \frac{-b^*}{g} \quad (3.33)$$

Substituindo (3.32) e (3.33) em (3.18) resulta em:

$$B_{+1}(Z) = B_{+1}(0)[V_1^+ \exp(gZ) + V_1^- \exp(-gZ)] \quad (3.34)$$

$$B_{-1}^*(Z) = B_{-1}^*(0)[V_2^+ \exp(gZ) + V_2^- \exp(-gZ)] \quad (3.35)$$

As equações (3.34) e (3.35) após manipulações algébricas e recorrendo-se a identidades trigonométricas para $\cosh(gZ)$ e $\sinh(gZ)$ resultam em:

$$B_{+1}(Z) = B_{+1}(0) \left[\cosh(gZ) - \frac{1}{g} j(\gamma P_0 - |\beta_2| \omega_{RF}^2 / 2) \sinh(gZ) \right] \quad (3.36)$$

$$B_{-1}^*(Z) = B_{-1}^*(0) \left[\frac{1}{g} j(\gamma P_0 e^{-2j\theta_0}) \sinh(gZ) \right] \quad (3.37)$$

Nas equações (3.36) e (3.37) os valores iniciais das amplitudes das bandas laterais são multiplicados por funções hiperbólicas de gZ , que podem resultar em amplificação dados os parâmetros de g . O ganho de potência de RF na fibra óptica é definido como a razão entre a potência de RF na extremidade do enlace e a potência de RF na entrada da fibra. Com relação ao ganho decorrente da indução da instabilidade de modulação, ele pode ser composto por duas parcelas

$$G_{IM} = G_1 + G_2 \quad (3.38)$$

onde G_{IM} é o ganho total, G_1 é o ganho da banda lateral superior e G_2 é o ganho da banda lateral inferior. Considerando um fotodetector quadrático, tem-se que

$$G_1 = \left| \frac{B_{+1}(Z)}{B_{+1}(0)} \right|^2 \quad (3.39)$$

$$G_2 = \left| \frac{B_{-1}(Z)}{B_{-1}(0)} \right|^2 \quad (3.40)$$

Substituindo (3.36) e (3.37) em (3.39) e (3.40), respectivamente, os ganhos nas potências de RF nas bandas laterais são dados por [76]:

$$G_1 = 1 + \left(\frac{\gamma P_0}{g} \right)^2 \sinh^2(gZ) \quad (3.41)$$

$$G_2 = \left(\frac{\gamma P_0}{g} \right)^2 \sinh^2(gZ) \quad (3.42)$$

Então,

$$G_{IM} = 1 + 2 \left(\frac{\gamma P_0}{g} \right)^2 \sinh^2(gZ) \quad (3.43)$$

A Figura 3.4 mostra a curva do ganho em dB em função da frequência de RF e parametrizada pela potência óptica. Para construção da figura foi utilizada a equação (3.43), os parâmetros típicos de fibra monomodo padrão, $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, e comprimento da fibra de 10 km. Considerando-se a potência óptica de 100 mW, um sinal de

RF com frequência de 20 GHz poderá ser amplificado, como indicado pelas setas na referida figura.

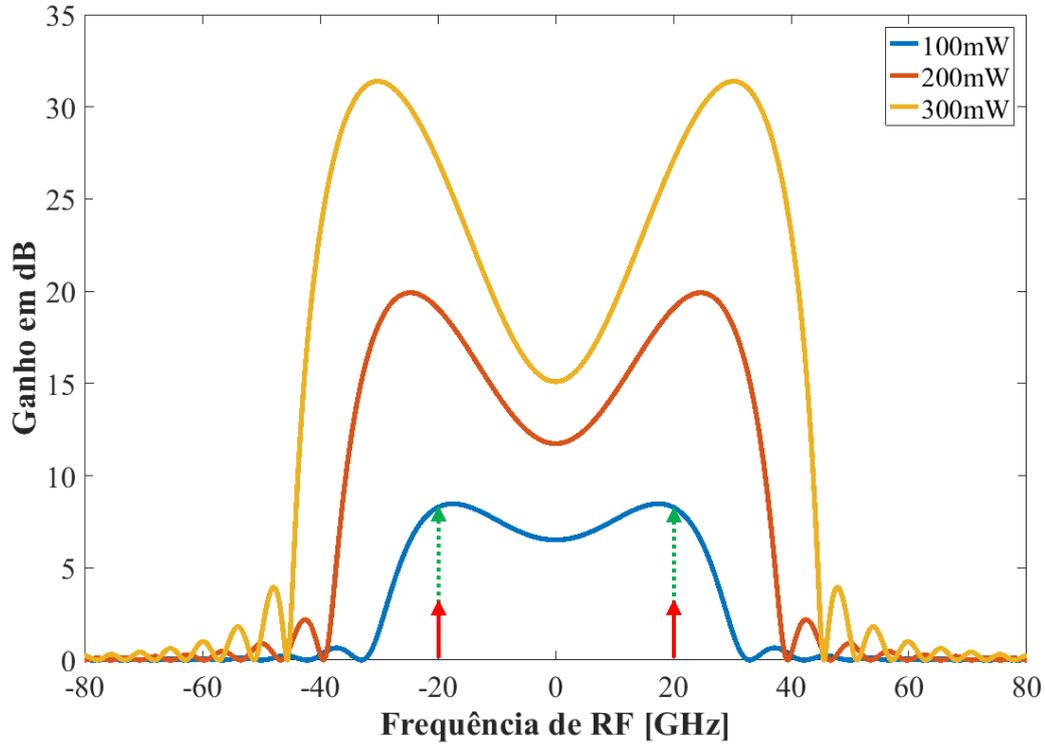


Figura 3.4 – Curvas do ganho em dB em função da frequência de RF e parametrizada pelas potências ópticas de 100 mW, 200 mW e 300 dBm. Parâmetros utilizados: $\beta_2 = -22$ ps²/km, $\gamma = 1,32$ W⁻¹km⁻¹ e $L = 10$ km.

No fotodetector quadrático a potência do sinal de RF detectado será proporcional ao quadrado da amplitude da envoltória do campo óptico incidente no fotodetector. Reescrevendo (3.1), tem-se que:

$$\begin{aligned}
 |A(Z, T)|^2 &= |A(Z, T) \cdot A^*(Z, T)| \\
 &= |A_0(Z)|^2 + |A_{+1}(Z)|^2 + |A_{-1}(Z)|^2 \\
 &\quad + [A_0(Z)A_{+1}^*(Z) + A_0^*(Z)A_{-1}(Z)]e^{-j\omega_{RF}T} \\
 &\quad + [A_0^*(Z)A_{+1}(Z) + A_0(Z)A_{-1}^*(Z)]e^{j\omega_{RF}T} \\
 &\quad + A_{+1}^*(Z)A_{-1}(Z)e^{-2j\omega_{RF}T} \\
 &\quad + A_{+1}(Z)A_{-1}^*(Z)e^{2j\omega_{RF}T}
 \end{aligned} \tag{3.44}$$

A amplitude do sinal de RF fundamental detectado corresponde aos termos de (3.44) cujos batimentos resultam em ω_{RF} . Então:

$$A_{RF}(Z) = A_0^*(Z)A_{+1}(Z) + A_0(Z)A_{-1}^*(Z) \quad (3.45)$$

Substituindo (3.10), (3.36) e (3.37) em (3.45), obtém-se:

$$A_{RF}(Z) = \sqrt{P_0} e^{-j\theta_0} A_{+1}(0) \left[\cosh(gZ) + j \frac{|\beta_2| \omega_{RF}^2}{2g} \sinh(gZ) \right] \quad (3.46)$$

3.3 Ganho de RF no Enlace Analógico a Fibra Óptica

Considerando o EAFO como sistema, o ganho de RF no enlace é composto por duas parcelas: ganho de RF do MZM e ganho na fibra óptica. Este último foi apresentado na seção anterior. Para desenvolvimento da equação do ganho de RF do modulador Mach-Zehnder, considera-se, por simplicidade, que o Mach-Zehnder é do tipo *single-arm*, conforme representação esquemática ilustrada na Figura 3.5.

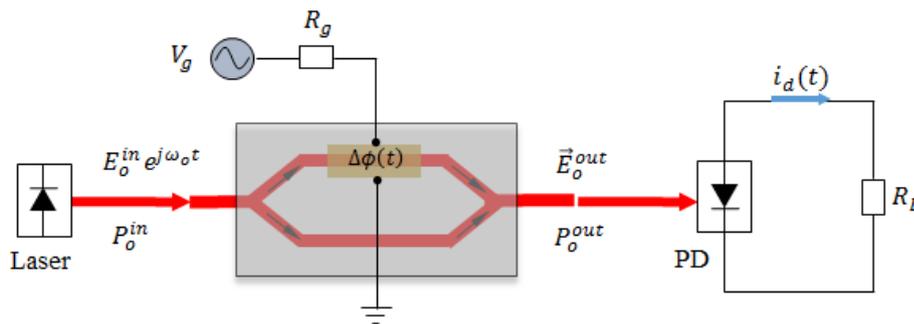


Figura 3.5 – Representação esquemática do MZM *single-arm* para demonstração do ganho de RF do modulador. PD: fotodetector.

Na representação esquemática da Figura 3.5, o fotodetector foi inserido na saída do MZM. O campo elétrico óptico na saída do MZM em função do tempo, $\vec{E}_o^{out}(t)$, é dado por:

$$\vec{E}_o^{out}(t) = E_o^{in} \cos \left[\frac{\Delta\phi(t)}{2} \right] e^{j \left[\omega_o t + \frac{\Delta\phi(t)}{2} \right]} \hat{e} \quad (3.47)$$

onde \hat{e} é o vetor unitário arbitrário que representa a direção de polarização do campo elétrico. O atraso de fase em função do tempo que o sinal óptico sofre em um dos braços do MZM é dado por

$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{RF}(t) + \Delta\phi_{bias} = \Delta\phi_{máx} \cos(\omega_{RF}t) + \Delta\phi_{bias} \quad (3.48)$$

com $\Delta\phi_{m\acute{a}x}$ sendo a amplitude máxima do sinal de RF modulante, ω_{RF} a frequência angular do sinal de RF modulante e $\Delta\phi_{bias}$ a polarização do MZM.

A potência óptica associada ao sinal óptico na saída do MZM é calculada através do vetor de Poynting médio:

$$P_o^{out} = |\vec{S}|_{m\acute{e}dio} A_{eff} = \frac{A_{eff}}{2Z_w} (E_o^{in})^2 \cos^2 \left[\frac{\Delta\phi(t)}{2} \right] \quad (3.49)$$

onde Z_w é um fator que depende da impedância da onda óptica e da área efetiva da fibra (A_{eff}). Postulando que o acoplamento óptico na entrada do MZM é igual ao acoplamento óptico na saída, então:

$$P_o^{out} = P_o^{in} \cos^2 \left[\frac{\Delta\phi(t)}{2} \right] \quad (3.50)$$

Aplicando a identidade trigonométrica, $\cos A \cos B = \frac{1}{2} [\cos(A - B) + \cos(A + B)]$, em (3.50), tem-se que

$$P_o^{out} = \frac{P_o^{in}}{2} + \frac{P_o^{in}}{2} \cos[\Delta\phi(t)] \quad (3.51)$$

Em (3.51), a potência óptica média na saída do MZM possui duas parcelas. Uma parcela DC proporcional à potência óptica na entrada do enlace, dada pelo primeiro termo do lado direito de (3.51), e outra parcela AC, proporcional à potência óptica na entrada do MZM e variável no tempo, dada pelo segundo termo do lado direito da equação (3.51). Portanto, substituindo (3.51) em (2.63), a corrente na saída do fotodetector é dada por:

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + \Re \frac{P_o^{in}}{2} \cos[\Delta\phi(t)] \quad (3.52)$$

onde \Re é a responsividade do fotodetector. Em (3.52), o primeiro termo do lado direito representa uma corrente contínua, i_{DC} , e o segundo termo uma corrente de RF, $i_{RF}(t)$, que é proporcional à corrente DC, porquanto $i_{DC} = \Re \frac{P_o^{in}}{2}$. Substituindo (3.48) em (3.52), obtem-se

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + \Re \frac{P_o^{in}}{2} \cos[\Delta\phi_{m\acute{a}x} \cos(\omega_{RF}t) + \Delta\phi_{bias}] \quad (3.53)$$

onde $\Delta\phi_{m\acute{a}x}$ é a amplitude máxima do sinal de RF modulante. A curva característica do MZM revela que o ponto de operação na quadratura é aquele cuja resposta é mais linear. Nesse ponto,

$$\Delta\phi_{bias} = (2m + 1) \frac{\pi}{2}; \text{ para } m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.54)$$

Utilizando a identidade trigonométrica $\cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) = -\text{sen } \theta$ e substituindo (3.54) em (3.53), tem-se que

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + (-1)^{(m+1)} \Re \frac{P_o^{in}}{2} \text{sen}[\Delta\phi_{m\acute{a}x} \cos(\omega_{RF}t)] \quad (3.55)$$

Aplicando a expansão de Jacobi-Anger,

$$e^{j\varphi \text{sen } \theta} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(\varphi) e^{jn\theta} \quad (3.56)$$

com $J_n(\varphi)$ sendo a n -ésima função de Bessel de primeiro tipo, a corrente na saída do fotodetector pode ser reescrita por

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + (-1)^{(m+1)} \Re \frac{P_o^{in}}{2} \text{Im} \left\{ e^{j[\Delta\phi_{m\acute{a}x} \text{sen}(\omega_{RF}t + \frac{\pi}{2})]} \right\} \quad (3.57)$$

onde foi utilizada a identidade $\text{sen}\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) = \text{cos } \theta$ e Im denota a parte imaginária. Assim,

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + (-1)^{(m+1)} \Re \frac{P_o^{in}}{2} \text{Im} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} e^{jn\frac{\pi}{2}} J_n(\Delta\phi_{m\acute{a}x}) e^{jn\omega_{RF}t} \right\} \quad (3.58)$$

Adotando-se a abordagem de pequenos sinais, na qual $V_{RF} \ll V_\pi$ e, conseqüentemente $\Delta\phi_{m\acute{a}x} \ll 1$, a função de Bessel para o argumento zero é $J_n(\Delta\phi_{m\acute{a}x}) \approx J_n(0) = 1$. Considerando apenas o sinal de RF fundamental, $n = 1$, a equação (3.58) pode ser reescrita por:

$$i_d(t) = \Re \frac{P_o^{in}}{2} + (-1)^{(m+1)} \Re \frac{P_o^{in}}{2} \Delta\phi_{m\acute{a}x} \cos(\omega_{RF}t) \quad (3.59)$$

Como $\Delta\phi_{m\acute{a}x} = \frac{\pi}{2V_\pi} V_{RF}^{m\acute{a}x}$, então

$$\begin{aligned} i_d(t) &= \Re \frac{P_o^{in}}{2} + (-1)^{(m+1)} \Re \frac{P_o^{in}}{2} \left(\frac{\pi}{2V_\pi} V_{RF}^{m\acute{a}x} \right) \cos(\omega_{RF}t) \\ &= i_{DC} + (-1)^{(m+1)} i_{RF}(t) \end{aligned} \quad (3.60)$$

A potência de RF média na saída do fotodetector é dada por:

$$P_{RF}^{out} = \frac{1}{2} I_{RF}^2 R_L \quad (3.61)$$

Logo,

$$P_{RF}^{out} = \frac{1}{2} \left(i_{DC} \frac{\pi}{2V_\pi} V_{RF}^{m\acute{a}x} \right)^2 R_L = \frac{1}{8} \left(\Re P_o^{in} \frac{\pi}{2V_\pi} V_{RF}^{m\acute{a}x} \right)^2 R_L \quad (3.62)$$

Na equação (3.62), a potência de RF na saída do fotodetector varia proporcionalmente com o quadrado da potência óptica na entrada do MZM. Para calcular o ganho de RF do modulador, deve-se relacionar a potência de RF na saída do fotodetector com a potência de RF na entrada do MZM,

$$G_{MZM} = \frac{P_{RF}^{out}}{P_{RF}^{in}} = \frac{1}{8} \left(\Re P_o^{in} \frac{\pi}{2V_\pi} V_{RF}^{m\acute{a}x} \right)^2 \frac{R_L}{P_{RF}^{in}} \quad (3.63)$$

O braço do MZM no qual está depositado o eletrodo pode ser representado por uma resistência interna equivalente, R_{MZM} . A condição de máxima transferência de potência de RF do gerador de sinais de RF, V_g , para o MZM ocorre quando há casamento de impedâncias desses dispositivos. Considerando a impedância do MZM puramente resistiva, a resistência interna do gerador deve ser igual à resistência interna equivalente do MZM ($R_g = R_{MZM}$). Tem-se, então, que

$$P_{RF}^{in} = \frac{1}{2} \left(\frac{V_{RF}^{max}}{2R_g} \right)^2 R_g = \frac{1}{8} \frac{(V_{RF}^{max})^2}{R_g} \quad (3.64)$$

Substituindo (3.64) em (3.63) e considerando que as impedâncias do gerador de sinais de RF, do MZM e da carga inserida no fotodetector estejam casadas, $R_g = R_{MZM} = R_L$, o ganho de potência de RF é determinado por

$$G_{MZM} = \left(\frac{\Re P_o^{in} \pi R_L}{2V_\pi} \right)^2 = \left(i_{DC} \frac{\pi R_L}{V_\pi} \right)^2 \quad (3.65)$$

Caso o fotodetector seja inserido na saída modulador Mach-Zehnder *single-arm*, polarizado no ponto de quadratura, considerando abordagem de pequenos sinais e desprezando as perdas por inserção do MZM, o ganho de potência de RF é determinado pela equação (3.65), que está de acordo com os trabalhos publicados por [52], [77]–[79].

