Campus de São Carlos

"ESTUDO DA INFLUÊNCIA DE AMPLIFICADORES À
FIBRA DOPADA COM ÉRBITO EM SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES
ÓPTICAS DIGITAIS"

Autor

FÁBIO DONATI SIMÕES

Orientador

Dr. SÉRGIO CELASCHI

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

ESTUDO DA INFLUÊNCIA DE AMPLIFICADORES
À FIBRA DOPADA COM ÉRBITO EM SISTEMAS
DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS DIGITAIS

FÁBIO DONATI SIMÕES

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR: Dr. Sergio Celaschi

DEDALUS - Acervo - EESC

31100036422

São Carlos

1995

Clase.	5686
Cutt.	5686
Tombo	152/95

Eletricidade

st 0742704

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento da Informação do
Serviço de Biblioteca-EESC-USP

S593e Simões, Fábio Donati
Estudo da influência de amplificadores à fibra dopada com érbio em sistemas de comunicações ópticas digitais / Fábio Donati Simões. -- São Carlos, 1995.
147p.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São Carlos-Universidade de São Paulo, 1995.
Orientador: Prof. Dr. Sergio Celaschi

1. Amplificador à fibra. 2. Sistemas de comunicações ópticas. I. Título

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 11-8-1995
pela Comissão Julgadora:

Prof. Doutor SÉRGIO CELASCHI - Orientador
(TELEBRÁS - Campinas, SP)

Prof. Doutor EDSON MOSCHIM
(Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP)

Prof. Doutor JOSÉ CARLOS SARTORI
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

P | Presidente da Comissão de Pós-Graduação
Prof. Dr. EDUARDO CLETO PIRES

Coordenador da área - Engenharia Elétrica
Prof. Dr. GERALDO ROBERTO M. DA COSTA

DEDICATÓRIA

Aos meus pais, pela vida...
...em todos os sentidos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço:

A Sergio Celaschi, pela orientação e por todas as oportunidades proporcionadas.

A Amílcar C. Cesar e Milson T. C. Silva, pela orientação inicial e pelo estímulo.

A João Batista Rosolem, pelo acompanhamento constante, interesse, estímulo e contribuições infinitas.

A João Batista, Danilo, Tadeu, Horicléa, Bordeaux, Salomão, Mário, Amauri, Márcia, Felipe, Moacir e a todos do CPqD-Telebras, pela receptividade, boa vontade e paciência.

Aos professores Hélio Waldman e Hugo Fragnito, da UNICAMP, pelas frutíferas discussões.

Aos professores, funcionários e colegas do SEL-USP, pelo carinho e pelo zelo com que me trataram ao longo de todos esses anos.

À FAPESP e ao CNPq pelas bolsas de estudo consedidas.

Ao CPqD-Telebras e à Pirelli Cavi S.p.A., pelo uso dos equipamentos e laboratórios.

Agradecimentos Especiais:

À moçada da Katapulta & Co., pelos meus "anos incríveis".

À Kity&Taxa, Kimurinha, Leda, Sissi, Caí, Bel e Soraya, por me suportarem tanto tempo e ainda assim serem pessoas tão fantásticas.

A todos os amigos de São Carlos por fazerem como fazem.

SUMÁRIO

I. INTRODUÇÃO	1
1.1. Histórico	3
1.2. Perspectivas Futuras.....	5
1.3. Conteúdo da Dissertação.....	7
II. DESCRIÇÃO E MODELAMENTO DO FUNCIONAMENTO DO EDFA	10
2.1. Introdução	10
2.2. Modelamento Fenomenológico	20
2.2.1. Equações de Taxas	20
2.2.2. Equações Convectivas	23
2.2.3. Modelamento Simplificado	25
III. MONTAGEM E CARACTERIZAÇÃO DO EDFA	28
3.1. Primeiro protótipo de EDFA	28
3.2. Segundo protótipo de EDFA	46
IV. NOÇÕES TEÓRICAS DOS RUÍDOS E DEDUÇÃO DO MODELO DE PENALIDADE	53
4.1. Introdução	53
4.2. Descrição dos Principais Ruídos Associados aos Sistemas Ópticos	55
4.2.1. Ruídos Térmicos	55
4.2.2. Ruídos Balísticos	64
4.2.3. Ruídos de Batimento	70
4.3. Dedução do Modelo para Cálculo de Penalidades	71
V. MONTAGEM E CARACTERIZAÇÃO SISTÊMICA DO ENLACE	95
5.1. Medidas de Ruídos Inerentes ao EDFA	95
5.2. Medidas de Taxas de Erro e Penalidade	99
5.2.1. Sistemas com Fotodetectores Tipo PIN	99
5.2.2. Sistemas com Fotodetectores Tipo APD	106
VI. CONCLUSÕES	111
APÊNDICE I	112
APÊNDICE II	121
APÊNDICE III	125
APÊNDICE IV	137
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	140

LISTA DE FIGURAS

Figura 01-Configuração mínima de um EDFA	11
Figura 02-Diagrama de três níveis energéticos do íon de érbio	13
Figura 03-Diagrama de níveis energéticos do íon de érbio	14
Figura 04-Gráfico de áreas de seção transversal de absorção e de emissão em função do comprimento de onda	16
Figura 05-a) Variação do ganho de uma fibra de érbio em função do comprimento, para vários valores de potência de bombeio	17
b) Variação do ganho de uma fibra de érbio em função da potência de bombeio, para vários comprimentos	19
Figura 06-Estrutura do EDFA utilizado	28
Figura 07-Arranjo experimental utilizado para a caracterização óptica do EDFA	29
Figura 08-Espectro de saída de um EDFA com sinal aplicado à entrada e com oscilação interna ..	32
Figura 09-Espectro de ASE na saída do amplificador, na configuração co-propagante para potência de bombeio de 13.7 mW	33
Figura 10-Espectro de ASE na saída do amplificador, na configuração contra-propagante para potência de bombeio de 13.7 mW	34
Figura 11-Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal, na configuração co-propagante	36
Figura 12-Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal, na configuração contra-propagante	36
Figura 13-Gráfico de ganho do EDFA em função da potência	

de sinal para vários valores de potência de bombeio na configuração co-propagante	38
Figura 14-Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de sinal para vários valores de potência de bombeio, na configuração contra-propagante ..	38
Figura 15-Gráfico de potência de ASE do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal, na configuração co-propagante	40
Figura 16-Gráfico de potência de ASE do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal, na configuração contra-propagante	41
Figura 17-Gráfico de potência de ASE do EDFA em função da potência de sinal para vários valores de potência de bombeio, na configuração co-propagante	43
Figura 18-Gráfico da potência de ASE do EDFA em função da potência de sinal para vários valores de potência de bombeio na configuração contra-propagante	43
Figura 19-Componetes do EDFA	46
Figura 20-Comparação entre as potências de ASE nas configurações co-propagante e contra-propagante	47
Figura 21-Comparação entre os ganhos nas configurações co-propagante e contra-propagante	48
Figura 22-Comparação entre as potências de sinal na saída do amplificador, para as configurações co-propagante e contra-propagante	48
Figura 23-Ganho e ASE para a configuração co-propagante	49
Figura 24-Ganho e ASE para a configuração contra-propagante	49
Figura 25-Densidade espectral de potência do ruído térmico a 25°C	56

Figura 26-Representação simplificada de um receptor óptico	58
Figura 27-Modelo de Thévenin para a geração de ruído em uma resistência	59
Figura 28-Circuito equivalente de Norton de uma resistência para a geração de ruído Johnson	60
Figura 29-Representação dos pulsos de corrente gerados pelos deslocamentos de elétrons	65
Figura 30-Gráfico da densidade espectral de corrente de um pulso elétrico	66
Figura 31-Comparação entre os ruídos causados pelo amplificador de transimpedância e pelo APD, para vários níveis de potência de sinal	69
Figura 32-Gráfico de funções de densidade de probabilidade dos níveis "0" e "1"	71
Figura 33-Modelo do receptor, utilizado para análise dos ruídos	73
Figura 34-Simulação de penalidades para PIN, a 45Mbit/s e banda óptica 10nm	81
Figura 35-Simulação de penalidades para PIN, a 45Mbit/s e banda óptica 0.1nm	82
Figura 36-Simulação de penalidades para APD, a 45Mbit/s e banda óptica 10nm	82
Figura 37-Simulação de penalidades para APD, a 45Mbit/s e banda óptica 0.1nm	83
Figura 38-Simulação de penalidades para PIN, a 2.5Gbit/s e banda óptica 10nm	84
Figura 39 Simulação de penalidades para PIN, a 2.5Gbit/s e banda óptica 0.1nm	84
Figura 40-Simulação de penalidades para APD, a 2.5Gbit/s e banda óptica 10nm	85
Figura 41-Simulação de penalidades para PIN, a 2.5Gbit/s e banda óptica 0.1nm	86
Figura 42-Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE, para receptor PIN, a 45Mbit/s	88

Figura 43-Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE, para receptor PIN, a 2.5Gbit/s	89
Figura 44-Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE, para receptor APD, a 45Mbit/s	90
Figura 45-Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE, para receptor APD, a 2.5Gbit/s	91
Figura 46-Curva de rendimento do sinal, em função da razão de extinção	93
Figura 47-Curva de penalidade em função da razão de extinção	94
Figura 48-Arranjo experimental para observação dos efeitos das potências ópticas na geração de ruídos	95
Figura 49-Gráficos dos ruídos gerados pelo excedente de potência de bombeio e pela ASE, em função de suas potências ópticas	97
Figura 50-Arranjo experimental para medidas de taxas de erro	99
Figura 51-Gráfico de taxa de erro da recepção em 45Mbit/s em função da potência de sinal para vários níveis de ASE	101
Figura 52-Gráfico de penalidades medidas experimentalmente e calculadas utilizando o modelo desenvolvido, em 45 Mbit/s	101
Figura 53-Gráfico de penalidades medidas experimentalmente e calculadas utilizando o modelo desenvolvido, em 174 Mbit/s	102
Figura 54-Arranjo experimental para medida de taxas de erro	104
Figura 55-Gráfico de penalidades em função da potência de ASE	105
Figura 56-Arranjo experimental utilizado nas medidas feitas a 2.5Gbit/s com receptor APD	106

Figura 57-Curvas de BER para banda óptica de 30nm	108
Figura 58-Curvas de BER para banda óptica de 1nm	108
Figura 59-Gráfico de penalidade para banda óptica de 30nm	109
Figura 60-Gráfico de penalidade para banda óptica de 1nm	110
Figura III.1-Representação simplificada de um receptor APD	136

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1- Parâmetros da caracterização do EDFA	52
Tabela 4.1- Sensibilidades de receptores ópticos	63
Tabela 4.2- Parâmetros utilizados nas simulações das penalidades	80
Tabela 5.1- Parâmetros para cálculo das penalidades ..	102

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AFDE	- Amplificador a Fibra Dopada com Érbio
ASE	- Amplified Spontaneous Emission
BER	- Bit Error Rate
bit	- Binary Digit
CSA	- Cross-Section Area
CPqD	- Centro de Pesquisa e Desenvolvimento
DFB	- Distributed Feedback
EDFA	- Erbium Doped Fiber Amplifier
ELO	- Equipamento de Linha Óptica
ESA	- Excited State Absorption
LASER	- Light Amplification by Stimulated Emission of radiation
RMS	- Root Mean Square
Telebras	- Telecomunicações Brasileiras S.A.
WDM	- Wavelength Division Multiplexer

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - área do núcleo da fibra (m^2), Ampère
 A_{21} - Taxa de decaimento espontâneo dos íons de érbio do nível 2 para o nível 1 (s^{-1})
 A_{31} - Taxa de decaimento espontâneo dos íons de érbio do nível 3 para o nível 1 (s^{-1})
 A_{32} - Taxa de decaimento espontâneo dos íons de érbio do nível 3 para o nível 2 (s^{-1})
 B_e - largura de banda elétrica do receptor óptico (Hz)
 B_o - largura de banda óptica da potência de ASE (Hz)
 $D_{ASE}(t)$ - densidade espectral de potência de ASE (W/Hz)
 dB - deciBel
 dBm - deciBel em relação a uma potência de 1mW
 e - carga do elétron (Coulomb)
 $E_{ASE}(t)$ - campo elétrico da potência de ASE (V/m)
 $E_{sinal}(t)$ - campo elétrico do sinal (V/m)
 G - ganho do amplificador
 G_{max} - ganho máximo do amplificador (dB)
 $G_{bit/s}$ - taxa de transmissão (10^9 bit por segundo)
 $G(P_{sin})$ - ganho em função da potência de sinal de entrada do EDFA (dBm)
 h - constante de Planck ($6,6260755 \cdot 10^{-34}$ Joule.s)
 i - corrente elétrica (A)
 $I^2_{ASE-ASE}$ - corrente média quadrática do ruído de batimento ASE-ASE (A^2)
 $I^2_{shot-ASE}$ - corrente média quadrática do ruído "shot" da potência de ASE (A^2)
 $I^2_{shot-sinal}$ - corrente média quadrática do ruído "shot" da potência de sinal (A^2)
 $I^2_{sinal-ASE}$ - corrente média quadrática do ruído de batimento sinal-ASE (A^2)
 I^2_{th} - corrente média quadrática do ruído eletrônico (A^2)

k - constante de Boltzmann ($1,380658 \cdot 10^{-23}$ Joule/Kelvin)
 K - Kelvin (-273.16 °C)
 km - quilometro (10^3 m)
 $Mbit/s$ - taxa de transmissão (10^6 bit por segundo)
 m - metro
 ms - mili-segundo (10^{-3} s)
 mW - miliwatt (10^{-3} W)
 nA - nanoampère (10^{-9} A)
 nW - nanowatt (10^{-9} W)
 nm - nanômetro (10^{-9} m)
 N_{sp} - parâmetro de inversão de população
 N_t - densidade volumétrica da população total (íon/ m^3)
 N_1 - densidade volumétrica da população do nível 1 (íon/ m^3)
 N_2 - densidade volumétrica da população do nível 2 (íon/ m^3)
 N_3 - densidade volumétrica da população do nível 3 (íon/ m^3)
 P_a - potência de ASE (W)
 P_{ASE} - potência de ASE (W)
 P_{ASEmax} - potência máxima de ASE (dBm)
 $P_{ASE}(P_{sin})$ - potência de ASE em função da potência de sinal de entrada (dBm)
 P_p - potência de bombeio (W)
 P_s - potência de sinal (W)
 P_{sin} - potência de sinal na entrada do EDFA (dBm)
 $P_{sat_{ASE}}$ - potência de saturação da ASE (dBm)
 P_{sat_G} - potência de saturação de ganho do EDFA (dBm)
 $P(0)$ - potência óptica do nível "0" (W)
 $P(1)$ - potência óptica do nível "1" (W)
 Q - argumento da função de erro
 r - fator de extinção do sinal
 R - responsividade do fotodetector (A/W)
 S_o - sensibilidade do receptor óptico (W)
 V - Volt
 α - relação entre as potências de sinal nos níveis

"0" e "1"

- α_p - atenuação do bombeio na fibra (m^{-1})
- α_s - atenuação do sinal na fibra (m^{-1})
- Γ_p - integral de sobreposição entre o campo modal do bombeio e os íons de érbio
- Γ_s - integral de sobreposição entre o campo modal do sinal e os íons de érbio
- $\Delta\nu$ - largura de banda óptica do EDFA (Hz)
- α_{pa} - seção transversal de absorção do íon de érbio no comprimento de onda do bombeio (m^2)
- α_{pe} - seção transversal de emissão do íon de érbio no comprimento de onda do bombeio (m^2)
- α_{pe2} - seção transversal de emissão do íon de érbio no comprimento de onda do bombeio (m^2)
- α_{sa} - seção transversal de absorção do íon de érbio no comprimento de onda do sinal (m^2)
- α_{se} - seção transversal de emissão do íon de érbio no comprimento de onda do sinal (m^2)
- λ - comprimento de onda (m)
- μm - micrometro (10^{-6} m)
- μW - microwatt (10^{-6} W)
- ν_p - frequência da potência bombeio (Hz)
- ν_s - frequência da potência de sinal (Hz)

RESUMO

SIMÕES, F.D. *Estudo da influência de amplificadores à fibra dopada com érbio em sistemas de comunicações ópticas digitais*. São Carlos, 1995. 154p. Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

Amplificadores ópticos à fibra dopada com érbio são dispositivos de grande importância em sistemas de comunicações ópticas. O projeto otimizado de um enlace óptico maximiza o aproveitamento dos amplificadores, reduzindo os custos de implantação do enlace. São analisados os princípios de funcionamento destes amplificadores, explicitando-se suas características mais notáveis através da montagem e caracterização de dois protótipos. É também feito um estudo sobre a influência da potência de emissão espontânea, produzida pelo amplificador, na recepção óptica. Este estudo é feito através da análise dos principais ruídos associados aos sistemas ópticos. Basedo neste estudo, é desenvolvido um modelo matemático para o cálculo da penalidade causada pela potência de emissão espontânea. Os resultados previstos por este modelo são comparados com experimentos de laboratório.

ABSTRACT

Erbium doped fiber amplifiers are very important devices in optical systems. The optimized project of an optical link increases the use of these amplifiers, reducing installation costs. In this work, the most remarkable characteristics of these devices are shown, using two prototypes. The influence of the spontaneous emission power, generated by the amplifier, on optical receptions is also studied. This is done through the analyses of the most relevant noises associated to optical systems. Based on that, a mathematical model is developed to calculate the penalty caused by the spontaneous emission power. The results predicted by this model are compared to practical data.

I. INTRODUÇÃO

Nos dias atuais e vindouros, a sociedade necessita e necessitará cada vez mais de disponibilidade de informações; o progresso científico e tecnológico tem na troca de informações um de seus principais pilares. Neste contexto a tecnologia de comunicações ópticas, aliada a outras tecnologias de processamento de informações, representa o princípio de uma nova era, bem como um novo impulso para o desenvolvimento humano.

O papel das comunicações ópticas é fornecer a possibilidade de se ter informações abundantes a baixo custo. Devido as suas características excepcionais de capacidade de transmissão, imunidade a interferências eletromagnéticas externas, pequeno volume e baixo custo, as fibras ópticas mostram-se como um meio físico muito adequado à transmissão de informações. Elas surgiram como resposta a uma série de limitações encontradas pelos sistemas de comunicações anteriores como a ocupação do espectro eletromagnético no caso das transmissões via rádio e a baixa capacidade de transmissão dos cabos metálicos. A tecnologia de fibras ópticas, aliada à dos lasers semicondutores formam o alicerce sobre o qual se apoiam as comunicações ópticas. Estas tecnologias abriram um novo espaço para o aumento das capacidades de transmissão.

