



UNICAMP Departamento de Semicondutores, Instrumentos e Fotônica

Universidade Estadual de Campinas

Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação



GERAÇÃO DE SINAIS ÓPTICOS MULTI-NÍVEIS A PARTIR DE AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA EM FIBRAS ÓPTICAS

Autor: André Luiz Aguiar da Costa

Orientador: Prof. Dr. Edson Moschim

Co-Orientador: Prof. Dr. Marcelo Luís Francisco Abbade

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica. Área de concentração: **Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica.**

Banca Examinadora

Prof. Dr. Marcelo Luís Francisco Abbade (presidente) — PUC-CAMP

Prof. Dr. Iguatemi Eduardo da Fonseca — UFPB

Prof. Dr. Alberto Paradisi— Fundação CPQD

Prof. Dr. Prof. Dr. Furio Damiani — DSIF/FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Felipe Rudge Barbosa— DSIF/FEEC/UNICAMP

Campinas – SP

15/08/2011

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

C823g Costa, André Luiz Aguiar da
Geração de Sinais Ópticos Multi-Níveis a Partir de
Amplificação Paramétrica em Fibras Ópticas / André
Luiz Aguiar da Costa. --Campinas, SP: [s.n.], 2011.

Orientadores: Edson Moschim, Marcelo Luís
Francisco Abbade.

Tese de Doutorado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação.

1. Amplificadores paramétricos. 2. Processamento
óptico de sinas. 3. Comunicações óticas. 4. Fibras
óticas. I. Moschim, Edson. II. Abbade, Marcelo Luís
Francisco. III. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV.
Título.

Título em Inglês: Optical signals multi-levels generation through parametric
amplification in optical fibers

Palavras-chave em Inglês: Parametric Amplifiers, Optical signal processing,
Optical communications, Fiber optics

Área de concentração: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica

Titulação: Doutor em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Iguatemi Eduardo da Fonseca, Alberto Paradisi, Furio
Damiani, Felipe Rudge Barbosa

Data da defesa: 15-08-2011

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

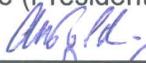
COMISSÃO JULGADORA - TESE DE DOUTORADO

Candidato: André Luiz Aguiar da Costa

Data da Defesa: 15 de agosto de 2011

Título da Tese: "Geração de Sinais Ópticos Multi-Níveis a Partir de Amplificação Paramétrica em Fibras Ópticas"

Prof. Dr. Marcelo Luís Francisco Abbade (Presidente):  _____

Prof. Dr. Alberto Paradisi:  _____

Prof. Dr. Iguatemi Eduardo da Fonseca:  _____

Prof. Dr. Felipe Rudge Barbosa:  _____

Prof. Dr. Furio Damiani:  _____

Resumo

Neste trabalho foram investigadas através de experimentos e simulações computacionais duas novas técnicas de processamento óptico de sinais, que utilizam amplificação paramétrica para multiplexar as informações de dois sinais binários em um único sinal multi-nível. Na primeira delas, o sinal multi-nível corresponde a um sinal quaternário em amplitude, enquanto na segunda este é um sinal ternário em amplitude. Ao contrário da amplificação paramétrica convencional, que utiliza um sinal de bombeio contínuo (*cw*, *continuous wave*), em ambas as técnicas analisadas neste trabalho, tanto o sinal de bombeio quanto o sinal de prova são modulados em amplitude por duas sequências independentes de bits (informações). Tais sinais são acoplados e propagados por uma fibra óptica. A interação não-linear entre eles, decorrente do processo de amplificação paramétrica, proporciona a multiplexação das informações dos sinais de bombeio e de prova em uma mesma banda. Para os sinais quaternários, os sinais de bombeio e de prova podem apresentar ou não mesma taxa de transmissão, sendo possível até dobrar a taxa de transmissão dos sinais originais. Verificou-se que a distribuição de seus níveis de potência é controlada pelas razões de extinção do sinal de bombeio e de prova. A máxima diferença obtida entre os resultados analíticos e de simulações em relação aos experimentais foi inferior a 1.4 dB. Os experimentos mostraram também que taxas de erro de bit (BER, *Bit Error Rate*) inferiores a $7.6 \cdot 10^{-12}$ podem ser obtidas mesmo após o sinal quaternário ser propagado por 75 km. Com relação aos sinais ternários, o sinal de prova deve apresentar uma taxa de transmissão N vezes maior que o sinal de bombeio, sendo N inteiro e maior que dois. A taxa de transmissão deste tipo de sinal multi-nível é a soma das taxas de transmissão dos sinais originais. Verificou-se também que com o ajuste da potência do sinal de bombeio, é possível obter quaisquer razões de extinção entre o terceiro e o segundo níveis, tornando possível

adequar o sinal ternário para minimizar a BER independente do regime de ruído dominante. Após a propagação do sinal ternário, por 40 km de uma rede de teste de campo, os melhores valores encontrados de BER foram inferiores a $3.5 \cdot 10^{-15}$. Estes baixos valores de BER indicam que ambas as técnicas analisadas podem ser aplicadas a situações práticas.

Palavras chave: Amplificadores Paramétricos, Processamento Óptico de Sinas, Sinais Ópticos Quaternários em Amplitude, Sinais Ópticos Ternários em Amplitude e Sinais Ópticos Multi-Níveis.

Abstract

In this work two new all-optical signal processing techniques are investigated through computer simulations and experiments; they utilize parametric amplification to multiplex information of two binary input signals into a single multi-level one. In the first of these techniques the multilevel signal corresponds to a quaternary-amplitude one, whereas in the other technique it is a ternary-amplitude signal. In opposition to conventional parametric amplification, where the pump is a continuous wave signal that interacts with one or more modulated probe signals, in both techniques analyzed in this work, the pump and probe signals are modulated by two independent bit sequences. Such signals are coupled and propagated through an optical fiber where parametric interaction causes information carried by these signals to be multiplexed in a single bandwidth. In the generation of quaternary-amplitude signals (QAS), the bit rates of the pump and probe signals may but do not need to be the same; thus, the QAS may convey twice information as each individual binary input signal. It is theoretically demonstrated and experimentally verified that the power level distribution of the QAS may be properly regulated by changing the extinction ratios of the pump and probe signals. Results concerning this analysis show that predictions based on the analytical model presented in this thesis and simulation results are at most 1.4 dB apart from experimental measurements; this is a quite good agreement. Experiments showed that bit error rates (BERs) as low as $7.6 \cdot 10^{-12}$ may be obtained even after the QAS is propagated for 75 km of standard fibers, with no filtering or any other kind of optimization. In the case of ternary-amplitude signals (TAS), the bit rate of the probe signal needs to be N times larger than the one the pump signal, where N is an integer number greater than 2. It is shown that the power level distribution of TAS may be arbitrarily chosen by simply adjusting the power associated with the “bit-1” pump

level; this is an interesting feature because it allows the BER of the TAS to be minimized for any kind of dominant noise. In fact, in one of the presented experiments the TAS generated by parametric amplification was propagated by a 40-km long standard fiber link of a field-trial network and BERs inferior to $3.5 \cdot 10^{-15}$ were obtained. The low BER values obtained by the QAS and TAS generated by parametric amplification suggest that both of the techniques investigated in this work could be utilized in practical applications.

Keywords: Parametric amplification, optical signal processing, quaternary-amplitude optical signals, ternary-amplitude optical signals, and multi-level optical signals.

*Ao amor da minha vida, **Ana** por sempre estar presente ao meu lado em todos os momentos, agradáveis ou não ao longo desses quatro anos de muito trabalho.*

*Aos meus pais, **Milton e Alvacy** por tudo que me ensinaram ao longo da minha vida, por sempre me incentivarem durante este trabalho e por todo o amor.*

*A minha irmã **Dani** e meu cunhado **Marcos**.*

*A mais nova e linda integrante da minha família a **Titícia (Letícia)**.*

*A minha sogra, **Elisa** por toda confiança e por me acolher em sua casa.*

Com todo amor, a estes dedico.

Agradecimentos

Ao Professor Doutor Edson Moschim pela oportunidade concedida de fazer parte do seu grupo de pesquisa.

Ao Professor Doutor Marcelo Luís Francisco Abbade por toda a orientação durante este trabalho.

Ao Professor Doutor Jorge Diego Marconi por transmitir o conhecimento prático necessário para realização deste trabalho.

Ao Professor Dr. Felipe Rudge Barbosa pela criteriosa revisão do trabalho, que muito contribuiu para esta versão final completa.

Ao Professor Doutor Eric de Mello Fagoto pelas discussões proveitosas durante este trabalho.

Ao Professor Doutor Fulvio Andres Callegari pelas discussões proveitosas no início deste trabalho.

Ao Professor Doutor Hugo Luís Fragnito pela oportunidade de realizar parte dos experimentos deste trabalho no laboratório de comunicações ópticas do Instituto de Física da Universidade de Campinas (UNICAMP).

À Doutora Maria Regina Campos Caputo pelos conhecimentos transferidos no mestrado, os quais foram fundamentais na realização deste trabalho.

Ao Professor Antônio Justino Ribeiro pela carta de recomendação concedida no início deste trabalho.

À Pontifícia Universidade Católica de Campinas (PUC) pela oportunidade de realizar parte dos experimentos deste trabalho em seu laboratório de fotônica.

À Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade de Campinas (UNICAMP), por me conceder a oportunidade de realizar este trabalho no seu programa de Pós-Graduação.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro para a realização deste trabalho.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pela utilização da rede KyaTera nos experimentos deste trabalho.

Sumário

LISTA DE FIGURAS	XV
LISTA DE TABELAS	XIX
LISTA DE ABREVIACÕES	XXI
CAPÍTULO 1	23
INTRODUÇÃO	23
1.1 Evolução Sistêmica	24
1.2 Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas	28
1.3 Processamento Óptico de Sinais e o Estado da Arte	30
1.4 Proposta de Estudo e Organização do Trabalho	32
CAPÍTULO 2	34
AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA	34
2.1 Aspectos Gerais da Amplificação Paramétrica	35
2.2 Teoria	36
2.3 Sensibilidade à Alteração da Fase Relativa	40
2.4 Condição de Casamento de Fase	42
2.5 Ganho da Amplificação Paramétrica	43
2.6 Banda de Amplificação	45
CAPÍTULO 3	47
GERAÇÃO DE SINAIS ÓPTICOS MULTI-NÍVEIS A PARTIR DE AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA EM FIBRAS ÓPTICAS	47
3.1 Geração dos Sinais Quaternários	47
3.2 Detecção dos Sinais Quaternários	51
3.3 Geração de Sinais Ternários	53
3.4 Detecção dos Sinais Ternários	55
CAPÍTULO 4	58
SIMULAÇÕES E EXPERIMENTOS	58
4.1 Simulações	58
4.1.1 Geração do Sinal Quaternário	58
4.1.2 Propagação do Sinal Quaternário	63
4.2 Experimentos	69
4.2.1 Geração do Sinal Quaternário	69
4.2.2 Resultados <i>Back-to-Back</i> para o Sinal Quaternário	70
4.2.3 Resultados de Propagação para o Sinal Quaternário	76

4.2.4	Geração do Sinal Ternário	77
4.2.5	Resultados <i>Back-to-Back</i> para o Sinal Ternário	81
4.2.6	Resultados de Propagação para o Sinal Ternário	87
CAPÍTULO 5	91
CONCLUSÕES E ESTUDOS FUTUROS		91
5.1	Sinal Quaternário	91
5.2	Sinal Ternário	93
5.3	Comparação entre os Sinais Quaternários e os Sinais Ternários.	93
5.4	Limitações das Técnicas	95
5.5	Aplicações.....	96
5.5.1	Aplicação dos Sinais Multi-Níveis em Redes Ópticas Transparentes com Chaveamento Óptico por Pacotes	96
5.5.2	Conversão Digital- Analógica	99
5.6	Estudos Futuros	99
TRABALHOS PUBLICADOS.....		101
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....		102
APÊNDICE A.....		113
APÊNDICE B		116
APÊNDICE C		119
APÊNDICE D.....		121

Lista de Figuras

Figura 1 – Configurações conceituais da amplificação paramétrica (a) para $\omega_{B1} = \omega_{B2}$ (b) $\omega_{B1} \neq \omega_{B2}$ ($\lambda_k = c/f_k$, sendo c é a velocidade da luz e $k = B1, B2, P$ e i).	36
Figura 2 – Perfil do ganho da amplificação paramétrica.	44
Figura 3 – Ganho (a) em função da potência do bombeio (b) devido à variação de λ_B	45
Figura 4 – Geração de sinais quaternários a partir da amplificação paramétrica.	48
Figura 5 – Distribuição dos níveis de potência para a condição $P_{out}^{10} \geq P_{out}^{01}$	50
Figura 6 – Distribuição dos níveis de potência para a condição $P_{out}^{10} \leq P_{out}^{01}$	51
Figura 7 – Distribuição dos níveis de potência para o caso degenerado.	51
Figura 8 – Receptor utilizado para recuperar as informações do sinal de bombeio e do sinal de prova.....	52
Figura 9 – Geração de sinais ternários a partir da amplificação paramétrica.	53
Figura 10 – Receptor utilizado para recuperar as informações do sinal de bombeio e de prova.	55
Figura 11 – (a) Sinal de Prova (b) Sinal de Bombeio e (c) Sinal ternário para $N=4$	56
Figura 12 – Esquema de simulação utilizado na geração dos sinais quaternários.	59
Figura 13 – Espectro de saída da HNL-DSF.	60
Figura 14 – Sinais binários na entrada da HNL-DSF (a) em f_B , (b) em f_P (c) sinal quaternário após a HNL-DSF.	60
Figura 15 – Diagramas de olhos para $r_B=3.0$ dB ($r_{CB}=6.80$ dB) e $r_P = 3, 6$ e 10 dB.	61
Figura 16 – RERs dos sinais quaternários em função de r_P	62
Figura 17 – RERs dos sinais quaternários em função de r_{CB}	63
Figura 18 – Esquema de simulação utilizado para avaliar a propagação dos sinais quaternários.	64
Figura 19 – Diagrama de olho para o sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{CB} = 4$ dB, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.	64
Figura 20 – Diagrama de olho do sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{CB} = 5$ dB, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.	65

Figura 21 Diagrama de olho do sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{GB} = 6$ dB, e $P_P = (a) 4, (b) 6,$ and (c) 8 dBm.....	65
Figura 22 – Diagrama de olho do o sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{GB} = 7$ dB, e $P_P = (a) 4, (b) 6,$ and (c) 8 dBm.....	65
Figura 24 – BER em função da distância para $r_P = 10$ dB and $r_{GB} = 5$ dB: (a) bombeio e (b) prova.....	68
Figura 25 – BER em função da distância para $r_P = 10$ dB e $r_{GB} = 6$ dB: (a) bombeio e (b) prova.....	68
Figura 26 – BER em função da distância para $r_P = 10$ dB e $r_{GB} = 7$ dB: (a) bombeio e (b) prova.....	68
Figura 27 – Montagem experimental utilizada na geração do sinal quaternário.....	70
Figura 28 – Espectros ópticos (a) entrada da fibra óptica, (b) na saída da fibra óptica (c) na saída do filtro OBPF 3.....	71
Figura 29 – Espectro experimental e simulado após DSF.....	71
Figura 30 – Seqüências de <i>bits</i> (a) sinal de bombeio binário (b) sinal de prova binário e (c) sinal quaternário após a amplificação paramétrica.....	72
Figura 31 – Relação entre r_B e r_{GB}	72
Figura 32 – Valores de $\rho_{superior}$, $\rho_{intermediário}$ e $\rho_{inferior}$ para (a) $r_{GB} = 4$ dB (b) $r_{GB} = 5$ dB.....	74
Figura 33 – Valores de $\rho_{superior}$, $\rho_{intermediário}$ e $\rho_{inferior}$ para (a) $r_{GB} = 6$ dB e (b) $r_{GB} = 7$ dB.....	74
Figura 34 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_{GB} = 4$ dB e (a) $r_P = 2.2$ dB, (b) $r_P = 3.8$ dB, (c) $r_P = 6.9$ dB.....	75
Figura 35 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_{GB} = 5$ dB e (a) $r_P = 2.2$ dB, (b) $r_P = 5.1$ dB, (c) $r_P = 6.9$ dB.....	75
Figura 36 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_P = 0.86$ dB ($r_{GB} = 2.5$ dB) (a) antes da propagação e (b) após 75 km de propagação.....	76
Figura 37 – Montagem experimental utilizada na geração dos sinais ternários.....	78
Figura 38 – Foto dos lasers e amplificadores utilizados na montagem experimental.....	79
Figura 39 – Foto dos moduladores de amplitude e de fase, além da fibra HNL-DSF.....	79
Figura 40 – Foto do DSA com o diagrama de olho do sinal ternário.....	80
Figura 41 – Montagem experimental utilizada na propagação dos sinais ternários pela rede KyaTera.....	80
Figura 42 – Foto do bastidor da rede KyaTera e do amplificador EDFA 3.....	81
Figura 43 – (a) Espectros na saída da HNL-DSF (b) potência dos sinais de bombeio de prova em função de r	82
Figura 44 – Ganho On-Off em função de r	82
Figura 45 – Seqüências binárias (a) sinal de bombeio (b) sinal de prova (c) sinal quaternário para $r = 2.5$... 83	83

Figura 46 – Sinal de prova binário com o laser de bombeio desligado (a) diagrama de olho e (b) o espectro na saída da HNL-DSF.....	84
Figura 47 – Sinal ternário com laser de bombeio ligado (a) diagrama de olho (b) espectro na saída da HNL-DSF.....	84
Figura 48 – Sinal de prova binário com o laser de bombeio ligado e alimentado apenas por <i>bits</i> "0" (a) diagrama de olho (b) espectro na saída da HNL-DSF.	85
Figura 49 – Diagramas de olhos <i>back-to-back</i> dos sinais ternários para (a) $r=2.0$ e (b) $r=3.0$	86
Figura 49 – Diagramas de olhos <i>back-to-back</i> dos sinais ternários para (c) $r=3.5$ e (d) $r=4.0$	86
Figura 49 – Diagrama de olho <i>back-to-back</i> do sinal ternário para (e) $r=3.5$ e (f) Espectro para $r=3.5$ e OSNR = 30.90 dB.....	86
Figura 50 – Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (a) $r=2.0$ e (b) $r=3.0$	87
Figura 50 – Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (c) $r=3.5$ e (d) $r=4.0$	87
Figura 50 – Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (e) $r=4.5$ e (f) espectro para $r=3.5$ com OSNR = 26 dB.	88
Figura 51 – Fatores q em função de r (a) $q_{inferior}$ e (b) $q_{superior}$ após 40 km de propagação.....	89
Figura 52 – Taxa de erro de <i>bits</i> após 40 km de propagação (a) para o sinal de bombeio (b) para o sinal de prova.	90
Figura 53 – Esquemático de uma rede TON com chaveamento óptico por pacote utilizando (a) QAOP (b) TAOP.	97
Figura 54 – Pacote óptico dividido em cada nó da rede TON (a) QAOP (b) TAOP.	98
Figura 55 – Esquema conceitual para a conversão digital-analógica por meio da amplificação paramétrica.	99
Figura 56 – Montagem experimental para verificação do espectro do sinal de bombeio, em função do regime de dispersão, sendo ($\lambda_B = c / f_B$).	119
Figura 57 – Espectros do bombeio (a) no regime normal (b) anômalo.	120
Figura 58 – Perfil do ganho da amplificação paramétrica.	121

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Valores da BER para sinais quaternários em 0 km e em 75 km.	77
Tabela 2 – Comparação entre os sinais Quaternários e Ternários.	94

Lista de Abreviações

ASE - Ruído Amplificado de Emissão Espontânea - (*Amplified Spontaneous Emission*).

ATM - Modo de Transferência Assíncrono (*Asynchronous Transfer Mode*)

BER - Taxa de Erro de Bit – (*Erro Bit Rate*).

CW - Onda Contínua - (*Continuous Wave*).

CSRZ - Retorno-ao-Zero-com-Portadora-Suprimida - (*Carrier-Supressed-Return-to-zero*).

DAS - Analisador De Sinais Digitais - (*Digital Signal Analyzer*).

DCF - Fibra de Compensação de Dispersão - (*Dispersion Compensation Fiber*).

DFB – Laser de Realimentação Distribuída - (*Lasers Distributed Feedback*).

DPC - Controlador de Polarização Dinâmico - (*Dynamic Polarization Controller*).

DSF - Fibras Ópticas de Dispersão Deslocada - (*Dispersion Shifted Fiber*).

DPSK - Modulação por Desvio de Fase Diferencial – (*Differential Phase Shift Keying*).

DQPSK - Modulação por Desvio de Fase Diferencial em Quadratura - (*Quadrature Differential Phase Shift Keying*).

EDC - Um Circuito Eletrônico de Decisão - (*Electronic Decision Circuit*).

EDFA - Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada a Érbio - (*Erbium Doped Fiber Amplifier*).

FWM - Mistura de Quatro Ondas - (*Four Wave Mixing*).

GaAs - Arseneto de Gálio.

HNL-DSF - Fibra Óptica Altamente Não-Linear - (*Highly Nonlinear Dispersion Shift Fiber*).

InGaAsP - Arseneto de Gálio-Índio-Fósforo.

ITU-T - União Internacional de Telecomunicações, Setor de Padronização (*International Telecommunication Union, Standardization Sector*).

MI - Instabilidade Modulacional - (*Modulation Instability*).

NZDF - Fibras de Dispersão Não-Nula (*Non Zero Dispersion Fiber*).

NRZ - Codificação Não-Retorna-a-Zero - (*Non-Return-to-Zero*).

OBPF - Filtro Óptico Passa-Faixa - (*Optical Band Pass Filter*).

OBS - Chaveamento por Rajadas Ópticas (*Optical Burst Switching*).

ODL - Linha de Atraso Óptico - (*Optical Delay Line*).

OPS - Chaveamento Óptico por Pacotes (*Optical Packet-Switching*).

OSA - Analisador de Espectro Óptico - (*Optical Spectrum Analyzer*).

OTDM - Multiplexação Óptica por Divisão de Tempo - (*Optical Time-Division Demultiplexing*).

PC - Controladores De Polarização - (*Polarization Controller*).

QAOP - Pacotes Ópticos Quaternários em Amplitude - (*Quaternary Amplitude Optical Packets*).

RER - Taxas de Extinção Relativas Entre Dois Níveis Consecutivos - (*RERs*).

RZ - Codificação Retorna-a-Zero - (*Return-to-Zero*).

SPM - Auto-Modulação De Fase - (*Self-Phase Modulation*).

STDF - Fibras Ópticas Monomodo Padrão - (*Standard Optical Fiber*).

TAOP - Pacotes Ópticos Ternários em Amplitude - (*Ternary Amplitude Optical Packets*).

TDM - Multiplexação por Divisão de Tempo - (*Time-division multiplexing*).

TONs - Redes Ópticas Transparentes (*Transparent Optical Networks*).

WDM - Sistemas de Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda - (*Wavelength Division Multiplexing*).

WPPLN - Guias de Ondas com Estruturas Periodicamente Polarizadas de Niobato de Lítio - (*Waveguides Periodically Poled Lithium Niobate*).

XPM - A Modulação de Fase Cruzada - (*Cross-Phase Modulation*).

Capítulo 1

Introdução

Atualmente devido à oferta de inúmeros serviços, tais como comércio eletrônico, videoconferência, vídeo sobre demanda, telefonia IP, vem ocorrendo um aumento da necessidade por banda de transmissão nas redes de telecomunicações ^{[1], [2]}. Além disso, o surgimento de serviços emergentes como TV de alta definição, a transmissão de vídeo de ultra-alta definição, cinema digital, e-ciência, etc ^{[3], [4]}, essa necessidade por banda tende a aumentar nos próximos anos. Diante deste cenário, há uma tendência para substituir as redes ópticas atuais, nas quais todas as operações de processamento de sinais são realizadas por dispositivos eletrônicos, para redes totalmente ópticas (ou redes ópticas transparentes). Por esta razão, inúmeras pesquisas vêm sendo realizadas com o objetivo de desenvolver dispositivos aplicados às redes totalmente ópticas, portanto, capazes de realizar processamento óptico de sinais.

Este trabalho tem como objetivo analisar duas novas técnicas de processamento óptico de sinais, capazes de converter dois sinais binários em um único sinal multinível. Neste capítulo será realizada uma abordagem inicial sobre a proposta de pesquisa deste trabalho. O capítulo está organizado da seguinte forma. Na Seção 1.1 será descrita a evolução sistêmica das comunicações ópticas. Na Seção 1.2 serão discutidos os efeitos não-lineares em fibras ópticas. Na seção 1.3 será abordado o processamento óptico de sinais e seu estado da arte. Por fim, na Seção 1.4 é apresentada a proposta de estudo deste trabalho e a organização da tese.

1.1 Evolução Sistêmica

A proposta inicial de sistemas de comunicações ópticas utilizando guias de onda de vidro (fibras ópticas) partiu de Kao, Hockham e Werts, em 1966, como relatada em ^[5], ^[6]. Entretanto, as fibras ópticas disponíveis na época apresentavam atenuação da ordem de 1000 dB/km, o que tornava inviável sua aplicação a este tipo de sistema. Contudo, por meio de investigações mais cuidadosas, foi possível concluir que o nível elevado de atenuação nestas fibras estava relacionado com a absorção causada por impurezas como ferro, cobre e manganês ^[5], presentes no vidro.

A partir da sugestão apresentada por ^[5], em 1970 pesquisadores da *Corning Glass Works*, por meio da inovação no processo de purificação do vidro, utilizando a sílica fundida na fabricação das fibras ópticas, obtiveram atenuação abaixo de 20 dB/km. Este valor foi atingido para o comprimento de onda de 632 nm e é reportado em ^[7]. De forma muito rápida este processo foi aperfeiçoado e ainda no fim da década de 70 ^[8] tornou-se possível a fabricação de fibras ópticas com atenuações da ordem de 2.0, 0.5 e 0.25 dB/km respectivamente para os comprimentos de ondas de 850, 1310 e 1550 nm ^[9].

Além disso, as primeiras fibras possuíam o diâmetro do núcleo em torno de 50 a 85 μm ^{[10]-[12]} o que provocava a propagação de diferentes distribuições de campos eletromagnéticos ou modos propagantes. Esta fibra é chamada de multi-modo. Cada modo propagante apresentava velocidade de propagação própria e diferente dos demais, gerando o efeito de dispersão intermodal. Devido a este efeito, a taxa de transmissão era limitada, tipicamente, a algumas centenas de Mb/s ^{[10]-[12]}.

Tal limitação foi superada com o desenvolvimento das fibras ópticas com diâmetros da ordem de 8 a 10 μm , que permitiam a propagação de uma única distribuição de campo eletromagnético ou modo dominante. Este tipo ficou conhecido como fibra monomodo e tornou-se comercialmente difundido por meio da fibra padrão (STDF, Standard Fiber), descrita pela recomendação G. 652 do ITU-T ^[13].

Inicialmente, os sistemas de comunicações ópticas com fibra padrão operavam na janela de 1310 nm com lasers de Fabry-Perot. Isso também configurava uma evolução significativa em

relação aos sistemas com fibras multi-modo que operavam com LEDs (cuja largura de linha era consideravelmente superior à dos lasers). Um próximo passo na evolução destes sistemas de comunicação óptica foi a migração para a janela de 1550 nm, na qual a atenuação é da ordem de 0.25 dB/km. Isso possibilitou o aumento da distância entre os repetidores ^{[10]-[12]} utilizados para regenerar os sinais. Esta migração também foi posteriormente estimulada pela utilização dos EDFAs (apresentados a seguir). No entanto, na janela de 1550 nm outro tipo de dispersão tornou-se relevante. Este tipo de dispersão tem origem na diferença de velocidade de propagação entre as componentes espectrais do modo fundamental e é conhecido como dispersão intra-modal ou cromática ^{[10]-[12], [14]}. Assim como a dispersão inter-modal, a dispersão cromática também causa um alargamento temporal do pulso óptico transmitido e limita a taxa de transmissão dos sistemas de comunicações ópticas ^{[10]-[12], [14]}.

Isto estimulou o desenvolvimento de um novo tipo de fibra óptica monomodo, chamado de fibra de dispersão deslocada (DSF, *Dispersion Shifted Fiber*) e descrito pela recomendação G.653 do ITU-T ^[15]. Tais fibras apresentavam dispersão nula e atenuação igual a 0.2 dB/km na janela de 1550 nm. Entretanto, devido ao parque de fibras padrão já instalado e ao fato das DSF favorecerem ao efeito não-linear de mistura de quatro ondas (FWM, *Four Wave Mixing*) não houve uma ampla utilização comercial deste tipo de fibra na maioria dos países.

Desta forma, novas pesquisas tiveram início com a finalidade de reduzir o impacto da dispersão cromática em 1550 nm, mantendo o uso das fibras ópticas padrão instaladas em campo. Estas pesquisas resultaram no desenvolvimento dos lasers de realimentação distribuída (DFB, *Lasers distributed feedback*), que apresentam largura espectral estreita e possibilitaram a transmissão de sinais com taxas superiores a 1 Gb/s ^[12].

Um grande marco na evolução dos sistemas de comunicações ópticas ocorreu ao final dos anos 80 e início dos anos 90, com o desenvolvimento dos amplificadores ópticos a fibra dopada com Érbio (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*). Estes amplificadores operam em região de 1550 nm ^{[10]-[12]} e apresentam como vantagem a amplificação dos sinais no domínio óptico, sem a necessidade de conversões eletro-óptica e opto-eletrônica. Além disso, os EDFAs ainda eram capazes de amplificar vários comprimentos de ondas simultaneamente, pois apresentavam

banda de 35 nm ^[12], o que contribuiu para redução drástica do custo dos enlaces ópticos, uma vez que possibilitou a substituição de matrizes de regeneradores por apenas um único EDFA ^[12].

Paralelamente ao emprego dos EDFAs, também ocorreu o desenvolvimento do sistema de multiplexação por divisão de comprimento em onda (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*) ^{[10]-[12]}. Neste sistema é possível multiplexar vários comprimentos de ondas em uma única fibra. Cada um destes comprimentos de onda transmite informações próprias com taxas de transmissão independentes dos demais. Isto contribuiu para o aumento drástico da capacidade de transmissão dos sistemas de comunicações ópticas, podendo atingir alguns Tb/s, aproveitando a banda de amplificação dos EDFAs ^{[10]-[12]}.

Nestes sistemas, a dispersão cromática ainda era um obstáculo, o que resultou no desenvolvimento de moduladores externos com a finalidade de reduzi-la. De fato, a utilização destes moduladores em conjunto com os lasers DFBs tornou-se amplamente utilizado comercialmente nos sistemas com canais de 10 Gb/s ^[12]. Por fim, o desenvolvimento de fibras de compensação de dispersão-(DCF, *Dispersion Compensation Fiber*) e de dispositivos como as grades de Bragg, possibilitou o gerenciamento da dispersão cromática em enlaces de longas distâncias ^[12]. Neste ponto, tanto a atenuação quanto a dispersão das fibras padrão não eram mais obstáculos para os sistemas de comunicações ópticas em transmissões a longas distâncias.

Com a disponibilidade comercial dos lasers a semicondutor de elevada potência, dos amplificadores EDFAs e do sistema WDM, os efeitos não-lineares nas fibras ópticas passaram a ser uma fonte de importante limitação para os sistemas de comunicações ópticas ^[12]. Tais efeitos serão descritos em detalhes na próxima seção deste capítulo. Entretanto, antes de dar início a próxima seção, será realizada uma breve abordagem sobre as redes ópticas, que configuram um ponto importante na evolução dos sistemas de comunicações ópticas atuais.

A maioria das redes ópticas atuais são constituídas por enlaces ópticos WDM ^[12], que são conectados por nós que processam os sinais no domínio eletrônico. Assim, em cada nó é necessário realizar conversões óptico-elétricas e eletro-ópticas que constituem um gargalo eletrônico para estes sistemas. Uma solução atrativa para este problema são as redes ópticas transparentes (TONs, *Transparent Optical Networks*), também baseadas em WDM ^[12]. Os nós destas redes transmitem os dados no domínio óptico, eliminando as conversões óptico-elétricas

e eletro-ópticas. Isto proporciona menor consumo de energia e maior velocidade de chaveamento. Uma característica importante das redes TONs é a tecnologia utilizada para o chaveamento óptico ^[12].

Atualmente, a tecnologia comercial disponível é chamada de comutação por comprimento de ondas e é análoga à comutação de circuitos ^[12]. Nesta tecnologia, há o estabelecimento prévio de um caminho óptico entre os nós de ingresso e de egresso da rede. Este caminho é composto por um conjunto de enlaces que conectam nós intermediários da TON. Em cada enlace é utilizado um comprimento de onda e, no caso de não haver conversores ópticos de comprimento de onda (como ocorre atualmente), o mesmo comprimento de onda é utilizado ao longo de todo o caminho óptico. O circuito mantém-se estabelecido até que um dos clientes da comunicação informe à rede que a conexão pode ser desfeita. Este circuito^[12] pode permanecer ativo por meses ou anos. Por esta razão, como podem ocorrer períodos de ausência de tráfego, a eficiência de utilização de TONs com comutação de comprimento de onda é baixa.

Outra técnica é chaveamento óptico por pacotes (OPS, *Optical Packet-Switching*) ^[12]. Nesta técnica, as informações do cliente final e os dados referentes ao destino são transmitidos, por um *payload* e um rótulo, que constituem um pacote óptico. Em cada um dos nós, o rótulo é foto-detectado e processado eletronicamente. Com base nas informações contidas no rótulo, o pacote óptico é direcionado ao próximo nó. Este processo se repete nó a nó até que as informações cheguem ao nó de egresso. Posteriormente as informações são transmitidas até o nó de destino. Nesta técnica não há necessidade de um estabelecimento prévio de um determinado circuito óptico, como no chaveamento por comprimento de onda. Isto aumenta a eficiência das redes Tons. Para o chaveamento óptico por pacotes em redes Tons podem ser necessários dispositivos capazes de realizar processamento óptico dos pacotes, por exemplo, para gerar e regenerar pacotes ópticos. No entanto, apesar de muitas pesquisas, estes dispositivos são complexos e ainda não estão disponíveis comercialmente.

Uma solução intermediária entre as duas técnicas citadas anteriormente, é o chaveamento por rajadas ópticas (OBS, *Optical Burst Switching*) ^[12]. Nesta técnica, as informações dos clientes finais são agrupadas em um nó de ingresso, tomando como base seus destinos. Após este processo, previamente é estabelecido um circuito óptico, no qual as informações dos clientes são

transmitidas em rajadas até o nó de egresso. Então este nó sinaliza à rede que o circuito óptico pode ser liberado. Finalmente, as informações são transmitidas do nó de egresso até o nó de destino.

1.2 Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas

Os efeitos não-lineares podem ser classificados em dois tipos [16]. O primeiro é chamado de inelástico e depende da interação entre o campo óptico propagante (fótons) e a vibração molecular (fônons) do material que constitui a fibra. Como exemplos deste tipo de efeito, podem-se citar os espalhamentos estimulados de Brillouin e Raman. Em ambos ocorre a transferência de energia de um sinal de potência elevada, chamado de bombeio, para outras componentes espectrais que são amplificadas. As componentes de frequência geradas abaixo do bombeio são chamadas Stokes, e as acima Anti-Stokes; devido à baixa eficiência da geração anti-stokes só utilizaremos as componentes Stokes.