No contexto em que o enlace analógico a fibra óptica é considerado como um sistema, o ganho de RF do enlace pode ser obtido somando os ganhos do MZM e da instabilidade de modulação induzida na fibra óptica, resultando na expressão matemática:

$$G_{RF}^{pot} = G_{MZM} + G_{IM} = \left(\frac{\Re P_o^{in} \pi R_L}{2V_\pi} \right)^2 + 1 + 2 \left(\frac{\gamma P_o^{in}}{g} \right)^2 \sinh^2(gZ) \quad (3.66)$$

Neste capítulo foi desenvolvido um modelo analítico para expressar o ganho de potência de RF em enlaces analógicos a fibra óptica. No próximo, serão realizadas simulações e demonstração experimental, nas quais o modelo é empregado na caracterização de rede distribuída de radar.

4 Simulações e Experimentos

O capítulo está dividido em duas seções: simulações computacionais e demonstração experimental. As simulações foram realizadas usando o *software OptiSystem*. Foi estabelecida uma configuração de enlace analógico a fibra óptica e analisou-se como se comporta o ganho decorrente da instabilidade de modulação induzida em função da variação dos parâmetros: frequência de RF, potência óptica, comprimento do enlace, parâmetro não linear e parâmetro de dispersão cromática. Os experimentos tiveram como objetivo a demonstração da prova de conceito da indução do fenômeno instabilidade de modulação na fibra óptica, com base em trabalhos publicados na literatura.

4.1 Simulações Computacionais

Esta simulação teve como objetivo verificar a amplificação paramétrica do sinal de RF CW em um enlace analógico a fibra óptica, que ocorre devido à indução da instabilidade de modulação. Considerou-se uma fibra óptica dispersiva operando no regime não linear e uma fonte de RF CW. Foi utilizado o *software comercial Optisystem*®, da empresa canadense *Optwave* [80], cujo layout da simulação está no Apêndice A. A Figura 4.1 contém uma representação esquemática da configuração utilizada nas simulações. De acordo com o estabelecido no Capítulo 3, a instabilidade de modulação é decorrente da potência óptica do laser e resulta na amplificação paramétrica das bandas laterais do sinal óptico. O termo paramétrico é utilizado porque a amplificação é função da frequência de modulação, do comprimento do enlace, da potência do laser, do parâmetro dispersão cromática e do parâmetro não linear.

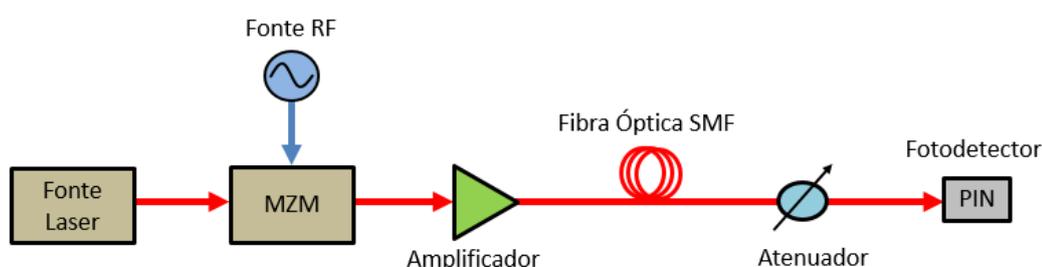


Figura 4.1 –Representação esquemática da configuração utilizada na simulação de enlace analógico a fibra óptica. MZM: modulador de intensidade do tipo Mach-Zehnder. SMF: fibra monomodo padrão.

Na Figura 4.1, a fonte óptica é um laser CW com 1551,7 nm de comprimento de onda, largura de linha de 2 MHz e potência definida de acordo com a simulação. A fonte de RF é um gerador de sinal senoidal CW e potência mantida em 0 dBm para reduzir os sinais harmônicos. Utilizou-se um modulador de intensidade Mach-Zehnder, com modulação de banda lateral dupla, polarizado no ponto de quadratura e taxa de extinção de 40,67 dB.

A Figura 4.2 apresenta a leitura do analisador de espectro óptico inserido na entrada da fibra óptica, contendo o sinal óptico modulado simulado: portadora óptica (ω_o) e bandas laterais superior ($\omega_o + \omega_{RF}$) e inferior ($\omega_o - \omega_{RF}$), sendo que a frequência de RF era 10 GHz. Ressalta-se que para entender os fatores determinantes da amplificação paramétrica, em todas as simulações o sinal óptico na saída do MZM era composto apenas pela portadora óptica e pelo sinal de RF fundamental (DSB+C), banda lateral superior e inferior, sem harmônicos de ordem superior.

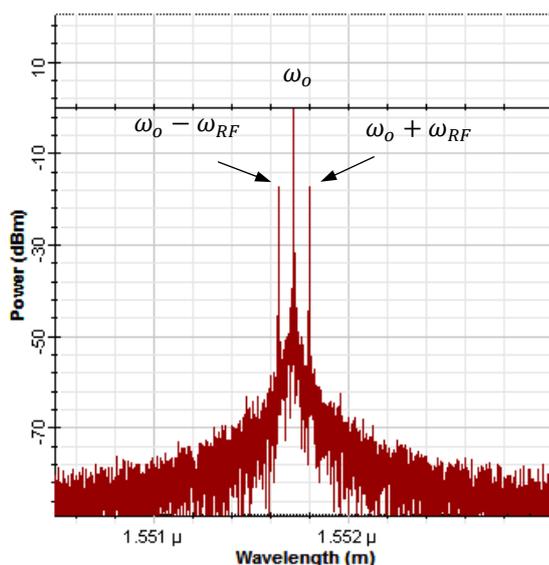


Figura 4.2 – Sinal óptico modulado simulado na entrada da fibra óptica. Potência da fonte laser: 0 dBm. Comprimento de onda do laser: $\lambda_o = 1551,72$ nm ($\omega_o = 2\pi c/\lambda_o$).
Frequência de RF: $f_{RF} = 10$ GHz ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$).

Retomando a Figura 4.1, o ganho do amplificador era ajustado para compensar as perdas por inserção do MZM. A fibra óptica era do tipo monomodo padrão (SSMF), cujos parâmetros de configuração empregados estão na Tabela 4.1. O atenuador variável foi utilizado para manter a potência óptica na entrada do fotodetector no mesmo nível para todas as leituras das potências detectadas. O fotodetector era do tipo PIN, com responsividade de

0,98 A/W e corrente de escuro de 1,5 nA. A Tabela 4.1 resume os parâmetros utilizados nas simulações.

Tabela 4.1 – Parâmetros da simulação.

Descrição do parâmetro	Símbolo	Valor
Frequência de RF	f_{RF}	0,5 ~ 10 GHz
Potência de RF na entrada do MZM	P_{RF}^{in}	0 dBm
Potência do laser	P_0	-10 ~ +23dBm
Atenuação	α	0,2 dB/km
Parâmetro de dispersão	D	15,75 ps/nm-km
GVD	β_2	-20 ps ² /km
Área efetiva da fibra	A_{eff}	80 μm^2
Coefficiente do índice de refração não linear	n_2	$0 - 2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$
Parâmetro não linear	γ	$1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$
Comprimento do enlace	L	1m, 10 km, 25 km e 75 km
Responsividade do Fotodetector	\mathfrak{R}	0,98 A/W
Corrente de escuro	i_{escuro}	1,5 nA

Nesse contexto, foram implementadas quatro configurações no *Optisystem*®, conforme Tabela 4.2, de modo a avaliar o impacto da instabilidade de modulação em enlaces analógicos a fibra óptica.

Tabela 4.2 – Configurações das simulações do ganho de RF em enlace analógico a fibra óptica com fonte RF CW e fibra dispersiva e não linear.

Parâmetro	1		2		3		4	
	Fixo	Variável	Fixo	Variável	Fixo	Variável	Fixo	Variável
Frequência de RF	X		X		X			X
Potência do Laser		X		X	X		X	
Comprimento do enlace	X		X			X	X	
Parâmetro não linear		X	X		X		X	

4.1.1 Amplificação Paramétrica com Variação do Parâmetro Não Linear

A Figura 4.3 mostra o resultado da simulação na qual verifica-se a variação da potência de RF detectada em função da potência óptica do laser, mantendo-se fixos o comprimento do enlace (25 km) e a frequência de RF (10 GHz). Na curva com os pontos marcados com círculos preenchidos, o parâmetro não linear era igual a zero ($\gamma = 0$). Já os pontos marcados com quadrados preenchidos o parâmetro não linear foi alterado para $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, típico de fibra óptica monomodo padrão [31]. Nesta simulação, a fibra foi considerada sem perdas ($\alpha = 0$).

Da Figura 4.3 verifica-se que a curva correspondente a $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ está à esquerda e cresce mais rapidamente em relação à curva da condição de fibra dispersiva linear ($\gamma = 0$). Isto revela um aumento da potência de RF, resultante da inter-relação entre o fenômeno auto modulação de fase e dispersão cromática. Como exemplo, se a potência óptica for de +16 dBm haverá um acréscimo na potência de RF de 3,4 dB.

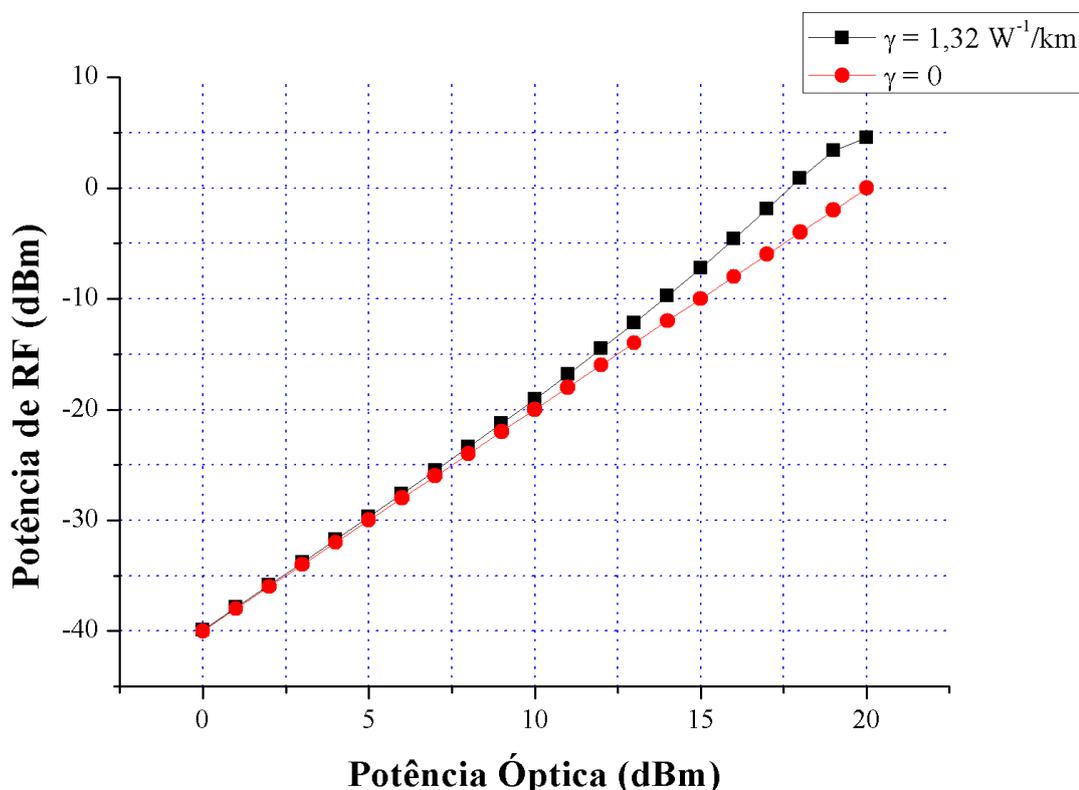


Figura 4.3 – Resultado da simulação da variação da potência de RF detectada em função da potência óptica do laser e parametrizada pelo parâmetro não linear (γ). Comprimento do enlace: 25 km. Frequência de RF: 10 GHz.

No entanto, a partir de um certo valor de potência, novas componentes espectrais harmônicas do sinal de RF fundamental surgem na fibra óptica, em função da indução do fenômeno não linear FWM. A Figura 4.4 apresenta as leituras do analisador de espectro de RF e do osciloscópio inseridos na saída do fotodetector, para dois valores de potência da fonte laser: +18 dBm e +20 dBm. Verifica-se uma amplificação dos ruídos e o surgimento de componentes espectrais harmônicas.