A história das comunicações ópticas teve seu início na década de 60^[1,2] quando começaram a aparecer os primeiros componentes básicos dos sistemas ópticos (lasers semicondutores e fibras ópticas). Desde então, os sistemas ópticos vêm sofrendo um constante aperfeiçoamento, mas mesmo assim ainda tinham limitações quanto ao alcance máximo e os sistemas de amplificação de sinal ou não eram suficientemente bons e confiáveis ou não eram baratos ou

ainda não tinham flexibilidade suficiente para baratear os custos das transmissões ópticas ao ponto de provocar uma difusão em maior escala da tecnologia. O advento dos amplificadores ópticos à fibra veio dar o derradeiro impulso na difusão das comunicações ópticas, proporcionando alcance transcontinental aos enlaces, diminuindo custos e flexibilizando os sistemas em termos de taxas de transmissão, comprimento de onda, número de canais WDM e tipos de modulação.

O amplificador óptico à fibra dopada com érbio, doravante denominado EDFA (do inglês: Erbium Doped Fiber Amplifier) apresenta características imprescindíveis aos amplificadores ópticos na região de $1,55\mu\text{m}$ tais como: elevado ganho, baixas perdas de inserção, baixo ruído, baixo custo, ampla largura de banda de amplificação, baixo crosstalk, independência da polarização de sinal, confiabilidade e pequeno volume entre outras. Estas características o tornam um componente estratégico na tecnologia de comunicações ópticas.

Este trabalho propõe-se a dar algumas contribuições ao entendimento do funcionamento dos EDFAs e também dos enlaces ópticos que os utilizam.

1.1 HISTÓRICO

A possibilidade de utilização de fibras ópticas como meio físico para transmissões foi especulada pela primeira vez em 1966 por dois pesquisadores da Standard Telecommunications Labs.^[2], na Inglaterra, que anteviram a possibilidade de obter-se fibras com perdas inferiores a 20 dB/km. Três anos após, a Nippon Sheet Glass Co. e a Nippon Electric Co. produziram a primeira fibra óptica para telecomunicações, a "Selfoc", com perdas da ordem de 100 dB/km. Poucos anos antes, em 1962, foi inventado o laser semiconductor, que anos após se tornaria o mais comum conversor eletro-óptico das comunicações ópticas.

As comunicações ópticas começaram a se desenvolver apoiadas nas tecnologias de lasers e fibras ópticas. Ambas as tecnologias tiveram um substancial amadurecimento, desde seus primórdios até os dias atuais, permitindo a proliferação de sistemas ópticos, hoje corriqueiros em muitos países do mundo.

Apesar de todo o desenvolvimento alcançado, os sistemas de comunicações ópticas possuíam um "gargalo tecnológico", no que tange as limitações por atenuação. A amplificação dos sinais podia ser feita basicamente de duas maneiras: a amplificação óptica direta, através de amplificadores semicondutores, por efeito Raman e laser-a-gás entre outros, que não apresentavam características físicas, desempenho e custos satisfatórios ou a utilização de regeneradores eletrônicos com conversão ópto-elétrica, amplificação eletrônica e finalmente conversão eletro-óptica. Esses regeneradores limitavam a possibilidade de mudanças nos sistemas e apresentam ainda hoje um custo elevado.

A necessidade de transpor as dificuldades de repetição dos sinais ópticos deu grande impulso ao desenvolvimento da tecnologia dos EDFAs. Os primeiros amplificadores à fibra foram demonstrados no início dos anos 60 por Snitzer e Koester, utilizando vidros dopados

com íons de neodímio. Duas décadas se passaram até que os primeiros resultados promissores com amplificação com fibras dopadas com íons de terras raras fossem apresentados por pesquisadores da universidade de Southampton - R.U., em 1985. A mesma universidade mostrou pela primeira vez um EDFA em 1986.

Desde os primeiros resultados com EDFAs, o progresso tem sido vertiginoso, ao ponto de, em menos de uma década, já existirem à venda no mercado internacional EDFAs de diversos fabricantes, bem como, sistemas ópticos de telecomunicações cuja única forma utilizada de repetição são tais amplificadores. EDFAs com ganhos superiores a 45 dB^[12] e potências de saída superiores a +27 dBm^[13] encontram-se registrados na literatura .

O projeto de enlaces ópticos demanda grande atenção na análise dos ruídos envolvidos na transmissão, amplificação e recepção dos sinais ópticos. Estes ruídos são intrínsecos aos componentes utilizados e provém, basicamente, dos mecanismos de geração e interferência da luz, e também das técnicas de tratamento eletrônico do sinal. As técnicas utilizadas para a análise de ruídos de amplificadores quânticos começaram com Shimoda, Takashi e Townes^[29], em 1957, que apresentaram um estudo fundamental sobre o assunto. Já na década de 60, McIntyre^[51] publicou artigos sobre modelamento de fotodetectores e na década de 70 Personick^[31,49,52,53] produziu obras que são fundamentais ao modelamento e projeto dos enlaces ópticos digitais, resultando em uma análise prática que permite o cálculo de taxas de erro. Através do correto ajuste das variáveis do sistema de transmissão pode-se minimizar as taxas de erro do sistema, otimizando o projeto do enlace.

A tecnologia das fibras dopadas com íons de terras raras tem como subproduto não só os EDFAs como também lasers sintonizáveis de grande pureza espectral, sistemas de geração de pulsos curtos e sólitons dentre outros.

1.2. PERSPECTIVAS FUTURAS

Como consequência da redução dos custos, da ampliação da capacidade e flexibilização dos sistemas ópticos, causada pela utilização de EDFAs dentre outras tecnologias, surgem novos nichos no mercado de telecomunicações, que resultam em uma maior disponibilidade de serviços cada vez mais sofisticados. Estes serviços levam a automatização de tarefas do dia-a-dia, tornando as informações mais acessíveis e aumentando as interações entre diversos grupos humanos. Como consequência desse aumento de interações surgem novas possibilidades, enfoques e oportunidades para o mundo das idéias, que podem ser melhor desenvolvidas em função da diminuição do tempo requerido para a execução das tarefas já automatizadas.

É quase impossível prever a extensão das consequências de um tão grande avanço na tecnologia de comunicações. Para se ter uma idéia das possibilidades iniciais, pode-se citar a instalação das "optical superhighways" nos EUA, que são sistemas de transmissão óptica de alta capacidade. Estes sistemas deverão interconectar não apenas seus principais centros urbanos como também alcançar outros países em outros continentes, levando informações de telefone, canais de televisão, redes de computadores e serviços interativos diversos entre outros.

Em termos mais técnicos, os esforços atuais em EDFAs estão concentrados na equalização do ganho em toda a faixa de amplificação para aplicações densamente multiplexadas em comprimento de onda, aumento da potência máxima de saída e aumento da confiabilidade. O desenvolvimento dessas características permite, além da utilização mais eficiente dos EDFAs, um aumento na distância máxima entre amplificadores e uma maior credibilidade nesta tecnologia. A consequência mais imediata desses desenvolvimentos é a redução dos custos de

implantação e manutenção dos sistemas com EDFAs.

Na área do desenvolvimento de novos tipos de amplificadores à fibra, estão sendo pesquisados amplificadores para a janela de $1,3\mu\text{m}$ utilizando fibras dopadas com íons de neodímio e praseodímio^[4] e, em outras janelas, com dopagens e fibras diferentes^[6].

1.3. CONTEÚDO DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação está organizada em capítulos que abordam os assuntos do trabalho desenvolvido no programa de mestrado. Esta organização segue uma ordem evolutiva coincidente com o desenvolvimento cronológico dos trabalhos e cada capítulo de caráter experimental é precedido de um capítulo de caráter teórico, onde é desenvolvida a teoria correlata ao capítulo posterior.

No Capítulo I desta dissertação há, na introdução, algumas colocações sobre o contexto em que se insere a tecnologia dos EDFAs e seu impacto sobre as comunicações ópticas. Encontra-se também, no histórico, uma pequena revisão de alguns dos principais fatos históricos correlatos, que encaminharam o desenvolvimento dessa tecnologia e das comunicações ópticas até os dias atuais. São traçados, no item perspectivas futuras, alguns prognósticos sobre o desenvolvimento das comunicações ópticas em função da utilização dos EDFAs.

O Capítulo II descreve os componentes básicos do EDFA, suas funções e a atuação do conjunto. Nela encontram-se também os princípios básicos de funcionamento, os parâmetros básicos e suas características gerais. Neste capítulo são introduzidos modelos matemáticos para cálculo dos comportamentos das potências ópticas e populações dos íons em cada nível energético dentro da fibra dopada com érbio, cujos objetivos neste trabalho são apenas facilitar o entendimento do funcionamento do EDFA. O primeiro modelamento apresentado é baseado em equações de taxas e equações convectivas e é utilizado em vários trabalhos da literatura correlata^[9-28], o segundo modelo, mais simples, é utilizado para explicações sobre o ganho e as potências de emissão espontânea do amplificador, em função de parâmetros já utilizados no primeiro modelamento.

No Capítulo III são descritas duas montagens de EDFAs realizadas, os arranjos experimentais utilizados nas

caracterizações ópticas e os resultados obtidos para as duas montagens. As caracterizações ópticas do primeiro EDFA são feitas em termos de variação de ganho e potências de emissão espontânea, em função das potências de bombeio e sinal, nas configurações co-propagante e contra-propagante. Para o segundo EDFA foram feitas caracterizações visando ressaltar semelhanças e diferenças entre grandezas como ganho e potência de emissão espontânea em função das potências de sinal de entrada e potências ópticas de saída para vários valores de potência de entrada, nas configurações co-propagante e contra-propagante. São apresentadas curvas de ajuste empíricas para o comportamento do ganho e da potência de emissão espontânea em função de parâmetros do amplificador. São feitas comparações entre os parâmetros das curvas de ajuste do amplificador para configurações co-propagante e contra-propagante.

No Capítulo IV é apresentada uma introdução sobre os principais ruídos encontrados em sistemas ópticos de detecção direta, modulados em amplitude e que utilizam EDFAs; as influências sobre as taxas de erros e seus modelamentos matemáticos. É feita a dedução de uma expressão matemática para o cálculo das penalidades impostas pela utilização do amplificador para receptores com fotodetectores PIN e APD. São apresentados também resultados de simulações computacionais sobre as influências dos diversos ruídos no cômputo total das penalidades, para várias condições de largura espectral das potências de emissão espontânea e em várias taxas de transmissão.

No Capítulo V são apresentadas medidas de ruídos causados pelas potências ópticas de emissão espontânea e excedente de potência de bombeio e o arranjo experimental utilizado na sua determinação. São apresentados, também, resultados de medidas de taxas de erro e penalidades para sistemas em 45 e 174 Mbit/s, com fotodetectores tipo PIN,

e comparadas com os valores determinados pela expressão deduzida no capítulo IV. Este procedimento é feito para um sistema a 2.5Gbit/s, com fotodetector tipo APD. É mostrado, também, o arranjo experimental utilizado nas determinações desses resultados.

O Capítulo VI apresenta a síntese das conclusões mais relevantes deste trabalho.

No final da dissertação há 4 apêndices, o primeiro contendo deduções dos ruídos de batimento que ocorrem no fotodetector, o segundo demonstra o limite mínimo da figura de ruído dos EDFAs, o terceiro contém deduções das correntes de sinal e ruídos que saem dos fotodetectores e o quarto mostra uma análise estimativa do valor de ruído térmico de um receptor óptico.

II.DESCRICÃO E MODELAMENTO DO FUNCIONAMENTO DO EDFA

2.1.INTRODUÇÃO

O elemento amplificador de um EDFA é a fibra dopada com íons de érbio. Em linhas gerais, para que ocorra a amplificação é necessário que o sinal a ser amplificado encontre, durante sua travessia pela fibra de érbio, íons excitados, dos quais extrairá a energia para gerar mais fótons que, por sua vez, serão novamente multiplicados até que o sinal atravesse toda a fibra dopada com érbio e saia amplificado.

Os íons de érbio necessitam de uma fonte externa de energia para que haja excitação em nível suficiente para que ocorra a amplificação. Na prática, são utilizados lasers de bombeio acoplados à fibra de érbio.

Na figura 1 vê-se a configuração mínima de um EDFA.

FIGURA 1: Configuração mínima de um EDFA.

Onde: WDM (Wavelength Division Multiplexer) é um acoplador óptico seletivo em comprimento de onda e Er^{+3} é a fibra dopada com érbio.

O sinal pode ser aplicado na extremidade 1, na extremidade 2, ou ainda, em ambas simultaneamente, para amplificação bidirecional. O acoplador óptico WDM é utilizado para acoplar a potência do laser de bombeio na fibra de érbio e permitir a passagem do sinal para dentro ou para fora do amplificador, dependendo do caso. Quando o sinal e o bombeio propagam-se no mesmo sentido, diz-se que o amplificador está trabalhando na configuração co-propagante, caso contrário estará trabalhando na configuração contra-propagante.

A interação matéria-energia na fibra de érbio manifesta-se basicamente por intermédio de três fenômenos: A absorção fotônica, o decaimento espontâneo e o decaimento estimulado.

A absorção fotônica pelo íon de érbio ocorre quando um fóton incide sobre um elétron que está em um

determinado estado energético e é absorvido, aumentando a energia do elétron. O aumento de energia do elétron é igual a energia do fóton absorvido.

O decaimento espontâneo ocorre quando um elétron excitado decai para um nível de menor energia, sem que seja necessária a absorção de um fóton para isso. Neste decaimento pode haver a emissão ou não de um fóton. Caso haja a emissão do fóton diz-se que houve um decaimento radiativo ou emissão espontânea.

No decaimento espontâneo pode não ocorrer a emissão de um fóton e neste caso, a energia perdida pelo elétron é transmitida para o meio ao redor na forma de um quantum de vibração chamado fônon. O decaimento é então chamado decaimento não-radiativo.

O decaimento estimulado ocorre devido a ação de um fóton incidente sobre um íon excitado, que estimula a geração de mais um fóton de mesma energia, orientação e fase do fóton incidente. Este processo é chamado de emissão estimulada.

A emissão estimulada e a absorção fotônica são os mecanismos que compoem o processo de amplificação óptica dentro da fibra de érbio, onde os fótons são absorvidos um a um e re-emitidos dois a dois durante a travessia da mesma, até saírem da fibra de érbio.

Na figura 2 encontra-se a representação esquemática do princípio de funcionamento da amplificação óptica com EDFAs.

FIGURA 2: Diagrama de três níveis energéticos do íon de érbio.

O processo de amplificação de um EDFA pode ser representado, com muita propriedade, por um sistema energético de três níveis, como ilustrado na figura 2. O nível 1 é o nível energético fundamental, estável, no qual encontra-se a grande maioria dos elétrons na ausência da potência de bombeio.

A potência de bombeio, ao ser acoplada, percorre a fibra de érbio excitando os íons que a absorvem ao longo do caminho. Estes íons passam do estado fundamental para o nível de bombeio (nível 3), instável, nele permanecendo por um período muito curto de tempo (menor que ps), passando a seguir para o nível meta-estável (nível 2) cujo tempo médio de decaimento espontâneo é da ordem de 10ms.

Uma vez atingido o nível meta-estável poderá ocorrer ou o decaimento espontâneo ou o decaimento estimulado mas, em ambos os casos, há alta probabilidade do decaimento ser radiativo. Quando há emissão espontânea o fóton é emitido com frequência, fase, direção e sentido aleatórios. Caso o fóton seja emitido com uma orientação que permita seu guiamento pela fibra de érbio ocorrerá a amplificação do mesmo, gerando a emissão espontânea amplificada (ASE), que é emitida pelas duas extremidades da

fibra de érbio.

Vários comprimentos de onda de bombeio podem ser utilizados para excitar os íons de érbio pois, existem várias janelas ópticas onde as transições para níveis mais energéticos são factíveis quanticamente. Alguns destes comprimentos de onda estão representados na figura 3.

FIGURA 3: Diagrama de níveis energéticos do íon de érbio^[8].

A maioria dos comprimentos de onda de bombeio utilizáveis apresenta a ocorrência de um fenômeno indesejável, não representado na figura 3, chamado absorção de estado excitado (ESA). A ESA ocorre quando um íon, já em estado excitado, absorve um fóton e passa para um nível energético superior, decaindo rapidamente para um nível de energia inferior através de transição energética não-radiativa. A perda de energia no processo de ESA diminui sensivelmente a eficiência da potência de bombeio na excitação dos íons de érbio^[7,8].

Para que a amplificação na fibra de érbio seja maximizada, deverá haver o mais alto índice possível de excitação dos íons de érbio. Quando os íons são mantidos, fora do equilíbrio termodinâmico, em um estado excitado instável ocorre a chamada inversão de população. A

probabilidade de um fóton de sinal, aplicado ao amplificador, ser amplificado é tanto maior quanto maior for a inversão de população, visto que um íon excitado pode promover a emissão estimulada e um íon não excitado absorver o fóton incidente. Devido a importância de uma inversão de população elevada e a presença da ESA em bombeios de diversos comprimentos de onda, os EDFAs utilizam bombeio nas regiões em torno de 980nm e 1480nm, onde não se observa a presença da ESA, alcançando-se altos níveis de inversão de população, com potências ópticas compatíveis com a utilização de lasers semicondutores. É vantajosa a utilização de lasers semicondutores devido ao seu pequeno volume, alta eficiência de conversão eletro-óptica ($\geq 200\text{mW/A}$), baixo custo e baixas perdas no acoplamento óptico com a fibra de érbio.

Outra vantagem da utilização do bombeio nas regiões de 980nm e 1480nm é que a fibra de érbio pode ser monomodo tanto para o bombeio como para o sinal, permitindo que se concentrem os íons de érbio na região central do núcleo da fibra, coincidindo com a máxima intensidade do modo fundamental de propagação dos sinais ópticos, o que otimiza a interação dos campos eletromagnéticos com os íons, melhorando o desempenho da fibra em termos de ganho, ruído e aproveitamento do bombeio.

Um parâmetro que reflete a probabilidade de emissão radiativa, em um determinado comprimento de onda, por um íon excitado, é a área de seção transversal (CSA) de emissão. Analogamente, a CSA de absorção do mesmo íon reflete a absorvância do íon, no estado fundamental e em um determinado comprimento de onda. As CSAs de absorção e emissão do íon podem ser estimadas à partir desses espectros por meio, por exemplo, das equações de Fuchtbauer-Ladenberg^[10,11]. Na figura 4 têm-se os gráficos das CSA de absorção e emissão do érbio. As influências das CSA de absorção e emissão no comportamento dos EDFAs serão discutidas mais adiante.