No espalhamento estimulado de Brillouin os fônons envolvidos no processo são acústicos e a interação entre eles e os fótons ocorre em uma faixa estreita do espectro, de 20 a 100 MHz, em 1550 nm. Devido a esta característica, tal efeito ocorre apenas no próprio sinal de bombeio. Os sinais de *Stokes* propagam-se na direção oposta à propagação do sinal de bombeio, causando depleção e distorção deste sinal. O efeito não-linear de Brillouin torna-se relevante apenas para potências do sinal de bombeio acima de um determinado limiar, como relatado em [17]-[21]. Tipicamente, este limiar é de cerca de 5 mW em fibras padrão [10].

No caso do espalhamento estimulado de Raman, os fônons envolvidos no processo são ópticos e a interação entre eles e os fótons ocorre em uma faixa do espectro de aproximadamente 15 THz. Devido a esta característica, tal efeito proporciona a troca de energia entre os canais envolvidos no processo. Esta troca de energia ocorre sempre de um comprimento de onda inferior para um superior ($\lambda_1 \rightarrow \lambda_2, \lambda_2 \rightarrow \lambda_3, \dots, \lambda_{n-1} \rightarrow \lambda_n$). A propagação dos sinais de Stokes ocorre tanto na direção de propagação do sinal de bombeio quanto no sentido contrário. O efeito Raman, é capaz de causar interferências entre canais (*crosstalk*), em sistemas WDM, devido à troca de energia entre os canais mencionada anteriormente. O efeito de espalhamento

estimulado de Raman, a exemplo de efeito de Brillouin, também só é relevante para potências do sinal de bombeio a partir de um determinado limiar ^{[17], [22]-[25]}.

O segundo tipo de efeitos não-lineares em fibras ópticas é chamado de elástico ^[16]. Este tipo está relacionado com a dependência entre o índice de refração da fibra óptica e a potência do campo óptico propagante. Como exemplo, têm-se a auto-modulação de fase (SPM, *Self-Phase Modulation*), a modulação de fase cruzada (XPM, *Cross-Phase Modulation*) e a mistura de quatro ondas (FWM, *Four Wave Mixing*) ^{[26]-[39]}.

O índice de refração de uma fibra óptica é composto por uma componente linear e outra não-linear. A componente linear depende apenas da frequência do campo óptico propagante, enquanto que a componente não-linear também depende da intensidade do mesmo campo. Por exemplo, no caso da SPM, o campo óptico com uma intensidade elevada, modula o índice de refração da fibra, que por sua vez induz um desvio de fase para cada componente espectral deste. Tal desvio de fase resulta em um agrupamento de frequências em um pulso óptico modulado em amplitude, conhecido como *chirp* ^[26]. Este agrupamento ocorre a partir das frequências menores para as maiores, configurando um *chirp* positivo ou *up-chirp* ^{[17], [26]-[31]}. O efeito da SPM deve ser levado em consideração, principalmente em sistemas com taxa de transmissão maior ou igual a 10 Gb/s. Neste caso, a SPM pode ressaltar ainda mais o espalhamento temporal do campo óptico, provocado pela dispersão cromática ^{[26]-[31]}.

A XPM é similar ao efeito da SPM, entretanto, ocorre quando dois ou mais campos ópticos, em frequências distintas, propagam-se ao mesmo tempo em uma fibra óptica. Neste caso, o desvio de fase de um dos campos é proporcionado pelo outro campo co-propagante e vice-versa ^{[17], [32]-[35]}. Como a SPM, a XPM também é capaz de ressaltar o espalhamento temporal dos campos ópticos, provocado pela dispersão cromática ^{[17], [32]-[35]}.

O efeito não-linear de FWM, muito degradante nos sistemas WDM, ocorre quando sinais nas frequências $f_1, f_2, f_3, \dots, f_n$ propagam-se por uma fibra. Neste caso, a dependência entre o índice de refração da fibra óptica e a potência dos campos ópticos, provoca o surgimento de novas componentes espectrais em $2f_i - f_j$ (caso degenerado) e $f_i + f_j - f_k$ (caso não-degenerado). O FWM é independente da taxa de transmissão e ocorre devido ao casamento de fase entre os canais envolvidos no processo ^{[17], [37]-[39]}, resultando em *crosstalk* entre eles. A eficiência deste efeito

possui dependência com a dispersão cromática e com o espaçamento entre canais. De fato, quanto menor for esta dispersão e este espaçamento, maior será a severidade (ou eficiência) do FWM. Como será discutido em um capítulo posterior, a amplificação paramétrica, que é a base das técnicas avaliadas neste trabalho, está intimamente relacionada ao efeito de FWM.

De forma geral, os efeitos não-lineares degradam os sinais que se propagam por sistemas de comunicações ópticas. No entanto, estes efeitos também podem ser utilizados no desenvolvimento de dispositivos capazes de processar sinais no domínio óptico. Na próxima seção, serão descritos alguns exemplos destas aplicações.

1.3 Processamento Óptico de Sinais e o Estado da Arte

O gargalo existente nos enlances dos sistemas de comunicações ópticas foi superado com o emprego dos EDFAs, mas continua presente atualmente nos nós das redes ópticas. Diante deste cenário, inúmeras pesquisas vêm sendo realizadas com o objetivo de desenvolver dispositivos capazes de realizar processamento óptico de sinais, nos nós destas redes. Tais dispositivos são capazes de prover elevada banda e velocidade de processamento ultraveloz ^[40]. Ao contrário do que foi mencionado na Seção 1.2, para o processamento óptico de sinais, os efeitos não-lineares em fibras ópticas configuram uma ferramenta importante para o desenvolvimento de dispositivos totalmente ópticos e dos futuros sistemas de comunicações ópticas ^{[41]-[51]}.

Um exemplo da utilização dos efeitos não-lineares no processamento óptico de sinais é a utilização dos efeitos de XPM e FWM na construção de conversores de comprimento de ondas ^{[52]-[58]}. Como exemplo, em ^[58] os autores avaliaram a penalidade imposta à conversão de comprimento de ondas, devido à não homogeneidade do comprimento de onda de dispersão nula de dois tipos de fibras ópticas. Para tal, foi comparado o fator Q de um sinal binário de saída (convertido) em função do fator Q de um sinal binário na entrada do dispositivo.

Outro exemplo de aplicação dos efeitos não-lineares no processamento de sinais no domínio óptico é a utilização do FWM para a demultiplexação de sinais multiplexados por divisão no tempo (*TDM-Time-division multiplexing*). Nesta técnica os sinais inicialmente

multiplexados no tempo são acoplados a um fibra óptica não-linear juntamente com um sinal de controle (*clock*)^[59]. O sinal de *clock* é utilizado também como um sinal de bombeio e é sintonizado em apenas alguns nanômetros a frente do comprimento de onda dos sinais TDM. Quando o sinal de *clock* e o sinal a ser demultiplexado estiverem sobrepostos e ocorrerem simultaneamente no domínio do tempo, o FWM dará origem a um sinal convertido em um novo comprimento de onda e o sinal que deve ser demultiplexado é selecionado. Um filtro óptico no comprimento de onda do sinal convertido bloqueia as informações do sinal de *clock* e dos outros sinais multiplexados, deixando passar apenas o sinal de interesse. Com o ajuste da fase do sinal de *clock* é possível demultiplexar diferentes sinais ^[59].

Outro tipo de dispositivo que pode ser criado a partir de efeitos não-lineares é o amplificador paramétrico. Este dispositivo, além de ser aplicado à amplificação de sinais, também podem ser utilizado no processamento óptico de sinais em operações como: a demultiplexação de sinais multiplexados por divisão de tempo, amostragem óptica e regeneração de sinais ^{[60], [61]}.

Outras aplicações de efeitos não-lineares para o processamento de sinais no domínio óptico compreendem o desenvolvimento de técnicas capazes de converter um tipo codificação ou modulação em outro tipo. Por exemplo, em ^[62] é apresentada uma técnica que utiliza o XPM para converter sinais retorna-a-zero (RZ, *return-to-zero*) em sinais não-retorna-a-zero (NRZ, *non-return-to-zero*). Em ^{[63]-[66]} são relatadas técnicas capazes de converter sinais binários em sinais multi-níveis. A primeira técnica relatada em ^[63] utiliza a modulação de polarização cruzada, em amplificadores ópticos a semi-condutores, para converter dois sinais binários em um único sinal com 4 níveis (ou quaternário) em amplitude. A conversão para o mesmo tipo de sinal é relatada em ^[64] e ^[65], e obtida, respectivamente, por meio do efeito de FWM em fibra ópticas e saturação em amplificadores ópticos a semi-codutores. Já em ^[66] é relatada a conversão de sinais DPSK em sinais DQPSK por meio do efeito de FWM em fibras ópticas. Em ^[67] os autores propõem a construção de portas ópticas, com funções de transferências do tipo S e U, utilizando efeito de FWM, com o objetivo de converter sinais quaternários em sinais binários.

A maioria dos sistemas de comunicação óptica atuais utiliza codificação *on-off keying* (OOK). No entanto, diferentes domínios de redes ópticas podem apresentar diferentes

necessidades (como máxima taxa de erro de bit tolerável) e, portanto, podem ser otimizados por meio da utilização de diferentes formatos de modulação ^[59]. De fato, uma grande variedade de modulações e codificações, tais como RZ, NRZ, retorno-ao-zero-com-portadora-suprimida (CSRZ, *Carrier-Supressed-Return-to-zero*) e modulação por desvio de fase diferencial (DPSK-*Differential Phase Shift Keying*) vem sendo analisada nos últimos anos e pode vir a se tornar comercial em um futuro breve. Desta forma, as técnicas de conversão entre formatos distintos de modulação são importantes, pois podem ser aplicadas à interface entre domínios distintos de redes ópticas.

1.4 Proposta de Estudo e Organização do Trabalho

Dada a importância da conversão entre formatos, esta tese tem por objetivo analisar duas novas técnicas de processamento óptico de sinais, capazes de converter, por meio da amplificação paramétrica, dois sinais binários em amplitude em sinais multi-níveis ^{[68]-[72]}. Na primeira dessas técnicas, estes sinais multi-níveis correspondem a sinais quaternários em amplitude, ao passo que na segunda eles são ternários em amplitude. Em ambas as técnicas, um sinal de elevada potência (bombeio) e outro de baixa potência (prova), são acoplados à uma fibra óptica. Ao contrário da amplificação paramétrica convencional, na qual o sinal de bombeio é um sinal *cw*, nestas técnicas tanto o sinal de bombeio quanto o de prova são modulados em amplitude por duas seqüências independentes de bits. Desta forma, a interação não-linear entre estes sinais, durante o processo de amplificação paramétrica, provoca a multiplexação das informações dos sinais de bombeio e prova na mesma banda de transmissão.

Esta tese está organizada da seguinte maneira. O Capítulo 2 aborda a teoria relacionada à amplificação paramétrica, apresentando seus aspectos gerais, a sensibilidade a alteração de fase relativa, a condição de casamento de fase, o ganho da amplificação paramétrica e a banda da amplificação paramétrica. O Capítulo 3 apresenta a teoria relativa às técnicas de processamento óptico de sinais analisadas nesta tese, ou seja, a geração de sinais multiníveis (quaternários e ternários) a partir da amplificação paramétrica. Também são discutidas neste capítulo as aplicações destas técnicas. O Capítulo 4 apresenta os resultados obtidos na geração dos sinais multiníveis. Inicialmente são apresentadas simulações referentes à geração e à propagação dos

sinais quaternários. Em seguida são apresentados os resultados experimentais com relação à geração e à propagação deste sinais. Por fim, são apresentados resultados experimentais referentes à geração e à propagação dos sinais ternários por uma rede experimental de campo. O Capítulo 5 apresenta a conclusão desta tese, com um resumo dos principais resultados. O apêndice A mostra o cálculo do fator de casamento de fase para o caso degenerado do processo de FWM. O apêndice B aborda a concordância do cálculo do fator de descasamento de fase para o caso não-degenerado proposto por S. Song ^[36] com o cálculo proposto por J. Hansryd ^[60] para o caso degenerado. A derivação desta correspondência não é trivial e nem está apresentada na literatura. Portanto, espera-se que este apêndice seja útil para quem trabalha com amplificação paramétrica. O apêndice C aborda comportamento do sinal de bombeio em função do regime de dispersão por meio de experimentos. Por fim, o Apêndice D apresenta o cálculo do ganho de amplificação paramétrica nas regiões de ganho máximo e nas regiões próximas ao sinal de Bombeio.

Capítulo 2

Amplificação Paramétrica

O desenvolvimento de amplificadores capazes de operar fora da banda dos EDFAs, estimulou investigações sobre amplificação paramétrica. As pesquisas nesta área intensificaram-se após o desenvolvimento de lasers compactos de elevada potência de emissão e de materiais não-lineares, como os guias de ondas com estruturas periodicamente polarizadas de niobato de lítio (WPPLN, *Waveguides Periodically Poled Lithium Niobate*)^{[73], [75]} e fibras ópticas com coeficientes não-lineares superiores a cinco vezes os das fibras usadas para transmissão de sinais^[60]. De fato, amplificadores paramétricos implementados em fibras ópticas, ao contrário de EDFAs e de amplificadores Raman, possuem a característica interessante de independem de mudanças de estados de energia. Além disso, oferecem banda sintonizável de até 440 nm e ganhos que podem atingir até 70 dB^{[61], [76]-[81]}.

O termo paramétrico é utilizado para descrever fenômenos que ocorrem quando algum parâmetro do meio de propagação é modulado por um fator externo^[82]. No caso específico da fibra óptica, o índice de refração deste meio é modulado por variações de intensidade de potência dos campos eletromagnéticos que se propagam por ela, como nos efeitos não-lineares de SPM e XPM. De fato, a amplificação paramétrica em fibras ópticas tem origem no efeito

conjugado entre a SPM e a dispersão cromática (GVD, *Group Velocity Dispersion*) da fibra [60] e também ocorre em conjunto com a FWM.

Como a proposta deste trabalho é embasada na amplificação paramétrica, neste capítulo serão abordados os fundamentos deste efeito. As seções deste capítulo estão organizadas da seguinte forma. Na Seção 2.1 serão descritos os aspectos gerais da amplificação paramétrica. Na Seção 2.2 será abordada a teoria sobre a amplificação paramétrica. Na Seção 2.3 será explicada a sensibilidade a alteração da fase da amplificação paramétrica. Na Seção 2.4 será abordada a condição de casamento de fase. Na Seção 2.5 o ganho da amplificação paramétrica será descrito. Por fim, a banda de amplificação será abordada na Seção 2.6.

2.1 Aspectos Gerais da Amplificação Paramétrica

A amplificação paramétrica baseia-se na transferência de parte da energia de um ou mais sinais com alta potência, conhecidos como sinais de bombeio, para um (ou mais de um) sinal de prova e para um novo sinal conhecido como *idler* [60], [87]. A geração do *idler* tem sua origem no processo de mistura de quatro ondas FWM devido à interação entre os sinais de bombeio e prova. Este fenômeno não-linear é denominado mistura de quatro ondas, pois, em determinadas condições, quando três sinais nas frequências ω_{B1} , ω_{B2} e ω_p são acoplados em uma fibra óptica, originam um novo sinal óptico em $\omega_i = \omega_{B1} \pm \omega_{B2} \pm \omega_p$, que é a frequência do *idler* mencionado anteriormente.

Existem dois tipos de configurações de amplificadores paramétricos. Na primeira, existe um único bombeio (caso degenerado) [82], cuja frequência $\omega_{B1} = \omega_{B2}$ está próxima à região de comprimento de onda nulo, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$, e cujo comprimento de onda está no regime de dispersão anômala, $\lambda_{B1} = 2\pi c/\omega_1 > \lambda_0$, como ilustra a Figura 1 (a). Nesta situação, após a propagação dos sinais de bombeio e prova em ω_{B1} e ω_p , respectivamente, pela fibra óptica, ocorre a geração do sinal de *idler* em $\omega_i = 2\omega_p - \omega_B$ ($\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$), devido ao processo de FWM. A Figura 1 (a) ilustra a banda na qual ocorrerá a amplificação paramétrica. A formação desta banda está discutida na Seção 2.6.

Na segunda configuração os sinais de bombeio, ambos nas frequências ω_{B1} , ω_{B2} , sendo $\omega_{B1} \neq \omega_{B2}$, são dispostos de forma que a frequência média, $\omega_M = (\omega_{B1} + \omega_{B2})/2$ esteja próxima de $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ e assim como descrito na configuração anterior, $\lambda_M = 2\pi c/\omega_M$, deve estar no regime de dispersão anômala, $\lambda_M > \lambda_0$, como ilustra a Figura 1 (b). Assim, após a propagação pela fibra óptica dos sinais em ω_{B1} , ω_{B2} e ω_p ocorre a geração do sinal de *idler* em $\omega_i = \omega_{B1} + \omega_{B2} - \omega_p$ ($\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$), também devido ao processo de FWM. A Figura 1 (b) ilustra a banda de amplificação desta configuração que tende a ser mais plana que a da configuração com um único bombeio [61].

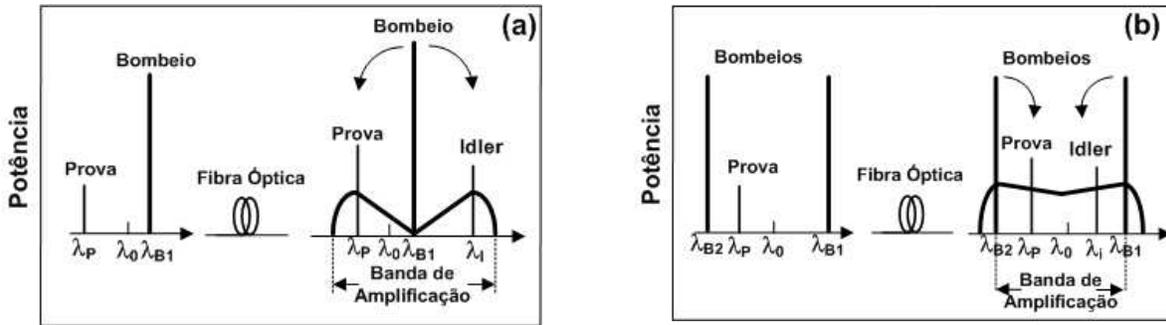


Figura 1 – Configurações conceituais da amplificação paramétrica (a) para $\omega_{B1} = \omega_{B2}$ (b) $\omega_{B1} \neq \omega_{B2}$ ($\lambda_k = c/f_k$, sendo c é a velocidade da luz e $k = B1, B2, P$ e i).

As técnicas abordadas neste trabalho consideram a utilização de apenas um bombeio e, portanto, o restante deste capítulo é referente apenas à esta situação. Mais informações sobre amplificação paramétrica com dois bombeios podem ser encontradas em [61].

2.2 Teoria

O processo da amplificação paramétrica baseado na alta eficiência do FWM, segundo [60], pode ser descrito de três maneiras. A primeira, é referenciada em [60] como abordagem intuitiva, descreve como o batimento de frequências entre dois campos ópticos co-propagantes (bombeio) e (prova) em ω_B e ω_p respectivamente, é capaz de modular o índice de refração da fibra óptica, que por sua vez, modula a fase do campo de bombeio. Desta forma, um terceiro campo é gerado em $\omega_i = 2\omega_B - \omega_p$, ou seja, o sinal *idler* [60]. Por fim, a transferência de energia do sinal de bombeio para os sinais de prova e *idler* causará a amplificação de ambos os sinais [60].

A segunda abordagem é descrita pela mecânica quântica e baseia-se na conversão de dois fótons do campo de bombeio na frequência ω_B , um para o campo de prova em ω_p e outro para o campo de *idler* em ω_i .^[60]

A terceira maneira, que será a detalhada neste trabalho, é regida pelo eletromagnetismo^[60]. Neste caso, considera-se a interação entre três campos estacionários e co-polarizados nas frequências ω_B , ω_p , ω_i . De fato, nas fibras ópticas os fenômenos relacionados à propagação de campos ópticos são regidos pelas equações de Maxwell^{[61][83]}

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.4)$$

sendo \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{J} respectivamente, os vetores campo elétrico, magnético, densidade de fluxo elétrico, densidade de fluxo magnético, densidade de corrente elétrica e ρ_f corresponde à densidade de carga.

À medida que campos elétricos e magnéticos se propagam pela fibra, este material tem seus átomos polarizados. Tal polarização é representada pelos vetores polarização elétrica \vec{P} e magnética \vec{M} , os quais se relacionam com os vetores campo elétrico e magnético por meio de

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (2.6)$$

sendo ϵ_0 , μ_0 respectivamente a permeabilidade e a permissividade do meio. A partir das Equações (2.1)-(2.6)^[83], pode-se obter a relação

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P} \right), \quad (2.7)$$

considerando^[82]

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \cong \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E}, \quad (2.8)$$

$\chi^{(1)}$ e $\chi^{(3)}$ as susceptibilidades de primeira e terceira ordem respectivamente. É importante mencionar que $\chi^{(2)}$ em fibras ópticas é desprezado devido à simetria da molécula da sílica

(SiO₂)^[84]. Os efeitos lineares em fibras ópticas são regidos pelo termo proporcional a $\chi^{(1)}$, enquanto que os efeitos não-lineares, incluindo a amplificação paramétrica, são regidos pelo termo proporcional a $\chi^{(3)}$. Assim \bar{P} é composto por uma componente linear (\bar{P}_L) e outra não-linear (\bar{P}_{NL}) como

$$\bar{P} = \bar{P}_L + \bar{P}_{NL}. \quad (2.9)$$

Desta maneira, a Equação (2.7) pode ser reescrita como

$$\left[\nabla^2 - \left(\frac{n}{c} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \bar{E} = \mu_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{P}_{NL} \right), \quad (2.10)$$

sendo $(n/c)^2 = (\mu_0 \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}))$.

Em fibras monomodo é possível desprezar a componente longitudinal do campo elétrico, uma vez que sua amplitude depende da diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca que é muito pequena^[85]. Assim pode-se escrever então o campo elétrico propagante e sua polarização não-linear como

$$\bar{E}(x, y, z) = \frac{1}{2} f(x, y) A(z) = f(x, y) [A(z) \exp(-i\beta(\omega_0)z - i\omega_0 t)] + c.c., \quad (2.11)$$

$$\bar{P}_{NL}(x, y) = \frac{1}{2} [P_{NL}(x, y) \exp(i\omega_0 t \beta)] + c.c., \quad (2.12)$$

sendo $A(z)$ a amplitude do campo óptico, $f(x, y)$ a distribuição transversal do modo fundamental HE_{11} que pode ser aproximada por uma distribuição Gaussiana^[83] e β a constante de propagação do campo e a abreviatura *cc* indica o complexo conjugado do termo anterior.

Para o caso de um amplificador paramétrico com apenas um sinal de bombeio, pode-se escrever o campo elétrico resultante como

$$\bar{E}(x, y, z) = \frac{1}{2} f(x, y) \left[\begin{array}{l} A_B(z) \exp(-i\beta(\omega_B)z - i\omega_B t) + \\ + A_P(z) \exp(-i\beta(\omega_P)z - i\omega_P t) + \\ + A_i(z) \exp(-i\beta(\omega_i)z - i\omega_i t) \end{array} \right] + c.c., \quad (2.13)$$

sendo ω_B , ω_P , ω_i respectivamente as frequências dos campos de bombeio, de prova e de *idler*, como mencionado anteriormente.

A partir das Equações (2.10), (2.11) e (2.12), pode-se obter a equação de Schrödinger que rege a propagação de um campo óptico por uma fibra óptica

$$\frac{\partial A(z)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z)}{\partial t} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z)}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A(z) = i\gamma |A(z)|^2 A(z), \quad (2.14)$$

sendo $\beta(\omega)$ a constante propagação de um campo óptico, a qual será abordada a seguir,

$\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}$ o termo responsável pelos efeitos relacionados à velocidade de propagação da

envoltória de um pulso óptico e $\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$ a dispersão sofrida pelo pulso óptico. A atenuação do

pulso óptico é α e γ é o coeficiente de não-linearidade da fibra óptica dado por

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{efe}}, \quad (2.15)$$

na qual n_2 é o índice de refração não-linear, cuja relação com a susceptibilidade de terceira ordem é dada por

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{\epsilon_0 c n_0^2}, \quad (2.16)$$

e A_{efe} é a área efetiva da fibra óptica definida por

$$A_{efe} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(x,y)|^4 dx dy}. \quad (2.17)$$

A partir da Equação (2.14), considerando a aproximação da variação de envoltória suave $\left(\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta \frac{\partial A}{\partial z} \right| \right)$ e negligenciando os efeitos da atenuação ^[83], é possível escrever as três equações acopladas dos campos de bombeio, prova e *idler* ^{[11], [60], [61], [82]}

$$\frac{dA_B}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_B|^2 + 2(|A_P|^2 + |A_i|^2) \right) A_B + 2A_P A_i A_B^* \exp(i\Delta\beta) \right], \quad (2.18)$$

$$\frac{dA_P}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_P|^2 + 2(|A_i|^2 + |A_B|^2) \right) A_P + A_i^* A_B^2 \exp(-i\Delta\beta) \right], \quad (2.19)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = i\gamma \left[\left(|A_i|^2 + 2(|A_P|^2 + |A_B|^2) \right) A_i + A_P^* A_B^2 \exp(-i\Delta\beta) \right], \quad (2.20)$$

nas quais ‘*’ representa o complexo conjugado da amplitude do campo em questão.

O coeficiente de descasamento de fase linear, $\Delta\beta$, é dado por

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_B), \quad (2.21)$$

e é possível verificar na Equação (2.21), que o valor resultante de $\Delta\beta$, depende das constantes de propagação dos campos de bombeio, prova e *idler*, envolvidos na propagação pela fibra óptica, definidas respectivamente por $\beta(\omega_B)$, $\beta(\omega_p)$ e $\beta(\omega_i)$. Estas constantes são obtidas por meio da expansão da série de Taylor, até a quarta ordem

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \beta(\omega_t) + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^3 + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^4, \end{aligned} \quad (2.22)$$

sendo $t = B, P, i$. Então, $\Delta\beta$ é

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \frac{1}{12} \beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4. \quad (2.23)$$

O cálculo do coeficiente linear de casamento de fase encontra-se no Apêndice A [83]. Dois outros trabalhos [36], [60], apresentam cálculos diferentes para obter $\Delta\beta$. O Apêndice B mostra a relação entre essas abordagens.

Sobre as Equações acopladas (2.15)-(2.17), pode-se notar que os dois primeiros termos do lado direito são responsáveis pelo deslocamento não-linear de fase dos campos envolvidos na propagação, resultando, respectivamente, nos efeitos de auto-modulação de fase e modulação de fase cruzada. O último termo é responsável pela transferência de energia entre os campos co-propagantes, que sob algumas condições proporcionam o ganho paramétrico ao sinal de prova e ao *idler*. Estas condições serão discutidas em detalhes na próxima seção.

2.3 Sensibilidade à Alteração da Fase Relativa

Na amplificação paramétrica um fator de grande importância é o comportamento da fase relativa entre os campos envolvidos no processo, uma vez que os amplificadores paramétricos em fibras ópticas provêm ganhos sensíveis às alterações de fases [60] [87]. Considerando

$P_{B,P,i}(z) = |A_{B,P,i}(z)|^2$, $A_{B,P,i}(z) = \sqrt{P_{B,P,i}} \exp(i\phi_{B,P,i})$ e $\phi_{B,P,i}(z)$ sendo respectivamente a potência, amplitude e a fase dos campos co-propagantes na fibra, as Equações (2.18)-(2.20) podem ser reescritas em função da potência e da fase destes campos ^[87], de tal maneira que

$$\frac{dP_B}{dz} = -4\gamma(P_B^2 P_P P_i)^{1/2} \text{sen } \theta , \quad (2.24)$$

$$\frac{dP_P}{dz} = 2\gamma(P_B^2 P_P P_i)^{1/2} \text{sen } \theta , \quad (2.25)$$

$$\frac{dP_i}{dz} = 2\gamma \left(P_B^2 P_P P_i \right)^{1/2} \text{sen } \theta , \quad (2.26)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \gamma(2P_B - P_P - P_i) + \left[\left(\frac{P_B^2 P_i}{P_P} \right)^{1/2} + \left(\frac{P_B^2 P_i}{P_P} \right)^{1/2} - 4(P_B P_i)^{1/2} \right] \text{cos } \theta , \quad (2.27)$$

sendo que $\theta(z)$ descreve a fase relativa entre os campos envolvidos na propagação na fibra ^[87]

$$\theta(z) = \Delta\beta z + \phi_P(z) + \phi_i(z) - 2\phi_B(z) . \quad (2.28)$$

A Equação (2.28) estabelece a variação de fase dos campos de bombeio, prova e *idler*. O primeiro termo do lado direito da Equação (2.27) representa a variação linear da fase, enquanto os dois últimos termos representam as variações não-lineares.

Nas Equações (2.24)-(2.27) nota-se que a fase relativa entre os campos, $\theta(z)$, possibilita controlar o fluxo de potência do campo de bombeio para os campos de prova e *idler* e vice-versa ^[87]. Assim, analisando as Equações (2.24)-(2.26) é possível notar que a máxima transferência de potência do campo de bombeio para os campos de prova e *idler* ^[87], ocorrerá quando $\theta(z) = \pi/2$. Isto pode ser verificado substituindo $\theta(z) = \pi/2$ em (2.24) e observando que, neste caso, o termo do lado direito da equação é negativo e mínimo. Isto corresponde a uma perda máxima de potência do sinal de bombeio. Já para os sinais de prova e *idler*, nota-se um ganho em suas potências, uma vez que os termos do lado direito das equações (2.25)-(2.26) são positivos e máximos.

Já para $\theta(z) = -\pi/2$, não ocorrerá transferência do campo de bombeio para o de prova e *idler* e sim o contrário, o fluxo de transferência de potência ocorrerá dos campos de prova e de

idler para o campo de bombeio ^[87]. Isto também pode ser verificado por meio das variações de potências das Equações (2.24)-(2.26). Estas análises mostram que a amplificação paramétrica é dependente da fase relativa entre os campos envolvidos no processo.

2.4 Condição de Casamento de Fase

Como mencionado na seção anterior, para $\theta(z) = \pi/2$ ocorrerá a máxima transferência de potência do campo de bombeio para os dois outros campos co-propagantes, prova e *idler*. Tal condição é conhecida como *condição de casamento de fase*. Neste caso, para $\frac{d\theta(z)}{dz} \cong 0$ a Equação (2.27), pode ser reescrita como

$$\Delta\beta + \gamma(2P_B - P_P - P_i) \cong 0 . \quad (2.29)$$

No estudo da amplificação paramétrica, uma aproximação comumente utilizada é desconsiderar a depleção do campo de bombeio, ou seja, a diminuição da potência do bombeio devido à transferência de energia para os campos de prova e *idler*. Tal aproximação é válida quando $P_B \gg P_P$. Desta forma, os dois termos do lado esquerdo da Equação (2.29) podem ser definidos por

$$\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_P , \quad (2.30)$$

sendo κ o fator de descasamento de fase não-linear. De fato, a amplificação paramétrica máxima ocorrerá quando $\kappa = 0$. Para que isto possa ser entendido, é necessário analisar o regime de dispersão do bombeio.

Na discussão a seguir, considera-se que λ_B estará próximo de λ_0 e será menor que este para o regime de dispersão normal e maior que este para o regime anômalo. Por esta razão, pode-se considerar o coeficiente de dispersão de terceira ordem, $\beta_3 \cong 0$. Outra consideração conveniente, é que o coeficiente de dispersão de quarta ordem, β_4 , pode ser negligenciado, uma vez que este é igual a $-5.0 \times 10^{-55} \text{ s}^4/3$ para as fibras ópticas de dispersão deslocada (DSF, *Dispersion Shifted Fiber*) e $-5.8 \times 10^{-56} \text{ s}^4/3$ para as fibras ópticas altamente não-lineares (HNL-DSF, *Highly Nonlinear Dispersion Shift Fiber*) ^[88]. Assim, reescrevendo a Equação (2.23) tem-se

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 . \quad (2.31)$$

Considerando o campo de bombeio em ω_B e o campo de prova com sua frequência variando de forma que $\omega_p \geq \omega_B$ ou $\omega_p \leq \omega_B$, duas situações distintas ocorrerão. Para o regime de dispersão normal ($\lambda_B < \lambda_0$), portanto, $\Delta\beta > 0$ [60], κ aumentará à medida que $\Delta\beta$ aumentar, diminuindo a eficiência do processo. Isto pode ser entendido tomando a Equação (2.30) como referência, ou seja, para $\Delta\beta > 0$ e $2\gamma\mathcal{P}_B > 0$, κ será sempre maior que zero não ocorrendo a condição de casamento de fase.

Já para o regime de propagação anômalo ($\lambda_B > \lambda_0$), portanto, $\Delta\beta < 0$, κ diminuirá à medida que $\Delta\beta$ diminuir. Tal processo também é explicado novamente levando-se em conta a Equação (2.30). Neste caso, o descasamento de fase linear é compensado pelo descasamento de fase não-linear, sendo $\Delta\beta < 0$ e $2\gamma\mathcal{P}_B > 0$. Assim, κ diminuirá até chegar a zero, ocorrendo a condição de casamento de fase e conseqüentemente a amplificação paramétrica máxima.

Tomando as Equações (2.30) e (2.31), verifica-se que $\Delta\beta$ e $2\gamma\mathcal{P}_B$ são responsáveis pelos efeitos lineares e não-lineares da GVD e da SPM respectivamente. O processo paramétrico requer um compromisso entre a GVD e a SPM resultando no surgimento de lóbulos de amplificação laterais em torno de λ_B e ocorre apenas quando $\Delta\beta < 0$. Tais lóbulos têm origem no efeito não-linear da instabilidade modulacional (MI, *Modulation Instability*) descrito em [60], [82], [89]. No apêndice C, por meio de um experimento são ilustrados os espectros para o laser de bombeio nos regimes normal e anômalo de dispersão.

2.5 Ganho da Amplificação Paramétrica

Um parâmetro importante da amplificação paramétrica é o seu ganho. Partindo das Equações acopladas (2.15)-(2.17) [60], [85] é possível calcular o ganho da amplificação paramétrica que os campos de prova e *idler* experimentam após sua propagação pela fibra óptica. O ganho experimentado pelo sinal de prova é dado por [82]

$$G_P = \frac{P_P(L)}{P_P(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma\mathcal{P}_B}{g} \sinh(gL) \right]^2, \quad (2.32)$$

sendo $P_p(0)$, $P_p(L)$, γ , P_B e L respectivamente as potências do sinal de prova na entrada e na saída da fibra, o coeficiente de não-linearidade da fibra, a potência do sinal de bombeio e o comprimento da fibra óptica. O parâmetro g é expresso por

$$g = \sqrt{(\gamma P_B)^2 - (\kappa/2)^2} \quad (2.33)$$

conhecido como ganho paramétrico [60], [82] [89].