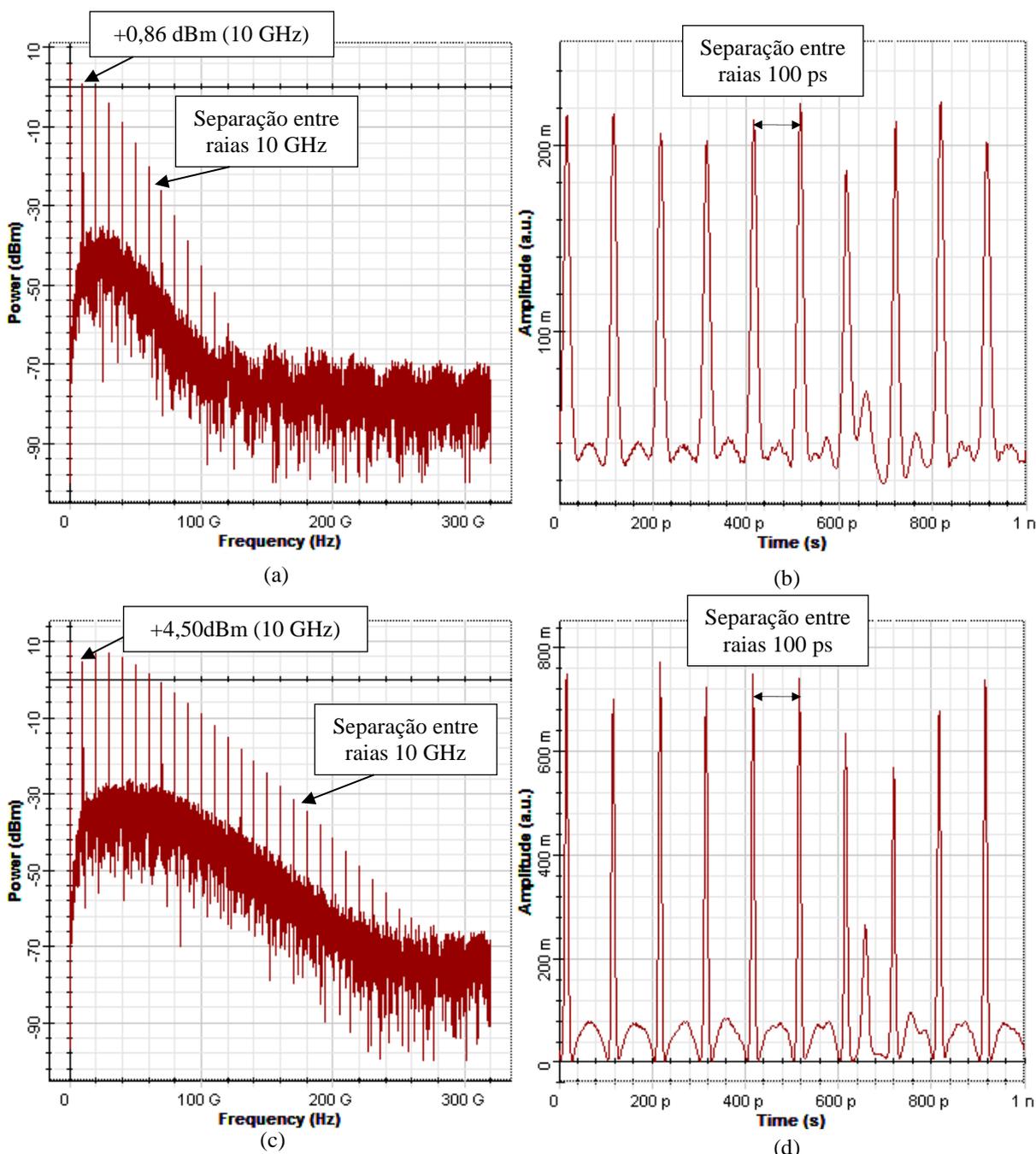


Figura 4.4 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência, (a) e (c), e no domínio do tempo, (b) e (d). Potência da fonte laser: (a) e (b) +18 dBm; (c) e (d) +20 dBm. Frequência de RF: 10 GHz. Comprimento do enlace: 25 km. Ausência de perdas na fibra ($\alpha = 0$).

A instabilidade de modulação pode levar à decomposição do sinal óptico contínuo em um trem de pulsos periódicos, a partir de um valor de potência óptica. Na simulação em tela, na condição da potência do laser em +18 dBm, Figura 4.4(b), percebe-se o trem de pulsos, que se tornam mais curtos para potência do laser de +20 dBm, conforme mostra a Figura 4.4(d). Estas leituras foram obtidas por meio de um osciloscópio inserido na saída do fotodetector.

4.1.2 Amplificação Paramétrica com Variação da Potência do Laser

Nesta simulação, estabeleceram-se quatro valores de potência do laser: 0 dBm, +10 dBm, +15 dBm e +23 dBm, conforme Figura 4.5. A fibra foi considerada com perdas (0,2 dB/km) e o parâmetro não linear igual a $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}/\text{km}$. A frequência de RF mantida em 10 GHz e o comprimento do enlace igual a 10 km. A Figura 4.5 contém as leituras do analisador de espectro de RF na saída do fotodetector.

Cada leitura corresponde a um valor de potência do laser, mas a potência óptica na entrada do fotodetector foi mantida em -2 dBm. Comparando os resultados das Figura 4.5(a) e 4.5(b), verifica-se que houve um acréscimo de 0,11 dB na potência de RF do sinal fundamental detectado (10 GHz). Para o primeiro harmônico (20 GHz), que resulta do batimento das componentes espectrais $(\omega_o + \omega_{RF})$ e $(\omega_o - \omega_{RF})$, a potência de RF teve aumento de 1,28 dB. Na Figura 4.5(c) a potência de RF aumentou em 0,38 dB com relação à potência de RF do sinal fundamental, quando a fonte laser estava com 0 dBm.

Entretanto, decorrente do efeito não linear FWM, verifica-se a geração do 3º harmônico (30 GHz). Embora apresentando um ganho de 2,23 dB, conforme Figura 4.5(d), com a potência óptica de +23 dBm surgem termos de interferências, harmônicos do sinal de RF fundamental, resultantes dos efeitos não lineares FWM.

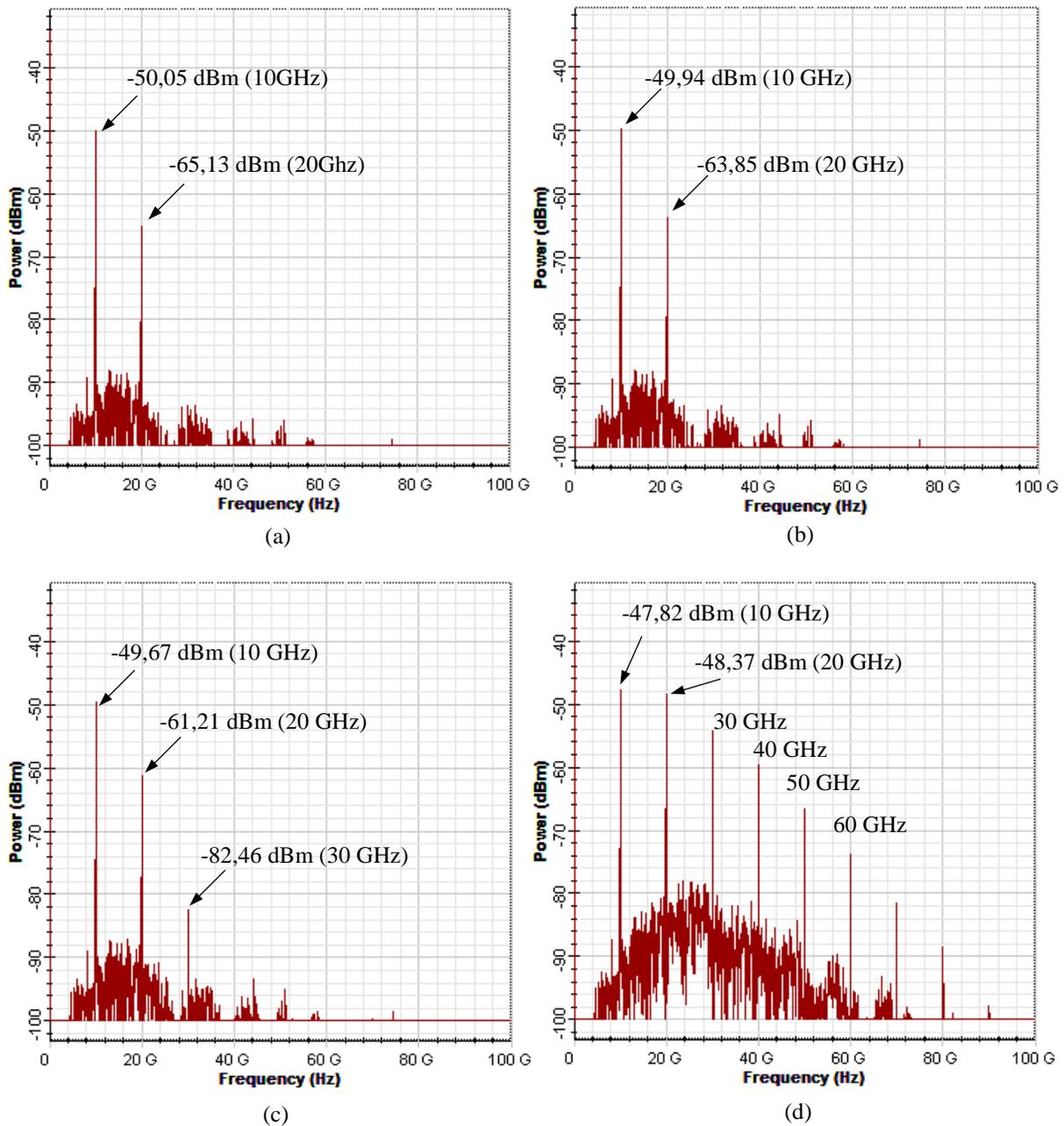


Figura 4.5 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência. Comprimento do enlace: 10 km. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$ e $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$. Modulação DSB. Frequência de RF igual 10 GHz ($\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$). $\omega_o = 2\pi c/\lambda_o$, onde $\lambda_o = 1551,72 \text{ nm}$. Potência óptica da fonte laser: (a) 0 dBm; (b) +10 dBm; (c) +15 dBm; e (d) +23 dBm.

4.1.3 Amplificação Paramétrica com Variação do Comprimento do Enlace

As Figura 4.6(a)-(b) ilustram a variação da amplificação paramétrica com o comprimento do enlace para dois valores: 1 m e 10 km. A potência do laser foi mantida fixa em +15 dBm e visando comparar o modelo teórico estabelecido na equação (3.26) para o

ganho paramétrico em termos de potência em função da frequência de modulação, a fibra foi considerada sem perdas ($\alpha = 0$).

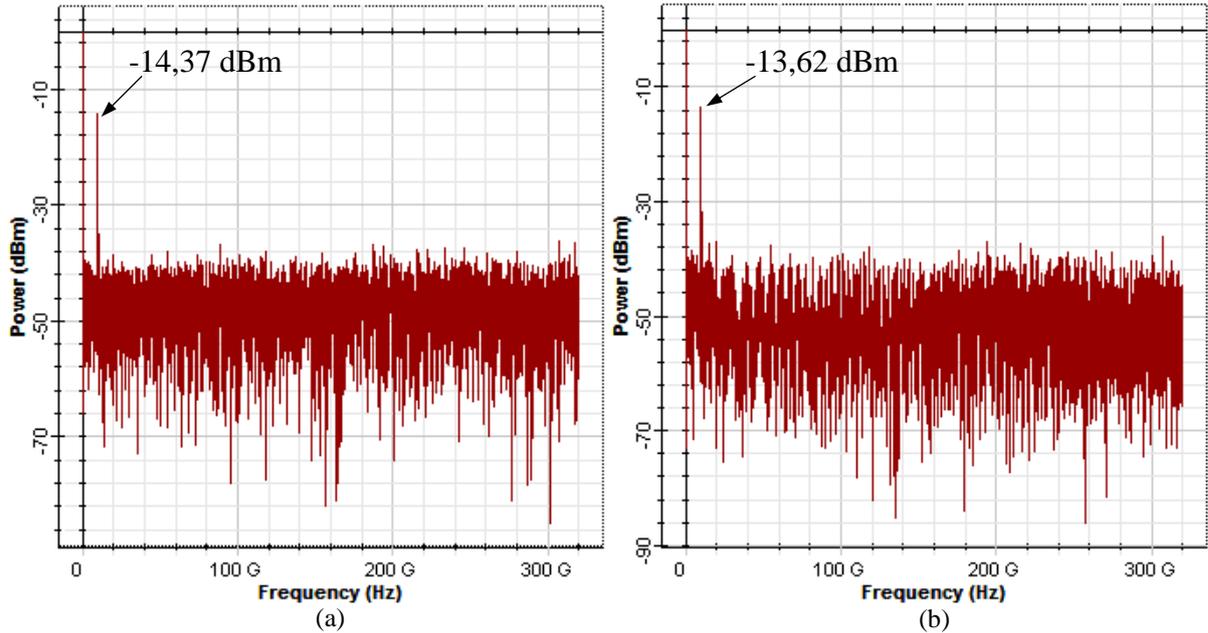


Figura 4.6 – Sinal de RF simulado na saída do fotodetector no domínio da frequência. Potência do laser mantida em +15 dBm. Parâmetros da fibra: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$ e $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$. Modulação DSB. Frequência de RF igual a 10 GHz. Comprimento do enlace: (a) 1 m; e (b) 10 km.

Verifica-se na Figura 4.6 que houve aumento na potência de 0,75 dB e este resultado está de acordo com a previsão teórica. Substituindo os valores da simulação na equação (3.26), tem-se que:

$$\begin{aligned}
 g(\omega_{RF}) &= |\beta_2| \omega_{RF} \sqrt{\frac{4\gamma P_o}{|\beta_2|} - \omega_{RF}^2} \\
 &= 20 \times 10^{-24} \frac{[\text{s}^2]}{[\text{km}]} (2\pi \times 10 \times 10^9) \frac{1}{[\text{s}]} \times \\
 &\times \sqrt{\frac{4 \times 1,32 [\text{W}^{-1}] [\text{km}^{-1}] \times 31,62 \times 10^{-3} [\text{W}]}{20 \times 10^{-24} \frac{[\text{s}^2]}{[\text{km}]}} - (2\pi \times 10 \times 10^9)^2 \frac{1}{[\text{s}^2]}} \Rightarrow \\
 &\Rightarrow g(\omega_{RF}) \approx 0,12 \text{ km}^{-1}
 \end{aligned}$$

Como $L = 10 \text{ km}$, o ganho linear do enlace é dado por:

$$g(\omega_{RF}) \approx 0,12 \frac{1}{[\text{km}]} \times 10 [\text{km}] = 1,2$$

Convertendo-se o ganho linear para ganho em dB, resulta em:

$$g(\omega_{RF})|_{dB} = 10 \log_{10}[g(\omega_{RF})] = 0,79 \text{ dB}$$

4.1.4 Amplificação Paramétrica com Variação da Frequência de Modulação

A Figura 4.7 ilustra o comportamento da potência normalizada do sinal de RF fundamental detectado em função da frequência de modulação. O comprimento do enlace foi mantido fixo em 75 km e não foi considerada a atenuação da potência ($\alpha = 0$), visando analisar o comportamento da instabilidade de modulação induzida. Na curva contínua, o efeito SPM não foi incluído ($\gamma = 0$) e a fibra se comporta como dispersiva e linear, sendo que a potência de RF é proporcional ao fator $\cos^2 \left[\frac{\pi L D}{c} \lambda_o^2 f_{RF}^2 \right]$ [81]. O desvanecimento do sinal é decorrente da dispersão cromática e observa-se na Figura 4.7 que há valores de f_{RF} para os quais não há potência de RF detectada.

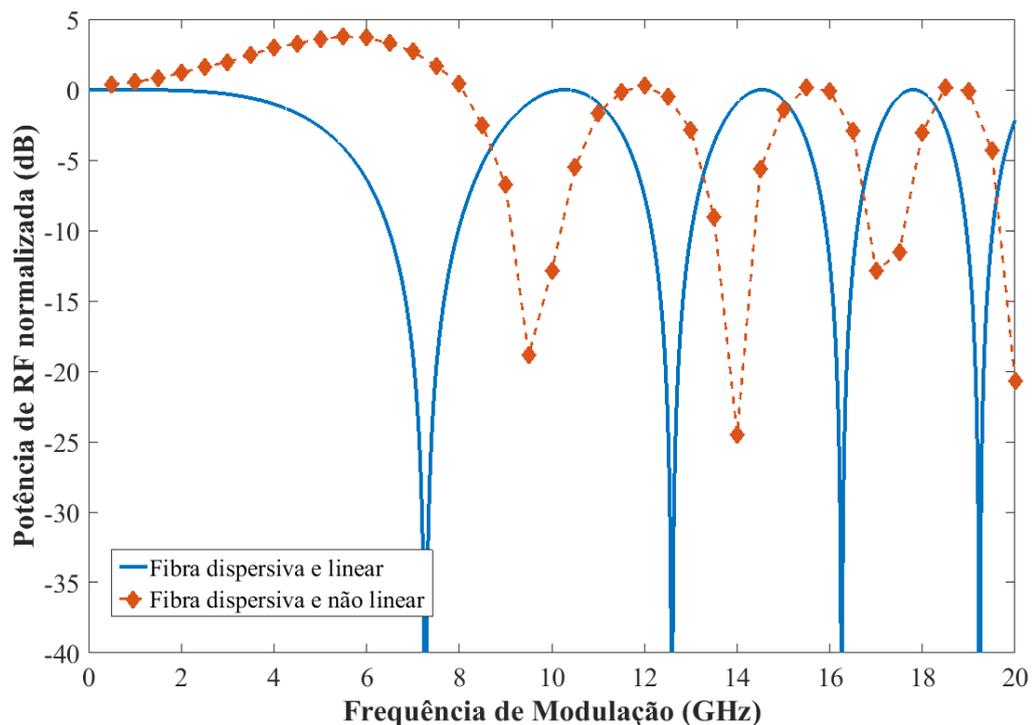


Figura 4.7 – Potência de RF normalizada (dB) em função da frequência de modulação (GHz). Potência óptica no início do enlace: +10 dBm. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$, $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$ e $L = 75 \text{ km}$.