FIGURA 4: Gráfico de áreas de seção transversal de absorção de emissão em função do comprimento de onda^[11].

Um dos principais parâmetros dos EDFA é o ganho de potência. Muitas vezes deseja-se maximizar o ganho de uma determinada fibra, para uma dada potência de bombeio. Para maximizar-se o ganho de um EDFA, a fibra de érbio deverá apresentar o maior comprimento possível. Devido ao fato da fibra de érbio necessitar de certo nível mínimo de potência de bombeio para apresentar algum ganho, não se pode utilizar de um comprimento excessivo de fibra. Se o comprimento da fibra de érbio é grande demais, a potência de bombeio que atravessa a fibra com érbio vai sendo absorvida continuamente e a densidade de íons excitados vai decaindo até que não haja população excitada em nível suficiente para causar ganho pois, à partir do ponto onde o ganho por comprimento da fibra é nulo, a atenuação causada pela absorção será maior que o ganho produzido, fazendo com que a fibra tenha seu ganho reduzido. Caso a fibra de érbio seja muito curta, o ganho máximo, para essas condições de bombeio, não será atingido.

Observando-se as limitações descritas acima, pode-se intuir que, para um determinado nível de bombeio,

existe um comprimento que maximiza o ganho do EDFA. Este comprimento é chamado de comprimento ótimo e nele os trechos extremos, opostos à entrada da potência de bombeio, têm nível de excitação tal que, o ganho por comprimento tende a zero.

Na figura 5a pode-se observar o comportamento da curva de variação do ganho de uma determinada fibra de érbio, em função do seu comprimento, para diferentes níveis de bombeio. Nota-se que o comprimento ótimo varia em função da potência de bombeio aplicada à fibra e que, quanto maior a potência de bombeio aplicada, maior o comprimento ótimo. Outra constatação que pode ser feita é que a curva de tendência dos pares ordenados, comprimento ótimo e ganho respectivo, não forma uma reta, como se poderia presumir, mas uma curva cuja inclinação vai decaindo conforme aumenta o comprimento ótimo da fibra. Essa alteração na inclinação da curva de tendência de ganho do comprimento ótimo versus comprimento ótimo deve-se ao fato da potência de ASE gerada ter influência cada vez maior na saturação do EDFA, conforme o ganho vai sendo maximizado. Pode-se extrapolar a curva de comprimento de fibra contra ganho para uma condição tal, que não seja mais possível aumentar o ganho, por maiores que sejam o comprimento de fibra utilizado e a potência de bombeio aplicada.

FIGURA 5a: Variação do ganho de uma fibra de érbio em função do comprimento, para vários valores de potência de bombeio^[14].

Na figura 5b observa-se que, para comprimentos pequenos de fibra, a potência de bombeio necessária para a obtenção de ganho positivo é pequena e vai aumentando à medida em que o comprimento da fibra aumenta. Este comportamento é explicado pelo fato de cada trecho da fibra necessitar de um valor mínimo de potência de bombeio para que se possa obter um coeficiente positivo de ganho por comprimento. Assim sendo, os trechos da fibra mais distantes da entrada do bombeio, por estarem numa região onde parte da potência já foi absorvida pelos trechos anteriores, apresentam intensidades menores de bombeio. Se a potência de bombeio for muito baixa, não haverá suficiente inversão de população nos trechos finais da fibra (tomando-se o ponto da entrada do bombeio como início da fibra) ou, dependendo das condições de bombeio, em toda a fibra. À medida em que se aumenta a potência de bombeio aumenta-se também o ganho total da fibra, em função da maior inversão de população, até o ponto onde o aumento da potência de bombeio não provoca mais qualquer acréscimo significativo de ganho visto que, o aumento da população

invertida, devido ao aumento da potência de bombeio, torna-se insignificante perante a população invertida total. Para comprimentos mais elevados de fibra, é necessária uma maior potência de bombeio para que se consiga uma inversão de população que permita ganho positivo. Quanto maior for o comprimento da fibra, maior será a potência necessária para que a fibra apresente ganho positivo porém, maior será o ganho atingido por ela.

FIGURA 5b: Variação do ganho de uma fibra de érbio em função da potência de bombeio, para vários comprimentos^[14].

2.2. MODELAMENTO FENOMENOLÓGICO

Para o caso de um sistema de três níveis o equacionamento utilizado para determinar a absorção da potência de bombeio, geração de ASE e amplificação do sinal, pode ser feito através de dois sistemas de equações: as equações de taxas e as equações convectivas. Este equacionamento apresentado tem por objetivo, neste texto, meramente apresentar os mecanismos internos mais importantes referentes ao funcionamento dos EDFAs.

2.2.1. EQUAÇÕES DE TAXAS

Estas equações modelam as variações das densidades populacionais de cada um dos três níveis energéticos assumidos no modelo ao longo do comprimento da fibra e do tempo e são as seguintes^[9]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(z,t)}{dt} = & - \left[\frac{\sigma_{sa} \cdot \Gamma_s}{h \cdot v_s \cdot A} \cdot (P_s + P_a^+ + P_a^-) + \frac{\sigma_{pa} \cdot \Gamma_p}{h \cdot v_p \cdot A} \cdot (P_p^+ + P_p^-) \right] \cdot N_1 \\ & + \left[\frac{\sigma_{se} \cdot \Gamma_s}{h \cdot v_s \cdot A} \cdot (P_s + P_a^+ + P_a^-) + A_{21} + \frac{\sigma_{pe_2} \cdot \Gamma_p}{h \cdot v_p \cdot A} \cdot (P_p^+ + P_p^-) \right] \cdot N_2 \\ & + \left[\frac{\sigma_{pe} \cdot \Gamma_p}{h \cdot v_p \cdot A} \cdot (P_p^+ + P_p^-) \right] \cdot N_3 \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(z,t)}{dt} = & \left[\frac{\sigma_{sa} \cdot \Gamma_s}{h \cdot v_s \cdot A} \cdot (P_s + P_a^+ + P_a^-) \right] \cdot N_1 \\ & - \left[\frac{\sigma_{se} \cdot \Gamma_s}{h \cdot v_s \cdot A} \cdot (P_s + P_a^+ + P_a^-) + A_{21} + \frac{\sigma_{pe_2} \cdot \Gamma_p}{h \cdot v_p \cdot A} \cdot (P_p^+ + P_p^-) \right] \cdot N_2 \\ & + A_{32} \cdot N_3 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$N_3 = N_t - N_1 - N_2 \quad (2.3)$$

onde:

- N_1, N_2, N_3 e N_t são as densidades populacionais dos níveis 1, 2 e 3 e a densidade populacional total, respectivamente, em íon de érbio/m³.
- Γ_s e Γ_p são as integrais de sobreposição calculadas na seção transversal da fibra entre o sinal e o bombeio^[10], respectivamente, e representam o quanto dos campos modais em questão se sobrepõe aos íons de érbio do núcleo da fibra.
- P_s, P_a^+ e P_p^+ são as potências de sinal, ASE e bombeio em Watts, respectivamente. O índice (+) indica propagação no mesmo sentido que o sinal e o (-) indica propagação em sentido contrário.
- A é a área da seção transversal do núcleo da fibra em m².
- $Q_{sa}, Q_{pa}, Q_{so}, Q_{po}$ e Q_{p02} são as seções transversais equivalentes dos íons de érbio, em m²/íon para: absorção de sinal e ASE, absorção de bombeio, emissão no comprimento de onda do sinal e do ASE, emissão no comprimento de onda do bombeio (para o caso de bombeio em outro comprimento de onda que não na região de 1450-1500nm) e emissão no comprimento de onda na faixa de 1450-1500nm.
- A_{21} e A_{32} são os inversos dos tempos médios, em segundos, de decaimento espontâneo dos elétrons do nível 2 para o nível 1 e do nível 3 para o nível 2, respectivamente. Representam as taxas de decaimento energético espontâneo dos íons entre os níveis. O parâmetro A_{31} seria a taxa de decaimento do nível 3 diretamente para o nível 1. Essa transição é, no caso do EDFA, estatisticamente tão improvável que não é considerada^[9].

► ν_s é a frequência óptica do sinal em Hertz, é utilizada também como aproximação das frequências da ASE. ν_p é a frequência óptica do bombeio e h é a constante de Planck.

Quando o bombeio é feito diretamente no nível meta-estável (comprimento de onda de bombeio entre 1450 e 1500nm) tem-se $g_{p,2}=g_p$ e quando feito em outros comprimentos de onda tem-se $g_{p,2}=0$ pois, não há re-emissão de bombeio nesses comprimentos de onda^[9].

As seções transversais equivalentes devem ser determinadas experimentalmente utilizando-se, por exemplo, as medidas de espectro de absorção e emissão da fibra óptica utilizada e a análise de Fuchtbauer-Ladenberg^[10,11].

Na equação (2.1), o primeiro termo é a taxa de excitação de elétrons do nível 1 causada pelo sinal e pela ASE; o segundo termo é a taxa de excitação dos elétrons do nível 1 pelo bombeio; o terceiro termo é a taxa de decaimento dos elétrons do nível 2 para o nível 1 devido a emissões estimuladas pelo sinal e pela ASE e também por decaimento espontâneo; o quarto termo é a taxa de decaimento do nível 2 para o nível 1 devido a emissão estimulada causada pelo bombeio e o quinto termo é a taxa de decaimento do nível 3 para o nível 1 devido a emissão estimulada causada pelo bombeio.

Na equação (2.2), o primeiro termo representa a taxa de aumento da densidade populacional do nível 2, por excitação de elétrons do nível 1 devido à ação da potência de sinal e de ASE, o segundo termo representa o decaimento estimulado provocado pelas potências de sinal e ASE e também representa o decaimento espontâneo dos elétrons no nível 2; o terceiro termo representa o decaimento estimulado causado pela potência de bombeio; o último termo representa o aumento de densidade populacional no nível 2, devido ao decaimento espontâneo de elétrons do nível 3 para o nível 2.

Nas equações (2.1) e (2.2) não estão sendo levados em consideração os efeitos causados pela absorção de estado excitado, devido ao fato das equações destinarem-se ao modelamento de amplificadores bombeados nos comprimentos de onda de 980 e 1480 nm, onde a ESA não tem influência significativa^[9].

2.2.2. EQUAÇÕES CONVECTIVAS

As equações convectivas modelam a evolução espacial e temporal das potências de bombeio, sinal e ASE ao longo da fibra. São elas^[9]:

$$\frac{dP_p^\pm(z, t)}{dz} = \mp P_p^\pm \cdot \Gamma_p \cdot (\sigma_{pa} \cdot N1 - \sigma_{pe_2} \cdot N2 - \sigma_{pe} \cdot N3) \mp \alpha_p \cdot P_p^\pm \quad (2.4)$$

$$\frac{dP_s(z, t)}{dz} = P_s \cdot \Gamma_s \cdot (\sigma_{se} \cdot N2 - \sigma_{sa} \cdot N1) - \alpha_s \cdot P_s \quad (2.5)$$

$$\frac{dP_a^\pm(z, t)}{dz} = \pm P_a^\pm \cdot \Gamma_s \cdot (\sigma_{se} \cdot N2 - \sigma_{sa} \cdot N1) \pm 2 \cdot \sigma_{se} \cdot N2 \cdot \Gamma_s \cdot h \cdot \nu_s \cdot \Delta \nu \mp \alpha_s \cdot P_a^\pm$$

(2.6)

onde:

- α_p e α_s são os coeficientes de atenuação na fibra para os comprimentos de onda de bombeio e sinal, devidos apenas às características de atenuação da fibra óptica, não sendo consideradas as absorções pelos íons de érbio; em m^{-1} .

► $\Delta\nu$ é a largura de banda óptica do amplificador, em Hertz.

A equação (2.4) trata da evolução dos níveis de potência de bombeio, onde o primeiro termo mostra a influência da absorção do bombeio pelos íons de érbio e emissão estimulada a partir dos níveis 2 e 3, no comprimento de onda do bombeio. O segundo termo reflete a atenuação do bombeio na fibra.

A equação (2.5) é relativa à potência do sinal, onde o primeiro termo representa a emissão estimulada da população do nível 2 e a absorção da população do nível 1. O segundo termo refere-se a atenuação da fibra no comprimento de onda do sinal.

Na equação (2.6) tem-se a evolução espacial da potência de ASE. No primeiro termo estão representadas a emissão estimulada da população do nível 2 e a absorção da população do nível 1. O segundo termo modela a potência de emissão espontânea da população do nível 2 e o terceiro termo representa a atenuação da ASE na fibra.

Estes dois conjuntos de equações resolvem com boa precisão a evolução das potências ópticas ao longo da fibra. Não apresentam soluções algébricas diretas, sendo necessária a utilização de ferramentas computacionais pois, muitos dos parâmetros variam em função do comprimento de onda, entretanto, podem ser feitas simplificações para obter-se modelos com soluções analíticas^[15-17]. Apesar destas limitações, esse modelamento é a base da análise dos EDFAs^[18-28].

2.2.3. MODELAMENTO SIMPLIFICADO

Tendo por objetivo apenas a abordagem sistêmica, onde os fenômenos internos ao amplificador são de pouca relevância, pode-se utilizar um outro enfoque no qual a inversão de população é considerada homogênea ao longo de todo o amplificador e o nível de sinal é baixo o suficiente para não ocorrer nenhuma saturação do amplificador. Considerem-se inicialmente os seguintes parâmetros:

- n_0 - Potência óptica aplicada à entrada do amplificador [W].
- a - Probabilidade de cada fóton gerar um outro fóton igual, em um metro [m^{-1}].
- b - Probabilidade de cada fóton ser absorvido, em um metro [m^{-1}].
- c - Potência óptica de geração espontânea, por unidade de comprimento [W/m].
- n - Potência do fluxo de fótons em um sentido de propagação [W].

Assim, a equação que rege as potências ópticas ao longo do amplificador é^[29-31]:

$$\frac{dn}{dz} = (a-b) \cdot n + c \quad (2.7)$$

Resolvendo-se a equação (2.7) tem-se:

$$n = \left(n_0 + \frac{c}{a-b} \right) \cdot e^{(a-b) \cdot z} - \frac{c}{a-b} \quad (2.8)$$

onde z é o comprimento de propagação do sinal ao longo do amplificador.

Os parâmetros a, b, c são determinados pela análise das equações (2.1) - (2.6) e dados por:

$$a = N_2 \cdot \sigma_{se} \cdot \Gamma_s \quad (2.9)$$

$$b = N_1 \cdot \sigma_{sa} \cdot \Gamma_s \quad (2.10)$$

$$c = 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot \sigma_{se} \cdot \Gamma_s \cdot N_2 \quad (2.11)$$

O termo $h \cdot \nu$ corresponde à energia de cada fóton de frequência ν e o termo $\Delta \nu$ é a largura de banda do ganho do amplificador.

Analizando-se a expressão (2.8) percebe-se que a potência óptica de saída é devida a dois fatores: o sinal aplicado à entrada amplificado e à emissão espontânea amplificada (ASE). O ganho da fibra para um comprimento z é determinado conforme apresentado na equação (2.12).

$$\frac{dn}{dn_0} = G = e^{(a-b) \cdot z} \quad (2.12)$$

A expressão matemática da potência de ASE na saída da fibra é obtida aplicando-se a equação (2.12) na equação (2.8) com a condição de contorno $n_0=0$ (potência de sinal de entrada nula). Assim:

$$n|_{n_0=0} = \left(\frac{c}{a-b} \right) \cdot (G-1) \quad (2.13)$$

A análise do impacto da potência óptica de ASE acrescentada ao sinal sobre os sistemas de transmissão será

estudada no Capítulo IV deste trabalho.

O parâmetro N_{sp} , que é o número equivalente de fótons de ASE na entrada da fibra, emitidos em cada polarização e para cada Hertz da largura de Banda Óptica do amplificador, é definido por^[9]:

$$N_{sp} \doteq \frac{P_{ASE}}{2 \cdot h \cdot \nu_s \cdot \Delta \nu \cdot (G-1)} \quad (2.14)$$

onde P_{ASE} é a potência de ASE.

Substituindo as equações (2.9) a (2.11) em (2.13), e a resultante em (2.14) obtém-se então:

$$N_{sp} = \frac{\sigma_{se} \cdot N_2}{N_2 \cdot \sigma_{se} - N_1 \cdot \sigma_{sa}} \quad (2.15)$$

Na equação (2.15) pode-se observar que, quanto maior a inversão de população, ou seja, se N_1 tende para zero, o parâmetro N_{sp} tende para 1. Experimentos realizados em comprimentos de onda de bombeio de 0.98 μm em altos níveis de potência^[14] confirmam esta tendência.

Neste modelo, bem como no modelo anterior, não está sendo considerado o efeito do retroguiamento Rayleigh pois, devido ao fato das fibras dopadas utilizadas nos amplificadores estudados terem seu comprimento máximo limitado a poucas centenas de metros, as potências retroguiadas dentro da fibra de érbio são desprezíveis frente às demais potências envolvidas no estudo. As potências retroguiadas de fora do EDFA para dentro são evitadas pelo uso de isoladores ópticos na entrada e na saída do EDFA.

A influência do parâmetro N_{sp} no limite da figura de ruído do EDFA é demonstrado no apêndice II.

III. MONTAGEM E CARACTERIZAÇÃO DO EDFA

3.1. PRIMEIRO PROTÓTIPO DE EDFA

Foi montado e caracterizado, em termos de ganho e potência de ASE, um primeiro protótipo de EDFA cuja estrutura básica é representada na figura 6.

C.O.: conectores ópticos SMA

Filtro: filtros ópticos interferométricos à fibra CPqD-Telebrás B₀-30nm.

WDM: acopladores ópticos WDM-1,55-1,48μm CPqD-Telebrás.

Er³⁺: fibra dopada com érbio CPqD-Telebrás, ErAl-61.

LD: laser de bombeio 1,48μm.

X: emenda óptica por fusão

FIGURA 6: Estrutura do EDFA utilizado.

O acoplador WDM e o filtro óptico utilizados na saída co-propagante foram colocados visando diminuir a potência excedente de bombeio nesta saída. O filtro óptico utilizado na outra extremidade foi colocado para que o EDFA tivesse a maior simetria topológica possível, de modo a equalizar ao máximo as características de transmissão dos conjuntos filtro-WDM de entrada e saída. Esse procedimento foi adotado para explicitar as diferenças de características entre as configurações co-propagante e a contra-propagante.