Para fibras longas ou com elevada atenuação é necessário considerar que a interação entre os campos será limitada pelo comprimento efetivo da fibra [60], [85], definido por

$$L_{efe} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (2.34)$$

neste caso, L_{efe} deve ser substituído em (2.31).

O ganho experimentado pelo campo *idler* é expresso por [82].

$$G_i = G_p - 1 \quad (2.35)$$

Tomando as Equações (2.30), (2.31), (2.32), (2.33) é possível obter a curva do ganho da amplificação paramétrica, G_p . A Figura 2 ilustra o perfil do ganho da amplificação paramétrica para uma fibra óptica HNL-DSF, cuja atenuação α é igual a 0.83 dB/km, o comprimento de onda de dispersão nula λ_0 é igual a 1555.35 ± 5 nm, a derivada da dispersão S_0 é igual a 0.017 ps/(nm² km), o coeficiente de não-linearidade γ é igual a 9.1 (W.km)⁻¹ e o comprimento da fibra é L é igual a 3 km [58].

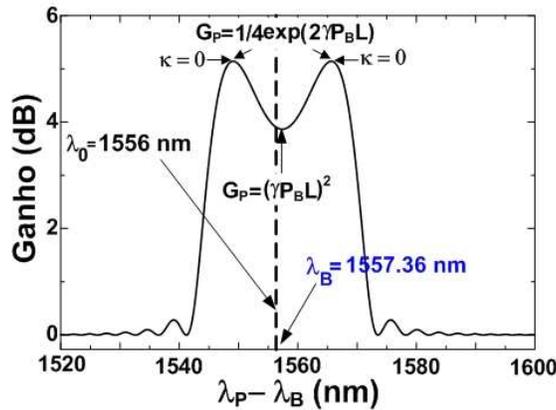


Figura 2 – Perfil do ganho da amplificação paramétrica.

Nas regiões espectrais próximas ao sinal de bombeio, o fator de descasamento de fase linear $\Delta\beta \cong 0$. Desta forma, segundo a Equação (2.32) o ganho da amplificação paramétrica

nestas regiões pode ser aproximado para $G_p = (\gamma P_B L)^2$. Já as regiões espectrais em que a amplificação paramétrica é máxima, $\kappa = 0$, o ganho paramétrico será simplificado para $G_p = (1/4) \exp(\gamma P_B L)^2$. A dedução destes casos é mostrada em detalhes no Apêndice D.

Duas características da amplificação paramétrica são ilustradas nas Figuras 3 (a) e (b). A primeira mostra que o ganho paramétrico é proporcional à potência do sinal de bombeio, ou seja, quanto maior a potência de bombeio, maior o ganho paramétrico. A segunda característica está relacionada à banda de amplificação. Na Figura 3 (b) pode-se notar que quanto mais perto de λ_0 o bombeio for posicionado, maior será a banda de amplificação.

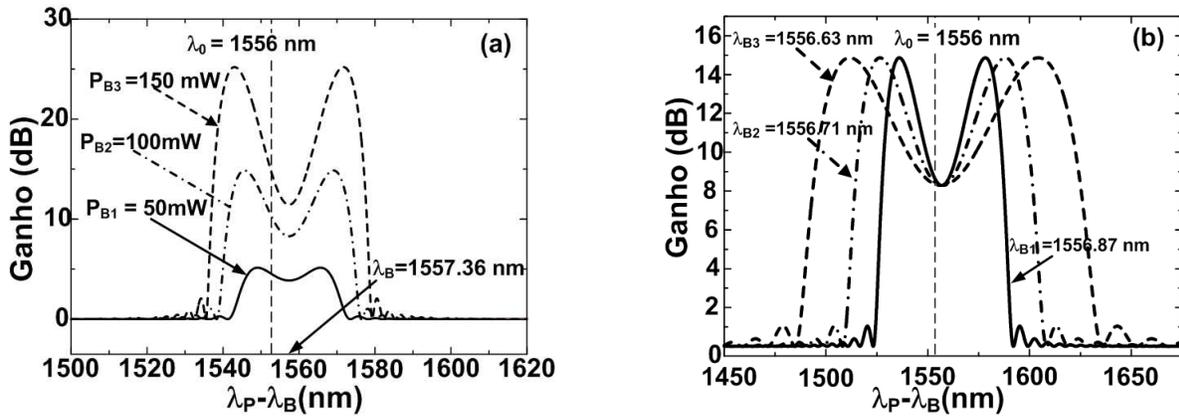


Figura 3 – Ganho (a) em função da potência do bombeio (b) devido à variação de λ_B .

2.6 Banda de Amplificação

Para o cálculo da banda da amplificação paramétrica é necessário considerar ($\lambda_p > \lambda_0$), e tomar como referência a região de ganho máximo, $\kappa = 0$. Utilizando as Equações (2.30) e (2.31), tem-se

$$0 = \beta_2(\omega_B)(\omega_p - \omega_B)^2 + 2\gamma P_B. \quad (2.36)$$

Reescrevendo a equação (2.36) tem-se

$$(\omega_p - \omega_B) = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_B}{|\beta_2(\omega_B)|}}. \quad (2.37)$$

Considerando-se as frequências lineares $f_k = \omega_k/2\pi$, sendo $k = B, P$ e reescrevendo a Equação (2.37), tem-se

$$f_P = f_B \pm \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma_B^P}{|\beta_2(\omega_B)|}}. \quad (2.38)$$

Desta maneira pode-se escrever a banda da amplificação paramétrica como

$$f_B - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma_B^P}{|\beta_2(\omega_B)|}} \leq f_P \leq f_B + \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma_B^P}{|\beta_2(\omega_B)|}}. \quad (2.39)$$

Para o caso em que a atenuação na fibra é levada em consideração, pode-se reescrever a equação (2.39) como

$$f_B - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma_B^P \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right)}{|\beta_2(\omega_B)|}} \leq f_P \leq f_B + \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\gamma_B^P \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right)}{|\beta_2(\omega_B)|}}. \quad (2.40)$$

Como mencionado anteriormente, além da amplificação de sinais, a amplificação paramétrica apresenta grande potencial para a aplicação em processamento óptico de sinais. Como exemplo, pode-se citar a conversão de sinais NRZ para sinais RZ ^[61]. No próximo capítulo será abordada a proposta deste trabalho, a qual está relacionada à análise de duas novas técnicas de processamento ópticos de sinais, capazes de multiplexar as informações de dois sinais binários em um único sinal multi-nível (ternário ou quaternário). Ambas as técnicas são baseadas na amplificação paramétrica.

Capítulo 3

Geração de Sinais Ópticos Multi-Níveis a Partir de Amplificação Paramétrica em Fibras Ópticas

Neste capítulo serão apresentadas as duas técnicas de processamento óptico de sinais analisadas nesta tese. Ambas as técnicas utilizam a amplificação paramétrica para multiplexar as informações de dois sinais binários em um único sinal multi-nível, quaternário ou ternário. Este capítulo será organizado da seguinte forma. Nas Seções 3.1 e 3.2 serão abordadas as técnicas para a geração e detecção dos sinais quaternários. Nas Seções 3.3 e 3.4 serão abordadas as técnicas também para a geração e detecção dos sinais ternários.

3.1 Geração dos Sinais Quaternários

A primeira técnica analisada é a geração de sinais quaternários por meio da amplificação paramétrica. Neste caso, os sinais de bombeio e prova são modulados em amplitude por duas seqüências de bits (informações) independentes, como ilustra a Figura 4. Esta situação é

diferente da amplificação paramétrica convencional, abordada no capítulo anterior, na qual o sinal de bombeio é um sinal *cw*. Para que a técnica seja implementada corretamente também é necessário que os sinais de bombeio e prova tenham seus níveis de potências correspondentes ao *bit* '0' deslocados para valores não-nulos.

Como foi explicado no Capítulo 2, na amplificação paramétrica, um sinal de bombeio em λ_B , de elevada potência, e sintonizado no regime anômalo de dispersão deve ser acoplado a uma fibra óptica, juntamente com um sinal de prova em λ_p . Quando o sinal de bombeio transmite um *bit* "0", os níveis do sinal binário de prova experimentarão o ganho designado por G_B^0 . Assim, na saída da fibra estes serão convertidos em dois novos níveis indicados na Figura 4 como '00' e '01'. De maneira análoga, o ganho experimentado pelo sinal de prova, quando o bombeio transmite um *bit* "1" é designado por G_B^1 e conduzirá na geração dos níveis '10' e '11' também indicados na Figura 4. Além dos ganhos experimentados pelo sinal de prova, ocorre também a geração do sinal de *idler*. Após o filtro óptico de banda passante com comprimento de onda central em λ_p , tem-se como resultado um sinal quaternário com os níveis '00', '01', '10' e '11' bem definidos, no qual as informações transmitidas pelos sinais de bombeio e de prova são multiplexadas na mesma banda, em torno de λ_p .

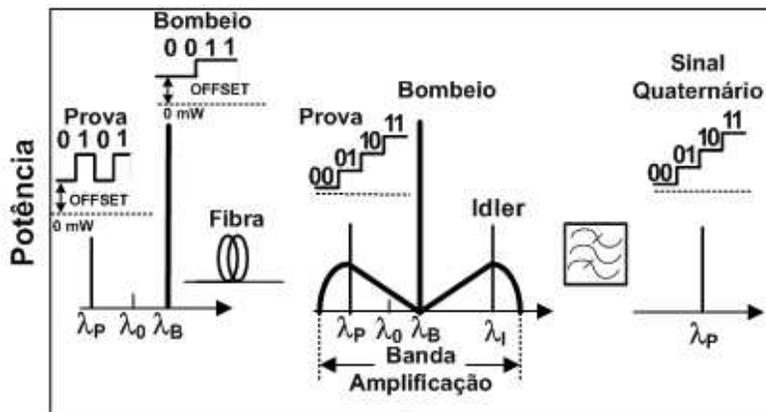


Figura 4 – Geração de sinais quaternários a partir da amplificação paramétrica.

No restante da desta seção será descrito o formalismo matemático relativo a esta técnica. Então, considerando que as potências do sinal de bombeio, para os *bits* "0" e "1" sejam muito maiores que a potência do sinal de prova, também para os *bits* "0" e "1", isto é, $(P_B^{0,1} \gg P_P^{0,1})$ e tomando como referência as Equações (2.29)-(2.32) do Capítulo 2, pode-se então reescrever a

equação de ganho da amplificação paramétrica em função da informação contida no bombeio como

$$G_B^{0,1} = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_B^{0,1}}{g^{0,1}} \sinh(g^{0,1}L) \right]^2, \quad (3.1)$$

sendo $P_p(0)$, $P_p(L)$, $P_B^{0,1}$ e $g^{0,1}$ respectivamente a potência do sinal de prova na entrada da fibra óptica, a potência do sinal de prova após a propagação pela fibra óptica, a potência do sinal de bombeio correspondente ao *bit* '0' ou '1' na entrada da fibra. O ganho paramétrico correspondente ao *bit* "0" e "1" transmitidos pelo sinal de bombeio é

$$g^{0,1} = \sqrt{(\gamma P_B^{0,1}(0))^2 - (\kappa^{0,1}/2)^2}. \quad (3.2)$$

O fator de descasamento de fase não-linear correspondente aos *bits* "0" e "1" é definido como

$$\kappa^{0,1} = \Delta\beta + 2\gamma P_B^{0,1}, \quad (3.3)$$

sendo $\Delta\beta$ o fator de descasamento de fase linear.

Também é conveniente definir as razões de extinção do sinal de prova, do sinal de bombeio e do fator de ganho da amplificação paramétrica do sinal de prova, respectivamente, como

$$r_p = P_p^1(0)/P_p^0(0), \quad (3.4)$$

$$r_B = P_B^1(0)/P_B^0(0), \quad (3.5)$$

$$r_{GB} = G_B^1/G_B^0. \quad (3.6)$$

Desta maneira tomando como referência as Equações (3.1), (3.5) e (3.6) pode-se notar que r_{GB} depende da razão de extinção do sinal de bombeio, r_B . É importante mencionar que a distribuição dos quatro níveis do sinal quaternário é controlada por r_p , r_B e r_{GB} .

A partir da Equação (3.1) podem-se definir as potências dos quatro níveis do sinal quaternário em λ_p na saída da fibra como

$$P_{00} = G_B^0 P_p^0(0), \quad (3.7)$$

$$P_{01} = G_B^0 P_p^1(0), \quad (3.8)$$

$$P_{10} = G_B^1 P_p^0(0), \quad (3.9)$$

$$P_{11} = G_B^1 P_p^1(0), \quad (3.10)$$

sendo P_{BP} a potência quando o bombeio transmite o *bit* B (0 ou 1) e o sinal de prova envia o *bit* P (0 ou 1). Os níveis de potências P_{00} e P_{11} , ocorrerão sempre que os sinais de bombeio e de prova transmitirem ao mesmo tempo *bits* '0' ou *bits* '1' respectivamente. O nível P_{01} ocorrerá quando o sinal de bombeio transmitir um *bit* "0" e o sinal de prova um *bit* "1". Já o nível P_{10} ocorrerá quando o sinal de bombeio transmitir um *bit* "1" e o sinal de prova um *bit* "0".

Na geração dos sinais quaternários é importante definir as razões de extinção relativas entre dois níveis consecutivos (RER, *Relative Extinction Ratios*). Estas razões, aqui designadas por $\rho_{inferior}$, $\rho_{intermediário}$ e $\rho_{superior}$, são, respectivamente, as razões de extinção relativas entre o primeiro e o segundo nível, entre o segundo e o terceiro nível e, por fim, entre o terceiro e quarto nível.

A distribuição das RERs pode ocorrer em três casos diferentes. O primeiro ocorre quando $G_B^0 P_P^1(0) \leq G_B^1 P_P^0(0)$, ou seja, $P_{10} \geq P_{01}$. Substituindo as Equações (3.4) e (3.8) em (3.7)-(3.10) é possível determinar as equações correspondentes as RERs para este caso como

$$\rho_{inferior} = P_{out}^{01} / P_{out}^{00} = r_P, \quad (3.11)$$

$$\rho_{intermediário} = P_{out}^{10} / P_{out}^{01} = r_{GB} / r_P, \quad (3.12)$$

$$\rho_{superior} = P_{out}^{11} / P_{out}^{10} = r_P. \quad (3.13)$$

A Figura 5 ilustra o diagrama de olho conceitual do sinal quaternário correspondente as Equações (3.11)-(3.13).

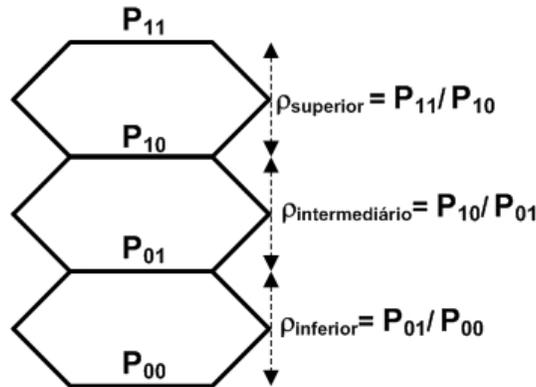


Figura 5 – Distribuição dos níveis de potência para a condição $P_{out}^{10} \geq P_{out}^{01}$.

Por outro lado, considerando-se $G_B^0 P_P^1(0) \geq G_B^1 P_P^0(0)$, ou seja, $P_{10} \leq P_{01}$, as posições relativas dos dois níveis intermediários serão invertidas e corresponderão ao segundo caso de distribuição das RERs. Nesta situação tem-se

$$\rho_{inferior} = P_{out}^{10} / P_{out}^{00} = r_{GB}, \quad (3.14)$$

$$\rho_{intermediário} = P_{out}^{01} / P_{out}^{10} = r_P / r_{GB} \quad (3.15)$$

$$\rho_{superior} = P_{out}^{11} / P_{out}^{01} = r_{GB} \quad (3.16)$$

A Figura 6 ilustra o diagrama de olho do sinal quaternário obtido na condição das Equações (3.14)-(3.16).

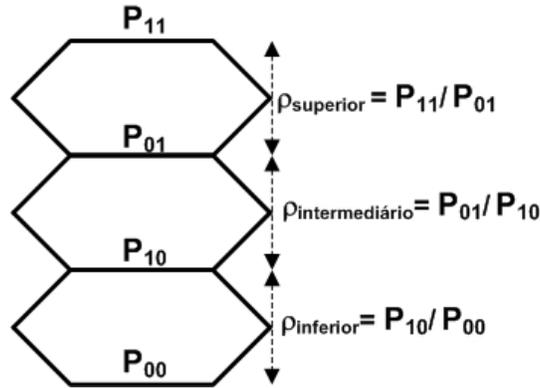


Figura 6 – Distribuição dos níveis de potência para a condição $P_{out}^{10} \leq P_{out}^{01}$.

Por fim, o terceiro caso ocorre quando $G_B^0 P_P^1(0) = G_B^1 P_P^0(0)$, ou seja, quando $P_{10} = P_{01}$. Esta situação corresponde a um caso degenerado e não permite a recuperação das informações contidas no sinal de bombeio e de prova. Isto pode ser previsto tanto por (3.12) como por (3.15).

O diagrama de olho conceitual correspondente ao caso degenerado é ilustrado na Figura 7 e evidencia que os sinais binários originais não podem ser recuperados a partir do sinal multi-nível em questão (sinal quaternário degenerado a ternário).

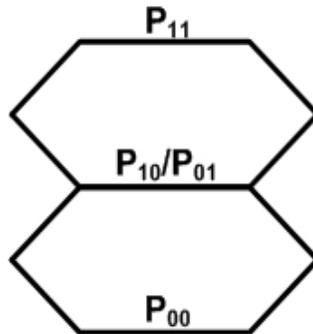


Figura 7 – Distribuição dos níveis de potência para o caso degenerado.

3.2 Detecção dos Sinais Quaternários

Para a detecção do sinal quaternário, pode-se utilizar um receptor como o ilustrado na Figura 8. O sinal quaternário é foto-detectado e, posteriormente, já no domínio eletrônico, é dividido em duas partes. Cada uma delas alimentará dois diferentes circuitos eletrônicos de

decisão, que devem ser capazes de interpretar algumas regras lógicas para que as informações contidas no sinal de bombeio e no sinal de prova sejam recuperadas corretamente.

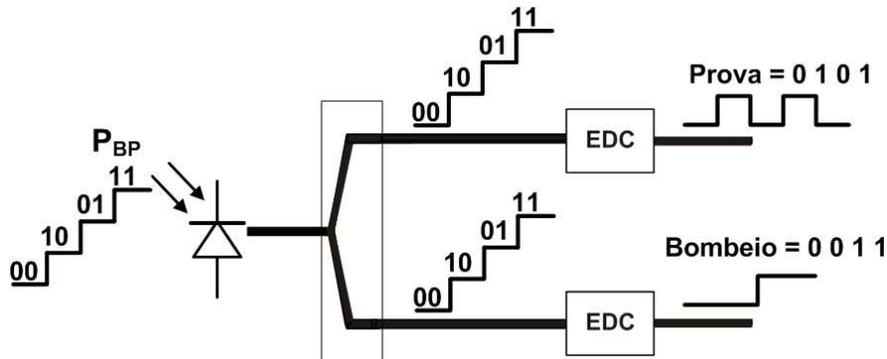


Figura 8 – Receptor utilizado para recuperar as informações do sinal de bombeio e do sinal de prova.

Se $G_L^0 P_P^1(0) \leq G_L^1 P_P^0(0) (P_{10} \geq P_{01})$ tem-se as seguintes regras:

Regra 1. A informação contida no sinal de bombeio corresponderá a um *bit* “0” sempre que o primeiro ou segundo níveis forem recebidos. Caso contrário, a informação contida no bombeio corresponderá a um *bit* “1”.

Regra 2. A informação contida no sinal de prova corresponderá a um *bit* “0” sempre que o primeiro ou terceiro níveis de potência mais altos forem recebidos. Já no caso em que os níveis recebidos forem o segundo ou quarto, a informação contida no sinal de prova corresponderá a um *bit* “1”. Estas regras são aplicáveis ao diagrama de olho ilustrado na Figura 6.

Por outro lado, se $G_L^0 P_P^1(0) \geq G_L^1 P_P^0(0) (P_{10} \leq P_{01})$ as seguintes regras devem ser implementadas:

Regra 3. O sinal do bombeio corresponderá a um *bit* “0” sempre que os níveis recebidos corresponderem ao primeiro ou terceiro níveis de potência. Nos outros dois casos, a informação contida no bombeio corresponderá a um *bit* “1”.

Regra 4. O sinal de prova corresponderá a um *bit* “0” caso sejam recebidos o primeiro ou segundo níveis de potência. Já o terceiro e quarto níveis corresponderão a um *bit* ‘1’. Estas regras são aplicáveis ao diagrama de olho ilustrado na Figura 7.

3.3 Geração de Sinais Ternários

A segunda técnica analisada neste trabalho é a geração de sinais ternários baseada na técnica da amplificação paramétrica em fibras ópticas. Neste caso, os sinais de bombeio e de prova também são modulados em amplitude por duas seqüências independentes de bits. Entretanto, para os sinais ternários, não é necessário o deslocamento intencional dos níveis de potências correspondentes aos *bits* “0” para ambos os sinais.

Para a geração dos sinais ternários a partir da amplificação paramétrica, a exemplo dos sinais quaternários, um sinal de bombeio em λ_B , de elevada potência e sintonizado no regime anômalo de dispersão deve ser acoplado a uma fibra óptica juntamente com um sinal de prova em λ_p . Devido à interação dos sinais de bombeio e de prova durante o processo de amplificação paramétrica, as informações transmitidas pelo sinal de bombeio e de prova são multiplexadas na mesma banda, resultando em um sinal ternário no comprimento de onda do sinal de prova λ_p , além da geração do sinal de *idler*. Após o filtro óptico de banda passante com comprimento de onda central em λ_p , tem-se somente o sinal ternário. A Figura 9 ilustra o esquema conceitual para a geração dos sinais ternários.

Designaram-se as potências do sinal de bombeio para *bits* “0” e “1” respectivamente por P_{B0} e P_{B1} . Já para o sinal de prova as potências dos *bits* “0” e “1” foram designadas, respectivamente, por P_{P0} e P_{P1} . Como a técnica é baseada na amplificação paramétrica, é importante lembrar que $P_{B1} \gg P_{P1}$.

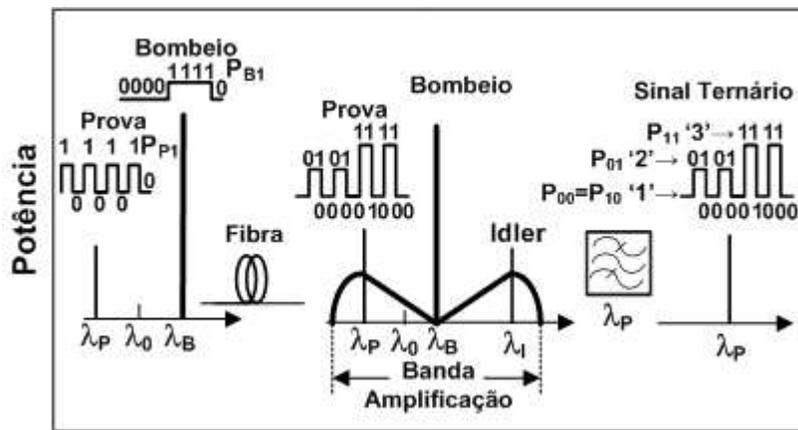


Figura 9 – Geração de sinais ternários a partir da amplificação paramétrica.

Os níveis de potência de saída do sinal ternário dependem dos níveis de potência das informações que modulam o sinal de bombeio e o sinal de prova. Tais níveis de potências são designados por P_{BP} , sendo B os *bits* transmitidos pelo sinal de bombeio e P os *bits* transmitidos pelo sinal de prova. Em ambos os casos B e P podem transmitir tanto *bits* “0” quanto *bits* “1”.

Para $B=1$ e $P=1$ tem-se o nível ‘3’, cuja potência é P_{11} . Este nível ocorrerá sempre que os sinais de bombeio e de prova transmitirem ao mesmo tempo o *bit* “1”. Neste caso, deve-se considerar que o efeito da depleção é negligenciado. Também é importante mencionar que durante a geração do nível ‘3’, ocorre a amplificação paramétrica e, devido ao efeito de FWM, o sinal de *idler* é gerado em $2f_B + f_P = f_i$. Tomando as Equações (2.29)-(2.32), pode-se escrever a potência P_{11} , como

$$P_{11} = 2P_{P1} \sinh^2(\gamma P_{B1} e^{-\alpha L}), \quad (3.17)$$

sendo P_{B1} , P_{P1} , L e α respectivamente, a potência do bombeio e do sinal de prova quando o *bit* “1” é transmitido, comprimento da fibra óptica e o coeficiente de atenuação da fibra óptica.

Para $B=0$ e $P=1$ tem-se o nível de ‘2’, cuja potência é P_{01} . Este nível ocorre quando as informações transmitidas pelos sinais de bombeio e de prova forem respectivamente *bit* “0” e *bit* “1”. Neste caso, não há o efeito da amplificação paramétrica e, desprezando-se a dispersão cromática, pode-se escrever a potência P_{01} como

$$P_{01} = P_{P1} e^{-\alpha L}. \quad (3.18)$$

Por fim, para $B=0$ e $P=0$ ou para $B=1$ e $P=0$ tem-se o nível ‘1’, cuja potência é P_{00} ou P_{10} . Este nível ocorre quando a informação contida no bombeio corresponde aos *bits* “0” ou “1”, enquanto o sinal de prova transmitirá apenas o *bit* “0”. Neste caso a potência deste nível é escrita como

$$P_{00} = P_{10} = 0. \quad (3.19)$$

Além dos níveis de potências descritos acima é conveniente definir a razão de extinção entre o terceiro e o segundo nível de potência como

$$r = P_{11} / P_{01}. \quad (3.20)$$

Tal razão de extinção determina a distribuição dos três níveis de potência do sinal ternário e é controlada pela potência do sinal de bombeio.

3.4 Detecção dos Sinais Ternários

Aparentemente é impossível recuperar as informações contidas em cada um dos sinais, bombeio e prova, uma vez que ambos foram multiplexados em um único sinal ternário. Para que a recepção do sinal ternário ocorra, há a necessidade do uso do receptor como ilustra a Figura 10.

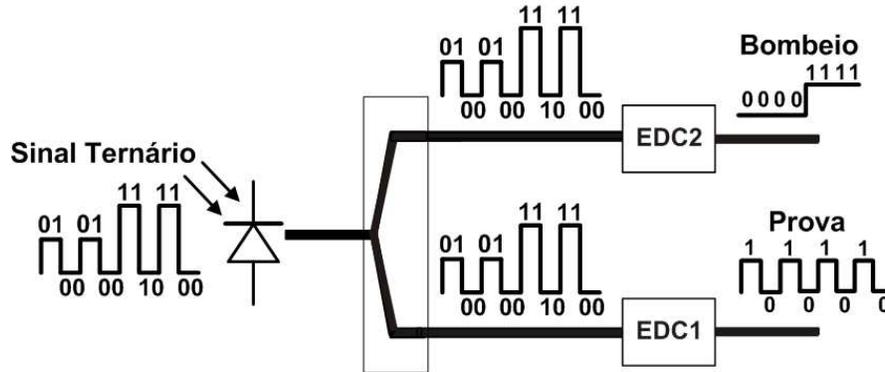


Figura 10 – Receptor utilizado para recuperar as informações do sinal de bombeio e de prova.

Inicialmente o sinal ternário é foto-detectado e no domínio eletrônico é dividido em duas partes. Cada uma alimentará um circuito eletrônico de decisão (EDC, *Electronic Decision Circuit*), que deve ser capaz de interpretar algumas regras que garantam que as informações contidas em cada um dos níveis do sinal ternário sejam recebidas de forma correta. Tais regras são descritas a seguir:

Regra 1. Para o sinal de prova, tomando como referência as Equações (3.17)-(3.19), o circuito de decisão eletrônica (EDC1) deve ser capaz de interpretar que o *bit* “0” será recebido sempre que o nível de potência ‘1’ for detectado, enquanto que os níveis ‘2’ e ‘3’ corresponderão ao *bit* “1”.

Regra 2. Para o sinal de bombeio, ainda levando em consideração as Equações (3.17)-(3.19), o EDC2 deve interpretar que a informação contida no sinal de bombeio corresponderá a um *bit* “1” sempre que o nível ‘3’ for detectado. Caso contrário, para os níveis ‘1’ e ‘2’, a informação contida no bombeio corresponderá a um *bit* “0”. Entretanto, se tomarmos como referência a Equação (3.19), é possível notar que para o nível ‘1’ a informação contida no sinal de bombeio poderá corresponder a um *bit* “0” ou “1”, ocorrendo uma situação ambígua.

Para que esta situação de ambigüidade possa ser eliminada é necessário implementar duas condições no transmissor e uma outra no EDC 2. Tais condições serão descritas a seguir.

A primeira condição estabelece que a taxa de transmissão do sinal de prova R_p deve ser maior que a taxa de transmissão do sinal de bombeio R_B , de modo que $R_p = NR_B$, sendo $N > 2$ e inteiro. Isto implica que haverá um *bit* enviado pelo bombeio a cada N *bits* enviados pelo sinal de prova. A segunda estabelece que o sinal de prova deve ser codificado com algum código de linha que permita no máximo $N-1$ *bits* "0" em seqüência. Como exemplo, o código 8B/10B permite uma seqüência máxima de 4 *bits* "0" em uma seqüência de 10 *bits* [90]. Já a condição implementada no (EDC2) estabelece que o sinal ternário deva ser sobre-amostrado com a taxa de transmissão do sinal de prova, R_p . Assim o circuito de decisão eletrônica terá N amostras do sinal de bombeio contidas no sinal ternário. Desta forma, a informação transmitida pelo sinal de bombeio será referente ao *bit* "1" se pelo menos uma das amostras, em cada N amostras, corresponder ao nível '3' do sinal ternário. Caso contrário, a informação do bombeio corresponderá ao *bit* "0".

As Figuras 11 (a) e (b) ilustram os sinais de prova e bombeio respectivamente e (c) o sinal ternário para $N = 4$, ocorrendo a situação ambígua nos segundo, terceiro, quinto, sexto e sétimo símbolos. Os quatro primeiros símbolos não correspondem ao nível '3' do sinal ternário, portanto, a informação transmitida pelo sinal de bombeio corresponde ao bit "0". Já nos quatro símbolos posteriores, nota-se que uma delas corresponde ao nível '3', assim a informação transmitida pelo bombeio corresponde a um bit "1".

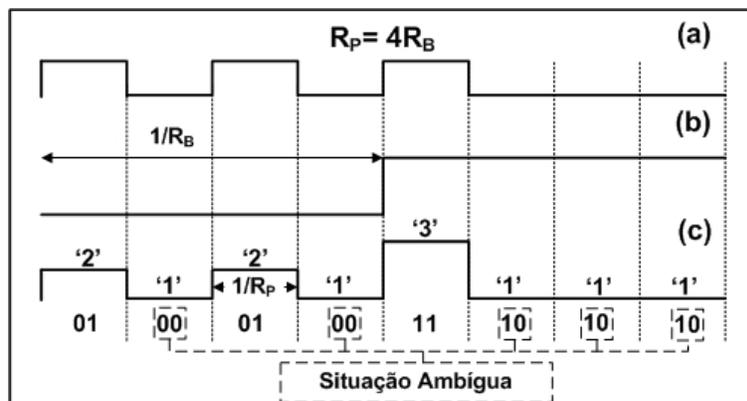


Figura 11 – (a) Sinal de Prova (b) Sinal de Bombeio e (c) Sinal ternário para $N=4$.

No próximo capítulo serão apresentadas as simulações e os experimentos relacionados as técnicas descritas neste capítulo, enquanto que as aplicações e limitações serão abordadas no Capítulo 5 .

Capítulo 4

Simulações e Experimentos

Neste capítulo serão inicialmente apresentadas as simulações referentes à geração e propagação dos sinais quaternários. Em seguida, serão apresentados os experimentos realizados e seus resultados para verificar a geração e propagação tanto dos sinais quaternários quanto dos sinais ternários. Este capítulo será organizado da seguinte maneira. A Seção 4.1 está dividida nas Subseções 4.1.1 e 4.1.2, nas quais são apresentados os resultados das simulações realizadas sobre a geração e propagação dos sinais quaternários. A Seção 4.2 está dividida inicialmente nas subseções 4.2.1, 4.2.2 e 4.2.3, nas quais são apresentados, respectivamente, a montagem experimental, os resultados *back-to-back* e de propagação dos sinais quaternários. As Subseções 4.2.4, 4.2.5 e 4.2.6 seguem a mesma ordem de assuntos abordados nas subseções anteriores, entretanto, para os sinais ternários.

4.1 Simulações

4.1.1 Geração do Sinal Quaternário

Inicialmente foram realizadas simulações para estudar a geração de sinais quaternários, no simulador *VPItransmissionMaker 8.5*, que utiliza o método numérico conhecido como *split-step Fourier*. Os gráficos foram traçados por meio do *software Origin 6.0*. Algumas simulações foram comparadas com os resultados analíticos das equações do Capítulo 3 obtidos por meio do

software *Mathcad* 14. O computador utilizado nas simulações foi um Pentium dual core, com 3 *GBytes* de memória e disco rígido de 520 *GBytes*. O tempo estimado para realização de todas as simulações e edição dos gráficos é de 240 horas.

A Figura 12 ilustra o esquema de simulação utilizado para obter os resultados iniciais deste trabalho. Os sinais de bombeio e de prova foram sintonizados nas frequências $f_B = 192.5$ THz, $f_P = 192.5$ THz e modulados a 10 e 2.5 Gb/s, respectivamente, por duas seqüências pseudo-aleatórias no formato NRZ. Ambos os sinais foram acoplados a uma fibra HNL-DSF, por meio da utilização de um multiplexador. A potência média do sinal de bombeio utilizada na entrada da fibra óptica foi 80 mW enquanto que a potência média do sinal de prova foi 1 mW. A fibra HNL-DSF possui as seguintes características: comprimento $L = 3$ km, atenuação $\alpha = 0.83$ dB/km, comprimento de onda de dispersão nula $\lambda_0 = 1555.35$ nm $\pm \Delta\lambda$, com $\Delta\lambda = 5$ nm, inclinação da dispersão $S_0 = 0.017$ ps/(nm²km) e parâmetro de não-linearidade $\gamma = 9.1$ (W.km⁻¹) [58].

Na saída da fibra HNL-DSF o sinal resultante foi dividido em duas partes, sendo a primeira filtrada por um filtro óptico (OBPF, *Optical Band Pass Filter*), com frequência central igual à do sinal de prova, obtendo-se o diagrama de olhos deste sinal. Já a segunda parte foi utilizada para verificar os espectros dos sinais de bombeio, prova e *idler*, após a propagação na fibra HNL-DSF.