Os pontos marcados com losangos preenchidos na curva tracejada da Figura 4.7 foram obtidos por meio de simulação com potência do laser mantida em +10 dBm, comprimento do enlace 75 km e parâmetros da fibra: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$ e $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$. Nessa configuração, a fibra se comporta como dispersiva e não linear. Verifica-se um deslocamento dos pontos nulos e uma amplificação da potência de RF. Esta última constatação fica evidente no intervalo de frequência entre 4 e 8 GHz.

A Figura 4.8 também ilustra o comportamento da potência normalizada do sinal de RF fundamental detectado em função da frequência de modulação. Entretanto, nesta figura, são considerados valores lineares no eixo das ordenadas. Como a potência normalizada é obtida por meio da razão entre as potências de RF no final e no início do enlace, é possível comparar o resultado da simulação com a previsão analítica para o ganho paramétrico dado pela equação (3.26).

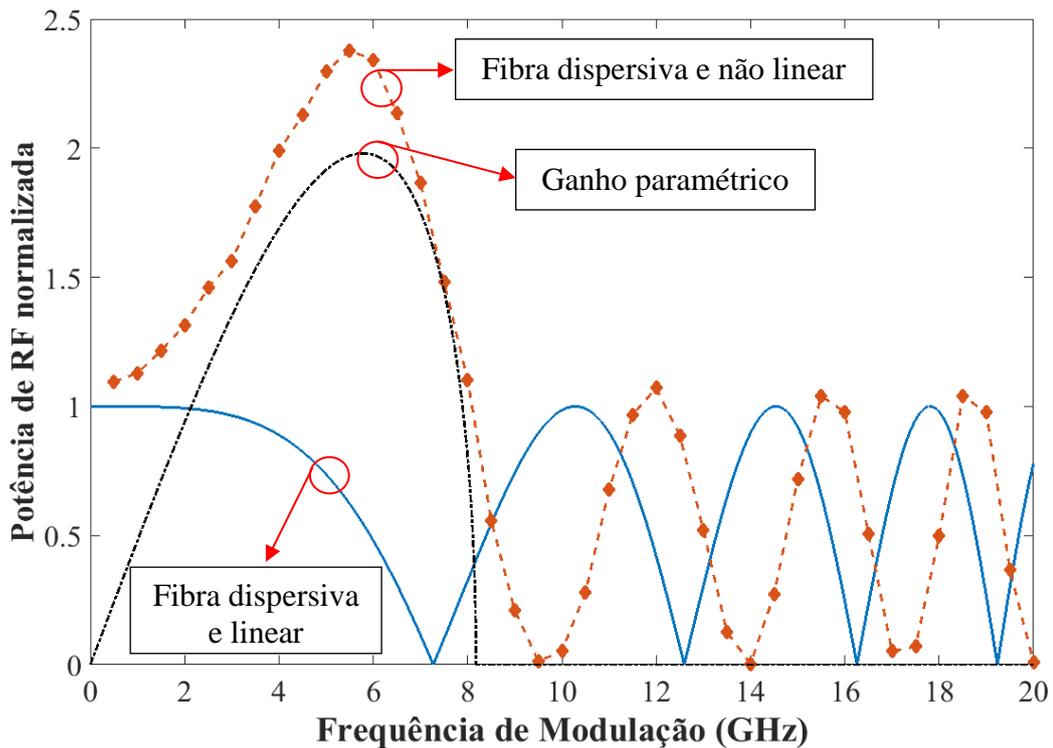


Figura 4.8 – Potência de RF normalizada em função da frequência de modulação (GHz). Potência óptica no início do enlace: +10 dBm. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0$, $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$ e $L = 75 \text{ km}$. A curva do ganho paramétrico é obtida da equação (3.26).

Na Figura 4.8, a curva tracejada com losangos preenchidos, que foi obtida por meio de simulação com potência do laser de +10 dBm, está de acordo com o modelo analítico para o ganho paramétrico, conforme a equação (3.26). Verifica-se que a instabilidade de modulação

não ocorre para $f_{RF} > \sim 8$ GHz e, portanto, o sinal de RF não é amplificado. Contudo, além do atraso de fase em função da dispersão cromática, existe o deslocamento não linear da fase decorrente do efeito SPM e, por isso, os pontos de nulos são deslocados.

4.2 Demonstração Experimental da Instabilidade de Modulação Induzida

Os experimentos tiveram como objetivo demonstrar o fenômeno instabilidade de modulação induzida. Eles se basearam na abordagem utilizada por Maeda [7], [8], nas quais é proposto um arranjo experimental para demonstrar o conceito de amplificação paramétrica do sinal de RF. Nesse ponto cabe um esclarecimento acerca do escopo dos experimentos. A prova de conceito do fenômeno em estudo requer valores altos de potência óptica, fotodetectores que suportam tais valores e dezenas de quilômetros de fibra óptica. Devido à limitação de componentes do LabGE do ITA, não foi possível reproduzir muitos dos resultados obtidos nas simulações computacionais. Apenas três parâmetros de controle foram manipulados ou medidos: frequência do sinal de RF, potência óptica e potência de RF detectada, não excedendo 4,0 mW de potência óptica no fotodetector e 9,0 km de comprimento do enlace.

Assim, foram realizados dois experimentos. No primeiro, mediu-se a potência de RF na saída do MZM e na extremidade da fibra, com objetivo de verificar o ganho de RF. Neste experimento não foi possível utilizar o amplificador por causa da limitação do fotodetector (4,0 mW). No segundo experimento, o EDFA foi inserido na saída do MZM para aumentar a potência óptica no início do enlace e induzir a instabilidade de modulação. Foram tomadas medidas da potência de RF na saída do fotodetector para três valores de potência óptica no início do enlace. Entretanto, a potência do sinal óptico modulado na entrada do fotodetector foi mantida em um valor fixo por meio de um atenuador, de maneira a demonstrar experimentalmente a amplificação do sinal de RF.

4.2.1 Caracterização dos Componentes

O laser DFB de 1550 nm foi caracterizado quanto à potência óptica disponibilizada em função da corrente de operação. O valor da potência foi obtido por meio do equipamento *Power Meter*, modelo 1830-C da Newport Optical. A corrente de operação correspondente à potência óptica foi obtida diretamente do controlador do laser, ITC-510 da ThorLabs. Variou-

se a corrente em passos de 10 mA até o valor máximo de 469,0 mA, que correspondeu à potência de 100,0 mW. Registraram-se também valores intermediários de controle: 50,0 mA – 9,0 mW, 100 mA – 22,0 mW, e 150 mA – 31,0 mW. A fim de obter resultados equivalentes nos dias de experimento, a temperatura da sala no dia da calibração era 20°C e a resistência de controle da temperatura do laser era 15,0 k Ω .

O laser de bombeio foi utilizado para excitar a emissão estimulada da EDFA no comprimento de onda de 1550 nm. A caracterização do laser consistiu apenas em verificar o comprimento de onda através do analisador de espectro óptico, modelo MS9740A – Anritsu, sendo registrado o valor de 974,0 nm. Nessa condição, a corrente de controle era 32,0 mA, a resistência de controle da temperatura era 10,0 k Ω e a temperatura ambiente 20°C.

O MZM deveria operar na região mais linear da sua curva característica. Para isso, deveria estar polarizado no ponto de quadratura. O método utilizado para determinar esse ponto consistia em monitorar o valor da potência de RF do segundo harmônico do sinal de RF fundamental através do analisador de espectro de RF. Quando o valor da potência do segundo harmônico era equivalente ao nível de ruído, inferia-se que o modulador operava no ponto de quadratura. Então, registrou-se o valor de tensão DC para tal ponto que era igual a 0,1 V.

Com os recursos disponíveis no LabGE foi possível obter um comprimento de enlace de 9,0 km. Por meio de fusão, nove bobinas de fibra óptica SMF-28 da Corning Glass foram conectadas e, com auxílio do equipamento OTDR (Reflectômetro Óptico no Domínio do Tempo) (Figura 4.9), modelo OF-500 OptiFiber, da Fluke Networks, a atenuação do enlace foi medida em 1,90 dB.

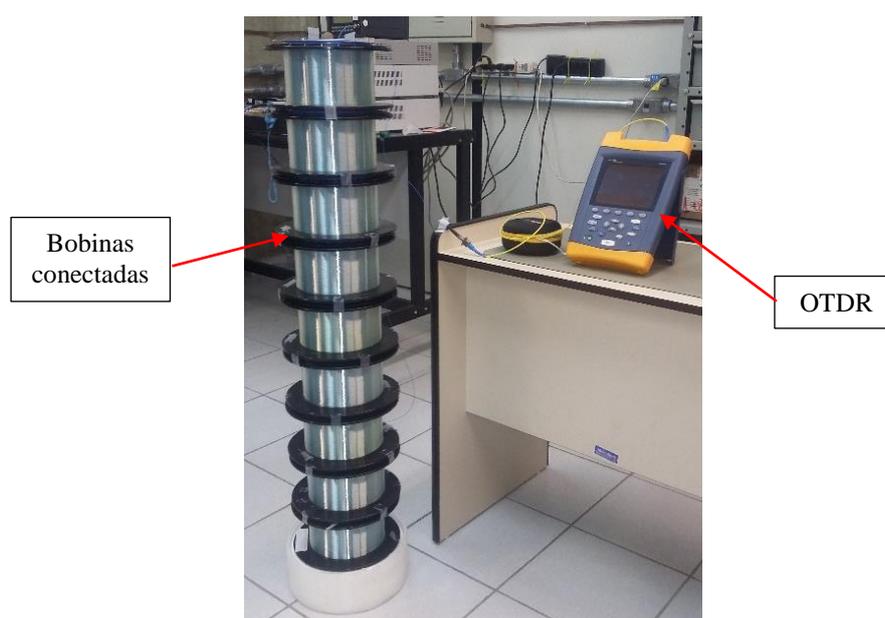


Figura 4.9 – Imagem das bobinas de fibra óptica de comprimento total 9,0 km que foram utilizadas para montagem do enlace.

O fotodetector de 25 GHz, modelo 1434 da New Focus, apresenta relação entre tensão e corrente de $1\text{mV}/\mu\text{A}$. Em certos experimentos, havia a necessidade de conhecer a potência óptica na entrada do fotodetector. Foi inserido um multímetro para leitura da tensão no fotodetector e, com base na relação entre tensão e corrente, era possível saber a corrente na saída do fotodetector, i_d . Como $i_d = \Re P_o$ e a responsividade média do fotodetector é $0,8\text{ A/W}$, tem-se a potência óptica incidente.

A Figura 4.10 ilustra as conexões e componentes usados na montagem do amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA).

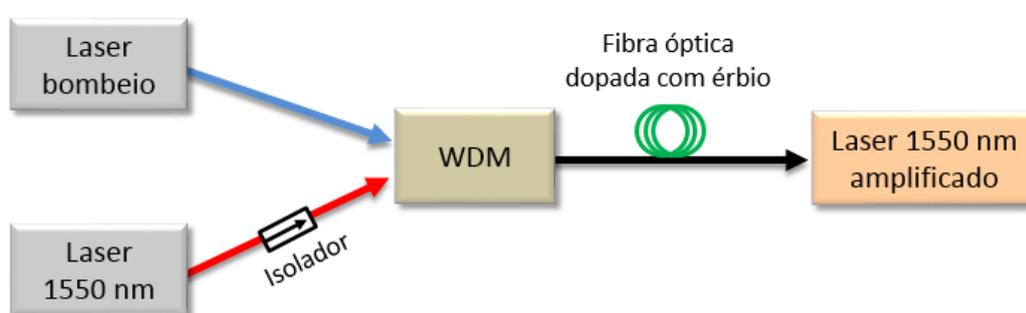


Figura 4.10 – Representação esquemática das conexões do amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA).

Foram utilizados dois lasers: um de bombeio, 974 nm, e outro a ser amplificado, 1550 nm. A caracterização dos lasers já foi descrita nesta Seção. Na saída do acoplador WDM foi conectada uma bobina com 15,0 m de fibra dopada com érbio. À medida que a corrente do laser de bombeio aumenta, a potência óptica do sinal na saída da fibra dopada, com comprimento de onda de 1550 nm, também aumenta. O valor máximo de potência na saída do EDFA foi registrado em 35,0 mW.

A Tabela 4.3 lista as principais características dos dispositivos ópticos utilizados na demonstração experimental.

Tabela 4.3 – Parâmetros dos dispositivos ópticos utilizados na demonstração experimental.

Dispositivo	Modelo	Parâmetro	Valor
Laser DFB CW	Emcore 1782	Potência óptica	100,26 mW
		Corrente de operação	493,37 mA
		Comprimento de onda	1550 nm
Laser de bombeio	oclaro LC95L74P-20R	Potência de operação	365 mW
		Corrente de operação	585,95 mA
		Comprimento de onda	974 nm
Modulador eletro-óptico de intensidade Mach-Zehnder	Covega Mach-10 TM 002	Perda por inserção	3,78 dB
		Taxa de extinção	40,67 dB
		V_{π} @ 1GHz	5,23 V
		V_{π} @ DC	8,70 V
Isolador óptico	AC Photonics PMIS15P21B00	Comprimento de onda	1550±15 nm
		Isolamento	≥ 32 dB
		Perda por inserção	0,42 dB
Isolador óptico	IO-H-1550	Comprimento de onda	1550 nm
		Isolamento	≥ 32,93 dB
		Perda por inserção	0,21 dB
Acoplador WDM	oeMarket WDMC-915-P-0-N	Comprimento de onda	980/1550 nm
		Isolamento (980/1550 nm)	24,3/43,7 dB
		Perda por inserção (980/1550 nm)	0,10/0,07 dB
Fibra óptica	EDFA Corning® SMF-28®	Comprimento	15 m
		Dispersão cromática	17 ps/nm·km
		Diâmetro do núcleo	8,2 μm
		Comprimento	9 km
Fotodetector InGaAs / PIN	New Focus 1434	Largura de banda	25 GHz
		Responsividade	~0,8 A/W
		Potência óptica máxima	8 mW
		Impedância	50 Ω

4.2.2 Amplificação Paramétrica

O diagrama do experimento para verificação da variação da potência de RF em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal de modulação está ilustrado na Figura 4.11.

Neste experimento, o fotodetector foi conectado na saída do MZM, primeira leitura, e depois inserido na extremidade do enlace, segunda leitura. As leituras foram obtidas diretamente do analisador de espectro de RF.