O arranjo experimental utilizado para caracterizar o amplificador foi o representado na figura 7.

Driver: driver controlador do laser

LD DFB: diodo laser DFB, $\lambda = 1,544\mu\text{m}$

ISO: isolador óptico

A: atenuador óptico

EDFA: amplificador esquematizado na figura 6

A.E.: analisador de espectro óptico

P.M.: power meter

FIGURA 7: Arranjo experimental utilizado para a caracterização óptica do EDFA.

Foi utilizado o laser DFB como fonte óptica de sinal devido à sua característica de emissão monomodo. Esta característica facilita a interpretação dos resultados pois não há divisão da potência do amplificador entre mais de uma raia do espectro do sinal, principalmente quando o amplificador está trabalhando em regime saturado.

O isolador óptico evita que a potência de ASE emitida pelo EDFA atinja o laser DFB, evitando eventuais influências sobre o comportamento do laser.

O atenuador óptico controla a potência de sinal que é aplicada na entrada do EDFA. Atuando-se sobre o atenuador consegue-se variar a potência de sinal numa faixa superior a 50 dB.

O circuito Driver aciona e controla a temperatura do laser de bombeio. Com esse circuito pode-se controlar a corrente de acionamento do laser de bombeio, ajustando-se dessa maneira a potência de bombeio que é acoplada à fibra de érbio. O controle de temperatura é um circuito do tipo proporcional-integrativo, que monitora o valor do termistor no interior do encapsulamento do laser e injeta corrente no Peltier do laser para manter a temperatura constante.

O analisador de espectro óptico foi utilizado para fazer leituras de potência de ASE, sinal e bombeio, medidas de ganho e observações sobre o comportamento global das potências ópticas de saída do EDFA dentre outras. O Power Meter (medidor de potência óptica) foi utilizado para calibrar as medidas de potência feitas com o analisador de espectro.

Foram levantadas várias curvas de ganho e potência de ASE em função das potências de sinal de entrada e da potência de bombeio nas configurações co-propagante e contra-propagante. A variação das potências de sinal é conseguida atuando-se no atenuador óptico enquanto que a potência de bombeio é variada atuando-se na corrente de polarização.

O ganho e as potências ópticas medidas foram

atenuadas por dispositivos ópticos envolvidos além da fibra de érbio (emendas, filtros, conectores e acopladores) devendo-se acrescentar 14.7dB ao valor do ganho na configuração co-propagante, 15.7dB ao valor do ganho na configuração contra-propagante, 5.1dB ao valor de ASE co-propagante e 6.7dB ao valor de ASE contra-propagante para que se possa determinar os valores gerados dentro da fibra. Estes valores foram levantados pela quebra da fibra de érbio próximo às emendas com os acopladores ópticos e medidos com o auxílio de uma fonte de luz branca e de um analisador de espectro óptico. As diferenças entre as atenuações obtidas para os ganhos e para as potências de ASE devem-se ao fato de que, no cálculo do ganho estão inseridas as perdas dos componetes situados nas duas extremidades da fibra de érbio enquanto que, na medida de potência de ASE, as perdas consideradas referem-se aos dispositivos situados em apenas uma das extremidades da fibra de érbio. Outra consideração a ser feita é que, a atenuação medida em um sentido não é necessariamente igual àquela medida em sentido oposto, devido às diferentes características das fibras utilizadas em cada um dos dispositivos ópticos do amplificador.

Cuidados especiais devem ser tomados para se evitar reflexões de Fresnel nas portas não utilizadas dos acopladores ópticos e nos conectores de entrada e saída. Para as pontas das fibras não utilizadas dos acopladores ópticos foram feitas clivagens de baixa reflexão e imersão em óleo casador de índice ($n=1,456$). Nos conectores ópticos foi utilizado apenas o óleo casador de índice ($n=1,456$) para minimizar as reflexões, mesmo assim, freqüentemente, o amplificador entrava em oscilação, alterando os valores das medidas e forçando que o experimento fosse realizado novamente. Tal oscilação pode ser detectada pelo analisador de espectro como uma ou mais raias nas regiões de maior densidade espectral de potência óptica de ASE. Um exemplo de oscilação do EDFA pode ser visualizado na figura 8, onde

nota-se nitidamente o sinal amplificado no comprimento de onda de 1.5444 μm e o aparecimento de uma raia, devida a oscilação interna do amplificador, no comprimento de onda de 1.5494 μm . Os resultados obtidos são mostrados nas figuras 9 a 18.

FIGURA 8: Espectro de saída de um EDFA com sinal aplicado à entrada e com oscilação interna.

Nota-se, nas figuras 9 e 10, que a distribuição de potências ópticas em função do comprimento de onda da ASE tem um comportamento diferente para as configurações co e contra-propagantes. Este fenômeno é devido ao fato da potência óptica ser maior na entrada do amplificador na configuração co-propagante, dada a sua maior proximidade da entrada da potência de bombeio, que na entrada na configuração contra-propagante. Assim sendo a ASE gerada numa região de mais alta potência de bombeio (alta inversão de população), ao propagar-se para uma região da fibra de menor potência de bombeio (inversão de população inferior), vai sendo parcialmente absorvida por íons não excitados,

re-emitada e amplificada em comprimentos de onda de menor energia. A absorção de um fóton num dado comprimento de onda e re-emissão em outro maior deve-se ao fato de haver perda de energia nesse processo.

No caso da ASE da configuração co-propagante, esta é gerada inicialmente numa região de inversão de população alta e é propagada, re-absorvida e amplificada, em direção à saída, para uma região de menor inversão de população onde a re-absorção é cada vez mais constante, resultando em deslocamento da potência de ASE para comprimentos de onda mais longos. Para a configuração contra-propagante o mecanismo se inverte, ocorrendo a geração da ASE em região de menor inversão e a propagação em direção a uma região de alta inversão, onde a re-absorção é menos marcante, resultando em menor deslocamento do comprimento de onda para valores de menor energia.

FIGURA 9: Espectro da ASE na saída do amplificador, na configuração co-propagante, para potência de bombeio de 13.7 mW.

FIGURA 10: Espectro da ASE na saída do amplificador, na configuração contra-propagante para potência de bombeio de 13.7 mW.

As diferenças de distribuição espectral de ASE tendem a diminuir à medida que se consegue homogenizar a inversão de população ao longo da fibra de érbio. Pode-se perceber nas figuras 11 e 12 que, para baixos valores de potência de bombeio, o ganho aumenta rapidamente com o aumento da potência de bombeio, convergindo para um valor máximo a partir do qual o aumento da potência de bombeio não influencia mais o ganho. Este fenômeno deve-se ao fato da inversão de população não estar maximizada, ao longo de toda a fibra de érbio, para os valores mais baixos de potência de bombeio. À medida que a potência de bombeio aumenta, a inversão de população vai se elevando para trechos cada vez mais distantes da entrada da potência de

bombeio na fibra. Nestes trechos o ganho local vai aumentando à medida que se aumenta a potência de bombeio neles, levando assim ao aumento do ganho total do amplificador, até o ponto onde o aumento de população invertida já não representa mais acréscimo significativo de ganho. Neste ponto obtém-se uma estabilização do ganho, mesmo que se aumente infinitamente a potência de bombeio.

Ambas as configurações começaram a exibir ganho líquido positivo para uma potência de bombeio de aproximadamente 5 mW, com uma pequena vantagem (cerca de 0.5mW) para a configuração co-propagante. Indiretamente, estima-se que a fibra de érbio começa a apresentar ganho positivo para uma potência de bombeio da ordem de 3.5mW. Nota-se também que, para a configuração co-propagante, o ganho pleno (cerca de 11 dB) é conseguido para uma potência de bombeio de cerca de 10mW enquanto que, para a configuração contra-propagante, o ganho pleno (estimado em 10 dB) é conseguido para potências de bombeio superiores a 14mW.

Com relação ao ganho do EDFA para sinais de maior intensidade, nota-se que a curva de ganho da configuração co-propagante já apresenta uma diminuição significativa de ganho (cerca de 2.5 dB) para uma potência de sinal de 30 μ W aplicado à entrada enquanto que, para a configuração contra-propagante, a diminuição de ganho causada pelo mesmo sinal de entrada é desprezível.

FIGURA 11: Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal, na configuração co-propagante.

FIGURA 12: Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal na configuração contra-propagante.

Nas figuras 13 e 14 observam-se os comportamentos dos ganhos das duas configurações em relação a potência de sinal aplicada à entrada do amplificador, para vários valores de potência de bombeio. Percebe-se nos gráficos que, para sinais de entrada de baixa intensidade, o ganho permanece constante, decaindo à partir de um determinado valor. A constância no ganho deve-se ao fato da potência de sinal na saída do amplificador não ser suficiente para causar um nível de decaimento dos íons excitados perceptível, frente à população excitada total. À partir do ponto onde o decaimento causado pelo sinal de saída começa a tornar-se perceptível, a população excitada diminui, diminuindo, conseqüentemente, a probabilidade de haver emissão estimulada e aumentando a probabilidade de ocorrer absorção do sinal. Esses dois mecanismos causam o decréscimo do ganho.

Pode-se observar que a configuração contra-propagante começa a apresentar diminuição de ganho (1dB) para sinais de entrada superiores a -17.5dBm, enquanto que a configuração co-propagante apresenta a mesma diminuição de ganho para sinais de entrada de cerca de -20dBm. Esse comportamento é explicado pelo fato da saída da fibra de érbio, na configuração contra-propagante, ser a entrada do bombeio, onde os níveis de potência são mais elevados e a inversão de população é maior. Uma maior inversão de população representa um número maior de íons excitados, disponíveis para a amplificação. No caso da configuração co-propagante, a saída da fibra corresponde à extremidade oposta à entrada da potência de bombeio. Nesta situação, a saída da fibra não apresenta uma inversão de população tão acentuada quanto a entrada, o que implica em uma menor potência máxima de saída.

FIGURA 13: Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de sinal para vários valores da potência de bombeio na configuração co-propagante.

FIGURA 14: Gráfico de ganho do EDFA em função da potência de sinal para vários valores de potência de bombeio na configuração contra-propagante.

Nas figuras 15 e 16 observa-se um comportamento semelhante ao das curvas das figuras 11 e 12 e também semelhantes entre si. O valor da potência da ASE na configuração co-propagante (figura 15) atinge seu valor máximo para uma potência de bombeio de 10mW, enquanto que para a configuração contra-propagante (figura 16), a potência de ASE atinge seu valor máximo para potências de bombeio superiores a 14mW, devendo superar o patamar de potência máxima atingido pela configuração co-propagante. No caso da configuração co-propagante observa-se que o valor máximo da potência de ASE é atingido para valores menores de potência de bombeio que no caso contra-propagante. Tal comportamento é devido ao fato da entrada de bombeio, no caso co-propagante, estar na mesma extremidade da fibra que a entrada de sinal. Os fótons de ASE gerados na entrada do amplificador têm uma influência maior sobre a potência de ASE na saída que os gerados nos trechos de saída do amplificador. Devido ao fato dos fótons gerados na entrada atravessarem um maior percurso dentro do amplificador, estes serão multiplicados por um fator maior que os gerados na saída. Exemplificando, num amplificador de 30dB de ganho cada fóton gerado na entrada é multiplicado por 1000 ao atravessar a fibra. Assim, na configuração co-propagante, devido ao fato dos trechos iniciais terem uma maior inversão de população, há neles uma maior geração de fótons de ASE e um maior ganho por comprimento que nos trechos finais. Por esse motivo é necessária uma menor potência de bombeio para que se atinja a potência máxima de ASE na saída. Na configuração contra-propagante a situação se inverte e os trechos finais da fibra, por estarem mais próximos da entrada de bombeio, apresentam um ganho mais elevado que os trechos iniciais. Assim, para que se atinja a máxima potência de ASE na saída é necessária uma maior potência de bombeio que no caso co-propagante. Quando se aumenta a inversão de população na entrada da fibra, para a configuração contra-propagante,

aumenta-se a emissão espontânea, o ganho e, conseqüentemente a potência de ASE gerada pelos trechos iniciais, aumentando sensivelmente a potência de ASE na saída.

FIGURA 15: Gráfico de potência de ASE do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal na configuração co-propagante.

FIGURA 16: Gráfico de potência de ASE do EDFA em função da potência de bombeio para vários valores de potência de sinal na configuração contra-propagante.

Nas figuras 17 e 18 nota-se um comportamento semelhante ao observado nas figuras 13 e 14 havendo, porém, uma queda de cerca de 2.5 dB nos valores de potência de entrada para os quais há uma queda de potência de ASE de cerca de 1 dB. A potência de ASE na configuração co-propagante começa a diminuir para potências de sinal aplicadas à entrada da ordem de -22.5 dBm, enquanto que este valor é da ordem de -20 dBm na configuração contra-propagante. Estes valores foram determinados utilizando-se uma potência de bombeio de 13.7 mW para ambos os casos. As curvas de potência de ASE em função da potência de entrada de sinal têm um comportamento semelhante às de ganho em função da potência de entrada pelo fato do ganho ser um elemento comum e preponderante em ambos os casos. o ganho ao longo da fibra em função da potência de entrada é

basicamente o mesmo para a ASE e para o sinal, a menos das diferenças devidas às variações em função do comprimento de onda. A outra diferença entre o comportamento do ganho e da ASE é que a ASE é gerada ao longo do amplificador e depende dos íons excitados para ser gerada assim, o íon que decaiu para gerar um fóton de sinal deixou de gerar um fóton de ASE. Esse princípio cria um mecanismo de competição entre a geração de ASE e a amplificação do sinal sendo que, o sinal provém de fonte externa ao amplificador e sua intensidade ao entrar na fibra não depende da inversão de população do amplificador. Assim, a geração da ASE fica atrelada à população de íons excitados que não forem utilizados no processo de amplificação, onde emissão espontânea e sinal competem. Desta maneira, à medida que a potência de sinal aumenta, há uma diminuição na potência de ASE. Se o sinal aplicado ao amplificador for pequeno, haverá uma diminuição imperceptível na intensidade da ASE, caso contrário, à medida que o sinal aumentar, diminuirá a potência de ASE na saída do amplificador.

FIGURA 17: Gráfico da potência de ASE do EDFA em função da potência de sinal para vários valores de potência de bombeio na configuração co-propagante.

FIGURA 18: Gráfico da potência de ASE do EDFA em função das potências de sinal para vários valores de potência de bombeio na configuração contra-propagante.

Em uma comparação qualitativa, a configuração co-propagante apresentou maior ganho e menor emissão de ASE que a configuração contra-propagante, o que é vantajoso em termos de ruído. A configuração contra-propagante tem como vantagem o fato de poder atingir maior potência de sinal amplificado, porém necessita de mais potência de bombeio. A simetria entre as duas topologias é bastante boa, pois a variação das grandezas observadas, para potências de bombeio elevadas, é inferior a 3 dB. Infelizmente não se consegue inversão total de população com bombeio nos comprimentos de onda em torno de $1.48\mu\text{m}$ pois, como pode ser observado na figura 4, existem vestígios de CSA tanto de absorção como de emissão nesta região. O fato de existirem vestígios de CSA de emissão em torno de $1.48\mu\text{m}$ faz com que haja emissão estimulada e espontânea neste comprimento de onda, impedindo a total inversão de população de íons excitados, ainda que sob a ação de níveis muito altos de potência de bombeio. Neste aspecto, a utilização de lasers de bombeio na janela de $0.98\mu\text{m}$ é mais eficaz, pois a CSA de emissão do érbio nesse comprimento de onda é nula, não havendo re-emissão da potência de bombeio^[32].

Na configuração co-propagante, como os trechos iniciais da fibra de érbio estão sob a ação de níveis mais elevados de potência de bombeio, estes apresentam um maior coeficiente de ganho por comprimento que os trechos finais da fibra. Porém, a potência óptica emitida por comprimento de fibra, devida a emissão espontânea, varia apenas 3 dB entre um trecho com 100% de inversão de população e outro trecho com 50%. Assim, ao entrar na fibra de érbio, o sinal sofre uma amplificação elevada e algum acréscimo de potência de emissão espontânea, que também é amplificada. Ao longo da travessia da fibra de érbio, sinal e ASE vão sendo amplificados em taxas cada vez menores e acrescidos de mais potência de emissão espontânea, em ritmo quase constante (variação máxima de 3 dB para EDFA no comprimento ótimo), até que atinjam a extremidade oposta à entrada. O

acrécimo de potência óptica de emissão espontânea nos trechos finais da fibra de érbio torna-se pouco relevante no cômputo total das potências ópticas na saída do amplificador visto que, tanto o sinal aplicado como a ASE gerada nos trechos iniciais da fibra já sofreram grande amplificação.

Na configuração contra-propagante, a amplificação do sinal e o desenvolvimento da ASE ao longo do amplificador têm comportamentos distintos dos comportamentos observados na topologia co-propagante. No caso contra-propagante, o sinal que entra na fibra de érbio encontra uma inversão de população pobre, onde o coeficiente de ganho por comprimento é baixo, e uma geração de potência óptica, por emissão espontânea, comparável à dos trechos de inversão de população plena (diferença máxima de 3 dB). Assim, o sinal receberá o acréscimo de níveis elevados de potência de emissão espontânea antes de sofrer qualquer ganho significativo.

Pela análise feita acima pode-se entender que um amplificador na configuração co-propagante deve apresentar melhor desempenho na relação ganho/potência de ASE que um amplificador na configuração contra-propagante, o que pode ser comprovado pelos gráficos das figuras 13, 14, 17 e 18.

3.2. SEGUNDO PROTÓTIPO DE EDFA

Foi também caracterizado um segundo protótipo de EDFA objetivando uma melhor observação do comportamento das potência ópticas de sinal e ASE, comparação entre as duas topologias bem como a determinação de expressões matemáticas empíricas de fácil aplicação para a caracterização do amplificador.

Este protótipo está esquematizado na figura 19.

onde:

- 1 e 4 - conectores SMA-Diamond.
- 2 a 3 - conectores SMA-Diamond em ângulo.
- ISO - isolador óptico HP-81310 LI para 1.55μm.
- Er³⁺ - fibra óptica ErAl-31 CPqD-TELEBRAS.
- WDM - acoplador óptico multiplexado em comprimento de onda 1.48 - 1.55μm.

FIGURA 19: Componentes do EDFA.