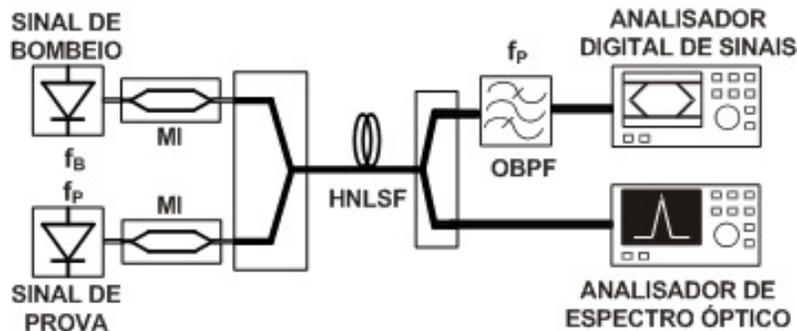


Figura 12 – Esquema de simulação utilizado na geração dos sinais quaternários.

A Figura 13 ilustra o espectro dos sinais após a propagação pela fibra HNL-DSF, podendo-se notar o sinal de bombeio, prova e o sinal de *idler* em $f_i = 193.53$ THz, os produtos de segunda ordem do FWM em $2f_P - f_B = 190.40$ THz e $3f_B - f_P = 194.60$ THz, os quais têm influência direta na potência dos sinais quaternários em f_P e o espectro de MI. Nota-se também

que o sinal de prova não se encontra na região de ganho máximo. Esta opção foi adotada para verificar a validade da técnica em uma posição arbitrária de ganho. A Figura 14 (a) e a Figura 14 (b) ilustram as seqüências de *bits* referentes aos sinais de bombeio e de prova na entrada da fibra altamente não-linear. A Figura 14 (c) corresponde ao sinal quaternário com seus quatro níveis bem definidos, obtido após o filtro OBPF. Neste caso, os resultados foram obtidos para os valores de $r_p = 3 \text{ dB}$ e $r_{GB} = 6.8 \text{ dB}$ ($r_B = 3 \text{ dB}$).

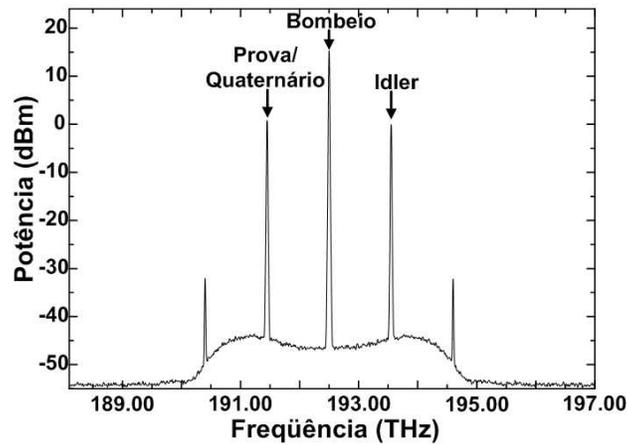


Figura 13 – Espectro de saída da HNL-DSF.

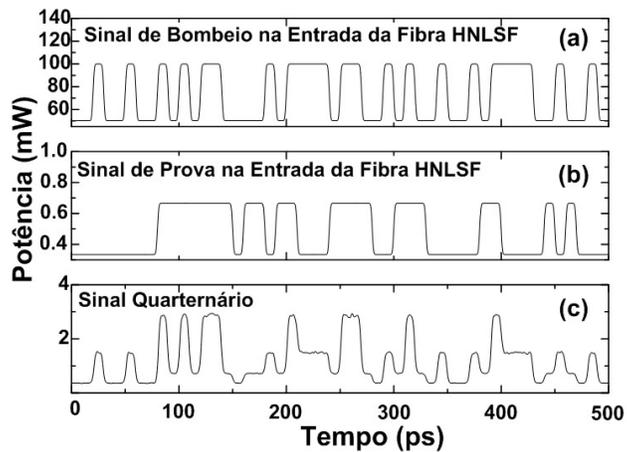


Figura 14 – Sinais binários na entrada da HNL-DSF (a) em f_B , (b) em f_p (c) sinal quaternário após a HNL-DSF.

Para verificar o comportamento das taxas de extinção relativas entre dois níveis consecutivos, $\rho_{inferior}$, $\rho_{intermediário}$, $\rho_{superior}$, realizaram-se algumas simulações cujos resultados são ilustrados pelas Figuras 18 (a), (b) e (c). A simulação da Figura 15(a) foi obtida para $r_p = 3 \text{ dB}$ e $r_{GB} = 6.8 \text{ dB}$ ($r_B = 3 \text{ dB}$), o que corresponde a $\rho_{inferior} = 3 \text{ dB}$, $\rho_{intermediário} = 3 \text{ dB}$ e $\rho_{superior} = 3 \text{ dB}$. Neste

caso ocorre a condição $P_{10} \geq P_{01}$ descrita em detalhes no Capítulo 3. A Figura 15(b) foi obtida para os valores de $r_p = 6 \text{ dB}$ e $r_{GB} = 6.8 \text{ dB}$ ($r_B = 3 \text{ dB}$). Neste caso, $\rho_{intermediário} = 0 \text{ dB}$ e o segundo e o terceiro níveis são iguais, tornando impossível a recuperação das informações transmitidas pelos sinais de bombeio e de prova. Por fim, a Figura 15 (c) ilustra o caso em que $P_{10} \leq P_{01}$, tal simulação foi obtida para os valores $r_p = 10 \text{ dB}$ e $r_{GB} = 6.8 \text{ dB}$ ($r_B = 3 \text{ dB}$), resultando em $\rho_{inferior} = 6.8 \text{ dB}$, $\rho_{intermediário} = 3.2 \text{ dB}$ e $\rho_{superior} = 6.8 \text{ dB}$.

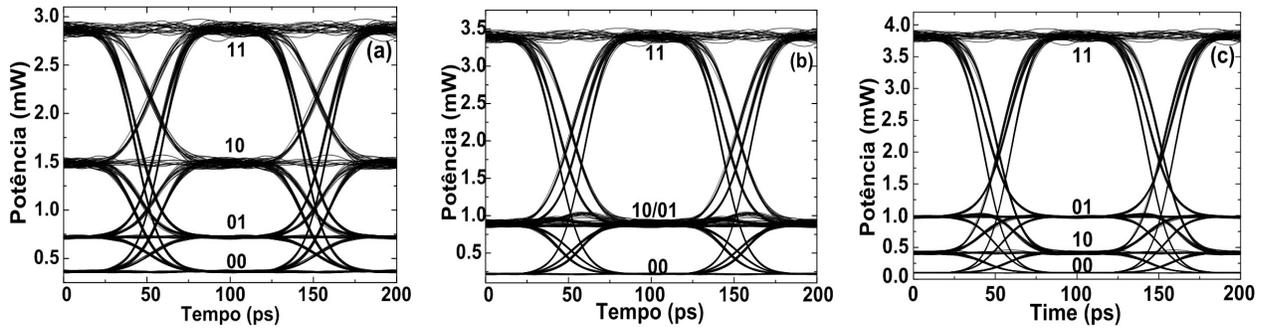


Figura 15 – Diagramas de olhos para $r_B = 3.0 \text{ dB}$ ($r_{GB} = 6.80 \text{ dB}$) e $r_p = 3, 6$ e 10 dB .

Com o objetivo de verificar a validade das Equações (3.11)-(3.16) do Capítulo 3, as quais regem as taxas de extinção relativas entre dois níveis consecutivos ($RERs$) do sinal quaternário, simulou-se a geração de sinais quaternários para $r_{GB} = 6.8$ e 11.69 dB ($r_B = 3$ e 6 dB) e r_p variando de 3 a 14 dB. Os resultados encontrados nas simulações foram comparados com os resultados analíticos obtidos a partir da resolução das Equações (3.11)-(3.16) e estão apresentados na Figura 16.

Quando $P_{10} \geq P_{01}$, pode-se verificar que $\rho_{superior}$ e $\rho_{inferior}$ crescem proporcionalmente ao valor da taxa de extinção do sinal de prova, r_p , exatamente como indicam as Equações (3.11) e (3.13) do Capítulo 3. Já $\rho_{intermediário}$ decresce em função de r_p , também em concordância com a Equação (3.12) do Capítulo 3.

Tais comportamentos ocorrem até o ponto em que $r_p = 1/r_{GB}$. A partir deste ponto, a condição $P_{10} \leq P_{01}$ é válida e as equações responsáveis por regerem a distribuição dos níveis de potência passam a ser as Equações (3.14)-(3.16) do Capítulo 3. Isto é confirmado pelos resultados ilustrados na Figura 16 para $r_p \geq 1/r_{GB}$. Nesta condição pode-se notar que $\rho_{superior}$ e $\rho_{inferior}$ se

mantêm constantes, uma vez que $\rho_{superior} = \rho_{inferior} = r_{GB}$, e $\rho_{intermediário}$ passa a crescer proporcionalmente a r_p , já que $\rho_{int} = r_p / r_{GB}$.

De forma geral, verificou-se uma boa concordância entre as simulações e o modelo matemático proposto neste trabalho, sendo a diferença máxima entre estes resultados igual a 0.9 dB. Esta diferença está relacionada ao efeito da depleção do bombeio e aos sinais de espúrios presentes nas simulações, que não são contemplados pelas Equações (3.11)-(3.16) do Capítulo 3.

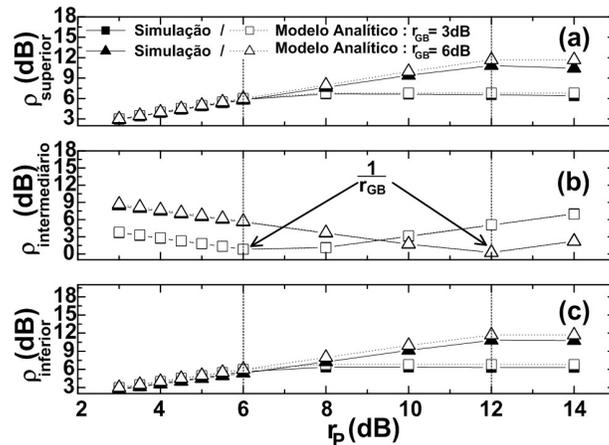


Figura 16 – RERs dos sinais quaternários em função de r_p

Para completar a análise da validade das Equações (3.11)-(3.16) do Capítulo 3, foram realizadas novas simulações, obtendo-se os sinais quaternários para $r_p = 3$ e 6 dB e variando-se r_{GB} de 3 a 14 dB. Os resultados das destas simulações são ilustrados pela Figura 17. Neste caso, nota-se que $\rho_{superior}$ e $\rho_{inferior}$ mantêm-se constantes e iguais aos valores de r_p , enquanto $\rho_{intermediário}$ cresce proporcionalmente ao valor de r_{GB} . Isto acontece porque os valores assumidos para r_p são sempre menores ou iguais a r_{GB} , o que impõe a condição $P_{10} \geq P_{01}$, que por sua vez está relacionada às Equações (3.11)-(3.13) do Capítulo 3. Novamente houve uma boa concordância entre as simulações e o modelo matemático, com diferença máxima de 0.9 dB.

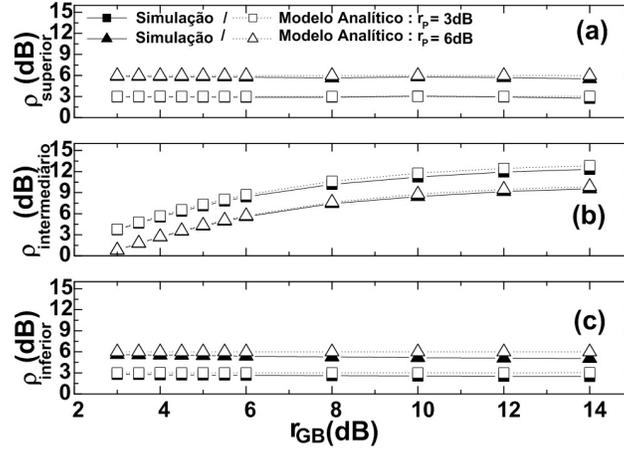


Figura 17 – RERs dos sinais quaternários em função de r_{GB} .

4.1.2 Propagação do Sinal Quaternário

Para que fosse estimada a degradação sofrida pelos sinais quaternários após a propagação por alguns quilômetros de fibra, algumas simulações foram realizadas, utilizando o mesmo esquema ilustrado na Figura 12. Neste caso, o bombeio foi modulado por uma seqüência pseudo-aleatória de *bits*, com 1024 amostras, a taxa de 2.5 Gb/s, com potência média P_B fixa em 80 mW. Variou-se também a razão de extinção do bombeio r_B , de maneira a obter r_{GB} 4.0, 5.0, 6.0 e 7.0 dB. Já o sinal de prova, foi modulado por outra seqüência pseudo-aleatória de *bits* a uma taxa de 10 Gb/s, com 4096 amostras, com potências médias P_p iguais a 4.0, 6.0 e 8.0 dBm e a razão de extinção r_p foi mantida constante em 10 dB.

Para simular a propagação dos sinais quaternários, utilizou-se o esquema de simulação ilustrado na Figura 18. Para todos os sinais quaternários gerados a potência média foi ajustada, por meio de um atenuador óptico variável, em 0 dBm. Em seguida os sinais quaternários foram propagados por 50 km de fibra óptica monomodo padrão, com coeficiente de atenuação $\alpha_{padrão} = 0.20$ dB/km, coeficiente de não-linearidade $\gamma_{padrão} = 1.3$ (Wkm)⁻¹, dispersão $D_{padrão} = 16$ ps/nm/km e inclinação da dispersão $S_{0padrão} = 0.80$ ps/nm²/km. Após os 50 km de fibra padrão, o sinal foi passado por uma fibra de compensação de dispersão (DCF, *Dispersion Compensation Fiber*) de comprimento $L_{DCF} = 9.10$ km com $\alpha_{DCF} = 0.60$ dB/km, $\gamma_{DCF} = 5.35$ (Wkm)⁻¹, Dispersão $D_{DCF} = -90$ ps/nm/km e $S_{0padrão} = 0.21$ ps/nm²/km. Neste ponto o sinal foi pré-amplificado e dividido em duas partes por meio de um acoplador de 3 dB. A primeira parte foi filtrada e analisada, enquanto a

segunda parte seguiu por mais 50 km de fibra padrão. Este processo se repetiu até ser alcançada a distância de 500 km.

Como o computador utilizado nas simulações não dispunha de memória suficiente para realizar as simulações com o número de amostras citadas acima, de uma só vez, foi necessário dividir cada simulação em quatro rodadas, cada uma delas com 256 amostras do sinal de bombeio e 1024 amostras do sinal de prova. Então, realizaram-se 12 rodadas de simulações para os casos $P_B = 80 \text{ mW}$ $P_P = 4.0, 6.0 \text{ e } 8.0 \text{ dBm}$ $r_{GB} = 4 \text{ dB}$ $r_p = 10 \text{ dB}$, totalizando 48 rodadas com um tempo de simulação igual a 72 horas. Os gráficos foram traçados e analisados com o auxílio do software *Origin 6.0*, e o tempo médio gasto neste processo foi de 300 horas.

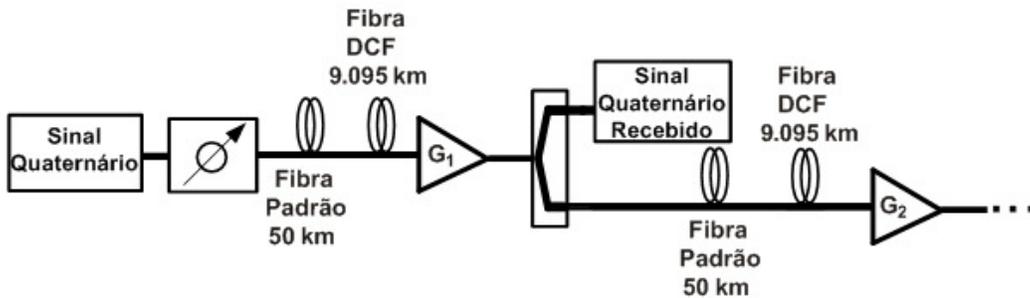


Figura 18 – Esquema de simulação utilizado para avaliar a propagação dos sinais quaternários.

As Figuras 22 (a), (b) e (c) ilustram três diagramas de olhos para os valores de $r_p = 10 \text{ dB}$, $r_{GB} = 4 \text{ dB}$, $P_B = 80 \text{ mW}$ e P_P iguais a 4.0, 6.0 e 8.0 dBm, respectivamente. As Figuras 23, 24 e 25 também foram obtidas com os mesmos valores de r_p , P_B e P_P , entretanto, neste caso, os valores de r_{GB} foram 5.0, 6.0 e 7.0 dB, respectivamente.

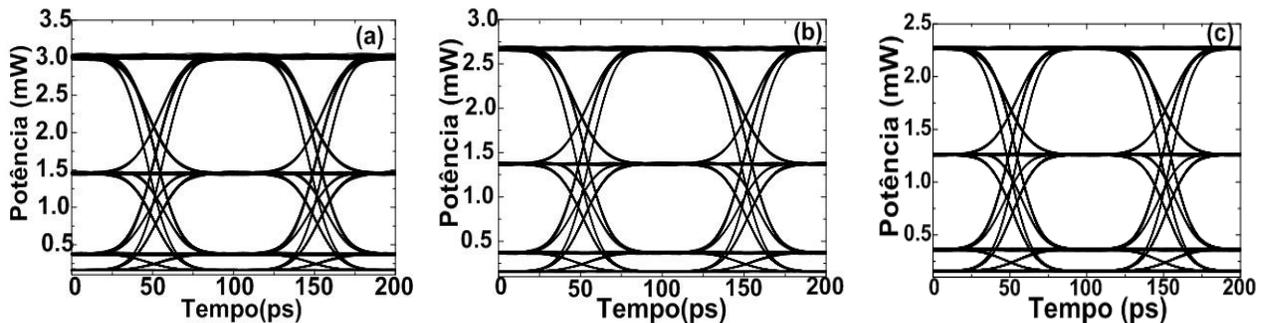


Figura 19 – Diagrama de olho para o sinal quaternário para $r_p = 10 \text{ dB}$, $r_{GB} = 4 \text{ dB}$, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.

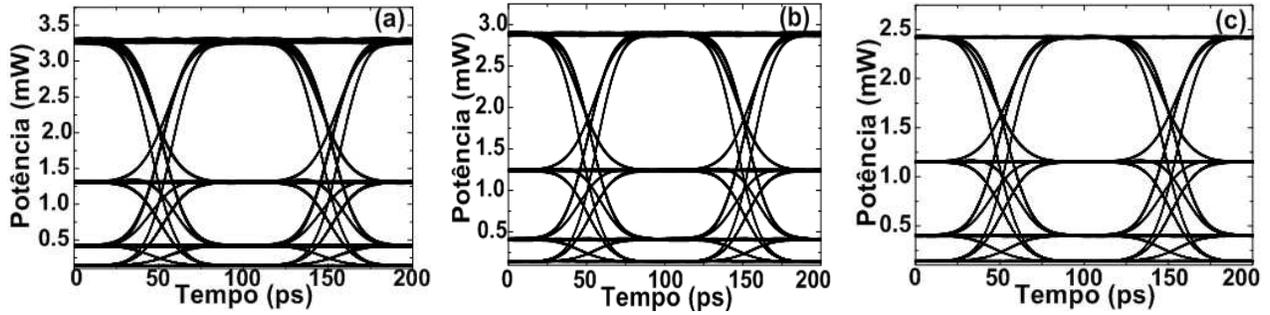


Figura 20 – Diagrama de olho do sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{GB} = 5$ dB, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.

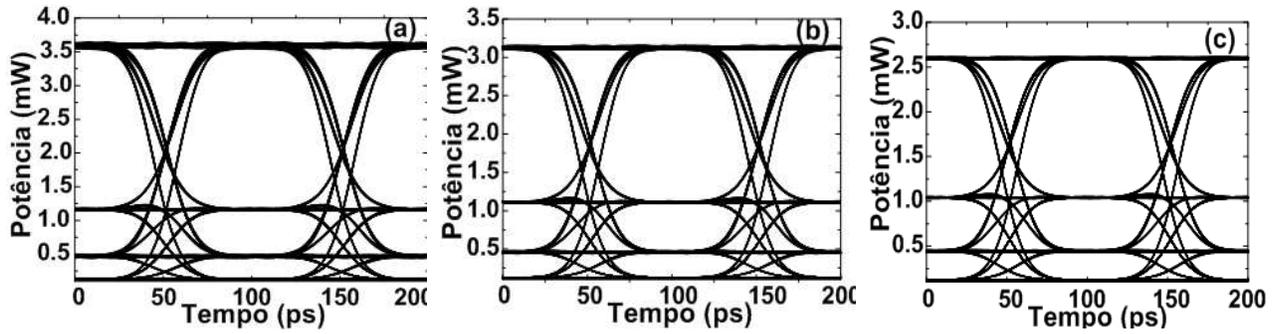


Figura 21 Diagrama de olho do sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{GB} = 6$ dB, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.

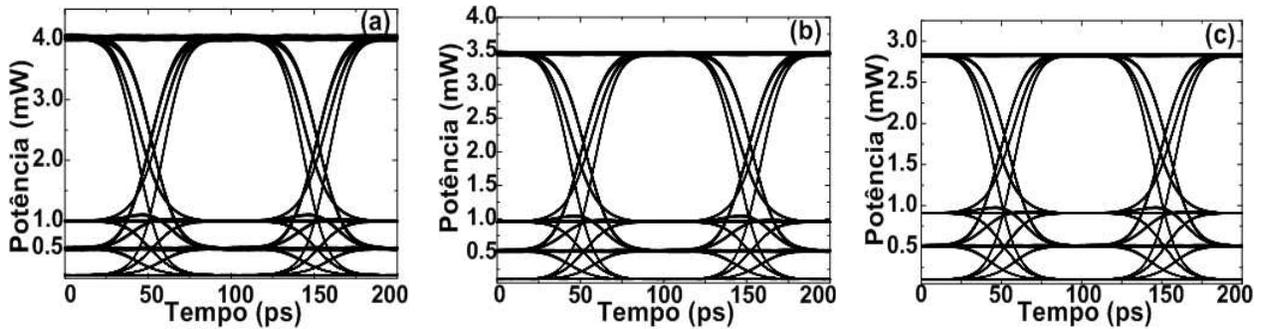


Figura 22 – Diagrama de olho do o sinal quaternário para $r_P = 10$ dB, $r_{GB} = 7$ dB, e $P_P =$ (a) 4, (b) 6, and (c) 8 dBm.

Por meio da utilização das equações abaixo, pode-se calcular os valores dos fatores Q a cada 50 km do enlace apresentado na configuração ilustrada pela Figura 18.

$$q_{superior} = \left(\frac{i_3 - i_2}{\sigma_3 + \sigma_2} \right) \quad (4.3)$$

$$q_{intermediário} = \left(\frac{i_2 - i_1}{\sigma_2 + \sigma_1} \right) \quad (4.4)$$

$$q_{inferior} = \left(\frac{i_1 - i_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \right) \quad (4.5)$$

A partir dos valores dos fatores Q foi possível estimar os valores da taxa de erro de bit para os sinais de bombeio e prova a cada 50 km. Tomando como referência a condição $G_L^0 P_p^1(0) \geq G_L^1 P_p^0(0)$, ou seja, $P_{10} \leq P_{01}$, a taxa de erro de bit (BER, *Bit Error Rate*) tanto para o sinal de bombeio quanto para o sinal de prova podem ser estimadas por ^[86]

$$BER_{Bombeio} = \frac{1}{3} (Q(q_{superior}) + Q(q_{intermediário}) + Q(q_{inferior})) \quad (4.6)$$

$$BER_{Prova} = Q(q_{intermediário}) \quad (4.7)$$

sendo $Q(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-x^2/2) dx$.

Os resultados ilustrados pelas Figuras 26 (a) e (b) são referentes aos diagramas de olho gerados e ilustrados anteriormente pelas Figuras 22 (a), (b) e (c). Estabelecendo 300 km como uma distância de referência, obteve-se $BER_{Bombeio} = 5.5 \cdot 10^{-11}$ para o bombeio quando $P_p = 8 dBm$. É possível notar também o diagrama de olho bem aberto, mas já com algum ruído adicional.

Já para o sinal de prova, ainda referente aos olhos gerados nas Figuras 22 (a), (b) e (c), os valores obtidos foram semelhantes. Entretanto, o melhor valor encontrado, foi $BER_{Prova} = 3.76 \cdot 10^{-14}$ quando $P_p = 4 dBm$ em 500 km. Também é possível verificar o diagrama de olho¹ para este ponto já bastante degradado, resultado do acúmulo de ruído ao longo do enlace.

Tomando como referência os valores de BER encontrados em ambos os gráficos, pode-se notar uma diferença significativa entre os resultados simulados encontrados para o sinal de bombeio e de prova em função da distância percorrida. Isto pode ser explicado pelo cálculo da taxa de erro de *bit* para cada um dos sinais, ou seja, a $BER_{Bombeio}$ depende dos diagramas de olho superior, intermediário e inferior presentes no sinal quaternário, enquanto que o sinal de prova dependerá apenas do diagrama de olho intermediário. O mesmo comportamento ocorre nos resultados ilustrados pelas Figuras 27 (a) e (b), referentes à propagação dos olhos ilustrados nas

1 Neste trabalho designa-se o fator q como o argumento da função Q(x). As variáveis q_y representam o fator q relacionado ao diagrama de olho associado à variável y.

Figuras 23 (a), (b) e (c). Nestes casos, $BER_{\text{Bombeio}} = 5.75 \cdot 10^{-15}$ quando $P_p = 8\text{dBm}$, em 300 km e $BER_{\text{Prova}} = 5.54 \cdot 10^{-13}$ quando $P_p = 8\text{dBm}$ em 400 km.

Pode-se verificar que ocorreu um aumento da taxa de erro de *bit* para o sinal de prova quando $r_{\text{CB}} = 5\text{dB}$, em relação ao caso em que $r_{\text{CB}} = 4\text{dB}$. Isto é explicado devido à aproximação entre o terceiro e o segundo níveis dos sinais quaternários. Nestas condições quanto maior for o valor de r_{CB} , mais próximo o terceiro nível estará do segundo nível. Tal comportamento pode ser verificado nas Figuras 22, 23, 24, 25 (a), (b) e (c).

Já nos resultados ilustrados nas Figuras 28 (a) e (b), referentes à propagação dos diagramas de olho das Figuras 24 (a), (b) e (c), apresentaram $BER_{\text{Bombeio}} = 1.26 \cdot 10^{-12}$ e $BER_{\text{Prova}} = 3.78 \cdot 10^{-12}$ para $P_p = 4\text{dBm}$ em 300 km. Em ambos os casos $r_{\text{CB}} = 6\text{dB}$, o que aproxima ainda mais o terceiro do segundo nível dos olhos analisados. Desta forma, o fator $q_{\text{intermediário}}$ torna-se determinante para o cálculo da taxa de erro de *bits* para o sinal de bombeio e de prova.

Tal comportamento é confirmado nos resultados simulados ilustrados pelas Figuras 29 (a) e (b), referentes à propagação dos sinais cujos olhos são ilustrados pela Figuras 25 (a), (b) e (c). Neste caso, $r_{\text{CB}} = 7\text{dB}$ e as taxas de erro de *bits* aumentam drasticamente para ambos os sinais, $BER_{\text{Bombeio}} = 4.5 \cdot 10^{-4}$ e $BER_{\text{Prova}} = 1.40 \cdot 10^{-3}$ em 400 km. Pode-se justificar novamente tal comportamento pela aproximação do terceiro e segundo níveis dos diagramas de olho analisados na simulação. Isto pode ser visualizado por meio dos diagramas de olhos inseridos nas Figuras 29 (a) e (b).

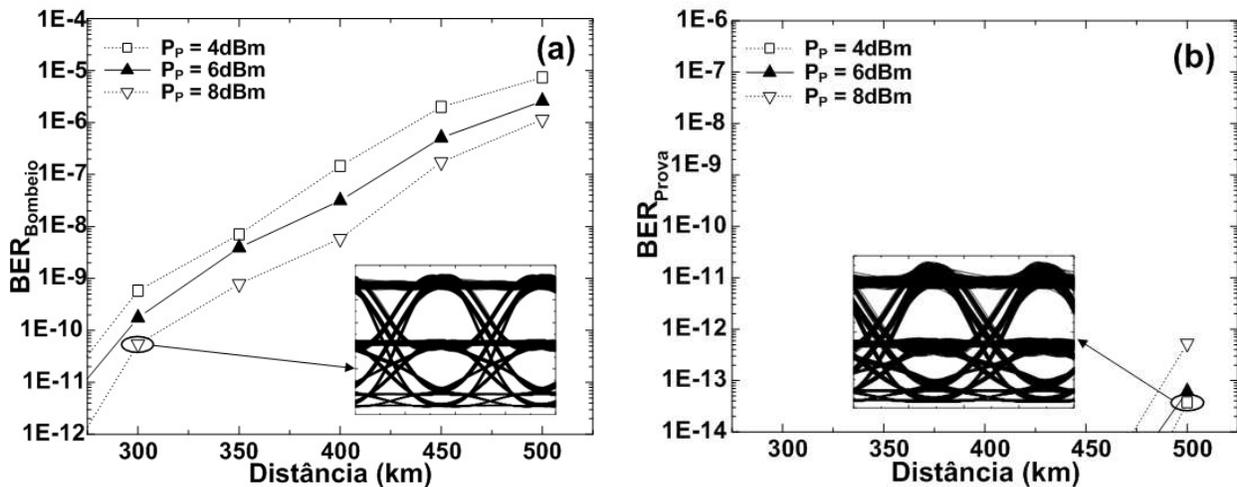


Figura 23 – BER em função da distância para $r_p = 10\text{ dB}$ e $r_{\text{CB}} = 4\text{ dB}$: (a) bombeio e (b) prova.

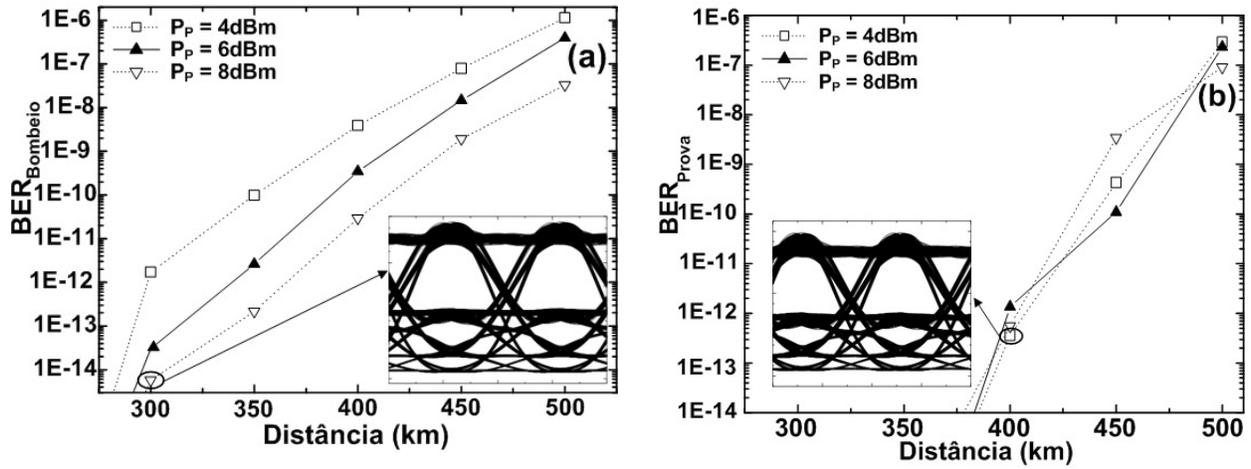


Figura 24 – BER em função da distância para $r_p = 10\text{ dB}$ and $r_{GB} = 5\text{ dB}$: (a) bombeio e (b) prova.

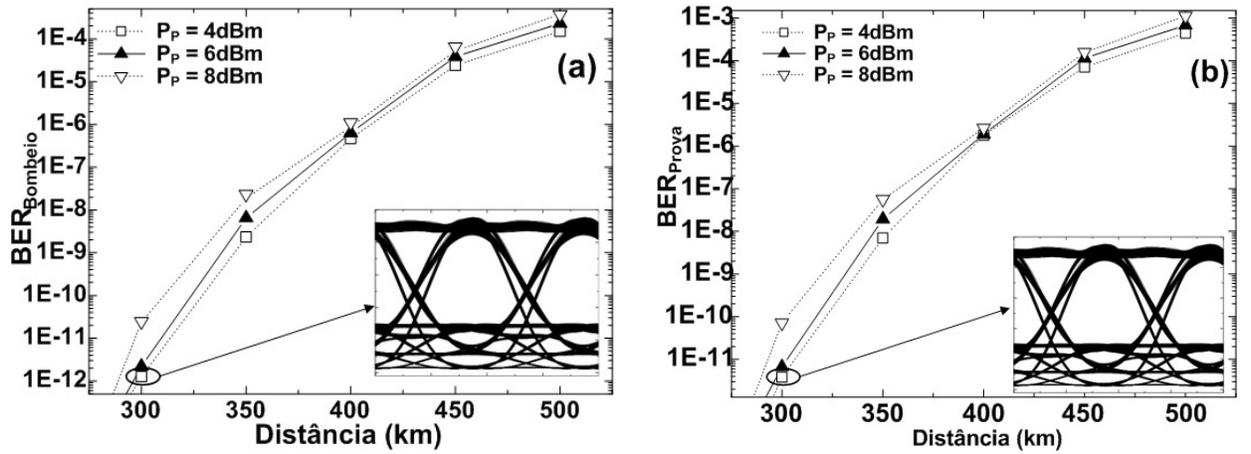


Figura 25 – BER em função da distância para $r_p = 10\text{ dB}$ e $r_{GB} = 6\text{ dB}$: (a) bombeio e (b) prova.

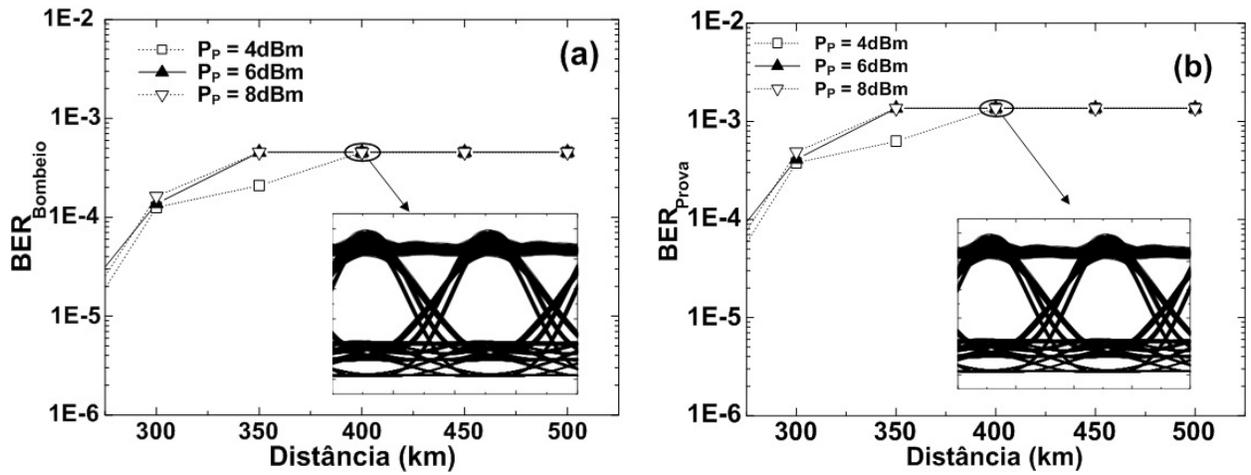


Figura 26 – BER em função da distância para $r_p = 10\text{ dB}$ e $r_{GB} = 7\text{ dB}$: (a) bombeio e (b) prova.