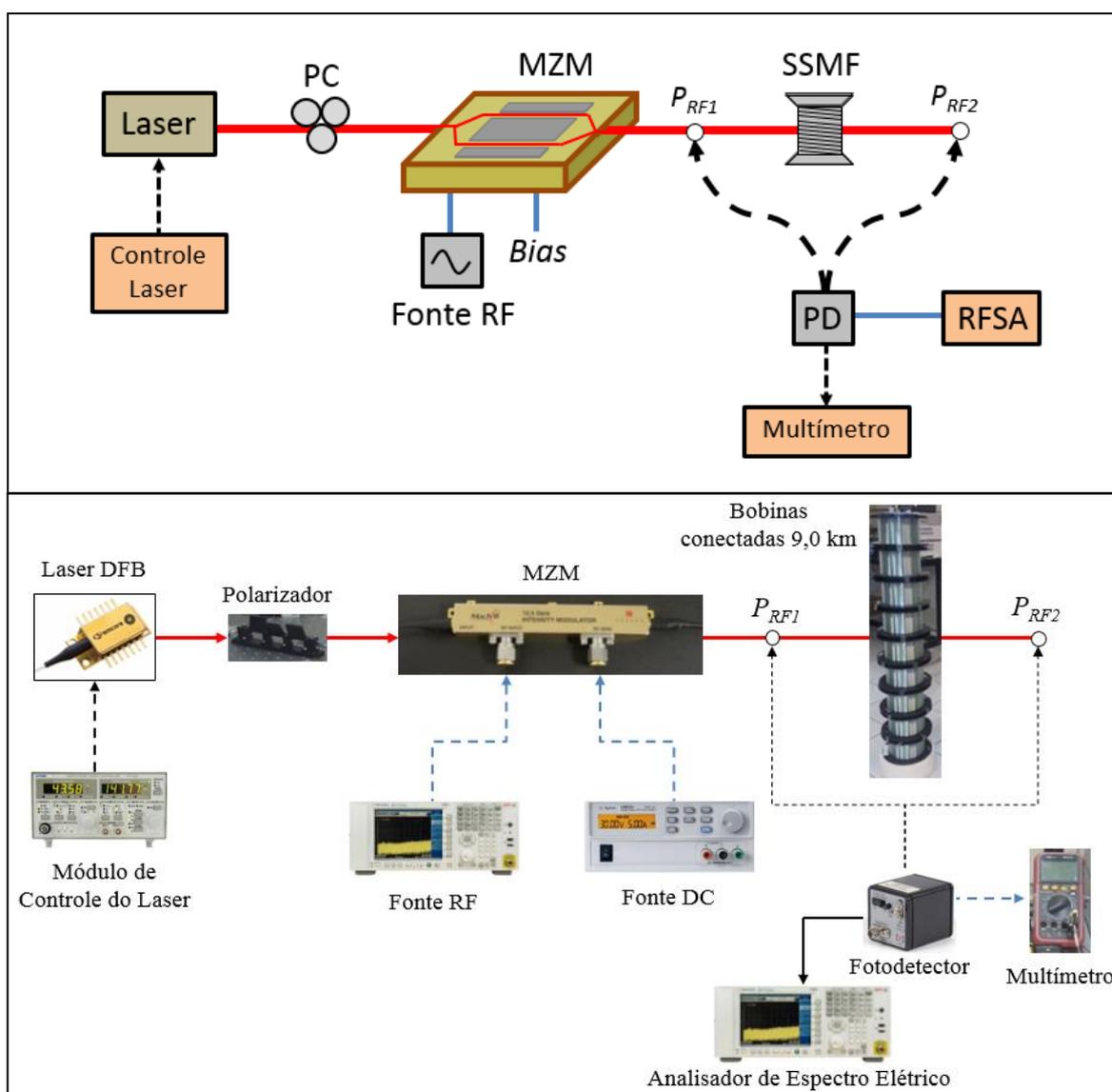


Figura 4.11 – Diagrama do experimento para verificação da variação da potência de RF em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal modulante. $P_{RF1,2}$: pontos de medição com analisador de espectro de RF. PD: fotodetector. MZM: Modulador Mach-Zehnder. SSMF: fibra monomodo padrão. RFSA: analisador de espectro de RF.

A Figura 4.12 apresenta os resultados das leituras do analisador de espectro para análise da variação da potência de RF em função da potência óptica e parametrizada pelo sinal modulante.

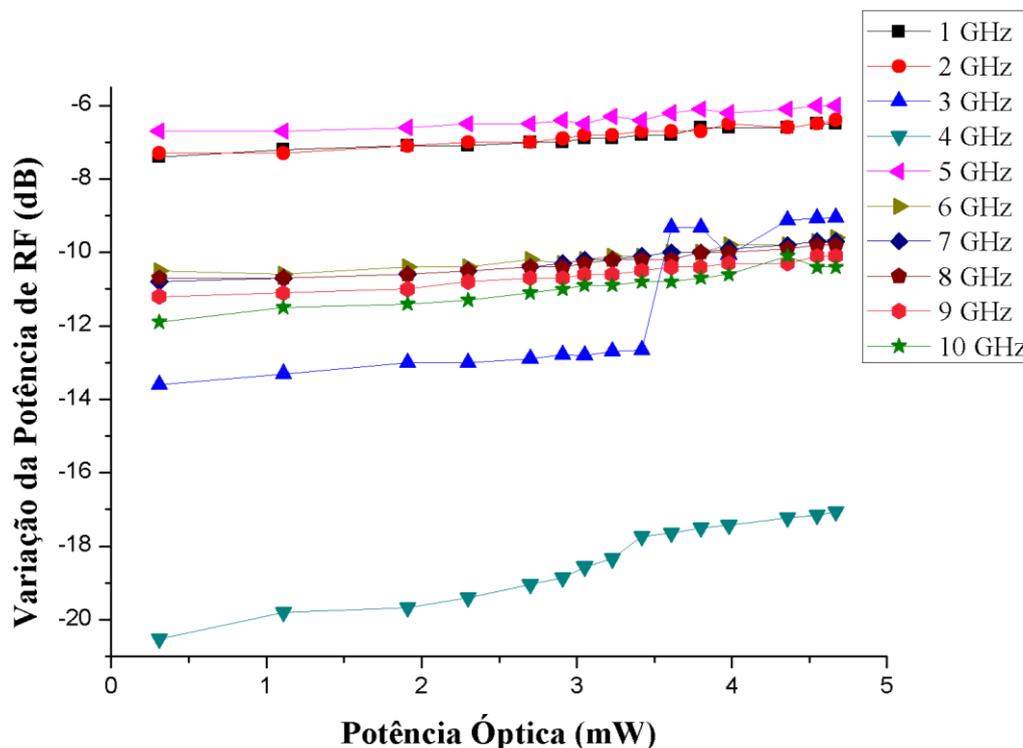


Figura 4.12 – Variação da potência de RF (dB) em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal modulante.

No primeiro momento, a frequência foi mantida fixa e por meio do controle da corrente do laser variou-se a potência até o limite de 4,0 mW. Foram estabelecidos quinze valores de potência óptica. Para cada valor de potência, o fotodetector era inserido primeiramente no ponto P_{RF1} e depois no ponto P_{RF2} . O valor correspondente à diferença entre as potências de RF nesses pontos era registrado. Em seguida, a frequência do gerador de sinais de RF era modificada, com passo de 1 GHz até 10 GHz, e o procedimento de variar a potência óptica e anotar a diferença dos valores da potência de RF em P_{RF1} e P_{RF2} repetido.

No gráfico da Figura 4.12, verifica-se que as curvas apresentam inclinações positivas, constantes e proporcionais ao aumento da potência óptica, com exceção das curvas correspondentes às frequências de 3 GHz e 4 GHz. Esta variação de comportamento pode ter sido decorrente da calibração dos componentes do experimento, haja vista que as medições para estas duas frequências foram obtidas em datas diferentes das demais.

Na Figura 4.13 é possível verificar a consistência dos resultados experimentais da variação da potência de RF em função da potência óptica e parametrizada pela frequência do sinal modulante com o modelo analítico para o ganho paramétrico dado pela equação (3.26).

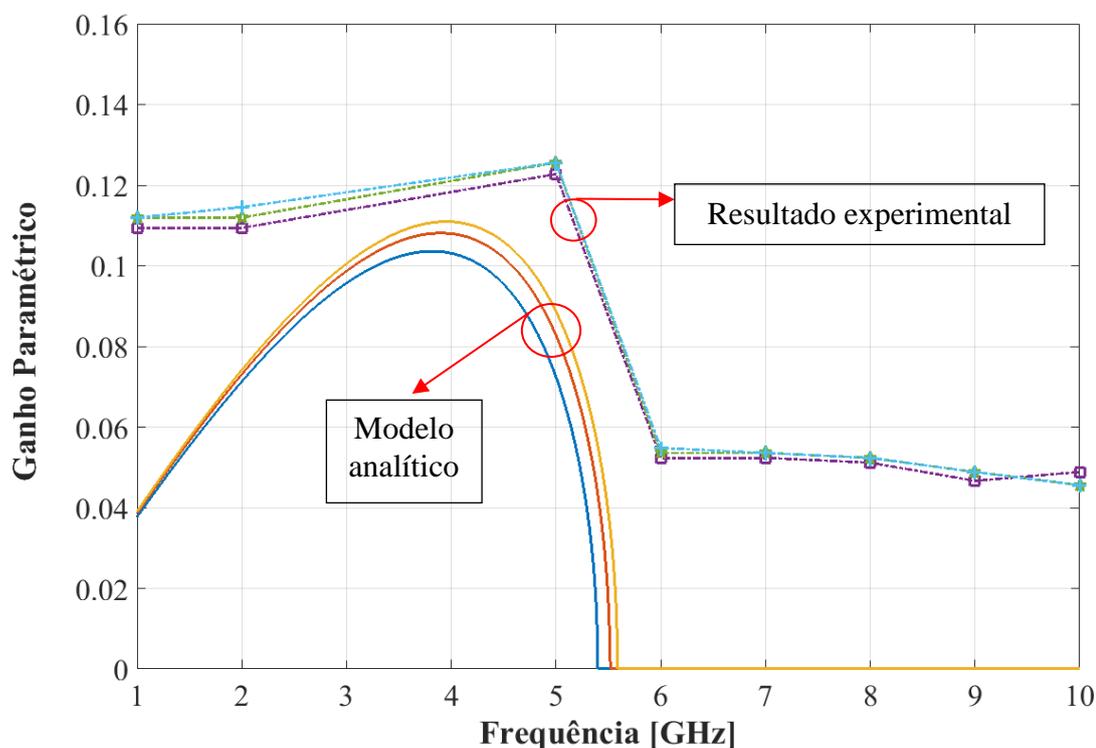


Figura 4.13 – Ganho paramétrico em função da frequência de modulação (GHz) e parametrizado pela potência óptica no início do enlace: 4,3 mW; 4,5 mW; e 4,7 mW. Comprimento da fibra: 9,0 km. $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$.

Para construção das curvas da Figura 4.13, foram considerados os três maiores valores de potência óptica: 4,3 mW; 4,5 mW; e 4,7 mW. Os dados relativos às frequências de 3 e 4 GHz não foram inseridos, em função de terem sido obtidos em datas diferentes. Verifica-se que as curvas experimentais seguem a tendência do modelo analítico. Existe um valor máximo do ganho paramétrico e a partir de ~6,0 GHz o ganho é mínimo e permanece constante à medida que a frequência de modulação aumenta. Nota-se, também, que o modelo analítico prevê ganho nulo para frequências em torno de 5,5 GHz, consistente com o valor experimental de 6,0 GHz.

A Figura 4.14 contém o diagrama do experimento para demonstrar a variação da potência do sinal de RF à medida que se propaga na fibra óptica, quando é induzida a instabilidade de modulação. Foi inserido o EDFA na saída do MZM para aumentar a potência óptica no início do enlace. Foram tomadas medidas da potência de RF na saída do

fotodetector para três valores de potência óptica no início do enlace: 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. No entanto, a potência do sinal óptico modulado na entrada do fotodetector foi mantida em um valor fixo por meio de um atenuador.

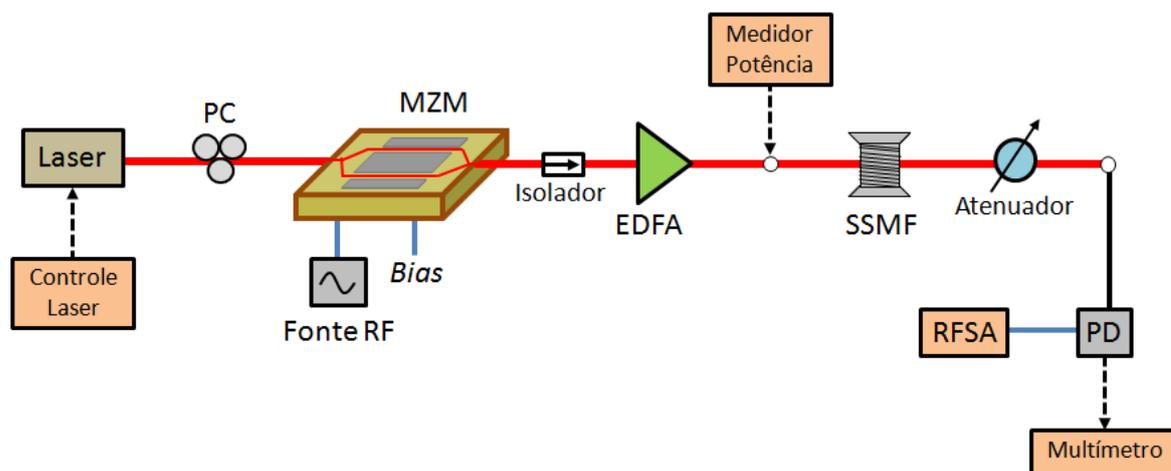


Figura 4.14 – Diagrama do experimento para demonstrar a instabilidade de modulação. Potência óptica no início do enlace: 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Frequência do sinal de RF: 10 GHz. Comprimento do enlace: 9,0 km. Potência óptica na entrada do fotodetector: -2,7 dBm. PC: controlador de polarização. MZM: modulador Mach-Zehnder. EDFA: amplificador a fibra dopada com érbio. SSMF: fibra óptica monomodo padrão. PD: fotodetector. RFSa: analisador de espectro de RF.

A Figura 4.15 contém a montagem do experimento para demonstrar a indução da instabilidade de modulação em enlaces analógicos a fibra óptica, que resulta na amplificação paramétrica do sinal de RF.