O isolador óptico foi utilizado para evitar oscilações do EDFA devidas às reflexões de Fresnel, que alteram os resultados obtidos. Este isolador pode ser conectado a qualquer uma das extremidades do amplificador,

permitindo que o amplificador possa trabalhar tanto na configuração co-propagante como na contra-propagante. A potência óptica de bombeio utilizada foi de 13 mW. O arranjo experimental utilizado é o mostrado na figura 7 e os resultados obtidos nesta caracterização estão representados graficamente nas figuras 20 a 24.

FIGURA 20: Comparação entre as potências de ASE nas configurações co-propagante e contra-propagante.

FIGURA 21: Comparação entre os ganhos nas configurações co-propagante e contra-propagante.

FIGURA 22: Comparação entre as potências de sinal na saída do amplificador, para as configurações co-propagante e contra-propagante.

FIGURA 23: Ganho e ASE para a configuração co-propagante.

FIGURA 24: Ganho e ASE para a configuração contra-propagante.

Na figura 20 pode-se notar que, mesmo computando-se a atenuação do acoplador óptico WDM sobre a potência de ASE contra-propagante, esta ainda é cerca de 5.5 dB mais elevada que a potência de ASE co-propagante e que ambas apresentam um comportamento muito parecido, apesar da diferença de intensidade, no que diz respeito a influência da intensidade do sinal de entrada.

Na comparação entre as curvas de ganho, visível na figura 21, percebe-se também uma forte semelhança entre os comportamentos das duas configurações. Na figura 22, as linhas azul e vermelha mostram quais deveriam ser as potências de sinal na saída do EDFA caso este estivesse livre do efeito da saturação de ganho, causado pela depopulação dos íons de érbio no estado excitado devido a potência óptica atingida pelo sinal ao ser amplificado.

Nas figuras 23 e 24 estão representadas as comparações entre as curvas de ASE e ganho para as duas configurações. Nelas pode-se observar que os comportamentos das quatro curvas é muito parecido, sugerindo que uma mesma expressão de ajuste possa ser utilizada no modelamento desses parâmetros, alterando-se apenas o valor de constantes relativas a cada curva em particular.

Para as curvas de ajuste de ASE em função da potência de sinal de entrada deve-se ter, basicamente, dois parâmetros relevantes:

- Potência máxima da ASE (P_{ASEmax}). Esta é a potência fornecida pela saída do EDFA quando nenhum sinal é aplicado à sua entrada, possui um valor para cada saída (co ou contra-propagante).

- Potência de início da diminuição da ASE. Esta potência do sinal de entrada delimita duas regiões da curva, separando a região plana da região onde a potência de ASE diminui com o aumento da potência de sinal na entrada do amplificador. Doravante designaremos esta potência como potência de saturação de ASE ou, por comodidade, $P_{sat_{ASE}}$.

Analogamente à parametrização da ASE teremos, para a curva de ajuste de ganho:

- Ganho máximo (G_{max}), é o ganho do amplificador quando a ele se aplicam sinais de potência muito baixa.

- Potência de saturação de ganho ou, $Psat_g$. Este valor de potência de sinal de entrada, como no caso da $Psat_{ASE}$, separa duas regiões da curva de ganho: a primeira, onde o valor do ganho não é substancialmente diminuído pela saturação do amplificador devida a ação do sinal de entrada, e a segunda região onde o ganho cai à medida que aumenta a potência de sinal aplicada à entrada. Por determinação meramente empírica, obteve-se:

$$P_{ASE}(P_{sin}) = P_{ASEmax} - 10 \cdot \text{Log}(1 + 10^{(-Psat_{ASE} + P_{sin})/13}) \quad (3.1)$$

$$G(P_{sin}) = G_{max} - 10 \cdot \text{Log}(1 + 10^{(-Psat_g + P_{sin})/13}) \quad (3.2)$$

Onde, $P_{ASE}(P_{sin})$ é a potência de ASE gerada, na saída do EDFA, quando nele se aplica uma potência de entrada P_{sin} e $G(P_{sin})$ é o ganho do EDFA para uma dada potência P_{sin} de entrada. As potências são expressas em dBm e os ganhos em dB.

As potências, tanto de saturação de ASE como de ganho, são aquelas onde o sinal induz uma diminuição de 3dB no valor máximo de ASE ou ganho, respectivamente. Os valores dos parâmetros podem variar de acordo com o tipo de fibra de érbio utilizada, potência de bombeio, comprimento da fibra e comprimento de onda do sinal, entre outros. Para um dado amplificador, a principal variação diz respeito ao comprimento de onda do sinal utilizado e, nesse aspecto, há um contínuo esforço de pesquisa da comunidade científica com objetivo de minimizar essa dependência.

Os valores dos parâmetros do segundo protótipo de amplificador caracterizado, estão apresentados na tabela 3.1.

TABELA 3.1: Parâmetros da caracterização do EDFA.

	Co-Propagante	Contra-propagante
P_{ASEmax} [dBm]	-14.1	-9.9
$PsatASE$ [dBm]	-16.5	-11.5
$Gmax$ [dB]	10.5	10.0
$PsatG$ [dBm]	-19.5	-12.3

Como pode ser visto nos gráficos das figuras 23 e 24 a curva de ajuste proposta adapta-se com boa precisão aos resultados experimentais, observando-se erros máximos de cerca de 1dB mesmo em condições de forte saturação (7dB). A importância dessas curvas de ajuste vem do fato de, com elas, ter-se expressões analíticas para o cálculo do orçamento de potências de um enlace óptico. Outra facilidade introduzida pela curva de ajuste proposta é o fato da mesma ser assintótica quando expressa em dBm ou dB podendo, para um caso de simplificação extrema, ser dividida em duas retas. No caso das curvas de ASE, a potência de ASE pode ser considerada constante (P_{ASEmax}) até que o sinal atinja a $PsatASE$. A partir desse ponto, cada dB de aumento na potência de sinal acarretaria uma diminuição de 1 dB na potência de ASE. Para o ganho, o trecho inicial tem valor constante $Gmax$, até que a potência de entrada atinja o valor $PsatG$ onde passa a decair 1 dB para cada dB de acréscimo na potência de sinal. O erro máximo entre a curva de ajuste e a simplificação pelas assíntotas é de 3dB, em torno das potências de saturação.

IV. NOÇÕES TEÓRICAS DE RUÍDOS APLICADAS A SISTEMAS DE TRANSMISSÃO ÓPTICA COM EDFAs.

4.1. INTRODUÇÃO

Em sistemas de comunicação, um dos mais sérios problemas a ser considerado é o ruído. O ruído é um dos principais fatores limitantes da capacidade de um sistema, tanto em alcance quanto em velocidade de transmissão. Sem a presença de ruídos os sinais transmitidos poderiam ser amplificados e re-amplificados indefinidamente e assim, transmitidos através de qualquer distância que fosse necessária.

Por ruído pode-se entender qualquer sinal de saída aleatório, não correlacionado ao sinal de entrada^[54]. Estes ruídos sobrepoem-se ao sinal portador de informação deformando-o e fazendo com que o sistema de recepção apresente sinais de saída que não sejam mais relacionados aos sinais enviados pelo transmissor.

Neste capítulo são abordados alguns dos principais ruídos inerentes aos sistemas de comunicações ópticas que se valem do uso de EDFAs.

Como mostrado no Capítulo III, a utilização de EDFAs implica no acréscimo de uma potência óptica ao sinal amplificado. Esta potência causa um aumento no nível de ruído do sinal^[33] que, eventualmente, poderá causar degradação nas taxas de erro do receptor, dependendo da sua intensidade. Como será demonstrado neste tópico, as taxas de erro do sistema de transmissão digital estão fortemente atreladas à relação sinal/ruído (S/N) do sinal recebido. O

padrão mínimo de taxa de erro (BER) para um sistema de transmissão óptica digital é de 1 bit errado por bilhão de bits recebidos ($BER=10^{-9}$).

4.2. DESCRIÇÃO DOS PRINCIPAIS RUÍDOS ASSOCIADOS AOS SISTEMAS ÓPTICOS.

Em um sistema de recepção óptica digital que contenha amplificadores ópticos, dentre os vários tipos de ruídos existentes, podem-se diferenciar três categorias diversas de ruídos, que englobam os principais tipos^[32-45]. Estas categorias são:

- ruídos térmicos,
- ruídos balísticos e
- ruídos de batimento dos sinais ópticos.

Estes ruídos vão determinar, em última análise, a potência de sinal necessária para obter-se uma determinada taxa de erro.

4.2.1. RUÍDOS TÉRMICOS.

Os ruídos térmicos são devidos à temperatura não nula dos dispositivos do sistema de transmissão e são causados pela agitação das cargas elétricas no interior dos componentes do sistema. Esta agitação produz uma radiação eletromagnética de amplo espectro que possui a seguinte distribuição de densidade espectral de potência^[49]:

$$D(f) = \frac{h \cdot f}{e^{\left[\frac{h \cdot f}{k \cdot T}\right]} - 1} \quad (4.1)$$

onde: $D(f)$ é a densidade espectral de potência [W/Hz] na frequência f ,

f é a frequência [Hz];

h é a constante de Plank [J.s];

k é a constante de Boltzmann [J/Kelvin];

T é a temperatura absoluta [Kelvin].

Como se pode ver na figura 25, para temperaturas em torno a temperatura ambiente ($\approx 300\text{K}$), a densidade espectral de potência de ruído térmico permanece constante de 0 Hz até frequências da ordem de centenas de GHz. Acima da faixa de frequência das ondas milimétricas a densidade espectral de potência sofre um decaimento vertiginoso.

FIGURA 25. Densidade espectral de potência do ruído térmico a 25 °C.

A faixa de frequências ópticas utilizada pelos EDFAs é da ordem de 200THz, onde a densidade espectral de potência de ruído térmico apresenta uma amplitude $3 \cdot 10^{12}$ vezes menor que a amplitude em frequências próximas a 0 Hz.

Nos sistemas de transmissão ópticos, o sinal é tratado eletronicamente em banda-base no transmissor, modulado em uma portadora óptica e transmitido através do enlace óptico (fibra óptica, amplificadores ópticos e

demais dispositivos que compoem o sistema). Quando o sinal chega ao receptor é convertido (demodulado) novamente em sinal elétrico e tratado em banda-base. Este tratamento aplicado ao sinal, do transmissor até o receptor, aliado ao comportamento em frequência do ruído térmico, faz com que a relevância do ruído térmico esteja restrita aos módulos do enlace que trabalham em frequências de banda-base limitadas, pela tecnologia atual, à faixa dos GHz. Assim sendo, pode-se considerar que os ruídos térmicos estejam restritos aos equipamentos eletrônicos.

A equação (4.1) pode ser simplificada, em uma faixa de utilização limitada às centenas de GHz, obtendo-se então a equação (4.2). Esta equação permite calcular a potência de ruído térmico em baixas frequências, também chamado ruído Johnson ^[55].

$$P = K \cdot T \cdot B_e \quad (4.2)$$

Onde: P é a potência de ruído [W];

K é a constante de Boltzmann [J/Kelvin];

B_e é a banda elétrica considerada [Hz] e

T é a temperatura absoluta [Kelvin].

O ruído Johnson é o mais significativo ruído térmico gerado dentro dos receptores utilizados em comunicações ópticas. Para poder-se entender como este ruído afeta o sinal recebido, faz-se uma simplificação extrema de um receptor óptico com fotodetector tipo PIN para o circuito mostrado na figura 26.

FIGURA 26. Representação simplificada de um receptor óptico.

Neste circuito, o sinal óptico é aplicado ao fotodetector e convertido na corrente I_{sinal} . Após a conversão vem o primeiro estágio amplificador, este estágio é um amplificador de transimpedância; formado pelo primeiro amplificador, pelo resistor R_{trans} e pelo capacitor $C1$; com ganho igual a R_{trans} [V/A]. A função deste amplificador é fazer a converção da corrente I_{sinal} em uma tensão que será aplicada ao filtro formado por $C2$ e R e posteriormente aplicada ao circuito comparador. Os componentes $R_{\text{trans}}-C1$ e $R-C2$ formam, respectivamente, filtros passa-baixas e passa-altas, limitando a banda elétrica do receptor.

Após ser convertido, amplificado e filtrado, o sinal é aplicado a um circuito que compara o nível do sinal com uma tensão de referência (neste caso 0 Volts). Caso a tensão aplicada seja maior que a tensão de referência tem-se um bit 1, caso contrário o bit será 0.

Para obter-se um alto ganho de transimpedância deve-se elevar o valor de R_{trans} . Considerando-se que o

amplificador operacional apresente um baixo valor de ruído, pode-se simplificar a análise de ruído do amplificador de transimpedância ao ruído Johnson gerado pelo resistor $R_{trans}^{[49]}$.

Observando-se a equação (4.2) nota-se que um componente, a uma temperatura T , emite uma determinada potência de ruído em uma banda de frequência B_e . Para saber-se quanto um resistor gera de corrente e tensão de ruído Johnson, apela-se ao modelo de Thévenin mostrado na figura 27.

FIGURA 27: Modelo de Thévenin para a geração de ruído Johnson em uma resistência.

No circuito da figura 27, a resistência $R_{Johnson}$ é a resistência considerada, dissociada do ruído gerado que passa a ser gerado pela fonte $V_{Johnson}$. A resistência R_L é a resistência de carga, suposta à mesma temperatura que a resistência considerada.

Sabendo-se que a potência de ruído transmitida por $R_{Johnson}$ a R_L é a dada pela equação (4.2) e que no circuito da figura 27, a potência P transmitida para a resistência R_L é:

$$P = \frac{\overline{V_{Johnson}^2} \cdot R_L}{(R_{Johnson} + R_L)^2} \quad (4.3)$$

onde: $\overline{V_{Johnson}^2}$ é o valor quadrático médio da tensão de ruído.

Sabendo-se que a potência P é a potência de ruído Johnson transmitida para R_L tem-se:

$$K \cdot T \cdot Be = \frac{\overline{V_{Johnson}^2} \cdot R_L}{(R_{Johnson} + R_L)^2} \quad (4.4)$$

Calcula-se então o valor de $\overline{V_{Johnson}^2}$ para o caso de máxima transferência de potência ($R_L = R_{Johnson} = R$) e obtém-se:

$$\overline{V_{Johnson}^2} = 4 \cdot K \cdot T \cdot R \cdot Be \quad (4.5)$$

De modo análogo ao modelo de Thévenin pode-se determinar o equivalente de Norton do circuito para o cálculo da corrente equivalente de ruído, que será:

$$\overline{I_{Johnson}^2} = \frac{4 \cdot K \cdot T \cdot Be}{R} \quad (4.6)$$

O circuito equivalente de Norton será o representado na figura 28.

circuito equivalente ao resistor

FIGURA 28: Circuito equivalente de Norton de uma resistência para a geração de ruído Johnson.

Uma vez que, para receptores com fotodetectores do tipo PIN, a porção mais significativa dos ruídos no receptor é aquela introduzida pelos primeiros estágios da recepção assume-se, por simplicidade, que todo o ruído gerado pelo receptor seja aquele gerado pela resistência do amplificador de transimpedância.

Sabendo-se que o ruído acrescido ao sinal pelo receptor não depende da amplitude do sinal, que a taxa de erro de um receptor é determinada basicamente pela relação sinal-ruído (esta afirmação será demonstrada no próximo capítulo) e supondo-se que não existam outras fontes de ruído envolvidas na transmissão ou que a influência destes ruídos seja insignificante; pode-se concluir que a taxa de erros de uma transmissão depende da potência de sinal que chega ao receptor. Essa potência mínima de sinal necessária para uma determinada taxa de erros é chamada sensibilidade e é dependente da taxa de erros.

O modelo de receptor óptico apresentado na figura 26 é uma representação muito simplificada de um receptor real, nele não são consideradas as influências de muitas fontes de ruído tais como, indução de ruídos causados por outros circuitos do receptor, geração de ruídos por outros componentes e pelos estágios posteriores de amplificação entre outros.

Um fator que se deve acrescentar ao modelo adotado de circuito receptor é a existência de capacitâncias parasitas pertencentes ao fotodetector e à entrada do amplificador. Estas capacitâncias, em conjunto com a resistência R_{trans} formam um filtro passa-baixas que limitam a resposta em frequência do amplificador de transimpedância.

Caso não existissem as capacitâncias parasitas a relação sinal-ruído na saída do estágio amplificador seria:

$$S/N = \frac{\overline{e_s^2}}{\overline{e_n^2}} = \frac{(P_s \cdot Resp \cdot R_{Trans})^2}{4 \cdot K \cdot T \cdot Be \cdot R_{Trans}} \quad (4.7)$$

onde: S/N é a relação sinal ruído;

$\overline{e_{s,n}^2}$ são os valores quadráticos médios das tensões de sinal e ruído, respectivamente [V^2];

P_s é a potência média de sinal óptico [W];

$Resp$ é a responsividade do fotodetector [A/W];

R_{Trans} é o ganho de transimpedância [V/A];

K é a constante de Boltzmann [J/K];

T é a temperatura do circuito [K] e

Be é a banda elétrica do receptor [Hz].

Na ausência de capacitâncias parasitas bastaria aumentar o valor do ganho de transimpedância (definido pelo resistor R_{trans}) para se obter qualquer valor desejado de relação sinal-ruído. Existe, porém, uma relação entre a banda elétrica do circuito e o valor de R_{trans} que é devido às capacitâncias parasitas do circuito. Esta relação é definida na equação (4.8)

$$Be = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_{trans} \cdot (C_t + C_f)} \quad (4.8)$$

onde: C_t é a capacitância de entrada do amplificador de transimpedância e

C_f é a capacitância parasita do fotodetector.

Na prática, o valor da capacitância equivalente de entrada (C_{eq}) formada pela soma das capacitâncias do amplificador e do fotodetector é da ordem de 0.5pF.

Como se pode notar na equação (4.26) do capítulo IV, para uma razão de extinção infinita e um limiar de decisão entre o nível "0" e o nível "1" igual à metade do

valor do nível "1", para se obter uma taxa de erro de 10^{-9} a relação sinal-ruído deve ser igual a 36 (Q^2). Assumindo-se que a banda elétrica necessária para a transmissão a uma determinada taxa seja a menor possível, corresponde a afirmar que^[49]:

$$Be = \frac{Taxa}{2} \quad (4.9)$$

onde: **Taxa** é a velocidade de transmissão [bit/s].