4.2 Experimentos

4.2.1 Geração do Sinal Quaternário

A Figura 27 ilustra a montagem experimental para a geração dos sinais quaternários. Os sinais de bombeio e de prova foram sintonizados respectivamente, nos comprimentos de onda $\lambda_B = 1553.48 \text{ nm}$ e $\lambda_P = 1552.20 \text{ nm}$. Inicialmente, a intenção era utilizar taxas de 10 Gb/s, com sinais no formato NRZ modulados externamente por duas seqüências de *bits* pseudo-aleatórias. Entretanto, os moduladores externos disponíveis em nossos laboratórios, não permitiam o controle preciso das razões de extinção de sinais binários. Então, foram utilizados dois *lasers* que permitiam modulação direta até 2.5 Gb/s e o controle preciso das taxas de extinção dos sinais binários de entrada. Estes lasers foram modulados com sinais provenientes de um gerador de *bits*, o qual era capaz de prover taxa de transmissão máxima de 1 Gb/s. Como a resposta da amplificação paramétrica é em torno de alguns femtosegundos ^[82] a técnica também é válida para taxas mais elevadas.

Para evitar o efeito de espalhamento estimulado de Brillouin ^[92] o sinal de bombeio teve sua largura de linha aumentada por meio da modulação de sua fase com três frequências de rádio (241 MHz, 601 MHz e 983 MHz). Após a modulação da fase do sinal de bombeio, este foi amplificado por intermédio do amplificador EDFA1 e em seguida filtrado pelo filtro óptico passa-faixa OBPF1, com o objetivo de rejeitar o ruído amplificado de emissão espontânea (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*). Controladores de polarização (PC, *Polarization Controller*) foram utilizados para alinhar os estados de polarização de ambos os sinais. Os sinais de bombeio e de prova foram acoplados a uma fibra óptica de dispersão deslocada (DSF, *Dispersion-Shift Fiber*) por meio de um acoplador direcional 10/90. Os valores de potências médias dos sinais de bombeio e de prova na entrada da fibra óptica foram 115 mW e 0.22 mW respectivamente.

A Fibra DSF apresenta como características: o comprimento $L = 7 \text{ km}$, atenuação $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$, comprimento de onda de dispersão nula $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, com variação $\Delta\lambda = 0.4 \text{ nm}$, inclinação da dispersão $S_0 = 0.074 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ km})$ e parâmetro de não-linearidade $\gamma = 2.1 \text{ (W.km}^{-1}\text{)}$. Na saída da DSF o sinal resultante foi filtrado pelo filtro óptico OBPF 2 amplificado novamente pelo

amplificador EDFA2 e filtrado pelo filtro OBPF3, e então o sinal foi analisado no analisador digital de sinais (DSA, *Digital Signal Analyzer*) e no analisador de espectro óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*).

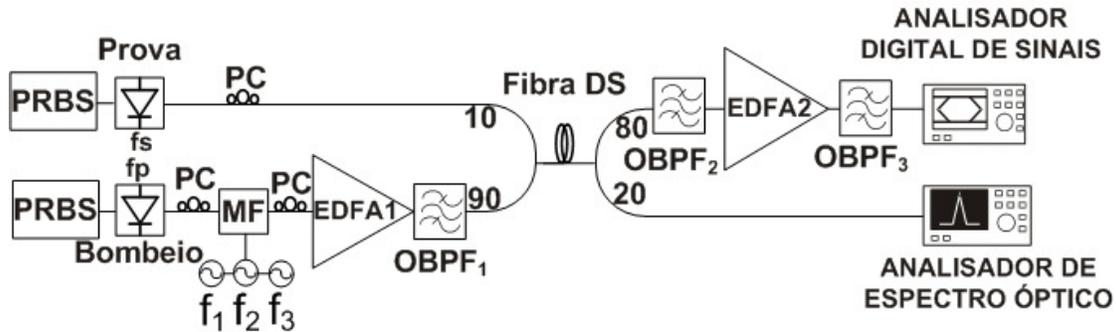


Figura 27 – Montagem experimental utilizada na geração do sinal quaternário.

O *software* LabVIEW 8.6 foi utilizado para converter os diagramas de olhos e espectros apresentados nas telas do DSA e do OSA em matrizes de dados, para que fosse possível traçá-los com o auxílio do *software* Origin 6.0. Alguns resultados experimentais também foram comparados com simulações realizadas no simulador *VPITransmissionMaker* 8.5 e com resultados analíticos obtidos com o auxílio do *software* Mathcad 14. É importante mencionar que as simulações foram calibradas a partir dos resultados experimentais.

4.2.2 Resultados *Back-to-Back* para o Sinal Quaternário

As Figuras 31 (a), (b) e (c) ilustram, respectivamente, os espectros dos sinais de bombeio e de prova na entrada da DSF, os espectros dos sinais de bombeio, de prova e o *idler* na da saída DSF e os espectros dos sinais de bombeio e de prova após o filtro OBPF3. Pode-se verificar na Figura 28 (b), que o sinal de prova, em $\lambda_p = 1552.20 \text{ nm}$ sofre uma atenuação de 3 dB, devido à sua propagação pela fibra DSF. Entretanto, o ganho fornecido pelo amplificador paramétrico não é essencial para a operação desta técnica, bastando que a interação paramétrica entre os sinais de bombeio e prova seja apreciável. A Figura 28 (c) ilustra que a relação sinal ruído óptica (OSNR) obtida é igual a 34.73 dB.

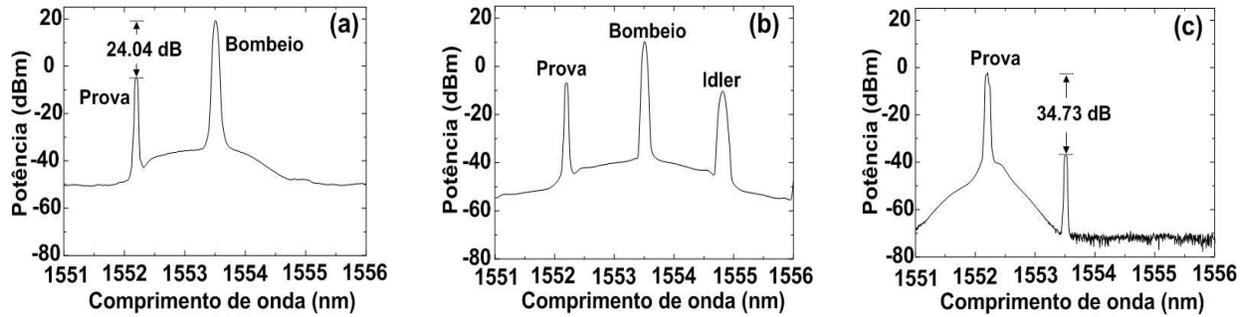


Figura 28 – Espectros ópticos (a) entrada da fibra óptica, (b) na saída da fibra óptica (c) na saída do filtro OBPF 3.

A Figura 29 ilustra a comparação entre os espectros experimental e simulado, na saída da fibra DSF. Pode-se verificar que para valores de potências maiores que -45 dBm, os sinais experimentais e simulados apresentam ótima concordância. Já para os valores de potências menores que -45 dBm ocorrem diferenças relacionadas ao perfil dos filtros ópticos utilizados no experimento e na simulação. A Figura 29 ainda ilustra que o sinal de prova está localizado na região do espectro onde o ganho paramétrico é máximo. Tal região do espectro foi escolhida no experimento para que a modulação de fase do bombeio, cuja finalidade é reduzir a degradação causada pelo retro-espalhamento de Brillouin, cause o mínimo de impacto no sinal quaternário [93]. Entretanto, como será mostrado adiante, mesmo assim a modulação de fase do bombeio ainda adiciona certo ruído ao sinal quaternário.

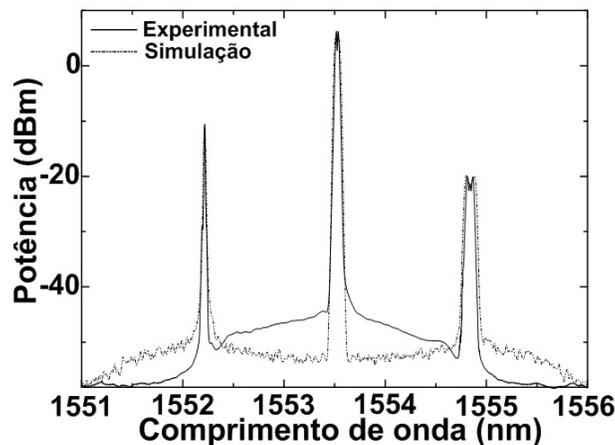


Figura 29 – Espectro experimental e simulado após DSF.

As Figuras 33 (a) e (b) ilustram as seqüências de *bits* dos sinais de bombeio e prova, antes da amplificação paramétrica. Já a Figura 30 (c) ilustra uma seqüência de símbolos, com quatro níveis de potência bem definidos, após a amplificação paramétrica. Tais seqüências foram obtidas para as razões de extinção do sinal de bombeio $r_B = 6 \text{ dB}$ e de prova $r_P = 2.6 \text{ dB}$.

Também nota-se a ótima concordância entre os sinais experimentais e os simulados. Ainda sobre a Figura 30 (c), nota-se que quando os sinais de bombeio e de prova transmitem simultaneamente *bits* “0” ou “1” obtêm-se o primeiro e o quarto níveis de potência do sinal quaternário. Já o caso onde o bombeio transmite o *bit* “0” e o sinal de prova o *bit* “1”, corresponde ao segundo nível de potência. Enquanto que o terceiro nível de potência é resultado da transmissão do *bit* “1” pelo bombeio e “0” pelo sinal de prova.

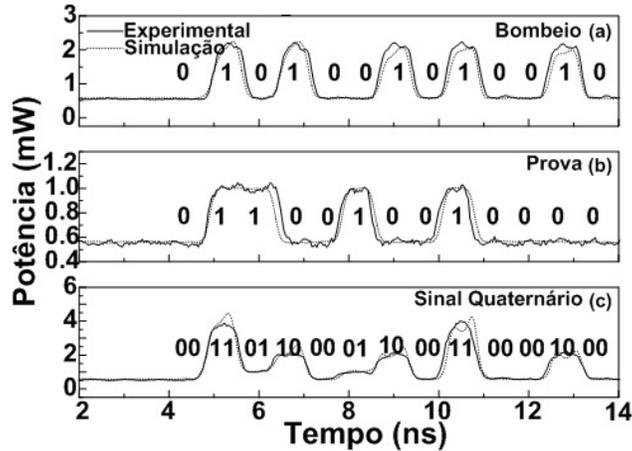


Figura 30 – Seqüências de *bits* (a) sinal de bombeio binário (b) sinal de prova binário e (c) sinal quaternário após a amplificação paramétrica.

A Figura 31 ilustra a relação entre a taxa de extinção do sinal de bombeio r_B e o fator de ganho da amplificação paramétrica do sinal de prova r_{GB} , para a DSF.

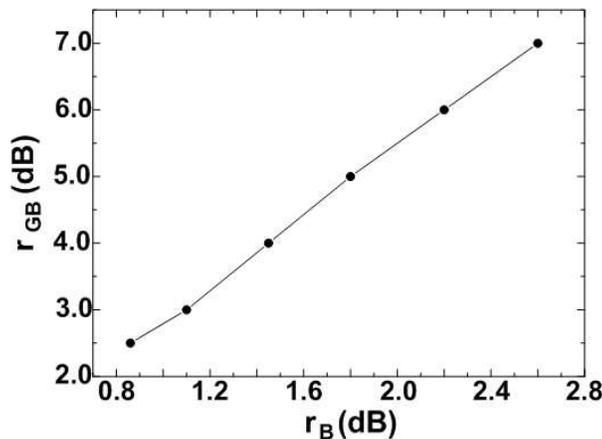


Figura 31 – Relação entre r_B e r_{GB} .

Os experimentos, cujos resultados são ilustrados pelas Figuras 35 (a) e (b) e pelas Figuras 36 (a) e (b) foram realizados com a finalidade de verificar o comportamento das razões de extinção relativa entre dois níveis consecutivos $\rho_{inferior}$, $\rho_{intermediário}$ e $\rho_{superior}$. Cada uma das figuras

foi gerada com valores de $r_{GB} = 4.0, 5.0, 6.0, 7.0 \text{ dB}$, variando-se a razão de extinção do sinal de prova de r_p de 1.2 até 9.0 dB.

Em todos os casos, verifica-se em cada uma das figuras, uma ótima concordância entre os resultados experimentais, resultados analíticos e simulados para $\rho_{inferior}$ e $\rho_{superior}$. Já para $\rho_{intermediária}$ quando $r_{GB} > 6 \text{ dB}$ ocorre uma concordância entre os resultados analíticos e simulados. Já em relação aos valores experimentais ocorre uma discrepância de até 1.4 dB. Uma vez que neste experimento a potência média é fixa, tal diferença é explicada pelo fato que quando r_{GB} é muito alto, $\rho_{inferior}$ é deslocado para níveis de potências em torno de -10 dBm. Estes níveis são comparáveis às potências geradas pela corrente de escuro do DSA, causando uma redução no valor medido de $\rho_{inferior}$. Pode-se verificar também, que em todos os casos o ponto mínimo de $\rho_{inferior}$ corresponde ao ponto em que $r_{GB} \approx r_p$. Neste caso, os terceiro e segundo níveis de potência serão iguais. Já para as regiões em que $r_{GB} \geq r_p$ e $r_{GB} < r_p$, correspondem às condições $P_{10} \geq P_{01}$ e $P_{10} \leq P_{01}$ respectivamente.

É importante explicar como r_p e r_{GB} foram medidos. Para medir r_p o sinal de bombeio foi desligado e manteve-se o sinal de prova ligado. Desta forma, foi possível verificar o valor r_p por meio do diagrama de olho apresentado no analisador digital de sinais utilizado na montagem ilustrada pela Figura 27.

Já r_{GB} foi medido mantendo-se os sinais de bombeio e de prova ligados, com sinal de bombeio modulado por uma seqüência de *bits* e com o sinal de prova não modulado. Desta forma em λ_p foi possível obter r_{GB} , devido a interação paramétrica, para um r_B previamente estabelecido. Observa-se que não foi necessário medir o valor de r_B .

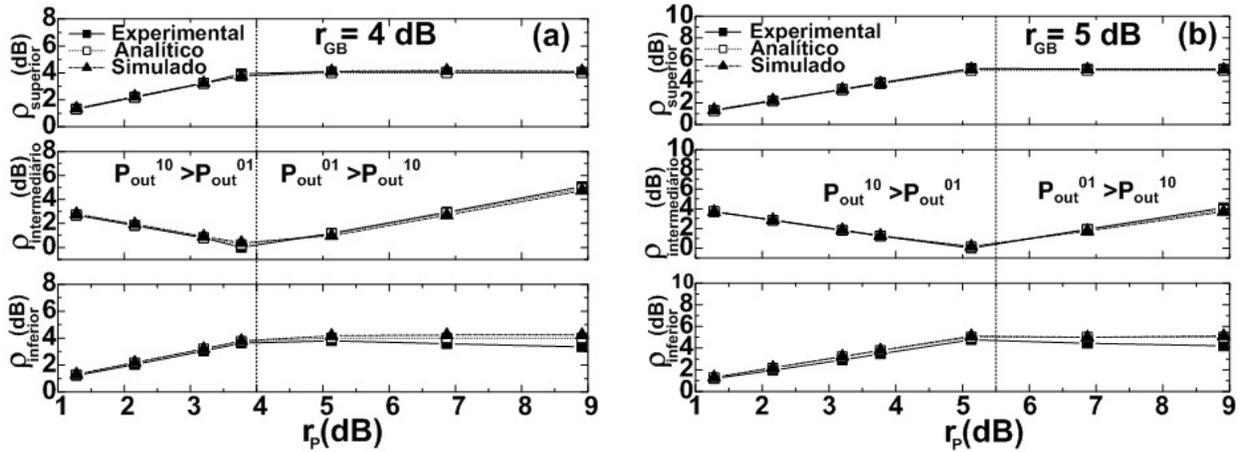


Figura 32 – Valores de ρ_{superior} , $\rho_{\text{intermediário}}$ e ρ_{inferior} para (a) $r_{GB} = 4$ dB (b) $r_{GB} = 5$ dB.

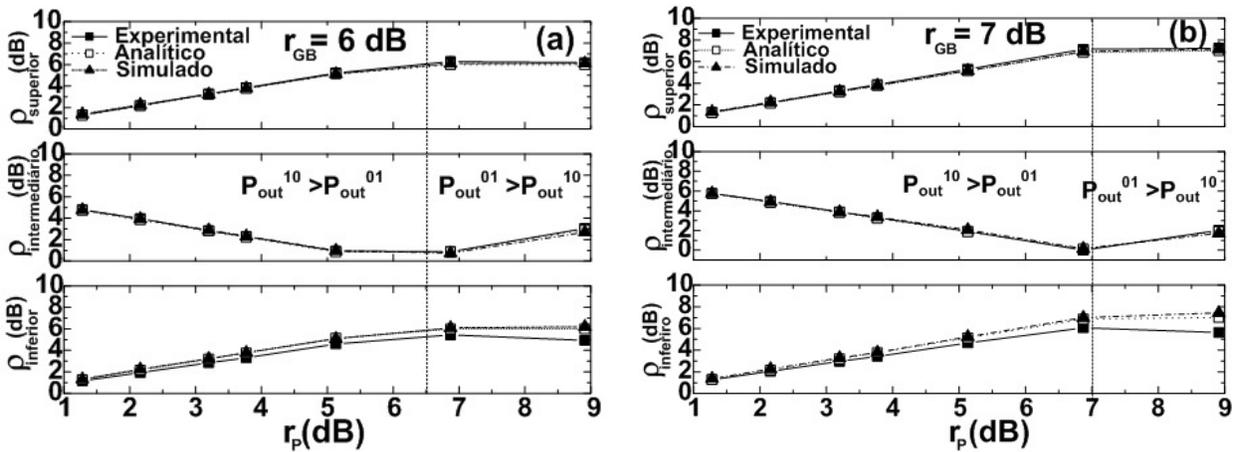


Figura 33 – Valores de ρ_{superior} , $\rho_{\text{intermediário}}$ e ρ_{inferior} para (a) $r_{GB} = 6$ dB e (b) $r_{GB} = 7$ dB.

Para confirmar o comportamento das distribuições dos níveis de potência dos sinais quaternários, realizaram-se os experimentos cujos resultados estão ilustrados pelas Figuras 37 (a), (b), (c). Neste caso os diagramas de olho foram obtidos para $r_{GB} = 4$ dB e $r_p = 2.2, 3.8, 6.9$ dB. Já as Figuras 38 (a), (b), (c) foram obtidos para os mesmos valores de r_p , entretanto, $r_{GB} = 5$ dB. Como mencionado anteriormente, os níveis de potência “00” e “11”, correspondem sempre ao primeiro e quarto níveis respectivamente.

No caso da Figura 34 (a), $r_{GB} = 4$ dB e $r_p = 2.2$ dB, portanto $r_{GB} > r_p$, “01” e “10” corresponderão respectivamente ao segundo e terceiro níveis de potência, desta forma satisfazendo a condição $P_{10} \geq P_{01}$. Conforme o valor de r_p aumenta, o terceiro nível de potência se aproxima do segundo, até o ponto em que $r_{GB} \approx r_p$ como ilustra a Figura 34 (b). Neste caso,

$r_{GB} = 4 \text{ dB}$ e $r_P = 3.8 \text{ dB}$, tendo-se, portanto, $P_{10} = P_{01}$. Este ponto é indicado pela linha vertical tracejada ilustrada em todas as figuras, e pode ser confirmado pela Figura 32(b).

Já a Figura 34 (c) ilustra a situação em que $r_{GB} = 4 \text{ dB}$ e $r_P = 6.9 \text{ dB}$ ($r_{GB} < r_P$) satisfazendo a condição em que $P_{10} \leq P_{01}$. Neste caso ocorre uma troca na distribuição dos níveis de potência, ou seja, o nível correspondente a “01” passa a ser o terceiro nível enquanto que “10” corresponderá ao segundo nível de potência.

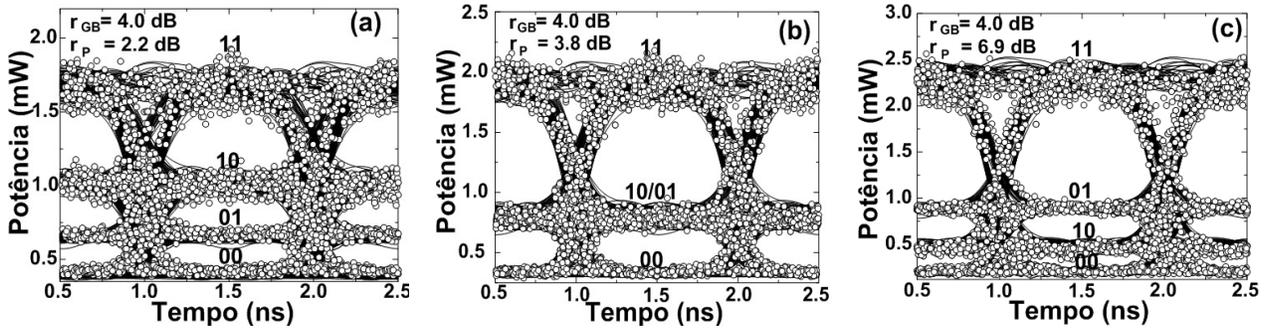


Figura 34 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_{GB} = 4 \text{ dB}$ e (a) $r_P = 2.2 \text{ dB}$, (b) $r_P = 3.8 \text{ dB}$, (c) $r_P = 6.9 \text{ dB}$.

Os resultados dos experimentos ilustrados nas Figuras 38 (a), (b) e (c), apresentaram o mesmo comportamento, explicado no experimento anterior. Entretanto, neste caso, o ponto no qual $r_{GB} \approx r_P$, ocorre para $r_{GB} = 5 \text{ dB}$ e $r_P = 5.1 \text{ dB}$, como ilustrado pela Figura 33 (a).

Em todos os diagramas de olho apresentados, pode-se notar uma ótima concordância entre os valores experimentais, ilustrados pelos pontos, com os valores simulados, ilustrados pelas linhas por trás dos pontos, apresentadas em cada um dos diagramas de olho.

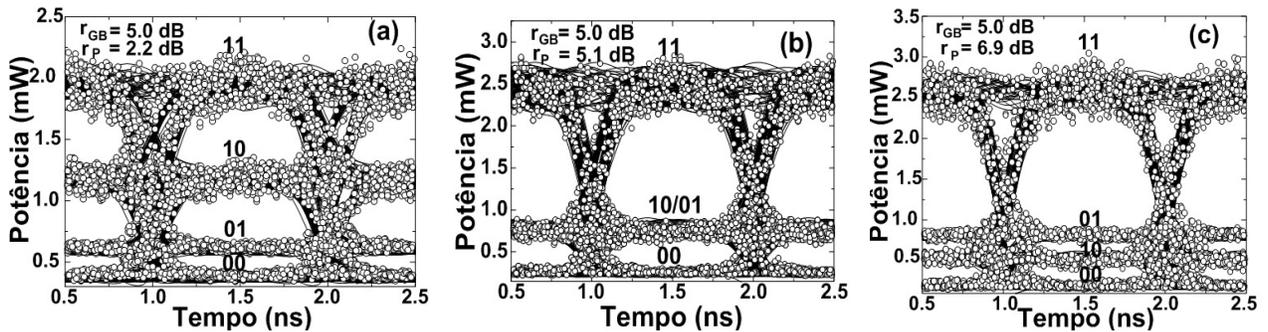


Figura 35 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_{GB} = 5 \text{ dB}$ e (a) $r_P = 2.2 \text{ dB}$, (b) $r_P = 5.1 \text{ dB}$, (c) $r_P = 6.9 \text{ dB}$.

4.2.3 Resultados de Propagação para o Sinal Quaternário

Com a finalidade de verificar a degradação dos sinais quaternários após sua propagação por alguns quilômetros de fibra, utilizou-se a montagem experimental da Figura 27 para gerar um sinal quaternário com $r_B = 0.86 \text{ dB}$ ($r_{GB} = 2.5 \text{ dB}$) e $r_P = 4.4 \text{ dB}$. Também neste caso os resultados experimentais foram comparados com simulações realizadas no simulador *VPItransmissionMaker 8.5* e com o auxílio do *software Origin 6.0* pôde-se sobrepor os diagramas de olho relativos aos resultados experimentais e às simulações.

Após a geração do sinal quaternário, tal sinal foi lançado em 75 km de fibra padrão, com a finalidade de verificar sua degradação. Neste experimento adotou-se $r_{GB} > r_P$, ($P_{10} \leq P_{01}$). Desta forma, pode-se estimar a taxa de erro de *bit* para o sinal de bombeio e prova por meio de

$$BER_{\text{Bombeio}} = \frac{1}{3} (Q(q_{\text{superior}}) + Q(q_{\text{intermediário}}) + Q(q_{\text{inferior}})), \quad (4.8)$$

$$BER_{\text{Bombeio}} = \frac{1}{3} (Q(q_{\text{superior}}) + Q(q_{\text{intermediário}}) + Q(q_{\text{inferior}})). \quad (4.9)$$

As Figuras 39 (a) e (b) ilustram respectivamente os digramas de olho dos sinais quaternários antes da propagação e após 75 km de propagação. É possível verificar nas duas Figuras, uma ótima concordância entre os resultados experimentais, representados pelos pontos, e os resultados de simulações apresentados pelas linhas.

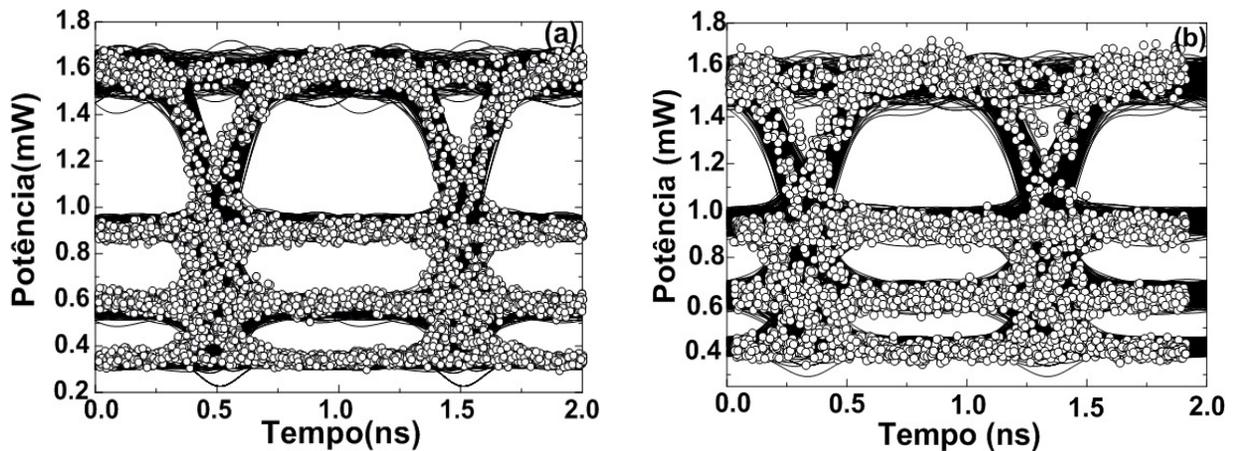


Figura 36 – Diagrama de olhos experimentais (círculos brancos) e simulados (linhas negras) para $r_P = 0.86 \text{ dB}$ ($r_{GB} = 2.5 \text{ dB}$) (a) antes da propagação e (b) após 75 km de propagação.

A Tabela 1 mostra os valores de $BER_{Bombeio}$ e BER_{Prova} para os diagramas de olho experimentais e simulados.

Tabela 1 – Valores da BER para sinais quaternários em 0 km e em 75 km.

	Antes da Propagação		Depois da Propagação	
	Experimental	Simulação	Experimental	Simulação
$BER_{Bombeio}$	$1.1 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{-14}$	$7.4 \cdot 10^{-12}$	$3.2 \cdot 10^{-12}$
BER_{Prova}	$8.0 \cdot 10^{-14}$	$4.8 \cdot 10^{-14}$	$7.6 \cdot 10^{-12}$	$2.8 \cdot 10^{-12}$

4.2.4 Geração do Sinal Ternário

A Figura 37 ilustra a montagem experimental utilizada na geração dos sinais ternários para diferentes valores de r . Os sinais de bombeio e de prova foram sintonizados respectivamente, nos comprimentos de onda $\lambda_b = 1559.02nm$ e $\lambda_p = 1551.42nm$. Para que os sinais ternários fossem gerados corretamente houve a necessidade dos sinais de bombeio e de prova possuírem o mesmo tempo de subida. Além disso, havia também a necessidade de satisfazer a condição 1 apresentada na Seção 3.3, que diz que a taxa de transmissão do sinal de prova deve ser N vezes maior que a taxa de transmissão do sinal de bombeio, sendo N inteiro e maior que 2. Para satisfazer ambas as condições simultaneamente para o valor escolhido de $N=4$, cada *bit* do sinal de bombeio foi repetido quatro vezes. A intenção inicial era utilizar taxas de 10 Gb/s, com sinais no formato NRZ modulados externamente por duas seqüências de *bits* pseudo-aleatórias, a exemplo dos sinais quaternários. No entanto, o único gerador de bits, de nossos laboratórios, capaz de permitir a repetição de uma dada seqüência de bits operava a uma taxa de 1 Gb/s. Portanto nossos testes foram realizados a esta taxa. Deve-se lembrar que, como mencionado na geração dos sinais quaternários, a resposta da amplificação paramétrica é da ordem de alguns femtosegundos [82], e assim a geração de sinais ternários para taxas mais elevadas seria possível.

Para evitar o efeito de espalhamento estimulado de Brillouin o laser de bombeio teve sua largura de linha aumentada por meio da modulação de sua fase com duas frequências de rádio (601 MHz e 983 MHz) [58], [90]. Após a modulação da fase do laser de bombeio, este sinal é amplificado por intermédio do amplificador EDFA1 e em seguida filtrado pelo filtro óptico OBPF1, com o objetivo de rejeitar o ruído ASE amplificado de emissão espontânea.

Controladores de polarização foram utilizados para alinhar os estados de polarização de ambos os sinais. Os sinais de bombeio e de prova foram acoplados a HNL-DSF por meio de um acoplador direcional 10/90. A potência do sinal de bombeio na entrada da fibra óptica variou entre 9.3 e 10.8 dBm, para diferentes valores de r , enquanto o valor da potência do sinal de prova manteve-se fixo em, aproximadamente, -19.10 dBm (tais medidas foram obtidas por meio de um analisador de espectro óptico na resolução de 0.05 nm). A HNL-DSF apresenta como características: comprimento $L = 3 \text{ km}$, atenuação $\alpha = 0.83 \text{ dB/km}$, comprimento de onda de dispersão nula $\lambda_0 = 1555.35 \text{ nm}$, com variação $\Delta\lambda = 5 \text{ nm}$, inclinação da dispersão $S_0 = 0.017 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ km})$ e parâmetro de não-linearidade $\gamma = 9.1 \text{ (W.km}^{-1}\text{)}$. Na saída da fibra HNL-DSF o sinal resultante foi filtrado pelo filtro óptico OBPF2 amplificado novamente pelo amplificador EDFA2 e filtrado novamente pelo filtro OBPF3, e então o sinal foi transmitido ao DSA e ao OSA.

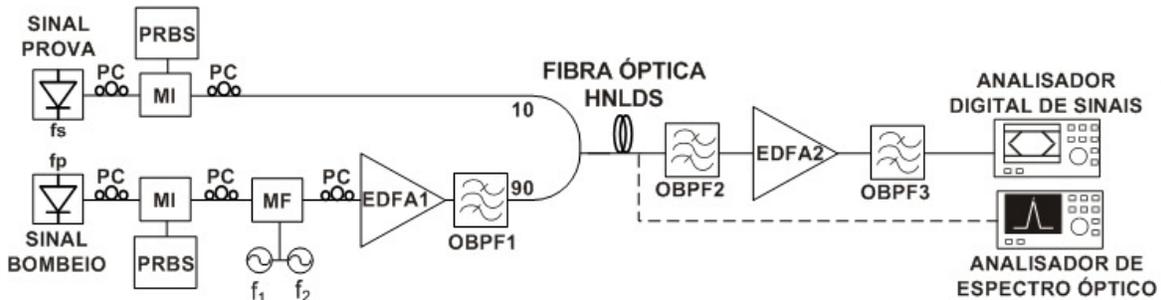


Figura 37 – Montagem experimental utilizada na geração dos sinais ternários.

A exemplo da montagem experimental ilustrada na Figura 27, utilizou-se o *software* LabVIEW 8.6 para converter os diagramas de olhos e espectros apresentados nas telas do DSA e do OSA em matrizes de dados, e com o auxílio do *software* Origin 6.0 foi possível traçar os diagramas de olho e espectros apresentados no trabalho. A Figura 38 ilustra uma foto da montagem experimental descrita acima.

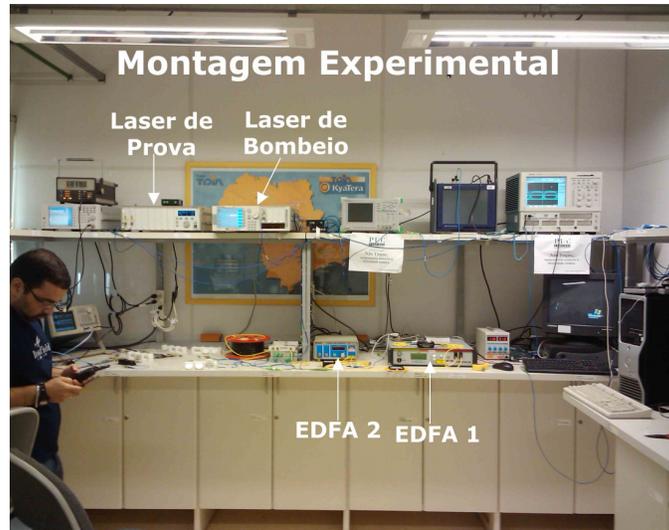


Figura 38 – Foto dos lasers e amplificadores utilizados na montagem experimental

Já a Figura 39 ilustra os moduladores de intensidade de niobato de lítio utilizados na modulação dos sinais de bombeio e de prova, o modulador de fase utilizado para aumentar a largura de linha do sinal de bombeio, e por fim, a fibra óptica HNL-DSF à qual os sinais de bombeio e prova foram acoplados. Todos utilizados na montagem descrita na Figura 37.



Figura 39 – Foto dos moduladores de amplitude e de fase, além da fibra HNL-DSF.