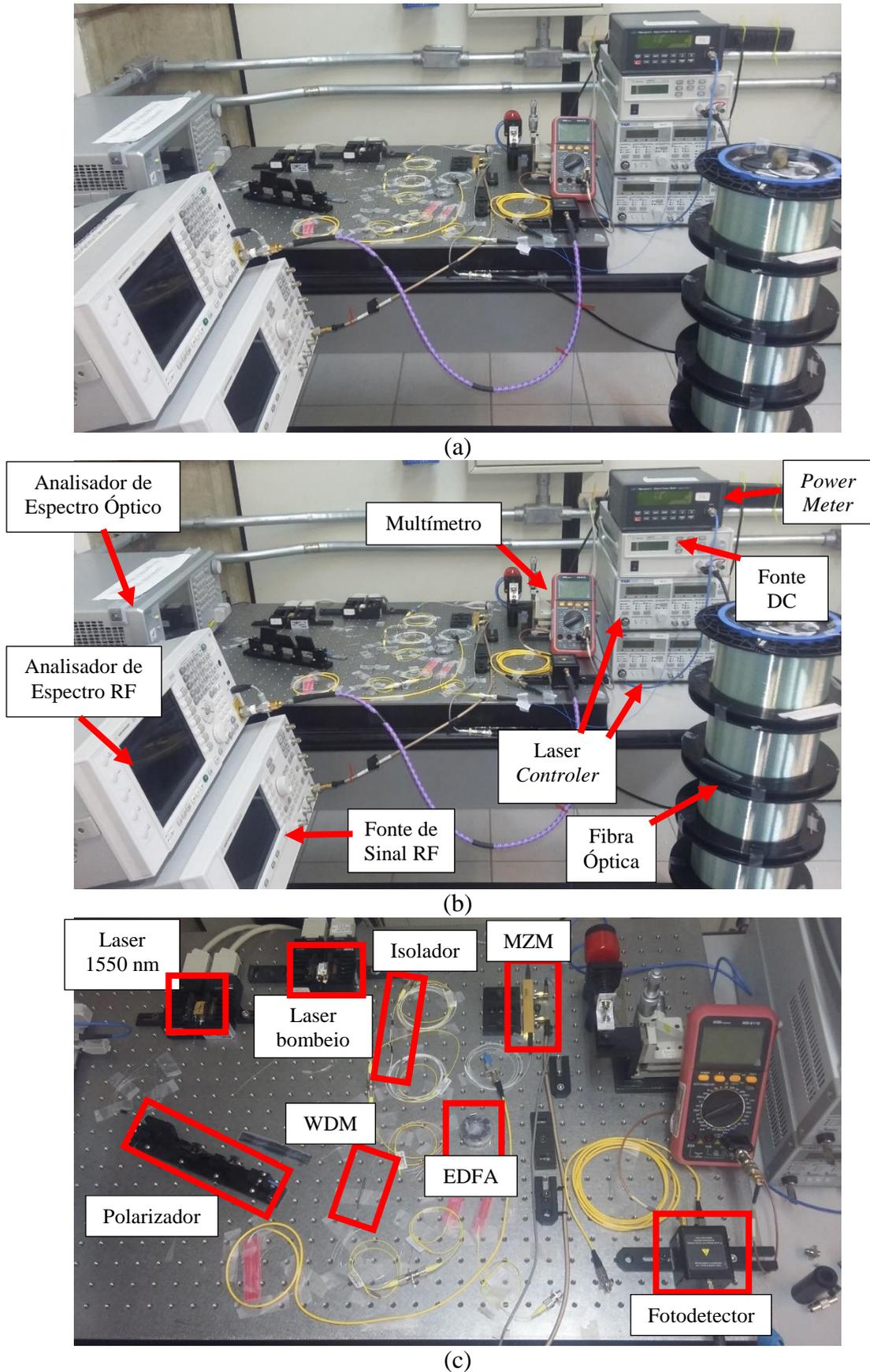
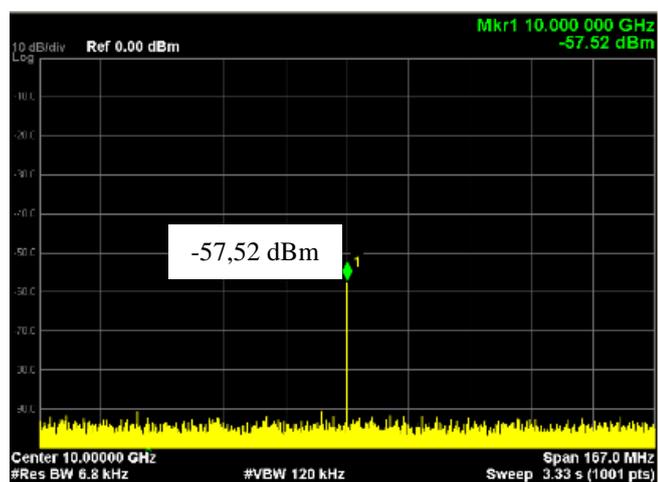
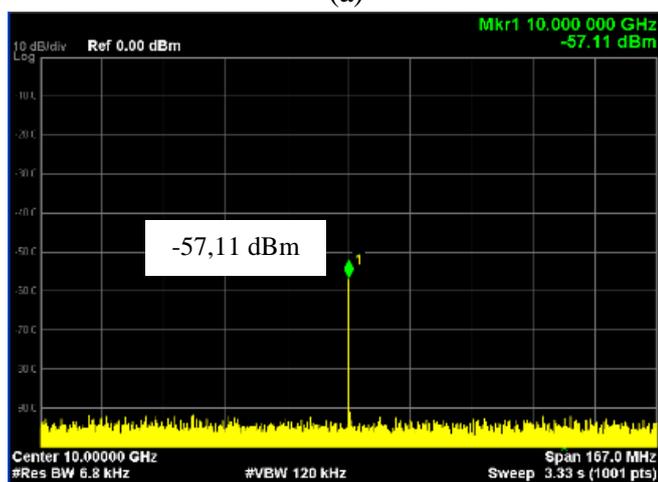


Figura 4.15 – Diagrama esquemático do experimento para demonstrar a amplificação paramétrica decorrente da instabilidade de modulação induzida. (a) Visão geral. (b) Instrumentos. (c) Dispositivos ópticos.

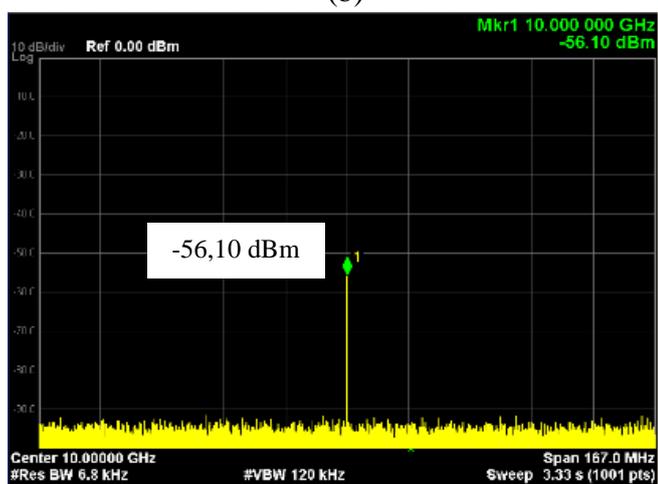
A Figura 4.16 apresenta os resultados do experimento no qual foi inserido o EDFA na saída do MZM, que foi repetido cinco vezes e as imagens da tela do analisador de espectro elétrico correspondentes à potência de RF detectada estão ilustradas na referida figura.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.16 – Medidas#1: imagens da tela do analisador de espectro elétrico correspondentes ao sinal de RF detectado (10 GHz), após propagar-se por 9,0 km e com potência óptica lançada na fibra de: (a) 0 dBm, (b) +10 dBm e (c) +15 dBm. Todas as imagens foram obtidas com a potência óptica no fotodetector mantida em -2,7 dBm.

O sinal de RF foi mantido em 10 GHz e fornecido pelo gerador de sinais da Agilent, modelo E8257D. Este sinal modula a fonte óptica proveniente do laser DFB, 1550 nm, através do MZM. Um EDFA é inserido na saída do MZM para controlar a potência óptica na entrada do enlace, composto por uma fibra SMF com comprimento de 9,0 km. Um fotodetector com largura de banda de 25 GHz é utilizado para recuperar o sinal de RF.

Variou-se a potência óptica na entrada do enlace para três valores: 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Com o analisador de espectro de RF, foram tomadas medidas na saída do fotodetector para cada valor de potência óptica. Para fins de comparação e estimar se houve variação na amplitude do sinal de RF, a potência óptica na entrada do fotodetector foi atenuada e mantida a mesma, - 2,7 dBm, para cada valor de potência óptica lançada na fibra.

Na Figura 4.16, percebe-se que o valor da potência de RF aumentou, a despeito de o sinal de RF ter sido recuperado com o mesmo valor de potência óptica. Normalizando os valores obtidos da potência de RF com relação ao valor de RF correspondente à potência óptica de 0 dBm, verifica-se que houve aumento de 0,41 dB, para potência óptica de +10 dBm, e 1,42 dB, para potência óptica de +15 dBm. A Tabela 4.4 contém os resultados cinco medições do experimento.

Tabela 4.4 – Amplificação da potência de RF em função da potência óptica.

Potência óptica	Medição #1	Medição #2	Medição #3	Medição #4	Medição #5
+10 dBm	0,41 dB	0,58 dB	0,43 dB	0,49 dB	0,63 dB
+15 dBm	1,42 dB	1,81 dB	1,64 dB	1,06 dB	1,93 dB

O valor médio da amplificação para potência óptica de +10 dBm foi 0,50 dB e para potência óptica de +15 dBm foi de 1,57 dB. Os resultados obtidos no experimento estão, qualitativamente, de acordo com os trabalhos publicados por Maeda [7], [8], e revelam que o aumento da potência óptica induziu o fenômeno instabilidade de modulação e resultou no ganho de potência de RF do sinal fundamental transmitido em um enlace analógico a fibra óptica.

Na Tabela 4.4, a referência de 0 dBm para as medidas experimentais era obtida apertando-se o conector no encaixe conector-fibra, cabo amarelo da Figura 4.17. Em cada medida o conector era encaixado na fibra e aplicado um novo torque. Com isso, não era possível garantir, para todas as medidas, o mesmo nível de atenuação introduzido pelo conector.

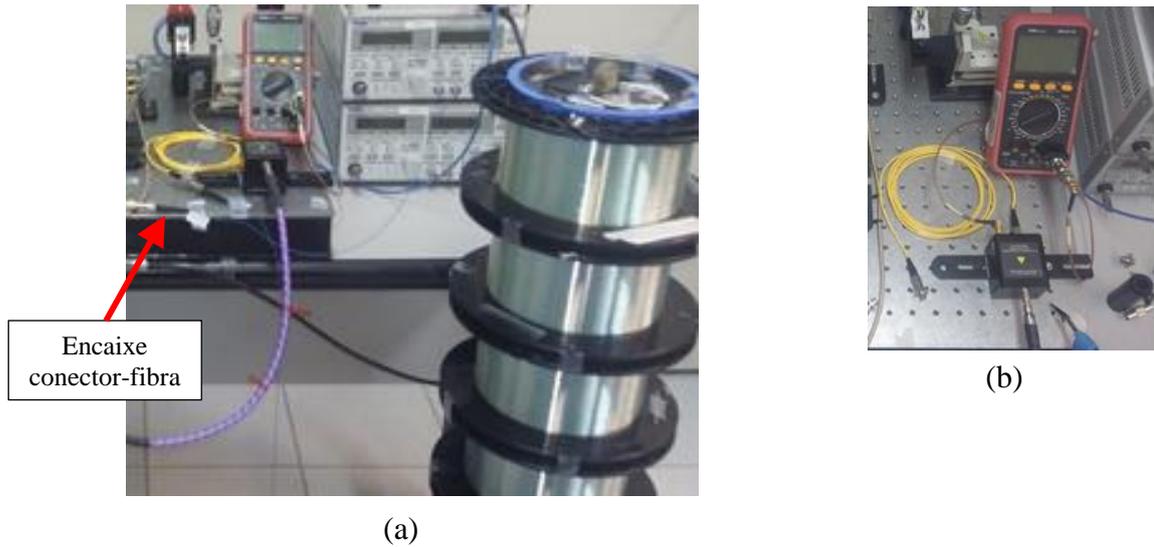


Figura 4.17 – (a) Encaixe conector-fibra para atenuação da potência óptica na entrada do fotodetector. (b) Detalhe do conector.

Tal fato pode ter acarretado a flutuação de potência nas várias medições, conforme resultados apresentados na Tabela 4.4. Entretanto, para avaliar a consistência das medidas realizadas, a Figura 4.18 mostra as curvas teóricas do ganho de potência de RF em função da frequência de modulação e parametrizada pela potência óptica.

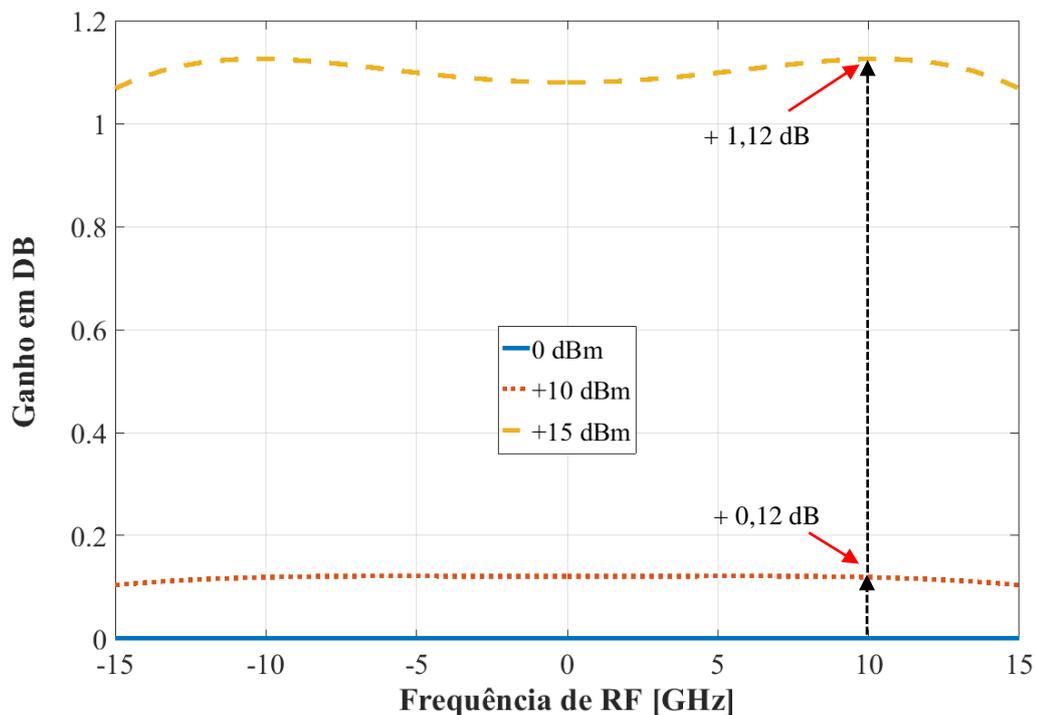


Figura 4.18 – Obtidas da equação (3.43), curvas do ganho em dB em função da frequência de RF e parametrizada pelas potências ópticas de 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Parâmetros utilizados: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e $L = 9 \text{ km}$.

Para construção da Figura 4.18, foi utilizado o modelo analítico para o ganho na fibra óptica decorrente da instabilidade de modulação, conforme equação (3.43). Foram construídas três curvas para potências ópticas de 0 dBm, +10 dBm e +15 dBm. Verifica-se que tendo como referência a potência de 0 dBm, houve aumento de $\sim 0,12$ dB, para + 10 dBm, e $\sim 1,12$ dB, para potência óptica de +15 dBm, que se mostram consistentes, respectivamente, com os valores experimentais de 0,50 dB e 1,57 dB.

5 Conclusão

Esta dissertação teve como principal objetivo avaliar o impacto da instabilidade de modulação em enlaces analógicos a fibra óptica monomodo padrão, operando na condição de dispersão anômala e no regime não linear, com vistas a transmissão de sinais radar contínuos. Para alcançar o objetivo principal, foram estabelecidos três objetivos específicos: (1) formulação de um modelo analítico com as simplificações pertinentes, porém com as devidas generalizações considerando os fenômenos dispersão cromática e auto modulação de fase; (2) simulação numérica utilizando um *software* que simula enlace óptico, cujos parâmetros numéricos iniciais são indicados pela abordagem analítica; e (3) validação experimental para demonstrar o conceito de instabilidade de modulação.

A instabilidade de modulação surge na fibra óptica decorrente da interação entre a dispersão cromática e a auto modulação de fase. O efeito da IM é uma amplificação paramétrica das bandas laterais de modulação da portadora óptica. Considerando que o sinal de RF está contido nessas bandas, a IM pode resultar em ganho de potência de RF ao final do enlace a fibra óptica.

Inicialmente foi feita uma contextualização em que foram apresentados exemplos em que os enlaces a fibra óptica são ou têm potencial para serem utilizados para transmitir sinal de RF ou digital por meio da fibra, tendo em vista aplicações operacionais na FAB.

No Capítulo 2 foram apresentados os princípios básicos de enlace analógico a fibra óptica de forma sistêmica. Na geração do sinal foi considerada modulação externa de intensidade da portadora óptica por meio do modulador Mach-Zehnder. Na transmissão, foram descritos os fenômenos lineares e não lineares que afetam a propagação pela fibra, com ênfase na dispersão cromática e no efeito não linear Kerr.

Postulou-se que a fibra óptica era monomodo isotrópica e, portanto, não apresentava birrefringência. Esta condição permitiu utilizar a abordagem de Schrödinger para desenvolver a equação diferencial não linear que descreve a evolução da amplitude da envoltória do sinal óptico em função da distância e do tempo, considerando a hipótese de variação lenta da envoltória.