Pode-se agora estimar a sensibilidade de um receptor óptico em uma determinada taxa de transmissão, para uma determinada taxa de erro. Aplicando-se a equação (4.9) em (4.8) determina-se esta potência óptica, que é dada pela equação (4.10).

$$\overline{P_s} = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot (S/N) \cdot K \cdot T \cdot Taxa^2 \cdot C_{eqv}}{Resp^2}} \quad (4.10)$$

Definindo-se a sensibilidade (**So**) do receptor como sendo a mínima potência óptica média necessária para uma determinada taxa de erro (neste caso, BER= 10^{-9} que implica em S/N=36) obtém-se, da equação (4.10), a expressão para o cálculo de sensibilidade dada por:

$$So = \sqrt{\frac{72 \cdot \pi \cdot K \cdot T \cdot C_{eqv}}{Resp^2}} \cdot Taxa \quad (4.11)$$

Para as condições descritas abaixo, aplicadas à equação (4.11), obtém-se os resultados da Tabela 4.1.

$$Resp = 1 \text{ A/W}$$

$$C_{eqv} = 0.5 \text{ pF}$$

$$T = 300 \text{ Kelvin}$$

Tabela 4.1 Sensibilidades de receptores ópticos com fotodetectores do tipo PIN.

Taxa [$\times 10^6$ bit/s]	S_o [dBm]
45	-45.3
174	-39.2
565	-34.1
622	-33.7
2488	-27.7

Comparados aos valores de sensibilidade encontrados em receptores reais, com fotodetectores do tipo PIN, os valores mostrados na Tabela 4.1 demonstram-se bastante plausíveis.

Aprofundamentos sobre a análise de ruídos térmicos em amplificadores eletrônicos e receptores ópticos podem ser encontrados na literatura correspondente [49, 56].

4.2.2. RUÍDOS BALÍSTICOS.

Uma outra importante fonte de ruídos em sistemas ópticos e eletrônicos provém da natureza corpuscular das partículas envolvidas e das flutuações estatísticas na taxa de geração de fótons^[47,48] e no fator de multiplicação dos fotodetectores de avalanche (APD)^[31,49,51-53]. Os ruídos provenientes destas manifestações são chamados ruídos balísticos, de disparo ou "shot".

Um elétron em movimento pode ser visto como um pulso de corrente elétrica por um período muito curto. A integral deste pulso de corrente no tempo corresponde à carga do elétron, como está representado na figura 29.

FIGURA 29: Representação dos pulsos de corrente gerados pelos deslocamentos de elétrons.

A curva de densidade espectral de corrente de um impulso deste tipo pode ser visualizada na figura 30 e sua expressão matemática é dada pela equação (4.12)

$$I(f) = \frac{2 \cdot e}{\Delta T} \cdot \frac{\text{Sen}(\pi \cdot f \cdot \Delta T)}{\pi \cdot f} \quad (4.12)$$

onde: $I(f)$ é a densidade espectral de corrente [A/Hz],
 e é a carga do elétron [C],
 f é a frequência [Hz] e
 ΔT é a duração do pulso do elétron [s].

FIGURA 30: Gráfico de densidade espectral de corrente de um pulso de corrente.

Supondo-se que a duração de cada pulso seja extremamente curta, pode-se representar cada pulso como havendo amplitude infinita, duração zero e integral da amplitude no tempo igual à carga de um elétron. Neste caso, a densidade espectral de corrente para frequências muito inferiores ao inverso do tempo de duração do pulso pode ser considerada constante. Assim, a densidade espectral de corrente, para um intervalo de tempo t , resulta:

$$I(f) = \frac{2 \cdot e}{t} \quad (4.13)$$

Considerando-se que as frequências às quais o sistema em questão responde estejam limitadas a uma banda Be , o valor da corrente média quadrática para um fluxo de I elétrons por segundo resulta em:

$$\overline{I^2} = 2 \cdot e \cdot Be \cdot I \quad (4.14)$$

Quando uma determinada potência óptica P incide sobre um fotodetector que possua uma responsividade R gera uma corrente média I . Esta corrente I , por sua vez gera um ruído balístico. Os valores das correntes quadráticas médias geradas em um fotodetector do tipo PIN, em função das potências ópticas incidentes, são^[34]:

$$\overline{i_{shot-sinal}^2} = 2 \cdot Be \cdot e \cdot R \cdot P_s \quad (4.15)$$

$$\overline{i_{shot-ASE}^2} = 2 \cdot Be \cdot e \cdot R \cdot P_{ASE} \quad (4.16)$$

Onde: Be é a largura de banda elétrica do amplificador [Hz];

e é a carga do elétron [C];

R é a responsividade do fotodetector [A/W];

P_s é a potência do sinal [W] e

P_{ASE} é a potência do ASE [W].

Estes ruídos são normalmente muito pequenos em confronto com os demais ruídos presentes em um sistema óptico de comunicação mas, sendo intrínsecos ao processo de geração da luz, são os limitantes mais fundamentais da relação sinal-ruído da transmissão.

A intensidade do ruído balístico em um receptor óptico é grandemente aumentada quando são utilizados fotodetectores do tipo APD, devido às flutuações

estatísticas do ganho de avalanche do mesmo. Quando o sinal óptico atinge o fotodetector em presença de uma grande quantidade de potência de ASE o ruído balístico pode atingir níveis que superem os demais ruídos existentes, causando assim um aumento nas taxas de erro do receptor. As expressões que descrevem o valor médio quadrático dos ruídos de disparo em fotodetector APD são.

$$\overline{i_{shot-sinal}^2} = 2 \cdot B \cdot e \cdot R \cdot P_s \cdot \overline{G}^2 \cdot F_G \quad (4.17)$$

$$\overline{i_{shot-ASE}^2} = 2 \cdot B \cdot e \cdot R \cdot P_{ASE} \cdot \overline{G}^2 \cdot F_G \quad (4.18)$$

onde: $\overline{G}$ é o valor do ganho quadrático médio de avalanche do APD e

F_G é o fator de excesso de ruído do APD.

O fator de excesso de ruído do APD é definido na Equação (4.19) ^[51, 53].

$$F_G = \frac{\overline{G^2}}{\overline{G}^2} \quad (4.19)$$

onde : $\overline{G}$ é o valor médio do ganho do APD.

Pode-se calcular o fator F_G utilizando-se a equação (4.20) ^[53].

$$F_G = k \cdot \overline{G} + \left(2 - \frac{1}{\overline{G}}\right) \cdot (1 - k) \quad (4.20)$$

onde: k é a relação de ionização entre os portadores positivos e negativos da região de ganho de avalanche do APD ^[53]

Os fotodetectores do tipo APD provocam um grande

aumento no valor dos ruídos balístico mas, mesmo assim, a utilização deste tipo de fotodetector se mostra vantajosa em termos de redução de ruídos na recepção visto que estes ruídos são proporcionais à amplitude do sinal enquanto o ruído Johnson é dependente do ganho do amplificador de transimpedância. Na figura 31 pode-se comparar o ruído causado pelo amplificador de transimpedância e o causado pelo APD em função do ganho, para vários níveis de potência de sinal.

FIGURA 31: Comparação entre os ruídos causados pelo amplificador de transimpedância e pelo APD, para vários níveis de potência de sinal.

A influência dos ruídos balístico nas taxas de erro é demonstrada no Capítulo V e a análise dos efeitos dos ruídos de disparo em fotodetectores APD é feita no apêndice III.

4.2.3. RUÍDOS DE BATIMENTO DOS SINAIS ÓPTICOS.

A corrente elétrica gerada em um fotodetector é proporcional à media temporal do quadrado do campo elétrico da onda eletromagnética incidente^[34] (potência óptica). Sendo assim, quando mais de uma frequência óptica atinge o fotodetector simultaneamente, ocorrem interferências, construtivas e destrutivas, entre os campos das ondas incidentes causando flutuações na corrente gerada. As flutuações na corrente gerada no fotodetector causam deformações no sinal detectado, piorando as condições de decodificação, especialmente em sistemas não coerentes. Essas flutuações são tratadas aqui como ruídos. As expressões das correntes quadráticas de batimento são apresentadas aqui e deduzidas no Apêndice I, baseados no trabalho de N.A.Olsson^[34].

$$\overline{i_{\text{signal-ASE}}^2} = \frac{4 \cdot P_s \cdot P_{\text{ASE}} \cdot R^2 \cdot B_e}{B_o} \quad (4.21)$$

$$\overline{i_{\text{ASE-ASE}}^2} = \frac{P_{\text{ASE}}^2 \cdot R^2 \cdot B_e \cdot (2 \cdot B_o - B_e)}{B_o^2} \quad (4.22)$$

O termo B_o é a largura de banda óptica da potência de ASE no fotodetector.

4.3.DEDUÇÃO DO MODELO PARA CÁLCULO DE PENALIDADES

Este modelo é baseado nos trabalhos de Rosolem^[46,50] e Personick^[49,52,53] sendo que a idéia básica é determinar a probabilidade do sistema de decisão do receptor interpretar erroneamente um bit enviado como "1" como sendo "0" e vice-versa. O modelo utilizado parte de alguns pressupostos básicos:

- o sistema é digital, binário e modulado em amplitude.
- os ruídos são aleatórios.
- os bits "1" e "0" são equiprováveis.
- o laser de sinal utilizado é monomodo.
- o limiar de decisão entre os dois níveis é o valor intermediário das suas intensidades.
- Não estão sendo consideradas outras formas de degradação do sinal como a dispersão cromática da fibra e o chirp.

Suponha-se um sistema cujas funções de densidade de probabilidade sejam as representadas na figura 32.

FIGURA 32: Gráfico de funções de densidade de probabilidade dos níveis "0" e "1".

onde:

$I(0)$ é a corrente média do nível baixo (0) na saída do fotodetector;

$I(1)$ é a corrente média do nível alto (1) na saída do fotodetector;

D é o limiar de decisão;

$\sigma(0)$ é a variância de $I(0)$ e

$\sigma(1)$ é a variância de $I(1)$.

Estes valores são tomados em um ponto hipotético do receptor (chamado aqui, por simplicidade, de ponto **A**) onde a potência óptica já foi convertida em corrente elétrica mas, ainda não passou por nenhum processo de amplificação no interior do receptor.

Nesta análise, a potência óptica média do bit determina o valor da corrente média no ponto **A**, no período do bit considerado. A variância da corrente no bit, considerada no ponto **A**, é determinada pelo nível de ruído do bit. Os ruídos provenientes dos estágios anteriores ao ponto **A** são somados aos ruídos provenientes dos estágios posteriores ao ponto **A**. Os ruídos provenientes dos estágios posteriores são considerados no ponto **A** como ruídos equivalentes ou seja, são divididos pelo ganho dos estágios entre o ponto onde se manifesta o ruído e o ponto **A**. Feita a inserção dos ruídos equivalentes considera-se, então, que os estágios posteriores de amplificação sejam isentos de ruído. Cálculo semelhante é feito para determinar-se o equivalente da tensão de limiar de decisão do receptor.

À título de ilustração, a figura 33 mostra o modelo do receptor, utilizado para a análise dos ruídos. O ponto hipotético, onde são feitas as análises é marcado como ponto **A**.

FIGURA 33: Modelo de receptor utilizado na análise dos ruídos

A probabilidade total de erro é a média das probabilidades de erros dos bits 0 e 1, ou seja:

$$P_{\text{erro}} = \frac{1}{2} \cdot \text{Prob}(I > D/x=0) + \frac{1}{2} \cdot \text{Prob}(I < D/x=1) \quad (4.23)$$

onde: P_{erro} é a probabilidade da intensidade da corrente equivalente da saída do ponto A ser maior que o limiar equivalente de corrente caso o sinal enviado tenha sido "0", ou a corrente equivalente seja menor que o limiar equivalente caso o sinal enviado tenha sido "1".

As correntes de saída do fotodetector e de limiar são ditas equivalentes porque levam em consideração os ruídos dos estágios posteriores ao fotodetector que serão acrescidos ao sinal, até que chegue ao circuito responsável pela decisão entre os dois estados (0 ou 1). São calculadas então as equivalências desses parâmetros para a saída do fotodetector.

Como os ruídos envolvidos são brancos, suas

distribuições de probabilidades de amplitudes podem ser representadas por uma distribuição Gaussiana, assim, as probabilidades de erro podem ser representadas como:

$$P_{\text{erro}} = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \int_Q^{\infty} e^{-X^2/2} dX \quad (4.24)$$

onde:

$$Q = \frac{|D-I|}{\sqrt{\sigma^2}} \quad (4.25)$$

onde: D é o limiar equivalente de decisão;

I é o valor médio da corrente na saída do fotodetector para cada nível;

$\sqrt{\sigma^2}$ é o desvio padrão de cada distribuição de probabilidades das amplitudes da corrente de saída do fotodetector.

Assim, para $P_{\text{erro}} = 10^{-9}$ tem-se que $Q=6$

Pode-se aproximar, sem muita perda na precisão do modelo, as duas probabilidades de erro da equação (4.7) para um mesmo valor. Assim:

$$\frac{D-I(0)}{\sqrt{\sigma^2(0)}} = Q = \frac{I(1)-D}{\sqrt{\sigma^2(1)}} \quad (4.26)$$

sendo que:

$$I(1) = P(1) \cdot R \quad \text{e} \quad I(0) = P(0) \cdot R \quad (4.27)$$

onde R é a responsividade do fotodetector, $P(1)$ é a potência óptica do sinal "1" e $P(0)$ é a potência óptica do sinal "0".

Partindo-se do princípio que a potência do nível "0" é uma parcela da potência do nível "1" pode-se definir a constante α como sendo:

$$\alpha = \frac{P(1)}{P(0)} \quad (4.28)$$

Manipulando-se a equação (4.8) e aplicando-se a equação (4.9) chega-se a:

$$Q \cdot (\sqrt{\sigma^2(0)} + \sqrt{\sigma^2(1)}) = 2 \cdot R \cdot \bar{P} \cdot \frac{(\alpha - 1)}{(\alpha + 1)} \quad (4.29)$$

onde:

$$\bar{P} = \frac{P(0) + P(1)}{2}$$

é a potência óptica média do sinal;

$$\sigma^2(0) = I_{th}^2 + I_{shot-sinal}^2(0) + I_{shot-ASE}^2 + I_{ASE-ASE}^2 + I_{sinal-ASE}^2(0);$$

$$\sigma^2(1) = I_{th}^2 + I_{shot-sinal}^2(1) + I_{shot-ASE}^2 + I_{ASE-ASE}^2 + I_{sinal-ASE}^2(1).$$

I_{th}^2 é o equivalente do somatório de correntes quadráticas de ruídos térmicos no ponto de saída do fotodetector.

$I_{shot-sinal}^2$ é a corrente quadrática média de ruído de disparo da potência de sinal.

$I_{shot-ASE}^2$ é a corrente quadrática média de ruído de disparo da potência de ASE.

$I_{sinal-ASE}^2$ é a corrente quadrática média de ruído de batimento entre a potência de sinal e de ASE.

$I_{ASE-ASE}^2$ é a corrente quadrática média de ruído de batimento da potência de ASE.

A expressão matemática de I_{th}^2 é demonstrada no apêndice IV, $I_{sinal-ASE}^2$ e $I_{ASE-ASE}^2$ são demonstradas no apêndice

I e $I^2_{\text{shot-sinal}}$ e $I^2_{\text{shot-ASE}}$ foram demonstradas neste capítulo. Estas expressões das correntes são dadas abaixo. Lembrando-se que as correntes de ruído são consideradas antes de qualquer amplificação no interior do receptor tem-se:

$$I^2_{\text{th}} = \left[\frac{R \cdot S_0}{6} - e \cdot B_e \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{R \cdot S_0 \cdot \sqrt{\alpha}}{3 \cdot (\alpha + 1)} \right]^2 \quad (4.30)$$

$$\overline{i^2_{\text{shot-sinal}}} = 2 \cdot B_e \cdot e \cdot R \cdot P_s \cdot F_G \quad (4.31)$$

$$\overline{i^2_{\text{shot-ASE}}} = 2 \cdot B_e \cdot e \cdot R \cdot P_{\text{ASE}} \cdot F_G \quad (4.32)$$

$$\overline{i^2_{\text{sinal-ASE}}} = \frac{4 \cdot P_s \cdot P_{\text{ASE}} \cdot R^2 \cdot B_e}{B_0} \quad (4.33)$$

$$\overline{i^2_{\text{ASE-ASE}}} = \frac{P_{\text{ASE}}^2 \cdot R^2 \cdot B_e \cdot (2 \cdot B_0 - B_e)}{B_0^2} \quad (4.34)$$

Por simplicidade, os ruídos são separados em duas categorias: os dependentes da potência de sinal, $P(1)$ ou $P(0)$, e os independentes da potência de sinal. Assim:

$$\sigma^2(0) = A + \frac{B \cdot P(1)}{\alpha} = A + \frac{2}{(1+\alpha)} \cdot B \cdot P \quad (4.35)$$

$$\sigma^2(1) = A + B \cdot P(1) = A + \frac{2 \cdot \alpha}{(1+\alpha)} \cdot B \cdot P$$

onde:

$$A = I^2_{\text{th}} + I^2_{\text{shot-ASE}} + I^2_{\text{ASE-ASE}};$$

$$B \cdot P(1) = I^2_{\text{shot-sinal}}(1) + I^2_{\text{sinal-ASE}}(1).$$

Aplicando-se as equações (4.11) na equação (4.10) obtém-se:

$$(A+2 \cdot B \cdot \alpha \cdot \bar{P})^{1/2} + (A+2 \cdot B \cdot \frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \bar{P})^{1/2} = \frac{2 \cdot R}{Q} \cdot \bar{P} \cdot \frac{(\alpha-1)}{(\alpha+1)} \quad (4.36)$$

Resolvendo-se a equação (4.12) tem-se:

$$\bar{P} = \frac{Q^2}{R^2} \cdot \left[\frac{B}{2} \cdot \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right)^2 \pm \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right) \cdot \sqrt{\frac{B^2 \cdot \alpha}{(\alpha-1)^2} + \frac{R^2}{Q^2} \cdot A} \right] \quad (4.37)$$

A solução negativa não é fisicamente viável, portanto:

$$\bar{P} = \frac{Q^2}{R^2} \cdot \left[\frac{B}{2} \cdot \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right)^2 + \left(\frac{\alpha+1}{\alpha-1} \right) \cdot \sqrt{\frac{B^2 \cdot \alpha}{(\alpha-1)^2} + \frac{R^2}{Q^2} \cdot A} \right] \quad (4.38)$$