A Figura 40 destaca o diagrama de olho do sinal ternário obtido no DSA.

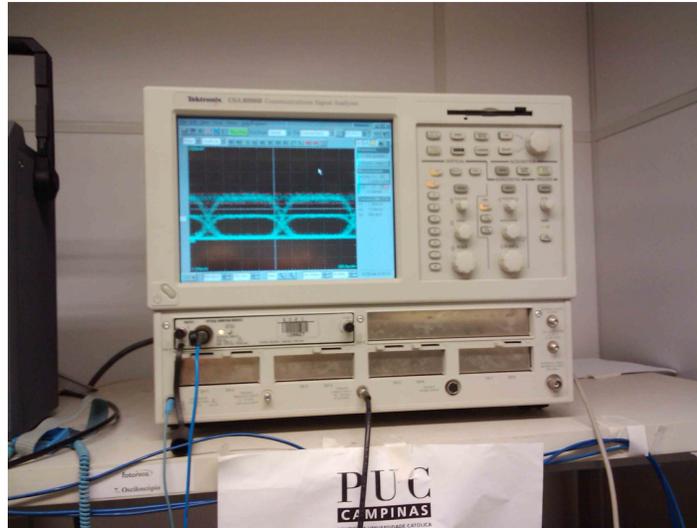


Figura 40 – Foto do DSA com o diagrama de olho do sinal ternário.

Os sinais ternários gerados foram lançados à rede óptica KyaTera, que é uma plataforma de testes, implementada pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP. Esta plataforma tem como objetivo a pesquisa de novos conceitos em redes ópticas, seus componentes e dispositivos, bem como para o desenvolvimento de novas aplicações da internet avançada [94]. Inicialmente os sinais ternários para diferentes valores de r , foram atenuados, para garantir uma potência média igual para todos os sinais, e por fim, foram lançados em um enlace de 40 km na rede KyaTera como ilustra a Figura 41.

No fim dos 40 km os sinais ternários foram amplificados novamente pelo EDFA3, para compensar 19 dB de perda acumuladas ao longo da propagação pela rede KyaTera, filtrados pelo filtro OBPF4 para eliminar ruído ASE residual. Adicionalmente utilizou-se um controlador de polarização dinâmico (DPC, *Dynamic Polarization Controller*), para evitar as variações do estado de polarização causadas pelo enlace da Rede KyaTera.

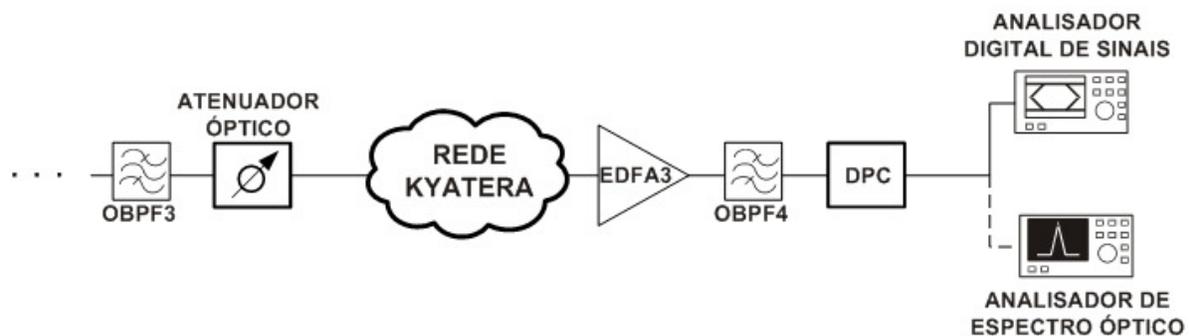


Figura 41 – Montagem experimental utilizada na propagação dos sinais ternários pela rede KyaTera.

A Figura 42 ilustra o bastidor da rede KyaTera, o EDFA3, o filtro OBPF4 e o controlador dinâmico de polarização apresentados na montagem experimental da Figura 44.

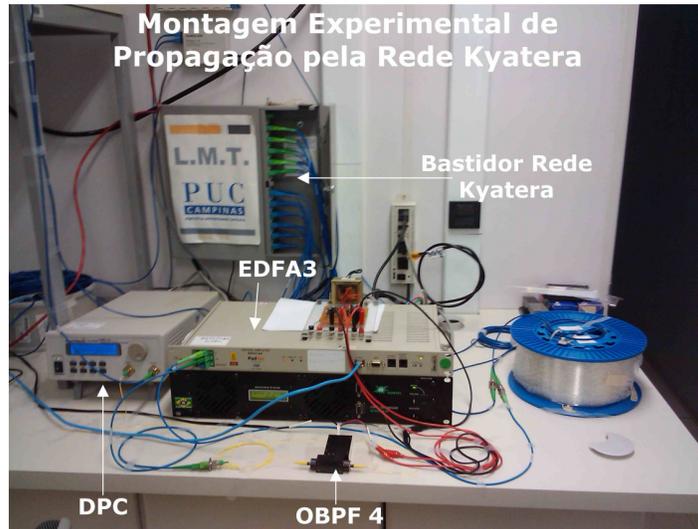


Figura 42 – Foto do bastidor da rede KyaTera e do amplificador EDFA 3.

Finalmente, após a propagação dos sinais ternários, utilizou-se um analisador de espectro óptico (OSA) para obter os espectros dos sinais envolvidos nos experimentos e um DSA para analisar os diagramas de olho e obter os fatores Q dos sinais ternários após a propagação.

4.2.5 Resultados *Back-to-Back* para o Sinal Ternário

A Figura 43 (a) ilustra os espectros dos sinais de bombeio, prova e *idler* na saída da fibra óptica HNL-DSF para os valores de r variando entre 1.5 e 5.0. Em todos os casos é possível verificar a geração dos sinais de *idler* em $\lambda_i = 1556.64nm$ e a relação sinal ruído óptica é aproximadamente 39 dB. A Figura 43 (b) ilustra as potências absolutas dos sinais de bombeio e prova também para os valores r citados anteriormente.

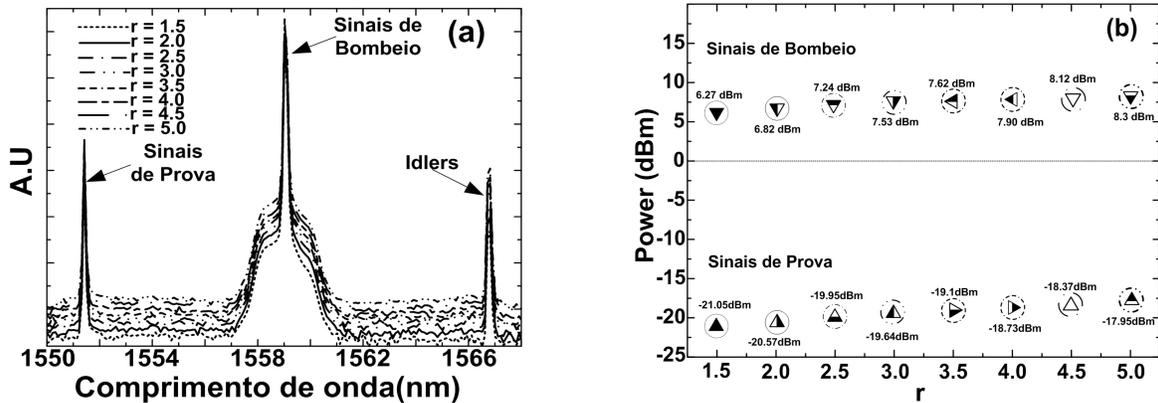


Figura 43 – (a) Espectros na saída da HNL-DSF (b) potência dos sinais de bombeio de prova em função de r .

Os ganhos *on-off* obtidos em função dos valores de r são ilustrados na Figura 44, podendo-se verificar que os ganhos mínimo e máximo são 0.55 e 3.67 dB, para os valores de $r = 1.5$ e 5, respectivamente. Nos amplificadores paramétricos convencionais é comum valores de ganhos bem mais elevados [76]. Entretanto, para a aplicação proposta neste trabalho, é necessário apenas que a interação paramétrica entre os sinais de bombeio e de prova (forte ou não) seja suficiente para a multiplexação dos dois sinais em um único sinal ternário.

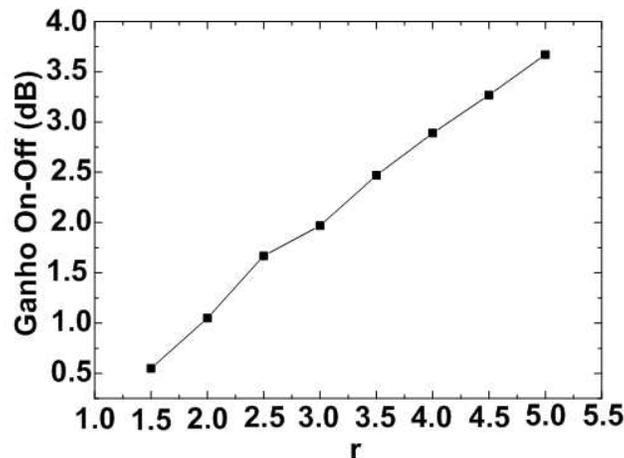


Figura 44 – Ganho On-Off em função de r .

A Figura 45 ilustra duas seqüências de *bits*, sendo (a) e (b) respectivamente os sinais de bombeio e prova na entrada da fibra HNL-DSF e (c) representa a seqüência de símbolos do sinal ternário resultante após o filtro óptico OBPF3. Como esperado, tal sinal apresenta três níveis bem definidos com $r = 2.5$.

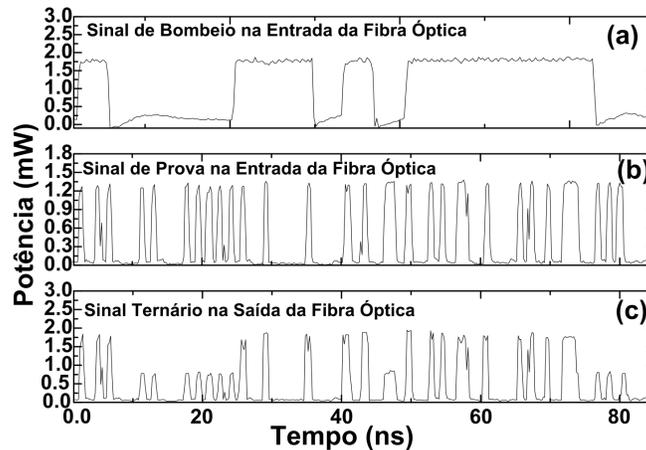


Figura 45 – Seqüências binárias (a) sinal de bombeio (b) sinal de prova (c) sinal quaternário para $r = 2.5$.

As Figuras 49 (a) e (b) ilustram, respectivamente, o diagrama de olho e o espectro do sinal de prova gerado a partir da montagem experimental ilustrada na Figura 37, para o sinal de bombeio desligado. Também, pode-se observar que a relação sinal ruído óptica atingida é de aproximadamente 38 dB.

Quando o sinal de bombeio modulado é ligado, verifica-se a geração do sinal ternário como ilustra a Figura 47 (a), além da geração do sinal de *idler* como pode ser visto na Figura 47 (b). Seguindo a teoria apresentada no Capítulo 3 deste trabalho, esperava-se que o nível de potência intermediário do sinal ternário fosse o mesmo do nível correspondente a um *bit* “1” do sinal de prova, apresentado na Figura 46 (a). Entretanto, verificou-se por intermédio do experimento apresentado nesta seção, que o nível intermediário do sinal ternário (1.3 mW) é 0.7 mW menor que o nível correspondente ao *bit* “1” do sinal de prova.

Tal diferença pode ser explicada da seguinte maneira; teoricamente, quando o sinal de bombeio transmite um *bit* “0”, sua potência seria zero, portanto, não haveria interação paramétrica com o sinal de prova e o nível de potência do sinal de prova seria preservado. Entretanto, experimentalmente o amplificador óptico EDFA1 amplifica a potência do sinal de bombeio associada ao *bit* “0” a um valor apreciável, o que proporciona a interação paramétrica entre os sinais. Como conseqüência, ocorre a geração do sinal de *idler*, que por sua vez causa a depleção dos sinais de bombeio e de prova. Desta forma, a potência do nível intermediário do sinal ternário diminui.

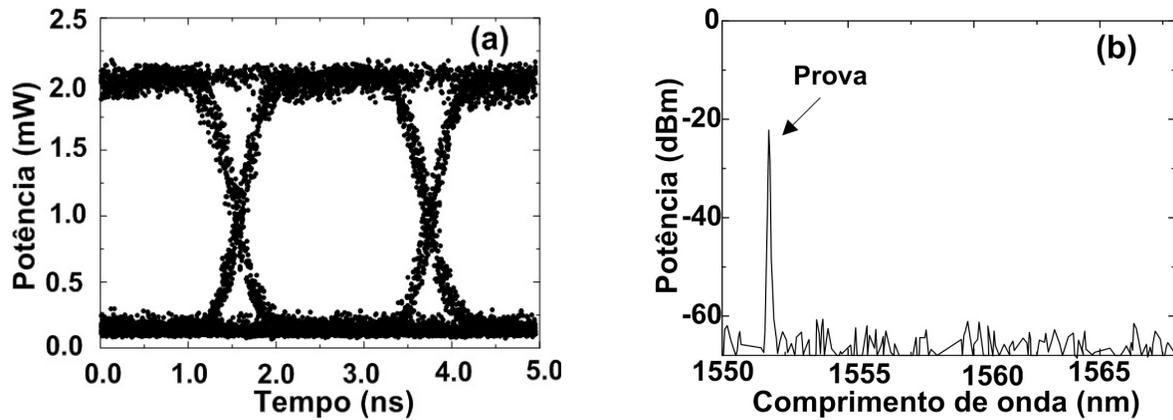


Figura 46 – Sinal de prova binário com o laser de bombeio desligado (a) diagrama de olho e (b) o espectro na saída da HNL-DSF.

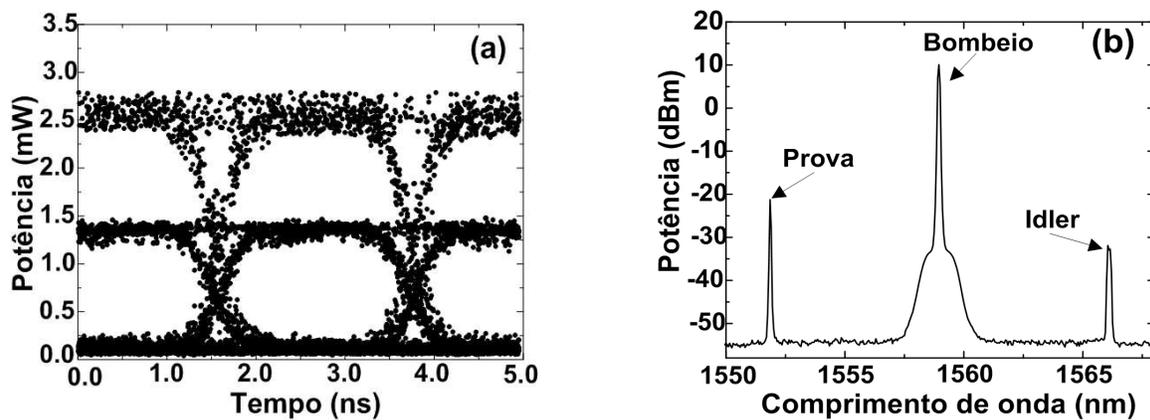


Figura 47 – Sinal ternário com laser de bombeio ligado (a) diagrama de olho (b) espectro na saída da HNL-DSF.

Para verificar tal comportamento, realizou-se um experimento no qual o laser de bombeio foi modulado por uma seqüência com apenas *bits* “0”, por meio da utilização de um modulador externo de niobato de lítio. Esperava-se o mesmo resultado da Figura 46 (a), uma vez que apenas *bits* “0” modularam o laser de bombeio. Entretanto, como ilustrado na Figura 48 (a), foi possível observar que o nível correspondente ao *bit* “1” do diagrama de olho teve sua potência diminuída de 2.0 mW para 1.5 mW. A Figura 48 (b) ilustra a geração do idler, confirmando, portanto, a depleção sofrida pelos sinais de bombeio e de prova.

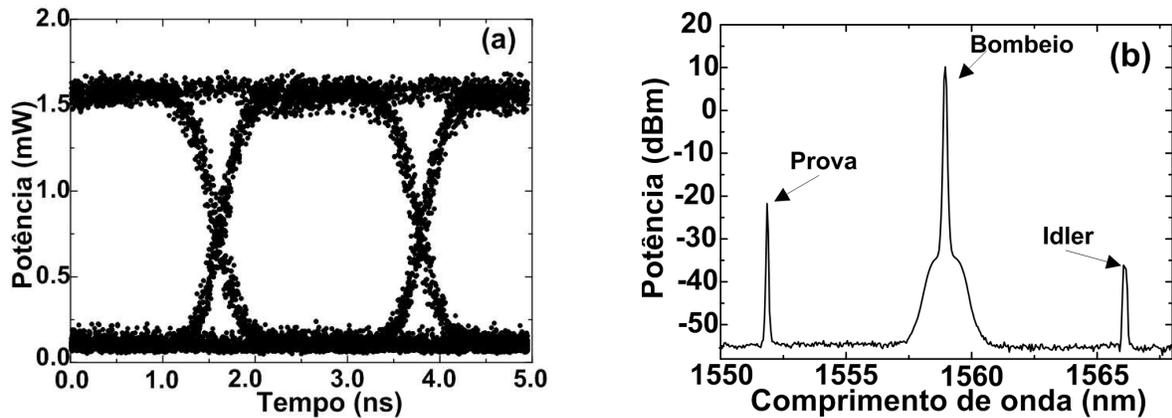


Figura 48 – Sinal de prova binário com o laser de bombeio ligado e alimentado apenas por *bits* "0" (a) diagrama de olho (b) espectro na saída da HNL-DSF.

A montagem experimental ilustrada pela Figura 37 foi utilizada na geração dos sinais ternários para alguns valores de r (2.0, 3.0, 3.5, 4.0, e 4.5), os quais são obtidos por meio do ganho do amplificador paramétrico. Tais ganhos são controlados pelo EDFA1. Desta forma, aumentando a corrente de bombeio do EDFA1, a potência do sinal de bombeio pode ser aumentada até que o ganho do amplificador paramétrico seja suficiente para prover o valor desejado de r .

As Figuras 52 (a), (b), (c), (d) e (e) ilustram os diagramas de olhos para os valores de r inicialmente citados, assim como a Figura 49 (f) ilustra os espectros dos sinais de prova e de bombeio para $r = 3.5$ e para uma relação sinal ruído óptica de 30.9 dB (após o filtro óptico OBPF3). Observa-se nas Figuras 52 (a), (b), (c), (d) e (e) a diminuição da potência do segundo nível dos sinais ternários que, como descrito anteriormente, é resultado da depleção sofrida por tais sinais. A maior variação de potência do segundo nível ocorreu para $r = 2$ e $r = 3$, ou seja, aproximadamente 0.5 mW. Já para valores de r maiores que 3, esta variação não foi maior que 0.25mW. É importante observar também que há um ruído adicional no terceiro nível dos sinais ternários, isto é causado pela modulação de fase utilizada para suprimir o espalhamento estimulado de Brillouin, como ilustrada na montagem experimental da Figura 37. Em ^[93] demonstrou-se que quando maior for o ganho de um amplificador paramétrico, o qual utiliza a modulação de fase do sinal de bombeio para suprimir Brillouin, maior será a variação de ganho deste amplificador. Conseqüentemente maior será o ruído adicionado ao nível superior de um sinal qualquer, amplificado pelo amplificador paramétrico.

No caso dos sinais ternários ocorre o mesmo processo, ou seja, quanto maior for o valor de r , maior será o ganho provido pelo amplificador paramétrico e conseqüentemente maior será a variação de ganho deste amplificador. Desta forma, tomando como referência a Equação (3.1), pode-se notar então que o ruído adicional no nível de potência '3' aumentará em função de r .

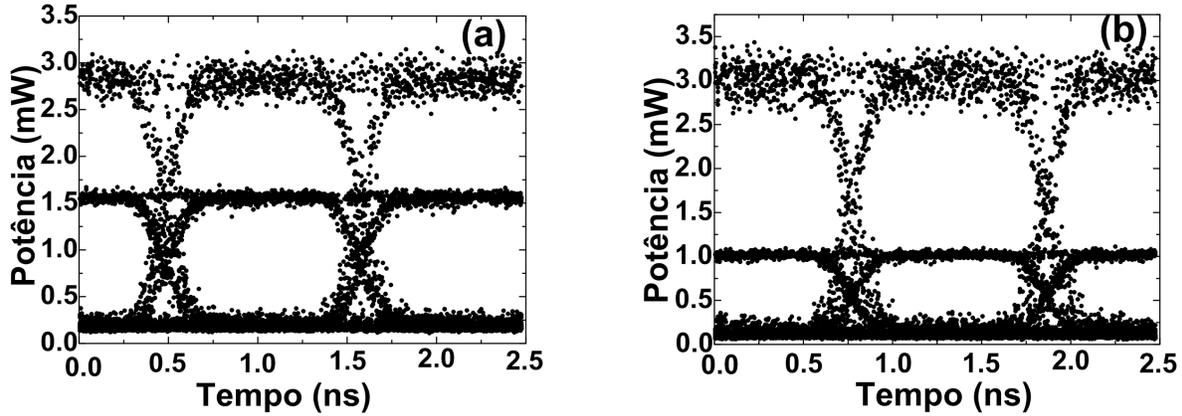


Figura 49 – Diagramas de olhos *back-to-back* dos sinais ternários para (a) $r=2.0$ e (b) $r=3.0$.

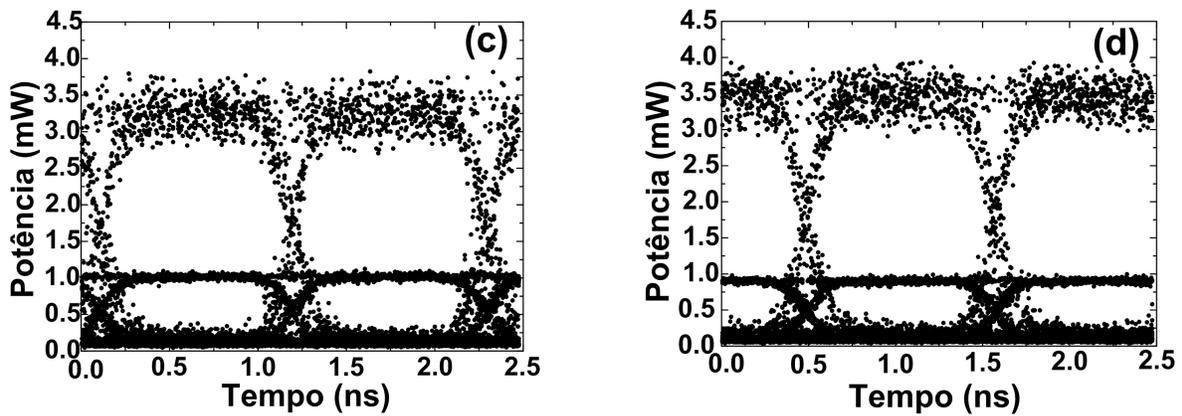


Figura 49 – Diagramas de olhos *back-to-back* dos sinais ternários para (c) $r=3.5$ e (d) $r=4.0$.

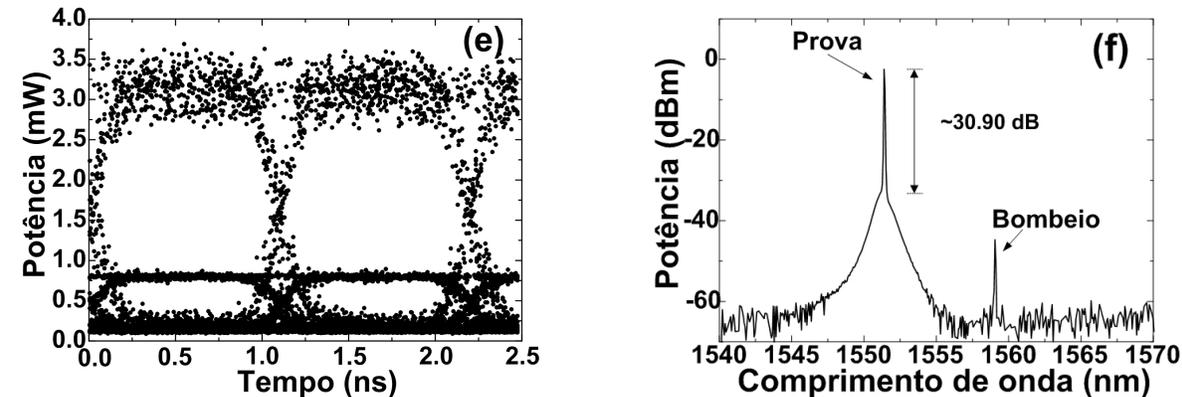


Figura 49 – Diagrama de olho *back-to-back* do sinal ternário para (e) $r=3.5$ e (f) Espectro para $r=3.5$ e OSNR = 30.90 dB.

4.2.6 Resultados de Propagação para o Sinal Ternário

Para analisar a propagação dos sinais ternários, para diferentes r (2.0, 3.0, 3.5, 4.0, e 4.5), geraram-se os sinais ternários por meio da montagem experimental ilustrada na Figura 37 e posteriormente tais sinais foram lançados na rede experimental KyaTera ^[94], como ilustra a Figura 41. Para garantir que a comparação entre os sinais ternários de diferentes r fosse justa, utilizou-se um atenuador óptico variável, com a finalidade de manter a potência média igual para todos os sinais, em aproximadamente, -1 dBm.

Os diagramas de olho para cada valor de r citados anteriormente são ilustrados nas Figuras 53 (a), (b), (c), (d) e (e). A Figura 53 (f) ilustra o espectro do sinal de prova e para $r = 3.5$ e para uma relação sinal ruído óptica de 26 dB (após o filtro óptico OBPF4), com uma variação de ± 1 dB para os outros valores de r .

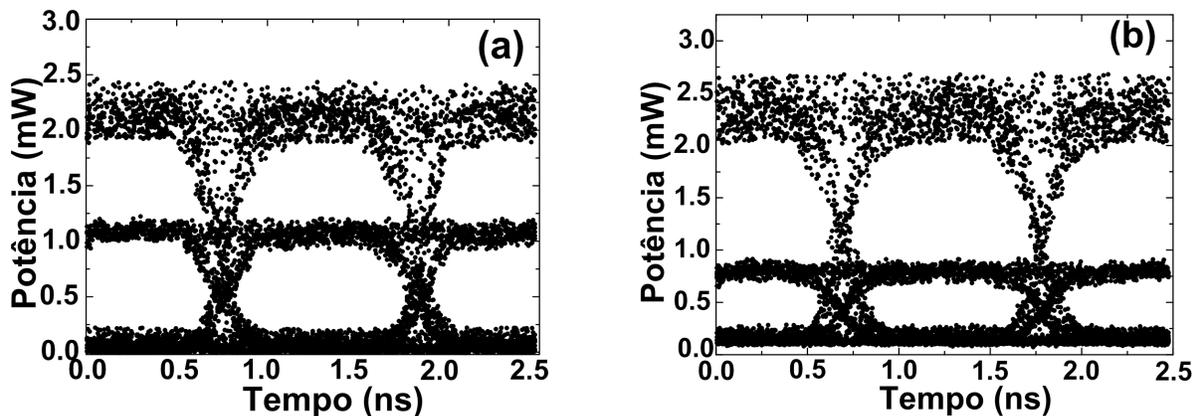


Figura 50 – Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (a) $r=2.0$ e (b) $r=3.0$.

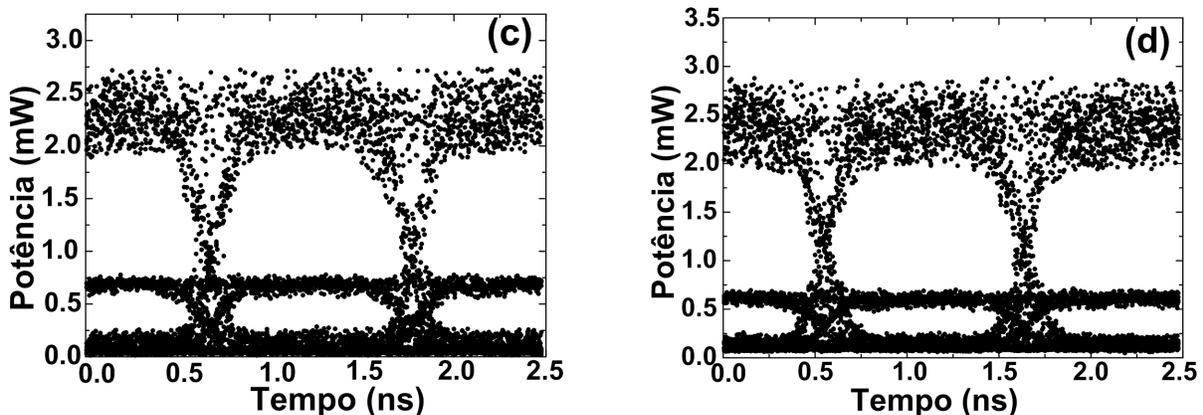


Figura 50 – Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (c) $r=3.5$ e (d) $r=4.0$.

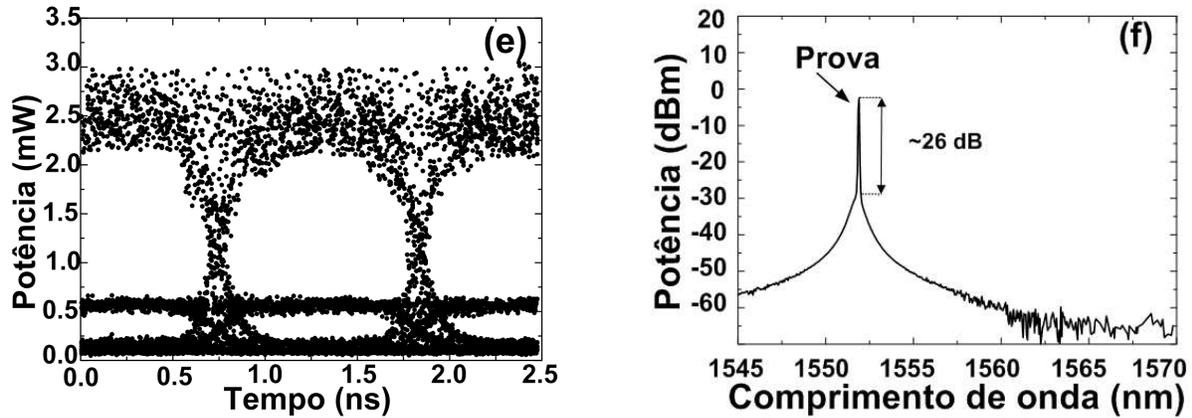


Figura 50– Diagrama de olho do sinal ternário após 40 km para (e) $r=4.5$ e (f) espectro para $r=3.5$ com OSNR = 26 dB.

É importante mencionar que conforme r aumenta, o nível intermediário se aproxima do nível inferior. Isto ocorre devido à opção por manter a mesma potência média para todos os sinais (com utilização do atenuador óptico variável).

Após a propagação dos sinais ternários pela rede KyaTera, verificaram-se os valores dos fatores q relativos ao olho inferior e superior de cada sinal ternário. Este valores são definidos como

$$q_{superior} = \left(\frac{i_3 - i_2}{\sigma_3 + \sigma_2} \right), \quad (4.1)$$

e

$$q_{inferior} = \left(\frac{i_2 - i_1}{\sigma_2 + \sigma_1} \right), \quad (4.2)$$

sendo i_n e σ_n , respectivamente, a média e o desvio padrão da corrente elétrica após a foto-detecção do n -ésimo nível de potência do sinal ternário.

As Figuras 54 (a) e (b) ilustram, respectivamente, os fatores $q_{inferior}$ e $q_{superior}$ após a propagação pela rede KyaTera em função de r . Pode-se observar que $q_{inferior}$ decresce como uma função monotônica. Tal comportamento era esperado, uma vez que, conforme r aumenta, o nível de potência intermediário aproxima-se cada vez mais do nível inferior, devido à utilização do atenuador variável. A Figura 51 (b) ilustra que $q_{superior}$ é praticamente constante em $2.0 \leq r \leq 3.5$, e decresce rapidamente para $r > 3.5$. Isto é explicado devido o ruído adicional imposto pela técnica utilizada para eliminar o efeito de Brillouin. Assim até $r=3.5$ tal ruído não é tão impactante, já para valores superiores torna-se bastante degradante.

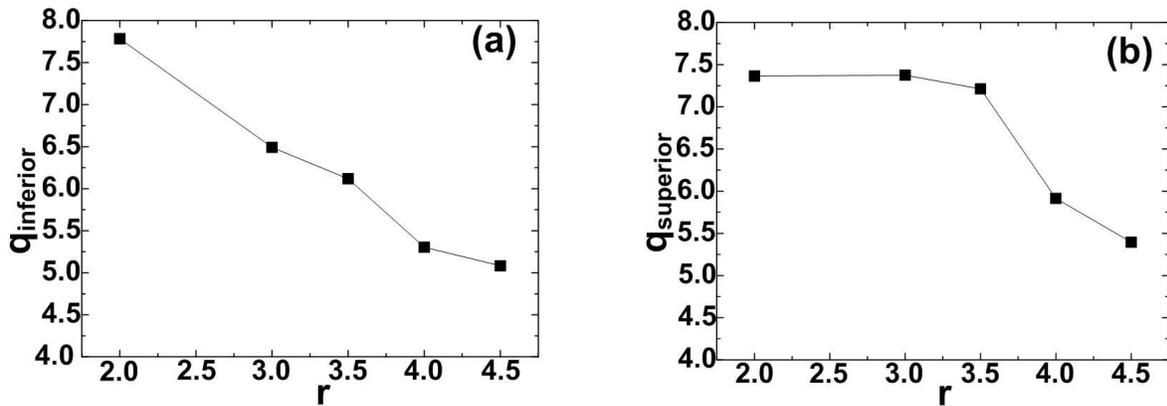


Figura 51 – Fatores q em função de r (a) $q_{inferior}$ e (b) $q_{superior}$ após 40 km de propagação.

Os melhores valores encontrados para $q_{inferior}$ e $q_{superior}$ foram respectivamente 7.8 e 7.4 para $r = 2.0$, enquanto que os piores foram 5.1 e 5.4 para $r = 4.5$.