No Capítulo 3 foi desenvolvido um modelo físico matemático para o ganho de potência de RF em enlaces analógicos a fibra óptica, com base nos fundamentos apresentados no capítulo 2 em combinação com a abordagem dos modos acoplados. A formulação

apresentada evidencia o fenômeno de instabilidade de modulação, induzida pelos efeitos de dispersão cromática e auto modulação de fase, expressa em uma nomenclatura que facilita a interpretação de resultados previamente disponibilizados em outras publicações, porém as quais não adotam uma nomenclatura consistente.

No Capítulo 4 foram realizadas simulações computacionais utilizando o *software Optisystem*© para comprovação dos resultados previstos no modelo analítico do ganho de potência de RF. Foram implementadas quatro configurações no *software*. Na primeira, verificou-se no gráfico da potência de RF em função da potência óptica que a curva correspondente a $\gamma = 1,32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ cresce mais rapidamente em relação à curva da condição de fibra dispersiva linear ($\gamma = 0$). Isto revela um aumento da potência de RF, resultante da inter-relação entre o fenômeno auto modulação de fase e dispersão cromática. Entretanto, o aumento da potência óptica pode levar à decomposição do sinal óptico contínuo em um trem de pulsos periódicos.

Na segunda configuração, o comprimento do enlace foi fixado em 10 km, a frequência de RF igual a 10 GHz e a potência óptica na entrada do fotodetector foi mantida em -2 dBm. Foram estabelecidos quatro valores de potência do laser e, nestas condições, verificou-se que houve aumento da potência de RF: 0,11 dB para potência óptica de +10 dBm; 0,38 dB para potência óptica de +15 dBm; e 2,23 dB para potência óptica de +23 dBm.

Com a potência óptica mantida em +15 dBm, foram estabelecidos dois comprimentos do enlace, 1 m e 10 km, na terceira configuração. Verificou-se que a potência de RF medida no comprimento de 10 km aumentou 0,75 dB em relação à potência medida em 1 m. Este resultado está de acordo com o modelo desenvolvido no Capítulo 2, considerando uma fibra sem perdas ($\alpha = 0$).

A última configuração da simulação teve como objetivo verificar a amplificação paramétrica do sinal de RF em função da variação da frequência de modulação. O comprimento do enlace foi mantido fixo em 75 km e a potência do laser +10 dBm. Foram apresentadas duas curvas, uma considerando a fibra dispersiva e linear e outra considerando a fibra dispersiva e não linear. Verificou-se uma amplificação da potência de RF detectada para frequências entre 4 e 8 GHz, quando os parâmetros não lineares são considerados. Neste mesmo intervalo, houve desvanecimento da potência de RF na condição de fibra linear.

Ainda no Capítulo 4, foi realizada uma montagem experimental no Laboratório de RF em Fotônica do LabGE do ITA, como prova de conceito do fenômeno instabilidade de modulação induzida e os resultados obtidos estavam de acordo com trabalhos publicados na literatura.

Sugestões de trabalhos futuros incluem:

- (i) Análise experimental da redução da tensão de meia onda efetiva do modulador Mach-Zehnder pela indução da instabilidade de modulação;
- (ii) A variação de fase provocada pelo efeito SPM resulta na inserção de *chirp* na frequência de RF. Dessa maneira, propõe-se um estudo para analisar se o *chirp* pode ser vantajoso em um ambiente de Guerra Eletrônica como medida de proteção eletrônica;
- (iii) Estudo da instabilidade de modulação em enlaces ópticos para transmissão de sinais radar pulsados. A IM é um fenômeno considerado como precursor da formação de sólitons, que são ondas locais que se propagam sem distorção devido ao exato equilíbrio entre efeitos lineares e não lineares, adequadas para transmissão de sinais pulsados;
- (iv) Análise da redução da taxa de erro de bit em enlaces ópticos com a indução da instabilidade de modulação; e
- (v) Como ocorre ganho de RF na transmissão pela fibra, estudar se a figura de mérito SFDR aumenta com a indução da instabilidade de modulação.

Referências

- [1] WINZER, P. J. **Scaling optical fiber networks: challenges and solutions.** Optics & Photonics News, p. 28–35, March 2015.
- [2] ESSIAMBRE, R.J. et al. **Capacity limits of optical fiber networks.** Journal of Lightwave Technology, v. 28, n. 4, p. 662–701, 2010.
- [3] TOULOUSE, J. **Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications.** Journal of Lightwave Technology, v. 23, n. 11, p. 3625–3641, 2005.
- [4] RAMOS, F.; MARTI, J.; POLO, V. **Compensation of chromatic dispersion effects in microwave / millimeter-wave optical systems using four-wave-mixing induced in dispersion-shifted fibers.** IEEE Photonics Technology Letters, v. 11, n. 9, p. 1171–1173, 1999.
- [5] RAMOS, F. et al. **On the use of fiber-induced self-phase modulation to reduce chromatic dispersion effects in microwave/millimeter-wave optical systems.** IEEE Photonics Technology Letters, v. 10, n. 10, p. 1473–1475, 1998.
- [6] LE, S. T.; AREF, V.; BUELOW, H. **Nonlinear signal multiplexing for communication beyond the Kerr nonlinearity limit.** Nature Photonics, v. 2, p. 1–8, July 2017.
- [7] MAEDA, J.; KUSAMA, K.; FUKUCHI, Y. **Mitigation of signal fading in radio over fiber transmission using fiber nonlinearity.** Optics Express, v. 17, n. 6, p. 4518–4525, 2009.
- [8] MAEDA, J.; KUSAMA, K.; EBISAWA, S. **Effects of fiber nonlinearity on Radio-over-Fiber transmission of DSB-BPSK signal.** 15th Optoelectronics Communications Conference, Sapporo Convention Center, Japan, p. 2–3, July 2010.
- [9] ZAKHAROV, V. E.; OSTROVSKY, L. A. **Modulation instability: the beginning.** Physica D Nonlinear Phenomena, v. 238, n. 5, p. 540–548, 2009.
- [10] KATH, B.; KATH, W. L. **Making waves: solitons and their optical applications.** SIAM News, v. 31, n. 2, p. 1–5, 1998.
- [11] SØRENSEN, S. T. et al. **Influence of pump power and modulation instability gain spectrum on seeded supercontinuum and rogue wave generation.** Journal of the Optical Society of America B, v. 29, n. 10, p. 2875–2885, 2012.
- [12] LU, Z.; ZHAO, W. **Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides.** Journal of the Optical Society of America B, v. 29, n. 6, p. 1490–1496, 2012.
- [13] MARQUES, R. B.; DE CASTRO, J. J. B.; OLIVEIRA, J. E. B. **Simulação da redução dos efeitos da dispersão cromática em enlaces ópticos pela indução do fenômeno**

- não linear auto modulação de fase (SPM).** In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA (SIGE), 19, 2017, São José dos Campos. **Anais...**São José dos Campos: Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017.
- [14] MARQUES, R. B.; DE SOUZA, R. H.; OLIVEIRA, J. E. B. **Modelo analítico do efeito da dispersão cromática na transmissão de pulso LFM usando enlace Óptico.**” In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA (SIGE), 18, 2016, São José dos Campos. **Anais...**São José dos Campos: Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2016.
- [15] MITRA, P. P.; STARK, J. B. **Nonlinear limits to the information capacity.** Nature, v. 411, p. 1027–1030, 2001.
- [16] RUBENCHIK, A. M.; TURITSYN, S. K.; FEDORUK, M. P. **On the theory of the modulation instability in optical fiber amplifiers.** Optics Letters, v. 35, n. 16, p. 2684–2686, 2011.
- [17] HERNANDEZ, S. M. et al. **A geometrical view of scalar modulation instability in optical fibers.** IEEE Photonics Journal, v. 9, n. 5, 2017.
- [18] BONETTI, J.; HERNANDEZ, S. M. **Analytical study of coherence in seeded modulation instability.** Physical Review A, v. 94, p. 1–6, 2016.
- [19] SHANNON, C. E. **A mathematical theory of communication.** Bell System Technical Journal, v. 27, p. 379–423, July 1948.
- [20] SEEDS, A. J. **Microwave photonics.** IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. 50, n. 3, p. 877–887, 2002.
- [21] KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. **Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies.** IEEE Proceedings, v. 113, n. 7, p. 1151–1158, 1966.
- [22] GLOGE, D. **Optical fibers for communication.** Applied Optics, v. 13, n. 2, p. 249–254, 1974.
- [23] COUTINHO, O. L. **Fotônica em sistemas de RF para transmissão e processamento de sinais radar.** 2011. 132f. Tese (Doutorado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [24] KAMINOW, I. P.; LI, T.; WILLNER, A. E. **Optical Fiber Telecommunications: Components and Subsystems.** San Diego: Elsevier Inc., 2008.
- [25] OLIVEIRA, J. E. B.; ALVES, F. D. P.; MATTEI, A. L. P. **Trends in photonics applied to electronic warfare at Brazilian Air Force.** Microwave and Optoelectronic Conference IMOC 199, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, v. 2, p. 599–602, 1999.
- [26] COUTINHO, O. L. **Aplicação de moduladores eletroópticos em enlaces analógicos a fibra óptica.** 2005. 192f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [27] FEGADOLLI, W. D. S. **Análise de distorção em moduladores eletroópticos integrados utilizados em enlaces ópticos analógicos.** 2008. 135f. Dissertação

- (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [28] GONÇALVES, A. P. **Estudo experimental de enlace analógico a fibra óptica empregando WDM e sinais de RF multi-espectral**. 2014. 171f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [29] SOUZA, R. H. DE. **Efeitos da não-linearidade de moduladores eletro-ópticos em enlaces fotônicos empregados na geração e na transmissão de sinais radar**. 2015. 194f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [30] DIAS, P. E. DE S. **Estudo do ruído de fase na geração fotônica de sinais de RF: modelagem e caracterização**. 2017. 194f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [31] AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. 4th ed. San Diego: Academic Publishers, 2007.
- [32] FRIIS, H. T. **Noise figures of radio receivers**. Proceedings of the IRE, vol. 32, no. 7, pp. 419–422, 1944.
- [33] ROUSSELL, H. V. et al. **Gain, noise figure and bandwidth-limited dynamic range of a low-biased external modulation link**. International Topical Meeting on Microwave Photonics, Victoria, BC, Canada, p. 84–87, 2007.
- [34] ACKERMAN, E. I. et al. **Signal-to-noise performance of two analog photonic links using different noise reduction techniques**. IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, Honolulu, HI, USA, p. 51–54, 2007.
- [35] TULCHINSKY, D. A. et al. **High-current photodetectors as efficient, linear, and high-power RF output stages**. Journal of Lightwave Technology, v. 26, n. 4, p. 408–416, 2008.
- [36] BENJAMIN, T. B.; FEIR, J. E. **The disintegration of wave trains on deep water Part 1. Theory**. Journal of Fluid Mechanics, v. 27, n. 3, p. 417–430, 1967.
- [37] BESPALOV, V. I.; TALANOV, V. I. **Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids**. JETP Letters, v. 3, n. 12, p. 307–310, 1966.
- [38] KARPMAN, V. I.; KRUSHKAL, E. M. **Modulated waves in nonlinear dispersive media**. Soviet Physics JETP, v. 28, n. 2, p. 277–281, 1969.
- [39] OSTROVSKII, L. A. **Propagation of wave packets and space-time self-focusing in a nonlinear medium**. Soviet Physics JETP, v. 24, n. 4, p. 797–800, 1967.
- [40] HASEGAWA, A. **Stimulated modulational instabilities of plasma waves**. Physical Review A, v. 1, n. 6, p. 1746–1750, 1970.
- [41] HASEGAWA, A.; BRINKMAN, W. F. **Tunable coherent IR and MR sources utilizing modulational instability**. IEEE Journal of Quantum Electronics, v. QE-16, n.

- 7, pp. 694–697, 1980.
- [42] AGRAWAL, G. P.; BALDECK, P. L.; ALFANO, R. R. **Modulation instability induced by cross-phase modulation in optical fibers**. *Physical Review A*, v. 39, n. 7, p. 3406–3413, 1989.
 - [43] YARIV, A.; YEH, P. **Photonics: optical electronics in modern communications**. 6 ed. New York: Oxford University Press, 2007.
 - [44] SHAMS, H.; SEEDS, A. **Photonics, fiber and THz wireless communication**. *Optics and Photonics News*, p. 24–31, March 2017.
 - [45] BORLAUG, D.; DEVORE, P. T. S.; JALALI, B. **Demonstration of Vpi reduction in electrooptic modulators using modulation instability**. *Photonics Society Summer Topical Meeting Series*, n. 1, p. 130–131, 2014.
 - [46] BORLAUG, D. et al. **V-pi reduction by using modulation index booster (MiBo) in RF links**. *Optical Interconnects Conference*, vl. 5, p. 148–149, 2015.
 - [47] CHEN, Z. et al. **A transmission model of analog signals in photonic links**. *IEEE Photonics Journal*, v. 6, n. 6, p. 1–14, 2014.
 - [48] MENYUK, C. R. **Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers**. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 23, n. 2, p. 174–176, 1987.
 - [49] MENYUK, C. R. **Application of multiple-length-scale methods to the study of optical fiber transmission**. *Journal of Engineering Mathematics*, v. 36, n. 1, p. 113–136, 1999.
 - [50] MENYUK, C. R.; MARKS, B. S. **Interaction of polarization mode dispersion and nonlinearity in optical fiber transmission systems**. *Journal of Lightwave Technology*, v. 24, n. 7, p. 2806–2826, 2006.
 - [51] LI, G. L.; YU, P. K. L. **Optical intensity modulators for digital and analog applications**. *Journal of Lightwave Technology*, v. 21, n. 9, p. 2010–2030, 2003.
 - [52] RIDGWAY, R. W.; DOHRMAN, C. L.; CONWAY, J. A. **Microwave photonics programs at DARPA**. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, v. 32, n. 20, p. 3428–3439, 2014.
 - [53] NAKAMURA, T. et al. **Magneto-optic modulator for high bandwidth cavity length stabilization**. *Optics Express*, v. 25, n. 5, p. 4994–5000, 2017.
 - [54] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. **Fundamentals of photonics**. 2 ed. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
 - [55] BOYD, R. W. **Nonlinear optics**. 3rd ed. San Diego: Academic Press, 1992.
 - [56] YARIV, A. **Optical electronics in modern communications**. 5th ed. New York: Oxford University Press, 1997.
 - [57] YARIV A.; YEH, P. **Optical waves in crystals propagation and control of laser**

- radiation.** New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2003.
- [58] IZDEBSKI, M.; KUCHARCZYK, M.; RAAB, R. E. **On relationships between electro-optic coefficients for impermeability and nonlinear electric susceptibilities.** *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 6, p. 421–424, 2004.
- [59] NYE, J. F. **Physical properties of crystals.** London: Oxford University Press, 1957.
- [60] FRIES, S.; BAUSCHULTE, S. **Wavelength dependence of the electrooptic coefficients in LiNO₃: Fe.** *Physica Status Solidi (a)*, v. 125, p. 369–374, 1991.
- [61] TONEY, J. E. **Lithium Niobate Photonics.** Norwood: Artech House, 2015.
- [62] KYTANO, C. **Aplicação da abordagem de domínio espectral para análise de moduladores eletroópticos integrados.** 2001. 397f. Tese (Doutorado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [63] AGRAWAL, G. P. **Fiber-optic communication systems.** 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [64] **Optical System Design and Engineering Considerations - Supplement 39, vl. 39, 2016.** Disponível em: <<https://www.itu.int/rec/T-REC-G.Sup39/en>>. Acesso em: 8 nov. 2017.
- [65] BEHRENS, C., **Mitigation of nonlinear impairments for advanced optical modulation formats.** 2012. 183f. Thesis (Doctor of Philosophy) - University College London, London.
- [66] RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K. N. **Optical networks: a practical perspective.** California: Morgan Kaufmann, Inc, 1998.
- [67] FORK, R. L. et al. **Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation.** *Optics Letters*, v. 12, n. 7, p. 483–485, 1987.
- [68] LI, M. J.; NOLAN, D. A. **Optical transmission fiber design evolution.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 26, n. 9, p. 1079–1092, 2008.
- [69] YAMAN, F. **Fiber-optic parametric amplifiers: their advantages and limitations.** 2006. 156f. Thesis (Doctor of Philosophy) - University of Rochester, Rochester. 2006.
- [70] STOLEN, R. H. **Nonlinearity in fiber transmission.** *Proceedings of the IEEE*, v. 68, n. 10, p. 1232–1236, 1980.
- [71] HELLWARTH, R. W. **Theory of stimulated Raman scattering.** *Physical Review*, v. 130, p. 1850–1852, 1963.
- [72] AOKI, Y.; TAJIMA, K.; MITO, I. **Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 6, n. 5, p. 710–719, 1988.
- [73] HASEGAWA, A. **Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers.** *Optics Letters*, v. 9, n. 7, p. 288–290, 1984.