O fator de aproveitamento do sinal (r) é definido como sendo:

$$r = \frac{(\alpha+1)}{(\alpha-1)} \quad (4.39)$$

Aplicando-se a equação (4.15) em (4.14) obtém-se:

$$\bar{P} = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot R^2} \cdot \left[B \cdot r + \sqrt{B^2 \cdot \frac{(r^2-1)}{4} + \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot A} \right] \quad (4.40)$$

Substituindo-se os valores A e B pelos ruídos correspondentes obtém-se:

$$\bar{P} = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot R^2} \cdot \left[\frac{(\overline{i_{shot-sinal}^2} + \overline{i_{sinal-ASE}^2}) \cdot r}{P_{sinal}} + \sqrt{\frac{(\overline{i_{shot-sinal}^2} + \overline{i_{sinal-ASE}^2})^2}{P_{sinal}^2} \cdot \frac{(r^2 - 1)}{4} + \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot (\overline{i_{th}^2} + \overline{i_{shot-ASE}^2} + \overline{i_{ASE-ASE}^2})} \right] \quad (4.41)$$

Ou seja:

$$\bar{P} = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot R^2} \cdot \left[\left(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right) \cdot r + \sqrt{\left(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right)^2 \cdot \frac{(r^2 - 1)}{4} + \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot \left(\left[\frac{R \cdot So}{6} - 6 \cdot e \cdot Be \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{R \cdot So \cdot \sqrt{r^2 - 1}}{6 \cdot r} \right]^2 + 2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot P_{ASE} \cdot F_G + \frac{P_{ASE}^2 \cdot R^2 \cdot Be \cdot (2 \cdot Bo - Be)}{Bo^2} \right)} \right] \quad (4.42)$$

Para $Bo \gg Be$ a equação (4.18) pode ser simplificada para:

$$\bar{P} = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot R^2} \cdot \left[\left(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right) \cdot r + \sqrt{\left(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right)^2 \cdot \frac{(r^2 - 1)}{4} + \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot \left(\left[\frac{R \cdot So}{6} - 6 \cdot e \cdot Be \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{R \cdot So \cdot \sqrt{r^2 - 1}}{6 \cdot r} \right]^2 + 2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot P_{ASE} \cdot F_G + \frac{2 \cdot P_{ASE}^2 \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right)} \right] \quad (4.43)$$

No caso de fotodetector do tipo PIN, que não apresenta ganho de avalanche, a figura de ruído (F_G) do fotodetector é 1. Assim, a expressão da potência média pode ser simplificada para:

$$\begin{aligned} \bar{P} = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot R^2} \cdot \left[(2 \cdot e \cdot Be \cdot R + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo}) \cdot r + \right. \\ \left. \sqrt{(2 \cdot e \cdot Be \cdot R + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo})^2 \cdot \frac{(r^2 - 1)}{4} +} \right. \\ \left. \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot \left(\left[\frac{R \cdot So}{6} - 6 \cdot e \cdot Be \right]^2 - \left[\frac{R \cdot So \cdot \sqrt{r^2 - 1}}{6 \cdot r} \right]^2 + 2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot P_{ASE} + \frac{2 \cdot P_{ASE}^2 \cdot R^2 \cdot Be}{Bo} \right) \right] \end{aligned}$$

(4.44)

A penalidade é a relação entre a potência necessária para se obter uma dada taxa de erro sob a ação de influências externas, no caso a potência de ASE, e a sensibilidade do receptor. É definida matematicamente como:

$$P = \frac{\bar{P}}{So} \quad (4.45)$$

onde: P é a penalidade.

Assim, a expressão para o cálculo da penalidade, baseada na equação (4.42), fica:

$$\begin{aligned} P = \frac{r \cdot Q^2}{2 \cdot So \cdot R^2} \cdot \left[(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo}) \cdot r + \right. \\ \left. \sqrt{(2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot F_G + \frac{4 \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot Be}{Bo})^2 \cdot \frac{(r^2 - 1)}{4} +} \right. \\ \left. \frac{4 \cdot R^2}{Q^2} \cdot \left(\left[\frac{R \cdot So}{6} - 6 \cdot e \cdot Be \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{R \cdot So \cdot \sqrt{r^2 - 1}}{6 \cdot r} \right]^2 + 2 \cdot e \cdot Be \cdot R \cdot P_{ASE} \cdot F_G + \frac{P_{ASE}^2 \cdot R^2 \cdot Be \cdot (2 \cdot Bo - Be)}{Bo^2} \right) \right] \end{aligned}$$

(4.45)

Tomando-se como base a equação (4.45), analisam-se as penalidades causadas pelo ruído shot de ASE, ruído de batimento entre sinal e ASE e ruído de batimento ASE-ASE. Para visualizar-se a penalidade causada por cada um desses ruídos, em função da potência de ASE, são apresentadas as curvas das figuras 34 a 41, onde a penalidade causada por cada um pode ser comparada à penalidade total em várias condições de transmissão. No cálculo das penalidades é incluída a penalidade causada pelo ruído shot de sinal, visto que este aumenta em função da compensação de potência de sinal necessária, devido à penalidade imposta pela potência de ASE.

As principais condições pressupostas para as simulações são evidenciadas na tabela 4.2. São também pressupostas: eficiência de converção opto-elétrica (R) unitária e relação de ionização entre elétrons e lacunas (k) igual a 0.6 para os fotodetectores e razão de extinção infinita no sinal transmitido.

Tabela 4.2. Parâmetros utilizados nas simulações das penalidades.

Figura número	Taxa de transmissão [Mbit/s]	Sensibilidade do receptor [dBm]	Largura de banda óptica [nm]	Tipo de fotodetector	Ganho do fotodetector
27	45	-46.0	10.0	PIN	1
28	45	-46.0	0.1	PIN	1
29	45	-48.0	10.0	APD	200
30	45	-48.0	0.1	APD	200
31	2488	-27.7	10.0	PIN	1
32	2488	-27.7	0.1	PIN	1
33	2488	-32.0	10.0	APD	50
34	2488	-32.0	0.1	APD	50

Os valores de sensibilidade do receptor são relativos a uma taxa de erros de 10^{-9} e comprimento de onda de sinal de 1536 nm. Para as simulações com fotodetectores do tipo PIN foram adotados os valores da tabela 4.1. Para as simulações com APD, a sensibilidade à 2488 Mbit/s foi obtida experimentalmente e o valor de sensibilidade a 45 Mbit/s é proposto como valor de referência.

Analisando-se as figuras 34 e 35 nota-se que, em taxas de transmissão baixas (45Mbit/s), para um receptor com fotodetector do tipo PIN, a principal causa de penalidade são os ruídos de batimento ASE-ASE visto que, por mais estreita que seja a largura de banda óptica do filtro utilizado esta é ainda muito mais larga que a largura de banda elétrica do amplificador do receptor. Assim, uma parcela muito grande das potência de ruído não é amplificada pelo receptor. Visto que as potências de sinal, envolvidas na transmissão são pequenas, há uma predominância do ruído de batimento ASE-ASE.

Figura 34: Simulação de penalidade para PIN a 45Mbit/s e $B_o=10\text{nm}$.

Figura 35: Simulação de penalidade para PIN a 45Mbit/s e $B_o=0.1\text{nm}$.

Figura 36: Simulação de penalidade para APD a 45Mbit/s e $B_o=10\text{nm}$.

Figura 37: Simulação de penalidade para APD a 45Mbit/s e $B_o=0.1\text{nm}$.

No caso de receptores com fotodetectores do tipo APD, trabalhando em baixas taxas, observa-se nas figuras 36 e 37 que, para baixos níveis de penalidade, a principal causa são os ruídos shot da potência de ASE, independentemente da largura do filtro óptico (para valores de largura de banda óptica de filtros disponíveis comercialmente). Para níveis mais elevados de penalidade manifestam-se predominantemente os ruídos de batimento ASE-ASE. A manifestação de penalidade devida a ruídos shot de ASE deve-se ao fato que, para taxas de transmissão baixas encontram-se disponíveis fotodetectores de avalanche com ganhos elevados (superiores a 100) e estes acrescentam uma quantidade considerável de ruído shot ao sinal demodulado.

Figura 38: Simulação de penalidade para PIN a 2.5Gbit/s e $B_o=10$ nm.

Figura 39: Simulação de penalidade para PIN a 2.5Gbit/s e $B_o=0.1$ nm.

Nas figuras 38 e 39 observa-se que, para potências de ASE com largura espectral fina (menor que 1nm), o ruído predominante é o de batimento sinal ASE enquanto que, para larguras espectrais maiores, predomina o ruído de batimento ASE-ASE. Nota-se também, que a contribuição do ruído shot da potência de ASE tem uma contribuição mínima, mesmo quando a potência de ASE é próxima ou mesmo superior à potência do sinal que chega ao fotodetector.

Nas figuras 40 e 41 pode-se observar que o ruído shot apresenta uma relevância maior apenas na condição em que a penalidade é baixa e a largura espectral do filtro é grande. Nas demais regiões das curvas de penalidade o comportamento das curvas é muito semelhante às curvas das figuras 38 e 39. Este comportamento resulta do fato que o ganho do fotodetector de avalanche, para taxas de transmissão da ordem de Gbit/s, não ser particularmente alto (<100) no atual estágio de desenvolvimento da tecnologia destes fotodetectores^[57-61].

Figura 40: Simulação de penalidade para APD a 2.5Gbit/s e $B_o=10\text{nm}$.

Figura 41: Simulação de penalidade para APD a 2.5Gbit/s e $B_o=0.1\text{nm}$.

Nas figuras 34 a 41 se pode analisar um espectro considerável de possibilidades de transmissão, com taxas de transmissão de 45 a 2.5Gbit/s e larguras de banda óptica de ASE de 0.1nm a 10nm para fotodetectores PIN e APD. Nestes gráficos pode-se notar que, apesar dos fotodetectores APD proporcionarem uma maior sensibilidade ao receptor, tornam-se mais sensível à interferência causada pela potência de ASE. Este aumento da sensibilidade à potência de ASE é tanto maior quanto maior for o ganho do APD, fazendo com que parte da vantagem da utilização do APD seja contrabalanceada pela menor imunidade a ruídos shot.

Outro ponto importante a ser notado é que, o efeito da utilização de filtros estreitos ($\approx 0.1\text{nm}$) não exerce a mesma influência sobre todas as condições de transmissão quando comparado ao comportamento das mesmas

transmissões com banda óptica larga ($\approx 10\text{nm}$). Assim, o deslocamento da curva de penalidade entre as curvas para 0.1nm e 10nm de banda óptica na simulação a 2.5Gbit/s com PIN é de praticamente 15dB de variação de potência de ASE. No caso da simulação a 45Mbit/s com fotodetector APD a curva de penalidade praticamente não se move.

O comportamento das curvas de penalidade depende basicamente do tipo de ruído preponderante. No caso dos ruídos shot, a largura de banda óptica da potência de ASE não afeta o comportamento da curva de penalidade. No caso dos ruídos de batimento, esses serão tanto mais relevantes quanto mais a largura de banda óptica se aproximar da largura de banda elétrica.

Um fato importante, que deve ser considerado, é que, se o estreitamento da largura de banda óptica aumenta a sensibilidade dos receptores à interferência da potência de ASE, por outro lado, diminui a potência de ASE que chega ao fotodetector. Assim, o uso de um filtro óptico de 0.1nm de largura de banda, sobre uma potência de ASE de 40nm de largura de banda, provoca uma diminuição de 26dB na potência de ASE que chega ao fotodetector (pressupondo-se uma densidade espectral de potência uniforme).

Nas figuras 42 a 45 podem ser observados os efeitos da variação da largura de banda óptica da potência de ASE, para as mesmas condições de transmissão descritas na tabela 4.2. Os gráficos mostram a variação de penalidade tendo como referência a menor largura de banda óptica possível ou seja, uma largura de banda óptica igual a duas vezes a largura de banda elétrica.

Convém lembrar que a largura de banda óptica máxima obtida pelos EDFAs comerciais é de cerca de 30nm e que os filtros ópticos comerciais disponíveis estão limitados à uma largura mínima de cerca de 0.1nm . Nestas simulações são comparados três níveis diversos de densidade espectral de potência de ASE. Estas densidades espectrais podem ser atingidas de acordo com as condições de

transmissão, utilizando-se um amplificador mais ou menos saturado, com potências de saturação diversas ou ainda, mais próximo ou mais distante do transmissor.

Convém lembrar que, para as simulações à seguir, foi pressuposto que a densidade espectral de potência permanece constante em toda a banda óptica assumida, fato que não é necessariamente verdadeiro, principalmente quando são consideradas bandas ópticas superiores a 1nm.

Figura 42: Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE para receptor com PIN, a 45 Mbit/s.

Pode-se observar na figura 42 que, para uma densidade espectral de potência de ASE (PSD) de -40dBm/nm , qualquer que seja a largura do filtro utilizado não haverá uma mudança de penalidade superior a 4.5 dB e que, utilizando-se um filtro de banda óptica de 2nm , obtém-se um nível de penalidade apenas 1 dB superior aquela que se obteria utilizando-se um filtro de banda óptica igual ou inferior a 0.1nm . Observa-se também que, para valores mais altos de PSD, o estreitamento da banda óptica provoca uma diminuição considerável de penalidade.

Considerando-se uma atenuação média de 0.3 dB/Km para a fibra óptica do enlace, obtém-se cerca de 3Km a mais de alcance da transmissão para cada dB de penalidade em menos. Assim, neste caso, para altos níveis de PSD, o uso de um filtro de 0.1nm pode representar um aumento de mais de 30 Km no alcance máximo da transmissão.

Figura 43: Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE para receptor com PIN, a 2.5Gbit/s .

Na figura 43 nota-se que, para níveis de PSD da ordem de -40dBm/nm é absolutamente irrelevante o uso de filtros ópticos em transmissões a taxas de 2.5Gbit/s com receptores com fotodetectores do tipo PIN.

Para valores de PSD da ordem de -25dBm/nm a ausência de filtros ópticos causa um aumento significativo de penalidade porém, a opção entre um filtro de 0.1nm e um de 1nm pode ser considerada por outros critérios que não o do nível de penalidade visto que, a variação de penalidade entre as duas opções é inferior a 1dB .

Figura 44: Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE para receptor com APD, a 45Mbit/s .

Na figura 44 pode-se observar o comportamento de um receptor APD a baixas taxas de transmissão, em função da

largura de banda óptica do filtro utilizado.

Neste caso, para uma faixa bastante ampla de valores de PSD (40dB), o uso de filtros ópticos se faz necessário para um melhor aproveitamento do desempenho do amplificador óptico, podendo-se aumentar o alcance de uma transmissão em cerca de 30 Km pelo fato de se utilizar um filtro de 0.1nm.

Figura 45: Gráfico de variação de penalidade em função da largura de banda óptica da potência de ASE para receptor com APD, a 2.5Gbit/s.

No caso de transmissões em 2.5Gbit/s com receptores munidos de fotodetectores do tipo APD, para uma PSD de -40dBm/nm, o uso ou não de um filtro óptico pode depender das condições do orçamento de potência do enlace. Neste caso a falta de um filtro óptico pode causar um aumento de penalidade de cerca de 3.5dB que, em determinadas circunstâncias pode ser tolerado. Em qualquer caso, a opção por um filtro óptico de 0.1 nm no lugar de um filtro de 2nm revela-se inútil, não produzindo uma redução de penalidade superior a 0.5dB.

No caso de PSD altas, em torno a -25dBm/nm ou mais, o estreitamento da largura de banda óptica a níveis da ordem de 0.1nm pode eliminar vários dB de penalidade, otimizando assim, o orçamento de potências ópticas do enlace.

De uma maneira generalizada, observa-se que o uso de receptores com fotodetectores do tipo APD, apesar de apresentarem uma maior sensibilidade que os receptores com fotodetectores do tipo PIN, são mais sensíveis à interferência da potência de ASE forçando, muitas vezes, o uso de filtros ópticos estreitos, que representam um custo maior do enlace óptico. Por outro lado, a opção por não utilizar filtros ópticos pode anular o aumento de sensibilidade do receptor, obtido pelo uso de fotodetectores do tipo APD, representando também, um aumento do custo enlace óptico.

Outro fator importante a ser considerado é o rendimento do sinal (η), dado pela equação (4.39). Este fator, calculado em função da razão de extinção do sinal, reflete a relação entre a potência de sinal utilizada para transmitir informação e a potência total de sinal transmitida.

Sabendo-se que a distinção entre um bit 1 e um bit 0 é baseada na diferença de nível de sinal entre os dois níveis, conclue-se que, um nível de potência comum aos dois sinais não transporta nenhuma informação, sendo assim,

um gasto inútil de potência óptica. Embora uma razão de extinção (α) infinita seja desejável, não é de fácil obtenção, sendo assim, nos casos práticos trabalha-se com o valor mais alto possível de razão de extinção.

O fato de transmitir-se um sinal com razão de extinção finita porta em si uma penalidade intrínseca, que é inversamente proporcional ao rendimento do sinal (r), visto que, somente uma parte da potência de sinal é utilizada para portar informação.

Nas figuras 46 e 47 podem ser vistos os comportamentos das curvas de rendimento do sinal em função da razão de extinção e da penalidade causada pela razão de extinção, respectivamente. A penalidade calculada refere-se a um valor de sensibilidade para uma razão de extinção infinita.

Figura 46: Curva do rendimento do sinal em função da razão de extinção.

Figura 47: Curva de penalidade em função da razão de extinção.

Na figura 46 pode-se observar que, mesmo uma razão de extinção da ordem de 10dB causa rendimento de cerca de 80% que, conforme a figura 47, é o suficiente para causar uma penalidade de cerca de 0.9dB. Este valor de penalidade corresponde a uma diminuição de 3Km no alcance máximo de um transmissor, computando-se uma atenuação de 0.3dB/Km. Nos casos práticos, o valor da razão de extinção encontra-se entre 10 a 20 dB.

V. MONTAGEM E CARACTERIZAÇÃO SISTÊMICA DO ENLACE

5.1. MEDIDAS DE RUÍDOS INERENTES AO EDFA

Com o objetivo de se observar os efeitos das potências ópticas emanadas do EDFA na geração de ruídos montou-se o arranjo experimental mostrado na figura 48:

onde: *P.M.* é o medidor de potência óptica,
A.E. é o analisador de espectro óptico e
DML ELO-34 é a placa de recepção óptica do ELO a 34Mbit/s.

FIGURA 48: Arranjo experimental para observação dos efeitos das potências ópticas na geração de ruídos.