Além dos fatores q apresentados acima, assumindo o ruído presente no experimento como gaussiano, foi possível estimar a taxa de erro de *bit* para os sinais de bombeio e de prova, por meio de:

$$BER_{Bombeio} = \frac{1}{2} (Q(q_{inferior}) + Q(q_{superior})), \quad (4.3)$$

e

$$BER_{Prova} = Q(q_{inferior}), \quad (4.4)$$

As Figuras 59 (a) e (b) ilustram os valores estimados da taxa de erro de *bit* para os sinais de bombeio e prova, além dos diagramas de olho para os melhores, intermediários e piores valores. Os menores valores de taxa de erro de *bit* encontrados para os sinais de bombeio e prova foram respectivamente $4.7 \cdot 10^{-14}$ e $3.5 \cdot 10^{-15}$, quando $r = 2$. Neste caso, verifica-se que o sinal de prova apresenta uma menor, portanto, melhor taxa de erro de *bit* em relação ao sinal de bombeio. Isto é explicado pelo fato que a taxa de erro de *bit* do sinal de prova depende apenas do fator $q_{inferior}$, portanto apenas do olho inferior. Desta forma, tomando-se o diagrama de olho para $r = 2$ é possível verificar que o diagrama de olho inferior não apresenta tanto ruído se comparado com o diagrama de olho superior. Já a taxa de erro de *bit* do sinal de bombeio depende tanto de $q_{inferior}$ quanto de $q_{superior}$, o que implicará em um pior desempenho se comparado com o sinal de prova.

Já no caso em que $r = 3$, ocorre um aumento da taxa de erro de *bit*, para ambos os sinais de bombeio e prova. No caso do sinal de prova, o aumento da taxa de erro de *bit* ocorreu dividido

a utilização do atenuador óptico para garantir a mesma potência média para todos os sinais, o que proporciona a aproximação do nível de potência intermediário para o nível de potência inferior, como mencionado anteriormente.

No caso do sinal de bombeio, tanto a utilização do atenuador óptico quanto a modulação de fase do bombeio, como mencionado anteriormente, influenciaram no aumento da taxa de erro de *bit* dos sinais de bombeio. E como este sinal depende tanto do diagrama de olho inferior quanto do superior, seu desempenho com relação à taxa de erro de *bit* será também pior em relação ao sinal de prova.

Por fim, para $r = 4.5$ foram obtidos os maiores (piores) valores da taxa de erro de *bit* para os sinais de bombeio e prova $1 \cdot 10^{-7}$ e $1.87 \cdot 10^{-7}$, respectivamente. Neste caso, para o sinal de prova o aumento da taxa de erro ocorre novamente pela aproximação dos níveis intermediário e inferior, entretanto, para $r = 4.5$, tal aproximação é muito maior, o que causa um aumento considerável na taxa de erro de tal sinal. Já para o sinal de bombeio o aumento da taxa de erro de *bit* apresenta o mesmo motivo explicado anteriormente, entretanto, também para se obter $r = 4.5$ é necessário um ganho ainda maior do amplificador paramétrico o que aumenta a o ruído adicional introduzido pela modulação de fase do bombeio [93].

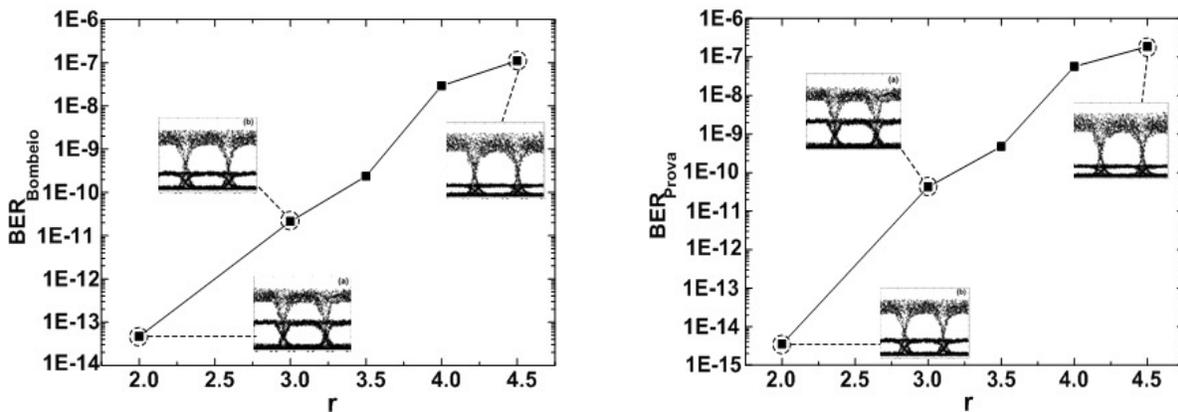


Figura 52 – Taxa de erro de *bits* após 40 km de propagação (a) para o sinal de bombeio (b) para o sinal de prova.

Capítulo 5

Conclusões e Estudos Futuros

Neste capítulo serão abordadas as conclusões das análises dos sinais multi-níveis, uma comparação entre estes sinais, as limitações das técnicas, aplicações das técnicas e sugestões para estudos futuros. O capítulo está organizado da seguinte maneira. Nas Seções 5.1 e 5.2 serão apresentadas as conclusões e resultados referentes aos sinais quaternários e ternários respectivamente. Na Seção 5.3 será apresentada uma comparação entre os sinais quaternários e os sinais ternários. Na Seção 5.4 serão abordadas algumas limitações das técnicas analisadas deste trabalho. Na seção 5.5 serão apresentadas as aplicações das técnicas propostas. E por fim, na Seção 5.6 serão sugeridos alguns estudos futuros.

5.1 Sinal Quaternário

Neste trabalho, inicialmente utilizou-se o simulador VPItransmissionMaker, que utiliza o método numérico de *split-step Fourier* para solucionar a equação Schrödinger. Por meio do simulador verificou-se a multiplexação das informações de dois sinais binários, bombeio e prova, em único sinal quaternário, por meio da amplificação paramétrica.

Pode-se visualizar que a distribuição dos níveis de potências do sinal quaternário é controlada pelas razões de extinção dos sinais de bombeio e prova. Posteriormente foi analisado o comportamento das razões de extinção entre dois níveis consecutivos de um sinal quaternário.

Para tal, compararam-se os resultados analíticos obtidos para $\rho_{inferior}$, $\rho_{intermediária}$ e $\rho_{superior}$, por meio das Equações (3.1)-(3.10), com simulações também realizadas no *software VPItransmissionMaker* 8.5. Tal comparação mostrou ótima concordância entre os resultados das equações e as simulações, resultando em um valor máximo de discordância igual a 0.9 dB. O que é interessante, uma vez que as Equações (3.1)-(3.10) não prevêm a modulação em amplitude do sinal de bombeio, sendo estas baseadas na Equação (2.32), que considera o sinal de bombeio uma onda contínua (*CW, continuous wave*). Além de tal concordância, as simulações também sugerem que os sinais quaternários podem ser transmitidos a distâncias de 300 km, uma vez que as taxas de erro de bit apresentadas pelo sinal de bombeio, após sua detecção, nesta distância é igual $5.5 \cdot 10^{-11}$.

Após a análise inicial, baseada em simulações, foi demonstrada experimentalmente a geração dos sinais quaternários, por meio da amplificação paramétrica. Foram realizadas comparações entre resultados experimentais, simulados e analíticos, também com a finalidade de verificar o comportamento de $\rho_{inferior}$, $\rho_{intermediária}$ e $\rho_{superior}$. Tais comparações mostraram ótima concordância entre os resultados obtidos, sendo 1.4 dB a máxima diferença encontrada.

Para o caso das análises no domínio do tempo (diagramas de olho), com relação à geração e propagação dos sinais quaternários, cuja contribuição do ruído é extremamente relevante, foi possível verificar que as simulações apresentaram ótima concordância com os resultados experimentais. Isto pode ser explicado porque nas simulações o alargamento da linha do laser de bombeio, causado por sua modulação de sua fase, foi considerado. Além da modulação de fase, considerou-se também a variação aleatória do comprimento de onda de dispersão nula.

Os experimentos também mostraram uma BER menor ou igual a 7.6×10^{-12} para o sinal de prova, obtida por meio do sinal quaternário, após a propagação por 75 km de fibra padrão. Tais valores só foram obtidos devido à escolha ideal da distribuição dos níveis de potência dos sinais quaternários. Entretanto, deve-se lembrar que tais resultados poderiam ser otimizados por meio da utilização de filtros ópticos mais estreitos e pela utilização de sinais quaternários com potências médias maiores. No caso dos experimentos aqui apresentados foram utilizados sinais

com potência média de 0 dBm. Devido aos valores de BER encontrados para os sinais de bombeio e de prova, pode-se concluir que tal técnica possui potencial para utilização prática. Entretanto, algumas limitações, as quais serão discutidas na Seção 5.4, devem ser solucionadas para que a técnica possa ser aplicada na prática.

5.2 Sinal Ternário

Neste trabalho também se demonstrou a aplicação da amplificação paramétrica para multiplexar as informações de dois sinais binários em único sinal ternário. Verificou-se que para a geração de tais sinais, não há a necessidade de elevados ganhos providos pelo amplificador paramétrico. Pôde-se verificar também que os sinais ternários podem ser gerados para diferentes valores de r , ou seja, a razão entre a potência do terceiro e do segundo níveis.

Demonstrou-se também o comportamento dos sinais ternários após a propagação por 40 km de uma rede óptica de campo experimental. Mesmo com o ruído adicional proveniente da modulação de fase do sinal de bombeio, utilizada para eliminar o retro espalhamento de Brillouin, os melhores valores encontrados de BER para o sinal de bombeio e de prova foram respectivamente $4.7 \cdot 10^{-14}$, $3.5 \cdot 10^{-15}$, para $r = 2.0$. Também foram encontrados valores aceitáveis de BER para $r = 3.0$ e $r = 3.5$.

Deve-se lembrar que os valores de BER obtidos para os sinais de bombeio e de prova podem ser melhorados por meio da otimização da montagem experimental, utilizada na geração dos sinais ternários, através da utilização de filtros ópticos mais estreitos e também por meio da utilização de sinais ternários com potências médias mais elevadas que 0 dBm. Por fim, a exemplo dos quaternários, os valores de BER obtidos para os sinais ternários, também sugerem que estes possam ser aplicados em situações práticas.

5.3 Comparação entre os Sinais Quaternários e os Sinais Ternários.

Na Tabela 2 é apresentada uma comparação entre os sinais multi-níveis analisados neste trabalho. Inicialmente verificou-se que os sinais quaternários podem ser gerados para sinais de bombeio e de prova com taxas de transmissão iguais ou não. Já no caso do sinal ternário é

necessário que a condição 1 da Seção 3.4 seja satisfeita, desta forma, a taxa de transmissão do sinal de prova deve ser N vezes maior que a taxa do sinal de bombeio, sendo N inteiro e maior que 2.

Com relação ao deslocamento do nível de potência referente ao *bit* “0”, neste trabalho, foram gerados sinais quaternários, a partir da amplificação paramétrica, utilizando sinais de bombeio e de prova com seus níveis de potências inferiores deslocados, portanto, diferentes e maiores que 0 mW. Entretanto, os sinais quaternários também podem ser gerados quando apenas o nível inferior do sinal de bombeio for igual a 0 mW. Isto pode ser entendido tomando-se as Equações (3.1) e (3.7)-(3.10) e notando-se que para $G_b^0 = 1$ e $G_b^1 \neq 1$, o sinal resultante será um sinal quaternário, visto que o sinal de prova ainda experimentará dois ganhos diferentes. No caso do sinal ternário não deve ocorrer nenhum deslocamento dos níveis inferiores de potência dos sinais envolvidos no processo.

Quanto aos níveis de potência de saída arbitrários, apenas os sinais ternários podem ter seus níveis de saída otimizados em relação ao tipo de ruído predominante [100], conseqüentemente, melhorando a taxa de erro de bit deste sinal. Isto é realizado por meio do ajuste da potência do sinal de bombeio, sendo possível determinar facilmente a razão de extinção entre o terceiro e o segundo nível do sinal ternário.

Com relação à taxa de erro de *bit*, o sinal quaternário apresenta uma BER maior do que o sinal ternário. Isto é explicado devido ao sinal quaternário possuir um nível de potência a mais que o sinal ternário, tornando o mais susceptível ao aumento de sua BER.

Tabela 2 – Comparação entre os sinais Quaternários e Ternários.

Técnica	Os dois sinais de entrada necessitam de taxas de transmissão diferentes?	Número de sinais de entrada com deslocamento de potência?	Sinal de saída com níveis de potências arbitrários?	Taxa de erro de bit do sinal de saída?
Sinal Quaternário	Não	1/2	Não	Maior
Sinal Ternário	Sim	0	Sim	Menor

5.4 Limitações das Técnicas

Uma limitação da técnica utilizada para gerar um sinal quaternário está relacionada à necessidade do deslocamento de potência dos níveis correspondentes aos bits “0”, dos sinais de bombeio e prova. Durante os experimentos ficou evidente a dificuldade para controlar as razões de extinção de ambos os sinais com a utilização de modulação externa. Uma sugestão para solucionar este problema é a construção de um circuito de eletrônico, o qual deve utilizar um micro-controlador para determinar com maior precisão as correntes de *bias* aplicadas nos moduladores, conseqüentemente as razões de extinção dos sinais de bombeio e de prova desejadas serão atingidas.

Outra limitação está relacionada à amplificação paramétrica convencional, na qual é utilizada a modulação de fase do sinal de bombeio, com a finalidade de eliminar o efeito de retro espalhamento de Brillouin. Esta técnica é eficaz, entretanto, adiciona ruído aos níveis superiores dos sinais amplificados pelos amplificadores paramétricos. Como as técnicas aqui analisadas são baseadas na amplificação paramétrica, os sinais quaternários e ternários sofrem adição de ruído no quarto e no terceiro nível respectivamente, conseqüentemente as BERs destes sinais aumentam. Uma solução para a adição de ruído aos níveis superiores dos sinais quaternários e ternários é a técnica demonstrada em ^[101], na qual a fibra óptica utilizada na montagem de um amplificador paramétrico sofre uma tração mecânica aumentando assim o limiar de Brillouin da fibra. Outra sugestão é a utilização de fibras ópticas especiais como a fibra de óxido de bismuto ^[88] e a fibra de silicato de chumbo ^[102]. Estas fibras apresentam elevados coeficientes de não-linearidades além de possuírem comprimentos de apenas algumas dezenas de metros, o que torna estas fibras ótimas opções no que diz respeito à eliminação do retro espalhamento de Brillouin.

Por fim, o sincronismo entre os sinais de bombeio e de prova é outra limitação, uma vez que, se os sinais de bombeio e de prova estiverem fora de sincronismo as BERs de ambos os sinais aumentarão, como mencionado na Sub-seção 5.5.1. Uma solução para garantir o sincronismo entre os sinais é a utilização de uma linha de atraso óptica sintonizável, proposta em ^[96].

5.5 Aplicações

As duas técnicas apresentadas nas seções anteriores têm como aplicação multiplexar dois sinais binários em sinais quaternários ou ternários. Estas técnicas podem ser utilizadas para aumentar a eficiência espectral do um sistema WDM, além de diminuir os impactos da GVD e da dispersão modo de polarização (PMD, *Polarization-Mode Dispersion*). Além desta aplicação, os sinais multi-níveis podem ser utilizados ainda em sistemas de comunicações *chip-to-chip* ^[98], inserção de rótulos em pacotes ópticos ^[69] e conversão digital-analógica. Estas duas últimas aplicações serão descritas em detalhes a seguir neste capítulo.

5.5.1 Aplicação dos Sinais Multi-Níveis em Redes Ópticas Transparentes com Chaveamento Óptico por Pacotes

Os sinais multi-níveis (quaternários e ternários) apresentados nas Seções 3.1 e 3.3 podem ser utilizados nas TONs com chaveamento óptico por pacotes (OPS) por meio da geração de pacotes ópticos quaternários em amplitude (QAOP, *Quaternary Amplitude Optical Packets*) ou ternários em amplitude (TAOP, *Ternary Amplitude Optical Packets*). Esta utilização está descrita a seguir.

Inicialmente as informações do *payload*, em λ_p , transmitidas pelo cliente final são previamente amplificadas e posteriormente lançadas em um amplificador paramétrico, no qual as informações do *payload* serão multiplexadas às informações referentes ao destino, qualidade de serviço e sincronismo, contidas no rótulo em λ_B , originando os pacotes QAOPs ou TAOPs. Então, os pacotes ópticos ingressam na rede OPS por meio do roteador localizado no nó 1, onde são direcionados ao nó 2 como ilustram as Figuras 53 (a) e (b). Quando os pacotes chegam ao nó 2, o rótulo é processado e com base na comparação das informações de destino com a tabela de roteamento do roteador, o pacote é reenviado ao próximo nó da rede OPS. Neste caso o nó 3, onde o processo descrito anteriormente é novamente repetido resultando, por exemplo, a rota 1-2, 2-3, 3-4 e 4-5, mostrada nas Figuras 53 (a) e (b).

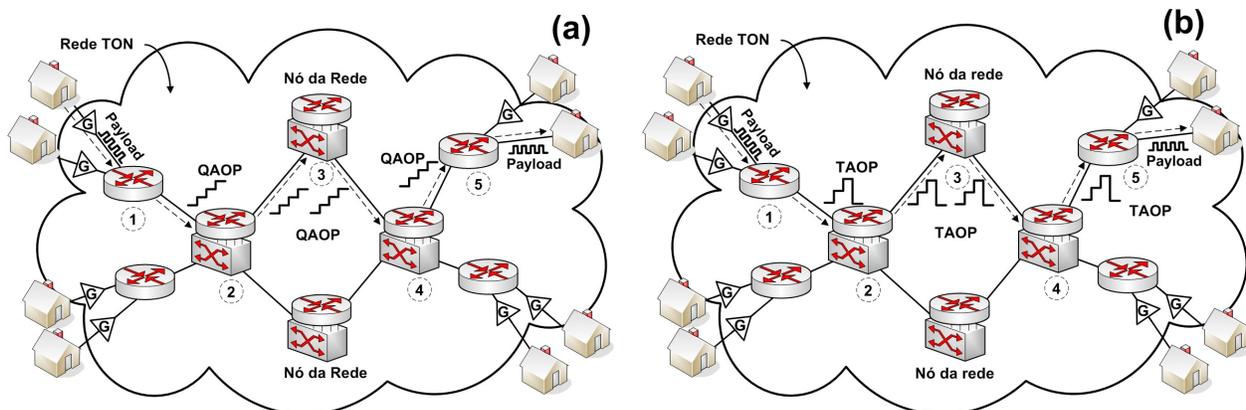


Figura 53 – Esquemático de uma rede TON com chaveamento óptico por pacote utilizando (a) QAOP (b) TAOP.

O rótulo contido tanto nos QAOPs quanto nos TAOPs deve ser capaz de atender o número máximo de estações (roteadores) possíveis em uma rede OPS. Por exemplo, um rótulo qualquer composto por 10 *bits*, será capaz de endereçar 1024 estações, que já é um número grande de estações para uma rede OPS. Ainda como exemplo, considera-se que o *payload* seja uma célula da tecnologia Modo de Transferência Assíncrono (ATM, *Asynchronous Transfer Mode*) composta por 53 *bytes* (ou 424 *bits*) e supõe-se um pacote TAOP com $N = 4$ com rótulo composto por 106 *bits*. Então, além das 1024 estações endereçadas pelo pacote, 96 *bits* ainda estarão disponíveis, para campos de qualidade de serviços, sincronismo, etc. Desta forma, pode-se concluir que os pacotes QAOPs e TAOPs são capazes de atender ao número de estações suficientes em uma rede OPS.

Em cada um dos nós intermediários (2, 3 e 4) das redes OPS ilustrados pelas Figuras 53 (a) e (b), os pacotes são divididos em duas partes como ilustram as Figuras 54 (a) e (b). A primeira parte é foto-detectada da mesma maneira que um sinal binário comum e no domínio elétrico o pacote é processado pelo EDC, utilizando as regras 1 e 2 ou 3 e 4 descritas na Seção 3.2 para o caso dos QAOPs e a regra 2 e a condição 3 descritas na Seção 3.4 para o caso dos TAOPs. O caminho (enlace) que deverá ser estabelecido entre as portas de entrada e saída do *switch* óptico do nó intermediário da rede OPS é determinado após o processamento das informações do rótulo pelo EDC.

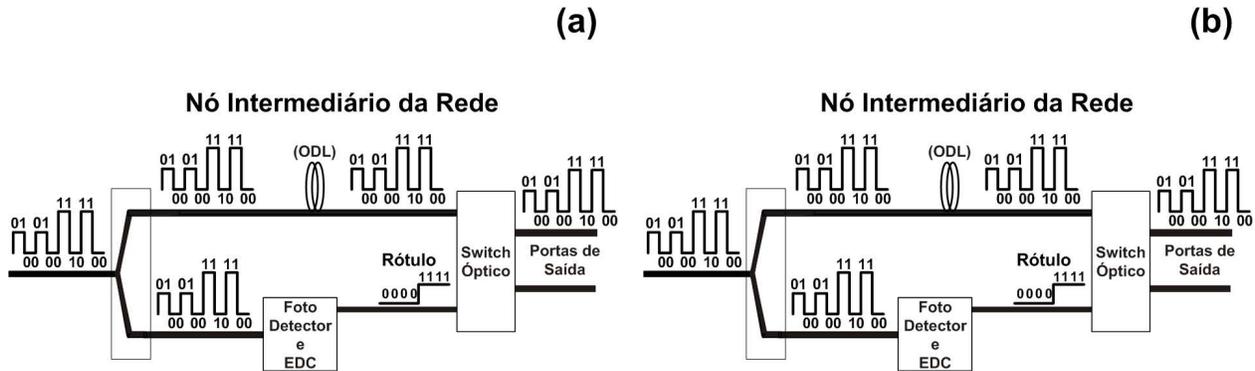


Figura 54 – Pacote óptico dividido em cada nó da rede TON (a) QAOP (b) TAOP.

Já a segunda parte é lançada em uma linha de atraso óptico (ODL, *optical delay line*), cuja finalidade é inserir um atraso na propagação do pacote, de maneira que o tempo de propagação pela ODL seja ligeiramente maior que a soma do tempo de processamento do EDC e do tempo de chaveamento do switch óptico. Assim, quando o pacote óptico lançado na ODL chegar à porta de entrada do switch óptico, a porta de saída do mesmo já se encontrará previamente selecionada, direcionando o pacote até o próximo nó intermediário. O atraso imposto pela ODL pode ser facilmente dimensionado através do comprimento da fibra óptica que compõe este dispositivo, ou seja, $L = v_g \times t_{Proces}$, sendo v_g a velocidade de grupo e $t_{Proces} = t_{PEDC} + t_{PCS}$ o tempo de processamento, em que t_{PEDC} é o tempo de processamento do EDC e t_{PCS} o tempo de chaveamento do switch óptico.

Um fator limitante aos pacotes QAOPs e TAOPs é o sincronismo entre o *payload* e o rótulo, uma vez que, um atraso qualquer entre o tempo de *bit* do *payload* em relação ao do rótulo provocará *jitter*, causando o aumento da taxa de erro de *bit* do sistema. O pior caso ocorre quando o atraso do tempo de bit do *payload* em relação ao rótulo é de 50% [95]. Para os pacotes dos TAOPs a limitação imposta pelo sincronismo é mais crítica, uma vez que a condição 2, descrita na Seção 3.4, não pode ser garantida caso os sinais de *payload* e rótulo não estejam sincronizados. O sincronismo entre o rótulo e o *payload* pode ser estabelecido por meio das técnicas descritas, por exemplo, em [96], [97].

5.5.2 Conversão Digital- Analógica

Na aplicação de conversão digital-analógica vários estágios de amplificação paramétrica, geram um sinal com M-níveis de potência, como é ilustrado de forma conceitual na Figura 55. Nota-se ainda na Figura 55 que após a geração do sinal quaternário, por meio do primeiro estágio de amplificação paramétrica, o sinal é novamente lançado em um segundo estágio, resultando em um sinal com oito níveis de potência. Caso fosse utilizado um terceiro estágio de amplificação paramétrica, este adicionaria mais oito níveis ao sinal anterior, resultando em um sinal com 16 níveis. Desta forma, quanto maior o número de níveis do sinal resultante dos estágios de amplificação paramétrica, mais próximo este sinal será de um sinal analógico.

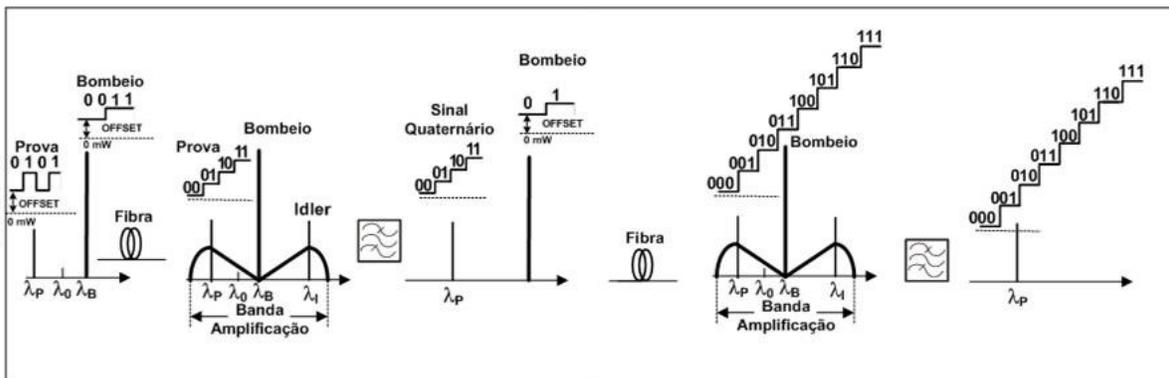


Figura 55 – Esquema conceitual para a conversão digital-analógica por meio da amplificação paramétrica.

No próximo capítulo serão apresentadas as simulações realizadas com a finalidade de uma análise prévia da geração e propagação dos sinais quaternários, além dos experimentos relacionados à análise da geração e propagação dos sinais quaternários e ternários.

5.6 Estudos Futuros

Sugere-se como estudos futuros a aplicação das mesmas técnicas demonstradas neste trabalho para taxas superiores a 1 Gb/s, uma vez que devido as limitações técnicas, não foi possível tal investigação. Além do aumento das taxas dos sinais de bombeio e de prova, sugere-se a realização de uma investigação para a geração dos sinais quaternários ou ternários por meio da amplificação paramétrica, com os sinais de bombeio e de prova modulados em fase,

resultando em um sinal com modulação por desvio de fase diferencial em quadratura (DQPSK-*Quadrature Phase-Shift Keying*).

Ainda como sugestão de estudos futuros, tem-se a investigação das técnicas de geração de sinais quaternários e ternários utilizando as fibras ópticas especiais de óxido de bismuto ^[88] e a fibra de silicato de chumbo ^[102], uma vez que estas fibras apresentam potencial para eliminar o retro-espalhamento de Brillouin. Pode-se também propor a utilização de chips fotônicos de silício na geração dos sinais quaternários ou ternários, uma vez que, em ^[99] os autores demonstraram a amplificação paramétrica nestes chips.

Outra sugestão de estudo futuro é a verificação experimental da conversão do comprimento de onda de um sinal quaternário ou ternário utilizando os conversores demonstrados em ^[58].

Como sugestão de estudos futuros, tem-se ainda o desenvolvimento dos circuitos eletrônicos de decisão utilizados na demultiplexação dos sinais de bombeio e de prova, tanto nos nós intermediários das redes TONs quanto na recepção dos sinais multi-níveis. Por fim, com relação à demultiplexação dos sinais de bombeio e de prova, sugere-se a implementação e investigação experimental das portas ópticas do tipo S e U propostas por meio de simulações em ^[60].

Trabalhos Publicados

- 1 - M. L. F. Abbade; A. L. A. Costa; J. D. Marconi; V. V. Cardoso; H. L. Fragnito; E. Moschim .
“Optical Labelling Through Parametric Amplification. In: 13th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2011, Stockholm. Proceedings of the 13th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2011. p. 1-4.
- 2 - J. D. Marconi¹, M. L. F. Abbade, A. L. A. Costa, F. R. Barbosa, E. Moschim, H. L. Fragnito.
“Quaternary Amplitude-Shift Keying Modulation Generated by Parametric Amplification” Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP), 2010, Recife, Pernambuco, p. TuG3 11.10.
- 3 - A.L.A. Costa, M.L.F. Abbade, J.D. Marconi, F. R. Barbosa, E. Moschim “Optical Amplitude Multiplexing through Parametric Amplification: An Analysis for the Idler Signal”. In 7th International Telecommunications Symposium (ITS), 2010, Manaus, Amazonas, paper number 71698.
- 4 - M. L. F. Abbade, J. D. Marconi, A. L. A. Costa, F. R. Barbosa, E. Moschim, H. L. Fragnito “All-optical Generation of Quaternary Amplitude-Shift Keying Signals through Parametric Amplification. In: 12th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2010, Munich. Proceedings of ICTON 2010, 2010. pp. We.P.7.1-We.P.7.4.
- 5 - M.L.F. Abbade, A.L.A. Costa, F.R. Barbosa, F.R. Durand, J.D. Marconi, E. Moschim “Optical amplitude multiplexing through parametric amplification in optical fibers”, Optics Communications 283 (2010) 454–463, doi:10.1016/j.optcom.2009.10.019.
- 6 – M. L. F. Abbade, J. D. Marconi, E. A. M. Fagotto, F. R. Barbosa, A. L.A. Costa, Iguatemi E. Fonseca. And Edson Moschim “All-optical Amplitude Multiplexing through Fiber Parametric Interaction between Binary Signals” Capítulo 3 do livro Optical Fibers / Book 2. – Aceito.

Referências Bibliográficas

1. E. Desurvire, "Capacity Demand and Technology Challenges for Lightwave Systems in The Nest Two Decades", *J. Ligh. Tech.*, Vol. 24, No. 12., pp.4697-4710, December 2006.
2. J. Berthold, A. A. M. Saleh, L. Blair, and J. M. Simmons, "Optical Networking: Past, Present, and Future," *Journ. Ligh. Technol.*, Vol. 26, No. 9, pp. 1104-1118, May 2008.
3. C. E. Abosi, R. Nejabati, and D. Simeonidou, "A Novel Service Composition Mechanism for the Future Optical internet," *Journ. Opt. Commun. Netw*, Vol. 1, No.2, pp. A106- A120, Jul. 2009.
4. S. Namiki, T. Kurosu, K. Tanizawa, J. Kurumida, T. Hasama, H. Ishikawa, T. Nakatogawa, M. Nakamura, and K. Oyamada, "Ultrahigh-Definition Video Transmission and Extremely Green Optical Networks for Future," *IEEE Joun. Sel. Top. Quantum Electron* Vol. 17, No. 2, March/April 2011.
5. K. C. Kao, G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies". *Proc. IEE.*, Vo.113, No.7, pp. 1151-1158, 1966.
6. A. Werts, "Propagation de la lumiere coherente dans les fibres optiques," *L'Onde Electrique*, Vol. 46, pp 967-980, 1966.
7. F.P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, pp. 423-425, 1970.
8. W.G. French, J.B. MacChesney, P.B. O'Connor, G.W. Tasker: "Optical waveguides with very low loss", *The Bell System Technical Journal*, 53, pp. 951-954, 1974.
9. T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, T. Miyashita, "Ultimate low loss single-mode fiber at 1.55 μm ," *Electronic Letters*, 15, pp. 106 - 108, 1979.

10. G. P. Agrawal, Fiber Optic Communication Systems, Third Edition, Wiley Interscience, Chapter 1, N.Y., U.S.A., 2002.
11. G. P. Agrawal, Light Wave Technology Telecommunication Systems, Wiley Interscience, Chapter 1, N.Y., U.S.A., 2005.
12. R. Ramaswami, K. N. Sivarajan and G. H. Sasaki, Optical Networks A Practical Perspective, Third Edition, Elsevier, Chapter 2, N.Y., U.S.A., 2010.
13. ITU-T Recommendation G.652: "Characteristics of a single-mode optical fibre cable," Revision Oct. 2000.
- 14 P. G. Agrawal., – NonLinear Fiber Optics – 3rd. Edition, New York, Academic Press, Chapter 3, N. Y., USA 2001.
15. ITU-T Recommendation G.653: "Characteristics of a dispersion-shifted single-mode optical fibre cable," Revision Oct. 2000.
- 16 P. G. Agrawal., – NonLinear Fiber Optics – 3rd. Edition, New York, Academic Press, Chapter 1, N. Y., USA 2001.
17. R. Ramaswami, K. N. Sivarajan and G. H. Sasaki, Optical Networks A Practical Perspective, Third Edition, Elsevier, Chapter 5, N.Y., U.S.A., 2010.
18. C.Kurtzke, " Suppression of Fiber Nonlinearities by Appropriate Dispersion Management", Photon. Techonl. Lett., Vol 5, No. 10, pp. 1250-1253, October 1993.
19. R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Derosier, "Spontaneous Brillouin Scattering for Single Mode Optical-Fibre Characterisation," Electron. Lett., Vol. 22, no 19, pp. 1011-1013, Sep. 1986.
20. T. Shimizu, K. Nakajima, K. Shiraki, K. Ieda, I. Sankawa "Evaluation Methods and Requeriments for the Stimulated Brillouin Scattering Threshold in a Single Mode Fiber " Opti. Fib. Techonl.,Vol 14, pp 10-15, 2008.
21. Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo. "Simulating and Designing Brillouin Gain Spectrum in Single-Mode Fibers" Jour.of Light. Techn. , Vol. 22, No. 2, pp. 631-639, February 2004.

22. P.M. Krummrich, M. Birk., "Experimental Investigation of Compensation of Raman induced Power Transients from WDM Channel Interactions," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, issue 5, pp. 1094-1096, 2005.
23. A. R. Chraplyvy, "Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical-fiber Nonlinearities," *Journ.of Lightw. Technol.*, Vol. 8, No. 10, pp. 1548–1557, Oct. 1990.
24. R.W. Hellwarth, "Theory Of Stimulated Raman Scattering," *Phys. Rev.*, Vol. 130, No 2, pp.1850 - 1852, Jun. 1963.
25. C.V. Raman, "A New Radiation", *Indian J. Phys.*, No.2, pp. 387-398,1928.
26. A. H. Haus, "Molding Light Into Solitons". *IEEE Spectrum* , March 1993. p.48–53.
27. A. H. Haus, "Optical Fiber Solitons", Their Properties and Uses . *Proceedings of the IEEE*, July 1993. Volume 81, Número 7, p.970–983.
28. D. Marcuse – "Pulse Distortion in Single-Mode Fibers". *Applied Optics*, New Jersey, October 1981. Vol. 20, No. 20, p.3573–3579.
29. R.H. Stolen, C. Lin, "Self-Phase-Modulation In Silica Optical Fibers," *Phys. Rev.*, Vol. A17, no 4, pp. 1448-1453, Apr. 1978.
30. R. S. Luís, A. V. T. Cartaxo "Analytical Characterization of SPM Impact on XPM-Induced Degradation in Dispersion-Compensated WDM Systems" *Jour. of Ligh. Techn.*, Vol. 23, No. 3, pp. 1503-1513 March 2005.
31. A. Naka, S. Saito, "Fibre Transmission Distance Determined By Eye Opening Degradation Due To Self- Phase Modulation And Group-Velocity Dispersion", *Electron. Lett.*, Vol. 28, No 24, pp. 2221-2223, November. 1992.
32. K. T Chiang. et al. – "Cross-Phase Modulation in Dispersive Fiber: Theoretical and Experimental Investigation of the Impact of Modulation Frequency". *IEEE Photo.Techn. Lett.*, Vol 6, No 6, p.733–736. June 1994.
33. P. G. Agrawal, L.P. Baldeck and R.R. Alfano, – "Temporal and Spectral Effects of Cross-Phase Modulation on Copropagating Ultrashort-Pulse in Optical Fiber". *Phys. Rev.*, November

1989. Vo 40, No 9, pp. 5063–5072.

34. L. P. Baldeck and, R. R. Alfano – “Cross-Phase Modulation and Induced Focusing Due to Optical Nonlinearities in Optical Fiber and Bulk Materials”. *Opt. Soc. of Amer.* Vol 6, No 4, p.824–829, April 1989.