- [74] AGRAWAL, G. P. **Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers.** IEEE Photonics Technology Letters, vl. 4, n. 6, p. 562–564, 1992.
- [75] [1] WINZER, P. J. **Scaling optical fiber networks: challenges and solutions.** Optics & Photonics News, p. 28–35, March 2015.
- [2] ESSIAMBRE, R.J. et al. **Capacity limits of optical fiber networks.** Journal of Lightwave Technology, v. 28, n. 4, p. 662–701, 2010.
- [3] TOULOUSE, J. **Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications.** Journal of Lightwave Technology, v. 23, n. 11, p. 3625–3641, 2005.
- [4] RAMOS, F.; MARTI, J.; POLO, V. **Compensation of chromatic dispersion effects in microwave / millimeter-wave optical systems using four-wave-mixing induced in dispersion-shifted fibers.** IEEE Photonics Technology Letters, v. 11, n. 9, p. 1171–1173, 1999.
- [5] RAMOS, F. et al. **On the use of fiber-induced self-phase modulation to reduce chromatic dispersion effects in microwave/millimeter-wave optical systems.** IEEE Photonics Technology Letters, v. 10, n. 10, p. 1473–1475, 1998.
- [6] LE, S. T.; AREF, V.; BUELOW, H. **Nonlinear signal multiplexing for communication beyond the Kerr nonlinearity limit.** Nature Photonics, v. 2, p. 1–8, July 2017.
- [7] MAEDA, J.; KUSAMA, K.; FUKUCHI, Y. **Mitigation of signal fading in radio over fiber transmission using fiber nonlinearity.** Optics Express, v. 17, n. 6, p. 4518–4525, 2009.
- [8] MAEDA, J.; KUSAMA, K.; EBISAWA, S. **Effects of fiber nonlinearity on Radio-over-Fiber transmission of DSB-BPSK signal.** 15th Optoelectronics Communications Conference, Sapporo Convention Center, Japan, p. 2–3, July 2010.
- [9] ZAKHAROV, V. E.; OSTROVSKY, L. A. **Modulation instability: the beginning.** *Physica D Nonlinear Phenomena*, v. 238, n. 5, p. 540–548, 2009.
- [10] KATH, B.; KATH, W. L. **Making waves: solitons and their optical applications.** SIAM News, v. 31, n. 2, p. 1–5, 1998.
- [11] SØRENSEN, S. T. et al. **Influence of pump power and modulation instability gain spectrum on seeded supercontinuum and rogue wave generation.** Journal of the Optical Society of America B, v. 29, n. 10, p. 2875–2885, 2012.
- [12] LU, Z.; ZHAO, W. **Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides.** Journal of the Optical Society of America B, v. 29, n. 6, p. 1490–1496, 2012.
- [13] MARQUES, R. B.; DE CASTRO, J. J. B.; OLIVEIRA, J. E. B. **Simulação da redução dos efeitos da dispersão cromática em enlaces ópticos pela indução do fenômeno não linear auto modulação de fase (SPM).** In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA (SIGE), 19, 2017, São José dos Campos.

- Anais...**São José dos Campos: Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2017.
- [14] MARQUES, R. B.; DE SOUZA, R. H.; OLIVEIRA, J. E. B. **Modelo analítico do efeito da dispersão cromática na transmissão de pulso LFM usando enlace Óptico.**” In: SIMPÓSIO DE APLICAÇÕES OPERACIONAIS EM ÁREAS DE DEFESA (SIGE), 18, 2016, São José dos Campos. **Anais...**São José dos Campos: Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2016.
- [15] MITRA, P. P.; STARK, J. B. **Nonlinear limits to the information capacity.** Nature, v. 411, p. 1027–1030, 2001.
- [16] RUBENCHIK, A. M.; TURITSYN, S. K.; FEDORUK, M. P. **On the theory of the modulation instability in optical fiber amplifiers.** Optics Letters, v. 35, n. 16, p. 2684–2686, 2011.
- [17] HERNANDEZ, S. M. et al. **A geometrical view of scalar modulation instability in optical fibers.** IEEE Photonics Journal, v. 9, n. 5, 2017.
- [18] BONETTI, J.; HERNANDEZ, S. M. **Analytical study of coherence in seeded modulation instability.** Physical Review A, v. 94, p. 1–6, 2016.
- [19] SHANNON, C. E. **A mathematical theory of communication.** Bell System Technical Journal, v. 27, p. 379–423, July 1948.
- [20] SEEDS, A. J. **Microwave photonics.** IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. 50, n. 3, p. 877–887, 2002.
- [21] KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. **Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies.** IEEE Proceedings, v. 113, n. 7, p. 1151–1158, 1966.
- [22] GLOGE, D. **Optical fibers for communication.** Applied Optics, v. 13, n. 2, p. 249–254, 1974.
- [23] COUTINHO, O. L. **Fotônica em sistemas de RF para transmissão e processamento de sinais radar.** 2011. 132f. Tese (Doutorado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [24] KAMINOW, I. P.; LI, T.; WILLNER, A. E. **Optical Fiber Telecommunications: Components and Subsystems.** San Diego: Elsevier Inc., 2008.
- [25] OLIVEIRA, J. E. B.; ALVES, F. D. P.; MATTEI, A. L. P. **Trends in photonics applied to electronic warfare at Brazilian Air Force.** Microwave and Optoelectronic Conference IMOC 199, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, v. 2, p. 599–602, 1999.
- [26] COUTINHO, O. L. **Aplicação de moduladores eletroópticos em enlaces analógicos a fibra óptica.** 2005. 192f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [27] FEGADOLLI, W. D. S. **Análise de distorção em moduladores eletroópticos integrados utilizados em enlaces ópticos analógicos.** 2008. 135f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

- [28] GONÇALVES, A. P. **Estudo experimental de enlace analógico a fibra óptica empregando WDM e sinais de RF multi-espectral.** 2014. 171f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [29] SOUZA, R. H. DE. **Efeitos da não-linearidade de moduladores eletro-ópticos em enlaces fotônicos empregados na geração e na transmissão de sinais radar.** 2015. 194f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [30] DIAS, P. E. DE S. **Estudo do ruído de fase na geração fotônica de sinais de RF: modelagem e caracterização.** 2017. 194f. Dissertação (Mestrado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [31] AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics.** 4th ed. San Diego: Academic Publishers, 2007.
- [32] FRIIS, H. T. **Noise figures of radio receivers.** Proceedings of the IRE, vol. 32, no. 7, pp. 419–422, 1944.
- [33] ROUSSELL, H. V. et al. **Gain, noise figure and bandwidth-limited dynamic range of a low-biased external modulation link.** International Topical Meeting on Microwave Photonics, Victoria, BC, Canada, p. 84–87, 2007.
- [34] ACKERMAN, E. I. et al. **Signal-to-noise performance of two analog photonic links using different noise reduction techniques.** IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, Honolulu, HI, USA, p. 51–54, 2007.
- [35] TULCHINSKY, D. A. et al. **High-current photodetectors as efficient, linear, and high-power RF output stages.** Journal of Lightwave Technology, v. 26, n. 4, p. 408–416, 2008.
- [36] BENJAMIN, T. B.; FEIR, J. E. **The disintegration of wave trains on deep water Part 1. Theory.** Journal of Fluid Mechanics, v. 27, n. 3, p. 417–430, 1967.
- [37] BESPALOV, V. I.; TALANOV, V. I. **Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids.** JETP Letters, v. 3, n. 12, p. 307–310, 1966.
- [38] KARPMAN, V. I.; KRUSHKAL, E. M. **Modulated waves in nonlinear dispersive media.** Soviet Physics JETP, v. 28, n. 2, p. 277–281, 1969.
- [39] OSTROVSKII, L. A. **Propagation of wave packets and space-time self-focusing in a nonlinear medium.** Soviet Physics JETP, v. 24, n. 4, p. 797–800, 1967.
- [40] HASEGAWA, A. **Stimulated modulational instabilities of plasma waves.** Physical Review A, v. 1, n. 6, p. 1746–1750, 1970.
- [41] HASEGAWA, A.; BRINKMAN, W. F. **Tunable coherent IR and MR sources utilizing modulational instability.** IEEE Journal of Quantum Electronics, v. QE-16, n. 7, pp. 694–697, 1980.
- [42] AGRAWAL, G. P.; BALDECK, P. L.; ALFANO, R. R. **Modulation instability**

- induced by cross-phase modulation in optical fibers.** *Physical Review A*, v. 39, n. 7, p. 3406–3413, 1989.
- [43] YARIV, A.; YEH, P. **Photonics: optical electronics in modern communications.** 6 ed. New York: Oxford University Press, 2007.
- [44] SHAMS, H.; SEEDS, A. **Photonics, fiber and THz wireless communication.** *Optics and Photonics News*, p. 24–31, March 2017.
- [45] BORLAUG, D.; DEVORE, P. T. S.; JALALI, B. **Demonstration of Vpi reduction in electrooptic modulators using modulation instability.** *Photonics Society Summer Topical Meeting Series*, n. 1, p. 130–131, 2014.
- [46] BORLAUG, D. et al. **V-pi reduction by using modulation index booster (MiBo) in RF links.** *Optical Interconnects Conference*, vl. 5, p. 148–149, 2015.
- [47] MENYUK, C. R. **Application of multiple-length-scale methods to the study of optical fiber transmission.** *Journal of Engineering Mathematics*, v. 36, n. 1, p. 113–136, 1999.
- [48] MENYUK, C. R. **Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers.** *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 23, n. 2, p. 174–176, 1987.
- [49] MENYUK, C. R.; MARKS, B. S. **Interaction of polarization mode dispersion and nonlinearity in optical fiber transmission systems.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 24, n. 7, p. 2806–2826, 2006.
- [50] CHEN, Z. et al. **A transmission model of analog signals in photonic links.** *IEEE Photonics Journal*, v. 6, n. 6, p. 1–14, 2014.
- [51] LI, G. L.; YU, P. K. L. **Optical intensity modulators for digital and analog applications.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 21, n. 9, p. 2010–2030, 2003.
- [52] RIDGWAY, R. W.; DOHRMAN, C. L.; CONWAY, J. A. **Microwave photonics programs at DARPA.** *IEEE Journal of Lightwave Technology*, v. 32, n. 20, p. 3428–3439, 2014.
- [53] NAKAMURA, T. et al. **Magneto-optic modulator for high bandwidth cavity length stabilization.** *Optics Express*, v. 25, n. 5, p. 4994–5000, 2017.
- [54] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. **Fundamentals of photonics.** 2 ed. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [55] BOYD, R. W. **Nonlinear optics.** 3rd ed. San Diego: Academic Press, 1992.
- [56] YARIV, A. **Optical electronics in modern communications.** 5th ed. New York: Oxford University Press, 1997.
- [57] YARIV A.; YEH, P. **Optical waves in crystals propagation and control of laser radiation.** New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2003.
- [58] IZDEBSKI, M.; KUCHARCZYK, M.; RAAB, R. E. **On relationships between**

- electro-optic coefficients for impermeability and nonlinear electric susceptibilities.** *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 6, p. 421–424, 2004.
- [59] NYE, J. F. **Physical properties of crystals.** London: Oxford University Press, 1957.
- [60] KYTANO, C. **Aplicação da abordagem de domínio espectral para análise de moduladores eletroópticos integrados.** 2001. 397f. Tese (Doutorado em Microondas e Optoeletrônica) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [61] AGRAWAL, G. P. **Fiber-optic communication systems.** 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [62] **Optical System Design and Engineering Considerations - Supplement 39, vl. 39, 2016.** Disponível em: <<https://www.itu.int/rec/T-REC-G.Sup39/en>>. Acesso em: 8 nov. 2017.
- [63] BEHRENS, C., **Mitigation of nonlinear impairments for advanced optical modulation formats.** 2012. 183f. Thesis (Doctor of Philosophy) - University College London, London.
- [64] RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K. N. **Optical networks: a practical perspective.** California: Morgan Kaufmann, Inc, 1998.
- [65] FORK, R. L. et al. **Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation.** *Optics Letters*, v. 12, n. 7, p. 483–485, 1987.
- [66] LI, M. J.; NOLAN, D. A. **Optical transmission fiber design evolution.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 26, n. 9, p. 1079–1092, 2008.
- [67] YAMAN, F. **Fiber-optic parametric amplifiers: their advantages and limitations.** 2006. 156f. Thesis (Doctor of Philosophy) - University of Rochester, Rochester. 2006.
- [68] STOLEN, R. H. **Nonlinearity in fiber transmission.** *Proceedings of the IEEE*, v. 68, n. 10, p. 1232–1236, 1980.
- [69] HELLWARTH, R. W. **Theory of stimulated Raman scattering.** *Physical Review*, v. 130, p. 1850–1852, 1963.
- [70] AOKI, Y.; TAJIMA, K.; MITO, I. **Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 6, n. 5, p. 710–719, 1988.
- [71] HASEGAWA, A. **Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers.** *Optics Letters*, v. 9, n. 7, p. 288–290, 1984.
- [72] AGRAWAL, G. P. **Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers.** *IEEE Photonics Technology Letters*, vl. 4, n. 6, p. 562–564, 1992.
- [73] LORATTANASANE, C.; KIKUCHI, K. **Parametric instability of optical amplifier noise in long-distance optical transmission systems.** *IEEE Journal Quantum Electronics*, v. 33, n. 7, p. 1068–1074, 1997.

- [76] ALEM, M. SOTO, M. A; THÉVENAZ, L. **Analytical model and experimental verification of the critical power for modulation instability in optical fibers.** *Optics Express*, v. 23, n. 23, 2015.
- [77] BUCHOLTZ, F. **Graphical approach for evaluating performance limitations in externally modulated analog photonic links.** *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 56, n. 1, p. 242–247, 2008.
- [78] ACKERMAN, E. I. et al. **RF-over-fiber links with very low noise figure.** *Journal of Lightwave Technology*, v. 26, n. 15, p. 2441–2448, 2008.
- [79] URICK, V. J. **Analogue photonic link design charts for microwave engineering applications.** *Journal of Engineering*, n. 2, p. 68–70, February 2015.
- [80] OPTIWAVE. **Optisystem**©. [S.1]: 2008. 1 CD-ROM.
- [81] SMITH, G. H.; NOVAK, D.; AHMED, Z. **Overcoming chromatic-dispersion effects in fiber-wireless systems incorporating external modulators.** *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 45, n. 8, p. 1410–1415, 1997.

Apêndice A – *Layout* de Simulação com o *Software Optisystem*©.

A.1 Enlace analógico a fibra óptica com fontes laser e RF contínuas.

Este *layout* foi utilizado no *software* comercial *Optisystem*© para simulação do enlace analógico a fibra óptica, considerando contínuas a fonte laser e a fonte do sinal RF, cujos resultados foram apresentados no Capítulo 4.