35. N. M. Islam. – “Cross-Phase Modulation in Optical Fibers”. *Opt. Lett.*, Vol.12, No 8, pp.625–627., August 1987.

36. S. Song, C.T. Allen, K. R. Demarest, R. “Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers” *Jour. of Ligh. Tech.* Vol. 17, No. 11, pp. 2285-2290. November 1999.

37. R.W. Tkach, A. R. Chraplyy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M Derosier, “Four-Wave Photon Mixing and High-Speed WDM Systems” *Jour. of Light. Techn.*, Vol 13, 841-849, 1995.

38K. Inoue “Four-Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero-Dispersion Wavelength Region” *Journ. of Ligh. Techn.*, Vol. 10, No. 11, pp 1553-1560 November 1992.

39. N. Shibata, R. P. Braun., R. G. Waarts., “Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber” *IEEE Jour. of Quant. Elect.*, Vol. Qe-23, No. 7, pp- 1205-1210 July 1987.

40. A. E. Willner, O. F. Yilmaz, J. Wang, X. Wu, A. Bogoni, L. Zhang, and S. R. Nuccio, “Optically Efficient Nonlinear Signal Processing”, *IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Elect.* Vol. 17, No. 2, March/April 2011.

41. S. Boscolo, S. K. Turitsyn “Recent Developments in All-Optical Nonlinear Data Processing” *ECOC 2008, Th.2.B.1 Vol. 4 – 63 – 66 Brussels, Belgium, September 2008.*

42. A. I. Latkin, S. Boscolo, R.S. Bhamber, S.K. Turitsyn "Optical Frequency Conversion, Pulse Compression and Signal Copying Using Triangular Pulses" *ECOC 2008, Mo.3.F.4 Vol. 1 – 65 – 66 Brussels, Belgium, September 2008.*

43. R.S.Bhamber, A.I. Latkin, S. Boscolo,. S. K. Turitsyn "All-Optical TDM to WDM Signal Conversion and Partial Regeneration Using XPM with Triangular Pulses" *ECOC 2008, Th.1.B.2*

Vol. 4 – 5 – 6 Brussels, Belgium, September 2008.

44. F. Parmigiani¹, R. Slavík, J. Kakande, L. Grüner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrøm, R. Weerasuriya, S. Sygletos, A. D. Ellis, P. Petropoulos, and D. J. Richardson “All-Optical Signal Processing in Highly Nonlinear Fibres” OECC2010, pp 486-487, Sapporo Japan.

45. M. P. Fok, C. Shu, “Recent Advances in Optical Processing Techniques Using Highly Nonlinear Bismuth Oxide Fiber” Jour. of Selec. Top. in Quant. Electr., Vol. 14, No. 3, pp 587-598 May/June 2008.

46. A. Bogoni “Photonics for Solving Unbundling in Next-Generation WDM-PON” Jour. of Selec. Top. in Quant. Electr., Vol. 17, No. 2, pp 472-479., March/April 2011.

47. L. Provost, F. Parmigiani, P. Petropoulos, D. J. Richardson “Investigation of Simultaneous 2R Regeneration of Two 40-Gb/s Channels in a Single Optical Fiber” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 20, No. 4, pp 270-272., February 2008.

48. A. Fragkos, A. Bogris, D. Syvridis “All-Optical Regeneration Based on Phase-Sensitive Nondegenerate Four-Wave Mixing in Optical Fibers” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 22, No. 24, pp 1826-1828, December 2010.

49. N. S. M. Shah, M. Matsumoto, “2R Regeneration of Time-Interleaved Multiwavelength Signals Based on Higher Order Four-Wave Mixing in a Fiber” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 22, No. 1, pp 27-29 January 2010.

50. G. Berrettini, G. Meloni, A. Bogoni, L. Potì, “All-Optical 2 × 2 Switch Based on Kerr Effect in Highly Nonlinear Fiber for Ultrafast Applications” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 18, No. 23, pp 2439-2441 December 2006.

51. G. Contestabile, M. Presi, N. Calabretta, E. Ciaramella, Member, “All-Optical Clock Recovery for NRZ-DPSK Signals” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 18, No. 23, pp 2544 – 2546 December 1 2006.

52. L. Rau, W. Wang, S. Camatel, H. Poulsen, D. J. Blumenthal, “All-Optical 160-Gb/s Phase Reconstructing Wavelength Conversion Using Cross-Phase Modulation (XPM) in Dispersion-Shifted Fiber” IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 16, No. 11, pp 2520-2522., November 2004.

53. W. Mao, P. A. Andrekson, J. Toulouse "All-Optical Wavelength Conversion Based on Sinusoidal Cross-Phase Modulation in Optical Fibers" IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 17, No. 2, pp-420-422., February 2005.
54. M. Galili, L. K. Oxenløwe, H. C. H. Mulvad, A. T. Clausen, P. Jeppesen, "Optical Wavelength Conversion by Cross-Phase Modulation of Data Signals up to 640 Gb/s" IEEE Jour. of Selec. Top. in Quan. Elect., Vol. 14, No. 3., pp573-579 May/June 2008.
55. J.H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, "Bismuth-Oxide-Based Nonlinear Fiber With High SBS Threshold and Its Application to Four Wave-Mixing Wavelength Conversion Using a Pure Continuous-Wave Pump" Journ. of Light. Techn., Vol. 24, No. 1, pp 22-28, January 2006.
56. D. Wang, T. H. Cheng, Y. K. Yeo, Y. Wang, Z. Xu, J. Liu, and G. Xiao, "Optical Wavelength Multicasting Based on Four Wave Mixing in Highly Nonlinear Fiber with Reduced Polarization Sensitivity" JWA47, OFC/NFOEC 2010.
57. J. Lu, L. Chen, Z. Dong, Z. Cao, and S. Wen "Polarization Insensitive Wavelength Conversion Based on Orthogonal Pump Four-Wave Mixing for Polarization Multiplexing Signal in High-Nonlinear Fiber" Jour. of Ligh. Techn., Vol. 27., No. 24 .,pp- 5767-5774., December 2009.
58. J.D. Marconi, F.A. Callegari, M.L.F. Abbade, H.L. Fragnito "Field-Trial Evaluation of the Q-Factor Penalty Introduced by Fiber Four-wave Mixing Wavelength Converters" Opt. Comm., No 282., pp 106-116., 2009.
59. G. P. Agrawal, Application of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition, Academic Press, Chapter 8 N.Y., U.S.A., 2008.
60. J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist "Fiber-Based Optical Parametric Amplifiers And Their Applications" IEEE Jour.of Selec.Top. in Quant. Electr., Vol. 8, No. 3, pp 506-520 May/June 2002.
61. M. E. Marhic, Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices, Cambridge University Press, Chapter 8 Cambridge., U.K., 2008.
62. S. H. Lee, K. K. Chow, and C. Shu, "Spectral Filtering from a Cross-Phase Modulated Signal

for RZ to NRZ Format and Wavelength Conversion”, *Opt. Express*, Vol. 13, No.5, pp. 1710-1715, March 2005.

63. H. Soto, A. Gutiérrez, “All-Optical 2-To-4 Level Encoder Based on Cross Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier Utilized to Develop An All-Optical 2 Input Digital Multiplexer,” *Opt. Express*, Vol. 14, No.20, pp. 9000-9005, September 2006.

64. M. L. F. Abbade, E. A. M. Fagotto, R. S. Braga, I. E. Fonseca, E. Moschim, and F.R. Barbosa, “Optical Amplitude Multiplexing Through Fourwave Mixing In Optical Fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, no. 1, pp. 151-153, January. 2005.

65. C. Porzi, A.T. Nguyen, L. Poti, A. Bogoni, “Binary-To-Quaternary ASK Encoding in The Optical Domain With Semiconductor Optical Amplifiers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol.21, No.10, pp.654-656, May 2009.

66. G. T. Zhou, K. Xu, J. Wu, C. Yan, Y. Su, and J. T. Lin, “Self-Pumping Wavelength Conversion For DPSK Signals And DQPSK Generation Through Four-Wave Mixing In Highly Nonlinear Optical Fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 18, No. 22, pp. 2389-2391, November 2006.

67. E.A.M. Fagotto, M.L.F. Abbade “All-Optical Demultiplexing of 4-ASK Optical Signals With Four-Wave Mixing Optical Gates”*Opt.Comm.*, No 283., pp 1102–1109., 2010.

68. M. L. F. Abbade, A. L. A. Costa, J. D. Marconi, V.V. Cardoso, H.L.Fragnito and E. Moschin “Optical Labelling through Parametric Amplification”. In: 14th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2011, Stockholm, Sweden – Accepted.

69. M. L. F. Abbade, A. L. A. Costa, F. R. Barbosa, F. R. Durand, J. D. Marconi, and E. Moschin, “Optical Amplitude Multiplexing through Parametric Amplification in Optical Fibers,” *Opt.Comm.*, Vol. 283, No. 3, pp.454-463, February. 2010.

70. M. L. F. Abbade, J. D. Marconi, A. L. A. Costa, F. R. Barbosa.; E. Moschin; H.L.Fragnito . “All-optical Generation of Quaternary Amplitude-Shift Keying Signals through Parametric Amplification”. In: 12th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2010, Munich. Proceedings of ICTON 2010, pp. We.P.7.1-We.P.7.4, 2010.

71. A. L. A. Costa, M. L. F. Abbade, J. D. Marconi, F. R. ; Barbosa; E. Moschim . “Optical

Amplitude Multiplexing through Parametric Amplification: An Analysis for the Idler Signal". In: The 7th International Telecommunications Symposium (ITS2010), 2010, Manaus, Am-Brasil. Proceedings of ITS 2010, Vol. 1. p. 1-5. 2010.

72. J. D. Marconi., M. L. F. Abbade., A. L. A. Costa., F. R. Barbosa., E. Moschim., H.L.Fraguito. "Quaternary Amplitude-Shift Keying Modulation Generated by Parametric Amplification". In: Latin America Optics and Photonics Conference, Recife, PE-Brasil. Technical Digest- Latin America Optics and Photonics Conference, p.p. TuG3, 2010.

73. T. Tajima, Y. Etou, T. Hirano "Parametric Amplification In A Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide At Telecommunication Wavelength" In Quantum Electronics Conference, pp QThC3 1331-1332-P19., Digital Object Identifier: 10.1109/IQEC.2005.1561089 July 2005.

74. M. L. Bortz, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "Quasiphase-matched Optical Parametric Amplification and Oscillation in Periodically Poled LiNbO₃ Waveguides," *Opt. Lett.*, Vol. 20, pp. 49–51, 1995.

75. W. Sohler¹, et al., "All-Optical Signal Processing Devices With (Periodically Poled) Lithium Niobate Waveguides" In Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference OFC/NFOEC 2007 Anaheim, CA., pp OME3 1-3, March 2007.

76. J. Hansryd and P. A. Andrekson, *Member, IEEE* "Broad-Band CW Pumped Fiber Optical Parametric Amplifier With 49-dB Gain and Wavelength Conversion Efficiency," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 194–196, March. 2001.

77 J. M. C. Boggio, J. D. Marconi, S. R. Bickham, H. L. Fragnito, "Spectrally Flat And Broadband Double-Pumped Fiber Optical Parametric Amplifiers". *Optics Express*, Vol. 15, p. 5288, 2007.

78. J. M. C. Boggio, J. D. Marconi, H. L. Fragnito "Crosstalk In Double-Pumped Fiber Optic Parametric Amplifiers For Wavelength Division Multiplexing Systems.", *Opt. Comm.*, Vol 259 pp 94–103, 2006.

79. J. M. C. Boggio, J. D. Marconi, H. L. Fragnito "Double-Pumped Fiber Optical Parametric Amplifier With Flat Gain Over 47-Nm Bandwidth Using A Conventional Dispersion-Shifted Fiber". *IEEE Phot. Techn. Lett.*, Vol. 17, pp. 1842, 2005.

80. C. S.Brès, J. M. C. Boggio, N. Alic, S. Radic, "1-to-40 10-Gb/s Channel Multicasting and Amplification in Wideband Parametric Amplifier" IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 20, No. 16, pp 1417- 1419., August 2008.
- 81 T. Torounidis, P. A. Andrekson and B. E. Olsson "Fiber-Optical Parametric Amplifier With 70-dB Gain" IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 18, NO. 22, pp 1194-1196, May 15 2006.
82. P. G. AGRAWAL, – NonLinear Fiber Optics Chapter 10 – 3rd. Edition, New York, Academic Press, 2001.
83. P. G. AGRAWAL, – Non Linear Fiber Optics Chapter 2 – 3rd. Edition, New York, Academic Press, 2001.
- 84 . P. G. AGRAWAL, – Non Linear Fiber Optics Chapter 1 – 3rd. Edition, New York, Academic Press, 2001.
85. D Gloge, "Weakly Guiding Fibers", Appl.Opt., Vol 10, No. 10, pp 2252-2258, 1971.
86. M. L. F. Abbade, E. A. M. Fagotto, R. S. Braga, F. R. Barbosa, E. Moschim, and I. E. Fonseca "Quaternary Optical Packets Generated by FiberFour-Wave Mixing" IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 18, No. 2, pp.331-333., January 2006
87. K. Inoue, T. Mukai "Signal Wavelength Dependence Of Gain Saturation In A Fiber Optical Parametric Amplifier" Opt. Lett.Vol. 26., No. 1. January 2001.
88. K. Seki, S. Yamashita "Narrowband and tunable optical parametric amplification in Bismuth-Oxide-based highly nonlinear" Opt. Expr. Vol. 16, No. 18., pp.13871-13877, August 2008.
89. P. G. Agrawal, – NonLinear Fiber Optics, Chapter 5 – 3rd. Edition, New York, Academic Press, 2001.
90. A. S. Tanenbaum, Redes de Computadores .Editora Campus,Tradução da 3º ed .
91. N. F. Maxemchuk, "Routing in the Manhattan Street Network", IEEE Trans. Com.Vol. Com-35, No. 5, pp 503-512,1987.
92. J.D. Marconi, J.M. C.Boggio, and H.L. Fragnito "Narrow Linewidth Fibre-Optical Wavelength Converter With Strain Suppression of SBS" Electr. Lett. Vol. 40., No. 19., pp. 1213 – 1214,

September 2004.

93. J. M. C. Boggio, A. Guimarães, F. A. Callegari, J. D. Marconi, and H. L. Fragnito, "Q Penalties Due To Pump Phase Modulation And Pump RIN In Fiber Optic Parametric Amplifiers With Non-Uniform Dispersion," *Opt.Comm.*, Vol. 249, No. 4-6, pp. 451-472, May 2005.

94. <http://www.kyatera.fapesp.br/>

95. M. L. F. Abbade ; E. A. M. Fagotto ; R. S. Braga ; V. I. Teles ; R. M. Assumpção ; E. Moschim ; I. E. Fonseca. "Transmission Performance of Quaternary Packet Data Generated by Four-wave Mixing Multiplexing". In: *International Microwave and Optical Conference- IMOC, 2005, Brasília. Proceedings of the International Conference on Microwave and Optoelectronics, 2005 SBMO/IEEE MTT-S, 2005.* p. 607-611.

96. Ramaswami, K. N. Sivarajan and G. H. Sasaki, *Optical Networks A Practical Perspective*, Chapter 12, Third Edition, Elsevier, N.Y., U.S.A., 2010.

97. H. Hu, J. L. Areal, E. Palushani, L. K. Oxenløwe, A. Clausen, M. S. Berger, and P. Jeppesen, Member, IEEE "Optical Synchronization of a 10-G Ethernet Packet and Time-Division Multiplexing to a 50-Gb/s Signal Using an Optical Time Lens" *IEEE Phot. Techn. Lett*, Vol. 22, N0. 21, pp.1583-1585, november, 2010.

98. I.-K. Cho, S.H. Ahn, B.S. Rho, K.S. Chung, H.H. Park, " Chip-to-Chip Optical Link System Using an Optical Wiring Method" *IEEE Phot. Techn. Lett.*, Vol. 19, N0. 15, pp.1151-1153, august 2007.

99. M.A. Foster, A.C.Turner, J.E.Sharpling1, B.S. Schmidt, M.Lipson, A.L. Gaeta "Broad-Band Optical Parametric Gain On A Silicon Photonic Chip" *Nat. Lett.* Vol 441 |22 pp. 960-963, June 2006.

100. S. Walklin and J. Conradi, "Multilevel Signaling for Increasing the Reach of 10 Gb/s Lightwave Systems *Journ. Ligh. Technol* , Vol. 17, No. 11, pp. 2235-2248,1999.

101. J. M. Chavez Boggio, J. D. Marconi, and H. L. Fragnito, "Experimental and Numerical Investigation of the SBS-Threshold Increase in an Optical Fiber by Applying Strain Distributions" *Journ of Light.Techn.*, Vol. 23, No. 11, November 2005.

102. A. Camerlingo, X. Feng, F. Poletti, G. M. Ponzio, F. Parmigiani, P. Horak, M. N. Petrovich, P. Petropoulos, W. H. Loh, and D. J. Richardson, "Near-zero dispersion, highly nonlinear leadsilicate W-type fiber for applications at $1.55\mu\text{m}$ ", *Opt. Express*, Vol. 18, no.15, pp. 15747-15756, July 2010.

Apêndice A

Este apêndice mostra em detalhes o cálculo do fator de casamento de fase para o caso degenerado do processo de FWM. Desta forma tomando como referência a equação do fator de descasamento de fase linear descrita por

$$\Delta\beta = \beta(\omega_i) + \beta(\omega_j) - \beta(\omega_k) - \beta(\omega_{ijk}). \quad (\text{A.1})$$

Para o caso degenerado, o qual os Lasers de bombeio i e j são iguais, desta forma tem-se:

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_B). \quad (\text{A.2})$$

Tomado a expansão da série de Taylor, tem-se

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \beta(\omega_t) + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^3 + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial^4\beta}{\partial\omega^4}\right)_{\omega=\omega_t} (\omega - \omega_t)^4. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Reescrevendo a expansão da série de Taylor em função de ω_t , tem-se

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \beta_0(\omega_t) + \beta_1(\omega_t)(\omega - \omega_t) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_t)(\omega - \omega_t)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \beta_3(\omega_t)(\omega - \omega_t)^3 + \frac{1}{24} \beta_4(\omega_t)(\omega - \omega_t)^4. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Considerando $\omega_t = \omega_p$ e reescrever (A.4) pode-se calcular a constante de propagação do sinal de prova, definida por

$$\begin{aligned} \beta(\omega_s) = & \beta_0(\omega_p) + \beta_1(\omega_p)(\omega_s - \omega_p) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_p)(\omega_s - \omega_p)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \beta_3(\omega_p)(\omega_s - \omega_p)^3 + \frac{1}{24} \beta_4(\omega_p)(\omega_s - \omega_p)^4. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Agora considerando $\omega_t = \omega_i$ e reescrevendo novamente (A.4), pode-se calcular a constante de propagação do sinal de *idler* como

$$\begin{aligned}\beta(\omega_i) = & \beta_0(\omega_B) + \beta_1(\omega_B)(\omega_i - \omega_B) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^2 + \\ & + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^4.\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

Por fim, considerando $\omega_i = \omega_B$ e reescrevendo (A.4), tem-se a constante de propagação do sinal de bombeio como:

$$\begin{aligned}2\beta(\omega_B) = & 2\beta_0(\omega_B) + 2\beta_1(\omega_B)(\omega_B - \omega_B) + 2\frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_B - \omega_B)^2 + \\ & + 2\frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_B - \omega_B)^3 + 2\frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_B - \omega_B)^4.\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Substituindo (A.5), (A.6) e (A.7) em (A.2) tem-se

$$\begin{aligned}\Delta\beta = & \beta_1(\omega_B)(\omega_P - \omega_B) + \beta_1(\omega_B)(\omega_i - \omega_B) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \\ & + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^3 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^3 + \\ & + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_i - \omega_B)^4.\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Sabe-se que $\omega_i = 2\omega_B - \omega_P$ substituindo em (A.8) e reescrevendo-a, tem-se:

$$\begin{aligned}\Delta\beta = & \beta_1(\omega_B)(\omega_P - \omega_B) + \beta_1(\omega_B)(2\omega_B - \omega_P - \omega_B) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \\ & + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(2\omega_B - \omega_P - \omega_B)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^3 + \\ & + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(2\omega_B - \omega_P - \omega_B)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4 + \\ & + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(2\omega_B - \omega_P - \omega_B)^4.\end{aligned}$$

Realizando os ajustes matemáticos necessários, tem-se

$$\begin{aligned}\Delta\beta = & \beta_1(\omega_B)(\omega_P - \omega_B) + \beta_1(\omega_B)(\omega_B - \omega_P) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \\ & + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_B - \omega_P)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^3 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_B - \omega_P)^3 . \\ & + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_B - \omega_P)^4.\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta\beta &= \beta_1(\omega_B)(\omega_B - \omega_P) - \beta_1(\omega_B)(\omega_B - \omega_P) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \\
&+ \frac{1}{2}\beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^3 - \frac{1}{6}\beta_3(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^3 \\
&+ \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4.
\end{aligned}$$

Finalmente, tem-se o fator de casamento de fase linear definido por

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^2 + \frac{1}{12}\beta_4(\omega_B)(\omega_P - \omega_B)^4 \quad (\text{A.8})$$

Apêndice B

Dois outros trabalhos muito importantes realizados por S. Song ^[36] e J. Hansryd ^[60] apresentam duas fórmulas distintas para fator descasamento de fase linear. A fórmula de S. Song é válida para o caso não-degenerado, enquanto a de J. Hansryd vale para o caso degenerado. Este apêndice tem por objetivo mostrar como a fórmula utilizada por S. Song recai naquela apresentada por J. Hansryd. Esta dedução não está feita na literatura e depende de algumas considerações que nem sempre são evidentes para quem inicia um trabalho em amplificação paramétrica. Portanto, espera-se que esta dedução seja útil a este tipo de público.

Em ^[36] o fator de casamento de fase linear é definido por:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \left[D(\lambda_k) + \frac{\lambda_k^2}{2c} (\Delta f_{ik} + \Delta f_{jk}) \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \right]. \quad (\text{B.1})$$

Tomando a aproximação $D(\lambda_k) = S_0(\lambda_k - \lambda_0)$ e que $D(\lambda_k) = \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda}(\lambda_k - \lambda_0)$, pode-se reescrever (B.1) como

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \left[\frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda}(\lambda_k - \lambda_0) + \frac{\lambda_k^2}{2c} (\Delta f_{ik} + \Delta f_{jk}) \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \right]. \quad (\text{B.2})$$

Reescrevendo (B.2), tem-se

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \frac{\lambda_k^2}{2c} (\Delta f_{ik} + \Delta f_{jk}) \right].$$

Considerando o caso degenerado do processo de FWM no qual $i = j$, tem-se

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \frac{\lambda_k^2}{2c} 2(\Delta f_{ik}) \right],$$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \frac{\lambda_k^2}{c} \left(\frac{1}{\lambda_k} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \right],$$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \lambda_k^2 \left(\frac{\lambda_i - \lambda_k}{\lambda_k \lambda_i} \right) \right],$$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \lambda_k^2 \left(\frac{\lambda_i - \lambda_k}{\lambda_k \lambda_i} \right) \right],$$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} \left[(\lambda_k - \lambda_0) + \lambda_k^2 \left(\frac{\lambda_i - \lambda_k}{\lambda_k \lambda_i} \right) \right],$$

Fazendo $i = j = B$ e $k = P$, tem-se:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_P^2}{c} \Delta f_{BP} \Delta f_{BP} \frac{dD(\lambda_P)}{d\lambda} \left[(\lambda_P - \lambda_0) + \frac{\lambda_S}{\lambda_B} (\lambda_B - \lambda_S) \right].$$

Para $(\lambda_P - \lambda_0) \leq 100 \text{ nm}$ pode-se considerar $\frac{\lambda_S}{\lambda_B} = 1$, desta forma continuando os

ajustes matemáticos necessário, tem-se

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_P^2}{c} \Delta f_{BP} \Delta f_{BP} \frac{dD(\lambda_P)}{d\lambda} [(\lambda_P - \lambda_0) + (\lambda_B - \lambda_S)],$$

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda_P^2}{c} \Delta f_{BP} \Delta f_{BP} \frac{dD(\lambda_P)}{d\lambda} [(-\lambda_0 + \lambda_B)],$$

$$\Delta\beta = -\frac{2\pi\lambda_P^2}{c} \Delta f_{BP} \Delta f_{BP} \frac{dD(\lambda_P)}{d\lambda} [(\lambda_B - \lambda_0)],$$

$$\Delta\beta = -\frac{2\pi\lambda_P^2}{c} c^2 \left(\frac{1}{\lambda_P} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \left(\frac{1}{\lambda_P} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} [(\lambda_B - \lambda_0)],$$

$$\Delta\beta = -\frac{2\pi\lambda_P^2}{c} c^2 \left(\frac{\lambda_P - \lambda_B}{\lambda_P \lambda_B} \right) \left(\frac{\lambda_P - \lambda_B}{\lambda_P \lambda_B} \right) \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} [(\lambda_B - \lambda_0)],$$

$$\Delta\beta = -2\pi c \lambda_p^2 \frac{(\lambda_B - \lambda_p)^2}{\lambda_p^2 \lambda_B^2} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} [(\lambda_B - \lambda_0)],$$

$$\Delta\beta = \frac{-2\pi c}{\lambda_B^2} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} (\lambda_B - \lambda_p)^2 (\lambda_B - \lambda_0).$$

Em fim considerando $\lambda_B \cong \lambda_0$, tem-se:

$$\Delta\beta = \frac{-2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{dD(\lambda_k)}{d\lambda} (\lambda_B - \lambda_p)^2 (\lambda_B - \lambda_0). \quad (\text{B.3})$$

(B.3) é apresentado por ^[60], pôde-se notar ao longo da dedução a convergência entre as duas fórmulas utilizadas para o cálculo do fator de casamento de fase linear, uma vez que o fator de descasamento apresentado em ^[60] foi obtido a partir de ^[36].

Apêndice C

A Figura 56 ilustra a montagem experimental utilizada para verificar o comportamento do sinal de bombeio em função do regime de dispersão descrito na Seção 2.4. O sinal de bombeio sintonizado em λ_B , foi inicialmente amplificado pelo EDFA 1. Já com uma potência de 15 dBm foi acoplado em uma fibra óptica HNL-DSF com as seguintes características: atenuação, comprimento de onda de dispersão nula, coeficiente de não-linearidade e comprimento respectivamente iguais a $\alpha = 0.83 \text{ dB/km}$, $\lambda_0 = 1556 \text{ nm}$, $\gamma = 9.1 \text{ (W.km)}^{-1}$ e $L = 3 \text{ km}$ [58]. Após a propagação pela fibra o sinal de bombeio foi analisado em OSA com resolução igual a 0.05nm.

Para evitar o efeito de espalhamento estimulado de Brillouin [92] o sinal de bombeio teve sua largura de linha aumentada por meio da modulação de sua fase com três frequências de rádio (601 MHz e 983 MHz).

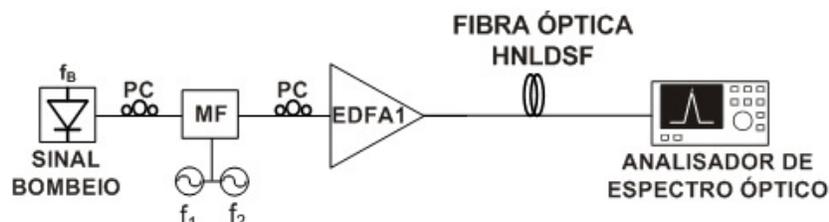


Figura 56 – Montagem experimental para verificação do espectro do sinal de bombeio, em função do regime de dispersão, sendo ($\lambda_B = c / f_B$).

Os espectros obtidos no experimento são ilustrados pelas Figuras 58 (a) e (b). No caso da Figura 57 (a) o sinal de bombeio foi sintonizado no regime de dispersão normal em $\lambda_B = 1555 \text{ nm}$. Nota-se em torno do laser de bombeio variações, as quais estão relacionadas aos modos ressonantes do próprio laser. Já na Figura 57 (b) o laser de bombeio foi sintonizado no regime de dispersão anômalo em $\lambda_B = 1560 \text{ nm}$. Neste caso pode-se verificar em torno do laser de

bombeio o espectro de MI e as regiões onde a condição de casamento de fase é satisfeita, e a região de amplificação paramétrica máxima.

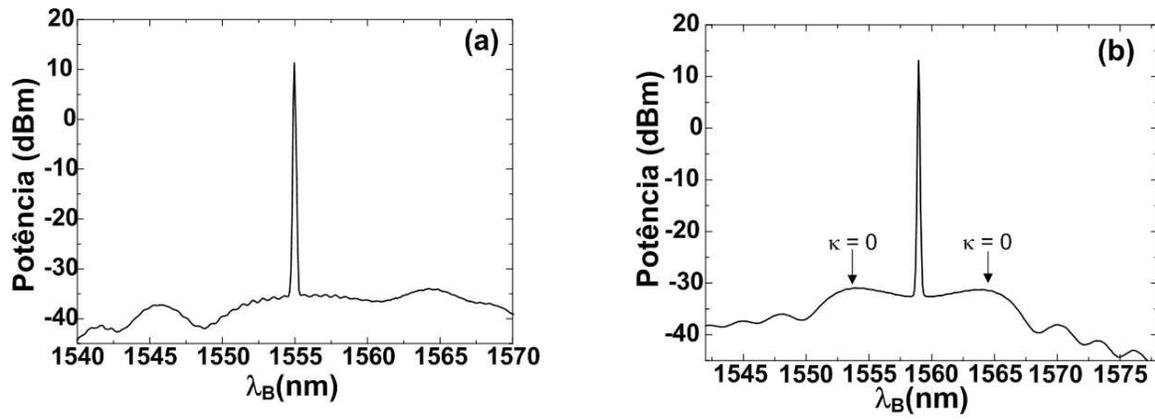


Figura 57 – Espectros do bombeio (a) no regime normal (b) anômalo.

Apêndice D

Este apêndice mostra dedução detalhada do valor do ganho de amplificação paramétrica nas regiões de ganho máximo, ou seja, $\kappa = 0$ e ainda nas regiões próximas ao bombeio $\Delta\beta \cong 0$, como ilustra a Figura 58.

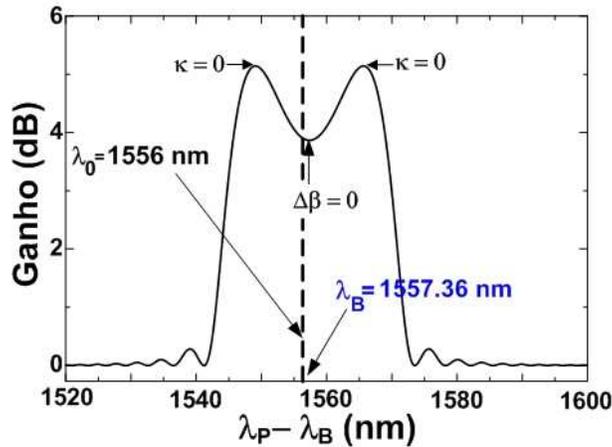


Figura 58 – Perfil do ganho da amplificação paramétrica.

Tomando a Equação do ganho de amplificação paramétrica, mostrada abaixo:

$$G_P = \frac{P_P(L)}{P_P(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_P}{g} + \sinh(gL) \right]^2. \quad (C.1)$$

Considerando a Expansão de Taylor

$$\sinh x = x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \frac{x^7}{7!} + \dots \quad -\infty < x < \infty. \quad (C.2)$$

Substituído (C.2) em (C.1), tem-se

$$G_P = \frac{P_P(L)}{P_P(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_P}{g} \left(gL + \frac{(gL)^3}{3!} + \frac{(gL)^5}{5!} + \frac{(gL)^7}{7!} + \dots \right) \right]^2. \quad (C.3)$$

Reescrevendo (C.3), tem-se

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + \left[\gamma P_p \left(L + \frac{g^2 L^3}{6} + \frac{g^4 L^5}{120} + \dots \right) \right]^2 ,$$

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + \left[\gamma P_p L \left(1 + \frac{(gL)^2}{6} + \frac{(gL)^4}{120} + \dots \right) \right]^2 ,$$

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + (\gamma P_p L)^2 \left(1 + \frac{(gL)^2}{6} + \frac{(gL)^4}{120} + \dots \right)^2 . \quad (C.4)$$

Sabendo que o ganho paramétrico é dado por

$$g^2 = (\gamma P_B)^2 - \left(\frac{\kappa}{2} \right)^2 , \quad (C.5)$$

e que o coeficiente de casamento de fase é

$$\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_B = 0 . \quad (C.6)$$

Tomando com referência na Figura 58 a região próxima a laser de bombeio. Desta forma pode-se considerar que fator de casamento de fase linear, ou seja, o fator de casamento de fase independente da potência é $\Delta\beta \cong 0$. Desta forma, tem-se $g = 0$.

Substituindo $g = 0$ em (C.4), tem-se:

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + (\gamma P_p L)^2 . \quad (C.7)$$

Como $(\gamma P_p L)^2 \gg 1$ tem-se o valor de ganho da amplificação paramétrica, próximo ao laser de bombeio definido por:

$$G_p = (\gamma P_p L)^2 . \quad (C.8)$$

Para o caso em que o fator de casamento de fase não-linear $\kappa = 0$, ou seja, nas regiões de ganho máximo de amplificação paramétrica, tem-se

$$g = \gamma P_B . \quad (C.9)$$

Substituído (C.9) em (C.1), tem-se:

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = 1 + [\sinh(\gamma P_p L)]^2 . \quad (C.10)$$

Como $[\sinh(\gamma P_p L)]^2 \gg 1$, tem-se

$$G_p = \frac{P_p(L)}{P_p(0)} = \sinh^2(\gamma P_p L). \quad (\text{C.11})$$

Sabendo que $\sinh x = \left[\frac{e^x - e^{-x}}{2} \right]^2$ e substituindo tal relação em (C.11) tem-se

$$G_p = \left[\frac{\exp(\gamma P_p L) - \exp(-\gamma P_p L)}{2} \right]^2. \quad (\text{C.12})$$

Reescrevendo (C.12), tem-se

$$G_p = \frac{1}{4} [\exp(\gamma P_p L) - \exp(-\gamma P_p L)]^2,$$

$$G_p = \frac{1}{4} \left[\exp(\gamma P_p L) - \frac{1}{\exp(\gamma P_p L)} \right]^2,$$

$$G_p = \frac{1}{4} [\exp(\gamma P_p L)]^2.$$

Desta forma ganho nas regiões de onde $\kappa = 0$ é definido por:

$$G_p = \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_p L). \quad (\text{C.13})$$