Foi utilizado um voltímetro de amostragem para determinar-se a quantidade de ruído provocada pelas potências de ASE e pelo excedente de bombeio quando o EDFA trabalha na configuração co-propagante.

Como detector, amplificador e filtro foi utilizada uma placa de recepção DML do ELO-34 fabricada pela NEC e com o controle automático de ganho neutralizado. Esta placa possui a vantagem de ser linear e totalmente analógica, podendo ser utilizada para os fins propostos. Possui ainda um ganho total de 6.6×10^6 V/W quando em ganho máximo e 22.6×10^3 V/W em ganho mínimo (podendo ser ajustada nessas duas configurações), para um comprimento de onda de $1,55 \mu\text{m}$ e uma largura de banda de 22.5MHz.

O osciloscópio foi utilizado para monitorar-se o sinal de saída da placa DML e prevenir eventuais leituras de sinais saturados devido à intensidade das potências ópticas. Caso contrário os resultados poderiam ser alterados devido a limitação de amplitude imposta pela saturação do sistema receptor.

O medidor de potência óptica e o analisador de espectro foram utilizados para determinar as potências de ASE e excedente de bombeio, separando-se os valores dos dois por integração do espectro.

Para leituras de ruído apenas de ASE foi utilizado o EDFA na configuração contra-propagante. Conhecendo-se o efeito desses ruídos pode-se determinar os ruídos do excedente de bombeio utilizando-se o EDFA na configuração co-propagante, descontando-se as influências da potência de ASE.

Com esse arranjo experimental foi possível esboçar a curva da figura 49.

FIGURA 49: Gráficos dos ruídos gerados pelo excedente de potência de bombeio e pela ASE em função de suas potências ópticas.

Através do gráfico da figura 49, pode-se notar que a potência de excedente de bombeio provoca maior nível de ruído que uma mesma quantidade de potência de ASE, sendo importante evitar que a mesma atinja o fotodetector da recepção. O ruído causado pelo excedente de potência de bombeio é maior devido ao fato da potência de bombeio estar concentrada em raias, o que não ocorre com a ASE.

Analisando-se as expressões das intensidades de ruído (Apêndice I) causadas pelas potências ópticas nota-se que, quanto mais estreita a banda óptica da potência luminosa, menor a largura de banda dos ruídos de batimento.

Tendo o amplificador subsequente ao fotodetector uma largura de banda limitada, os sinais que não estiverem dentro desta faixa não serão amplificados. Assim, quanto mais estreitas forem as faixas onde as potências ópticas

estão condensadas, maior será a parcela do ruído amplificada pelos estágios amplificadores do receptor, e maior será a influência de uma determinada potência óptica no total de ruídos gerados.

5.2.MEDIDAS DE TAXAS DE ERRO E PENALIDADES

Nesta seção são mostrados os experimentos e seus resultados na determinação do comportamento das curvas de BER contra potência de sinal, para sistemas com fotodetectores tipo PIN e APD em várias taxas de transmissão e larguras de banda óptica da potência de ASE. São também confrontados os resultados experimentais com aqueles previstos pelo modelo matemático desenvolvido no capítulo IV.

5.2.1. Sistemas com fotodetectores tipo PIN.

Para fazer o levantamento dos dados experimentais relativos ao comportamento da curva de BER em presença de ASE, foi montado o arranjo experimental abaixo.

FIGURA 50: Arranjo experimental para medidas de taxas de erro.

Foram feitas duas seqüências de experimentos: uma com 45Mbits/s e outra com 174Mbits/s. Na primeira foi utilizado um ELO-34 com laser DFB em 1544nm e na segunda um ELO-434 com laser DFB em 1537nm. Os ELOs 34 e 434 utilizados trabalham com taxas de transmissão na parte elétrica de, aproximadamente, 34 e 139Mbit/s mas, na parte óptica, devido a codificações internas, trabalham com taxas de 45 e 174Mbit/s. Assim, como este trabalho trata da parte óptica da transmissão, as taxas serão de 45 e 174Mbit/s.

Atuando-se no atenuador de entrada do EDFA controla-se a relação entre a potência de sinal e a potência de ASE na saída do amplificador, enquanto que o segundo atenuador controla a potência total na entrada do receptor. Determinam-se as taxas de erro para diversos valores de potência de sinal e de ASE que são medidas através do analisador de espectro e do medidor de potência óptica. O medidor de potência óptica foi utilizado para a calibração do analisador de espectro e para o levantamento das potências ópticas da curva de taxas de erro dos equipamentos ELO sem o amplificador na linha, para determinar sua sensibilidade.

A determinação da penalidade é feita medindo-se o deslocamento das curvas de taxa de erro em função da potência de sinal no ponto onde as curvas apresentam $BER=10^{-9}$. Deve-se salientar que a penalidade pode ser definida para qualquer taxa de erro mas, o padrão utilizado aqui e em outros trabalhos é o de $BER=10^{-9}$.

Como visto no item 5.1. o excedente de potência de bombeio causa alto nível de ruído, por isso o levantamento das taxas de erro foi feito com o amplificador operando na configuração contra-propagante.

Foram desenhados gráficos de taxas de erro como os da figura 51. A partir desses gráficos foram obtidos os gráficos de penalidade em função da potência de ASE recebida pelo fotodetector.

Os gráficos de penalidade para 45Mbits/s e

174Mbits/s são os mostrados nas figuras 52 e 53.

FIGURA 51: Gráfico de taxa de erro da recepção em 45Mbit/s em função da potência de sinal para vários níveis de ASE.

FIGURA 52: Gráfico de penalidades medidas experimentalmente e calculadas utilizando o modelo desenvolvido, em 45Mbits/s.

FIGURA 53: Gráficos de penalidades medidas experimentalmente e calculadas utilizando o modelo desenvolvido, a 174Mbits/s.

Os parâmetros utilizados para o cálculo das penalidades foram os indicados na tabela 5.1:

Tabela 5.1: Parâmetros dos cálculos das penalidades.

	ELO-34	ELO-434
Banda Óptica [nm]	15.0	7.5
Banda Elétrica [MHz]	22.5	87.0
Sensitividade [dBm]	-41.5	-39.5

O parâmetro banda óptica é a largura de banda eficaz ($\Delta\lambda_{eff}$) da ASE foi estimado conforme a equação (5.1):

$$\Delta\lambda_{eff} = \int_0^{\infty} \frac{P(\lambda) d\lambda}{P_{pico}} \quad (5.1)$$

Onde: $P(\lambda)$ é o perfil da densidade espectral de potência de ASE em função do comprimento de onda e P_{pico} é o valor de pico de $P(\lambda)$.

A banda elétrica foi estimada como sendo metade da taxa de transmissão (0.5 Hz por bit/s) e a sensibilidade foi determinada experimentalmente.

Observa-se boa concordância entre os valores previstos das penalidades e os valores determinados experimentalmente. As diferenças entre os valores teóricos e os resultados práticos, em sua grande maioria, estão abaixo de 1dB.

É conveniente lembrar que há uma série de imprecisões envolvendo tanto o modelo matemático desenvolvido quanto as medidas realizadas. Por parte do modelo desenvolvido há, como se pode notar no apêndice I, uma série de aproximações principalmente no que diz respeito ao cálculo da largura de banda óptica da ASE. No modelo, a densidade espectral de potência é considerada uniforme em toda a banda óptica considerada, o que não é verdadeiro, como pode ser verificado nas figuras 8,9 e 10.

Por parte das medidas realizadas há também uma série de imprecisões, desde os ajustes mecânicos nos conectores ópticos até variações no acoplamento da potência de bombeio na fibra de érbio devido as variações na razão de acoplamento do WDM em função da sensibilidade do mesmo à polarização das potências aplicadas.

Outro fator de incerteza digno de nota é o fato de se estar trabalhando com valores médios de taxas de erro no modelo, ao passo que nas medidas estes podem ter variação superior a uma ordem de grandeza.

Na figura 53 observa-se que há um aumento na diferença, entre os valores medidos e os esperados, para potências de ASE entre -30 e -50 dBm. Estas diferenças são creditadas ao fato dessas medidas terem sido feitas em condições mais intensas de saturação do amplificador.

A saturação do amplificador pela potência de

sinal aplicado pode representar um acréscimo significativo nos níveis de ruído do sinal pois, quando o sinal atravessa um trecho saturado do amplificador há uma grande absorção do sinal pelos íons não excitados; esta absorção deteriora a definição do sinal, deformando-o. Para checar esta hipótese foi feita a montagem mostrada na figura 54, nela não ocorre a saturação do amplificador pois o sinal é acoplado ao sistema sem passar pelo EDFA.

Na determinação das penalidades desta experiência foi utilizada uma técnica mais simples que a utilizada até agora. A técnica utilizada consiste em, ao invés de fazer uma série de medidas de taxas de erro para uma mesma potência de ASE e várias potências de sinal e extrapolar a curva para $BER=10^{-9}$, fazer as leituras de taxas de erro diretamente na faixa de $BER=10^{-9}$ e aceitar os resultados próximos a 10^{-9} como sendo exatamente 10^{-9} . Esta técnica apresenta a vantagem de ser mais rápida que a anterior sem perda significativa de precisão.

FIGURA 54: Arranjo experimental para medida de taxas de erro.

As taxas de erro medidas nesta experiência variaram de 3.0×10^{-10} a 7.8×10^{-9} .

Os resultados desta experiência bem como a

projeção do modelo matemático estão na figura 55.

Foram utilizados os seguintes parâmetros para a simulação:

Largura de banda óptica: 10 nm.

Largura de banda elétrica: 87 MHz.

Sensitividade: -39.5 dBm.

Taxa de erro: 10^{-9} .

Razão de extinção (α) : > 10dB.

FIGURA 55: Gráfico de penalidades em função da potência de ASE.

5.2.2. Sistemas com fotodetectores tipo APD.

Nesta seção são apresentados os experimentos e resultados atingidos com transmissão a 2.5Gbit/s utilizando-se um receptor com fotodetector APD de InGaAs a 1536 nm.

Para o levantamento das curvas de BER contra potência de sinal foi montado o arranjo experimental descrito na figura 56.

onde: **BER** é o gerador de padrão e medidor de taxa de erro; Ando-AP 9850,

Tx e **Rx** são, respectivamente, o transmissor e receptor; Philips SLX-16,

AE é o analisador de espectro óptico; Anritsu MS-9030A,

PM é o medidor de potência óptica; Anritsu ML-9002A,

Att é o atenuador óptico variável; Anritsu MS-9030A,

EDFA é o amplificador óptico; Pirelli Ampliphos,

1x2 e **1x4** são acopladores ópticos e

FO é o filtro óptico sintonizável de 1nm; JDS-FITEL.

Figura 56: Arranjo experimental utilizado nas medidas feitas a 2.5Gbit/s, com receptor APD.

Com o arranjo experimental da figura 56, foram levantadas as curvas de taxa de erro contra potência de sinal para vários níveis de potência de ASE em duas condições diversas de largura de banda óptica, 30nm e 1nm.

A largura de banda óptica de 1nm foi obtida inserindo-se um filtro óptico na saída do amplificador óptico. A largura de banda de 30nm foi obtida sem a presença do filtro óptico reduzindo-se a potência de bombeio do amplificador, de modo a igualar a amplitude dos picos da potência de ASE, aumentando-se, assim, a largura de banda efetiva (Eq. 5.1) do espectro de ASE.

Para ajustarem-se as potências ópticas desejadas foi utilizado o seguinte procedimento: Primeiro, aumenta-se a atenuação do sinal ao máximo (cerca de 60 dB), depois, controlando-se o nível de potência de ASE, ajusta-se o atenuador da saída do EDFA para obter-se o nível de potência desejado, desliga-se o EDFA para suprimir a potência de ASE e diminui-se a atenuação da potência de sinal até o nível desejado, aciona-se novamente o EDFA e aciona-se o medidor de taxa de erro. Determinada a taxa de erro para uma condição de potências ópticas, altera-se o valor de potência de sinal, mantendo-se constante o nível de potência de ASE. Com este procedimento levantam-se os pontos necessários para a determinação de uma curva de BER contra potência de sinal.

Para fazer o levantamento de diversas curvas, para vários níveis de potência de ASE, repete-se o procedimento descrito acima, ajustando-se a potência de ASE para cada curva levantada.

Para o levantamento do conjunto de curvas relativas à largura de banda de 30 nm não foi utilizado filtro na saída do EDFA mas, para a família relativa a banda óptica de 1nm, foi inserido e sintonizado um filtro entre a saída do EDFA e o acoplador óptico subsequente

Com o procedimento descrito acima, foram levantadas as curvas de taxas de erro contra potência

óptica de sinal mostradas nas figuras 57 e 58.

Figura 57: Curvas de BER para banda óptica de 30nm.

Figura 58: Curvas de BER para banda óptica de 1nm.

Nestas medidas de penalidade, evitou-se atingir níveis muito elevados de potência óptica de ASE para que a ação do controle automático de ganho do receptor fosse a menor possível. Esta medida se faz necessária pelo fato que uma alteração no ganho do fotodetector APD altera também sua figura de ruído, fenômeno este que poderia refletir-se nos resultados, reduzindo a penalidade para altos valores de potência de ASE devida ao ruído shot. Esta alteração, porém, não deve ser muito crítica visto que, para elevados valores de penalidade os ruídos predominantes são os de batimento.

Nas figuras 59 e 60 encontram-se as curvas de penalidades obtidas com os dados das curvas nas figuras 57 e 58, respectivamente. Nestas figuras encontram-se também as curvas de penalidade previstas pelo modelo desenvolvido no capítulo IV.

Figura 59: Gráfico de penalidade para banda óptica de 30nm.

Figura 60: Gráfico de penalidade para banda óptica de 1nm.

Para o cálculo das curvas de penalidade foram utilizados os seguinte dados relativos ao fotodetector APD de InGaAs:

Responsividade do fotodetector, 0.8 A/W.

Ganho médio do APD, 50.

Relação de ionização entre elétrons e lacunas, 0.5.

De maneira geral, os resultados das experiências mostram que o modelo apresenta concordância com os resultados experimentais dentro de 2dB ou menos, podendo ser considerado, então, bastante satisfatório quanto a precisão.

VI. CONCLUSÕES

- * Foram montados dois EDFAs e caracterizadas algumas figuras de mérito.

- * Foram levantados dados sobre a geração de ruídos pelos EDFAs.

- * Foram medidas as penalidades geradas pela incidência da ASE no receptor.

- * Foi desenvolvido um modelo teórico para cálculo de penalidade.

- * Dependendo do nível de potência a ASE pode causar penalidade no sistema, sendo neste caso, interessante a utilização de filtros ópticos e/ou forçar o EDFA a trabalhar no regime de saturação onde a potência de ASE é diminuída juntamente com o ganho.

- * A potência excedente de bombeio causa um maior nível de ruído na recepção, causando maior penalidade, devendo-se então evitar que a mesma atinja o fotodetector. Para isso deve-se trabalhar na configuração contra-propagante ou utilizar-se filtros com boa razão de extinção no comprimento de onda do laser de bombeio.

- * Quanto maior a potência de bombeio na fibra de érbio, maior o ganho até que se atinja um limite máximo.

- * O modelo apresentado para o cálculo das penalidades apresenta erro inferior a 2dB.

APÊNDICE I

Neste ítem são apresentadas as deduções dos ruídos de batimento citados no Capítulo III, baseadas no trabalho de Neil Anders Olsson^[34].

Seja P_{ASE} a potência de ASE que chega ao fotodetector. Dividindo-se a P_{ASE} em N raias e considerando-se que a densidade espectral da potência de ASE é constante para toda a largura de banda do espectro, cada raia terá a potência:

$$D_{ASE}(t) = \frac{P_{ASE}(t)}{N} \quad (I.1)$$

Se cada raia tiver a largura de 1 Hertz então, para uma largura de banda óptica de B_0 Hertz, tem-se:

$$D_{ASE}(t) = \frac{P_{ASE}(t)}{B_0} \quad (I.2)$$

onde B_0 é a largura de banda óptica da ASE.

O campo elétrico da potência de ASE será:

$$E_{ASE}(t) = \sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} \sqrt{2 \cdot D_{ASE}(t)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t + \Phi(k)) \quad (I.3)$$

Onde: $\Phi(k)$ é a fase do campo na frequência k e f_0 é a frequência central da ASE

O fator $\sqrt{2}$ vem do fato do valor de pico de uma cossenoide ser $\sqrt{2}$ vezes seu valor eficaz.

Dado um sinal monocromático de frequência f_0 e potência P_s , o campo elétrico do mesmo será:

$$E_{\text{sinal}}(t) = \sqrt{2 \cdot P_s(t)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (\text{I.4})$$

O campo elétrico total das potências incidentes de sinal e ASE é então:

$$E_{\text{total}}(t) = E_{\text{ASE}}(t) + E_{\text{sinal}}(t) \quad (\text{I.5})$$

A corrente gerada pelo fotodetector, supondo-se uma eficiência unitária, é:

$$i(t) = \frac{\overline{E_{\text{total}}^2(t)} \cdot e}{h\nu} \quad (\text{I.6})$$

Onde: $\overline{E_{\text{total}}^2(t)}$ é a média temporal do quadrado do campo elétrico resultante, e é a carga do elétron, h é a constante de Planck, ν é a frequência da onda incidente.

Na geração de corrente elétrica será considerado que a responsividade do fotodetector é uniforme para toda a banda óptica da potência de ASE.

Lembrando-se que a responsividade (R) de um fotodetector de eficiência unitária é:

$$R = \frac{e}{h \cdot \nu} \quad (\text{I.7})$$

então,

$$i(t) = \overline{E^2(t)} \cdot R \quad (\text{I.8})$$

Portanto,

$$i(t) = R \cdot \overline{\left[\sqrt{2 \cdot P_{\text{signal}}(t)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) + \sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} \sqrt{2 \cdot D_{\text{ASE}}(t)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t + \Phi(k)) \right]^2} \quad (\text{I.9})$$

e, conseqüentemente,

$$i(t) = R \cdot \left[2 \cdot \overline{\cos^2(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t)} + 4 \cdot \sqrt{P_{\text{signal}}(t) \cdot D_{\text{ASE}}(t)} \cdot \left[\sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} \overline{\cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t)} \right] + 2 \cdot D_{\text{ASE}}(t) \cdot \left(\sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} \overline{\cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t)} \right)^2 \right] \quad (\text{I.10})$$

O primeiro termo de (I.10) é a corrente provocada pela ação do sinal, o segundo termo reflete os efeitos da ação conjunta do sinal e da ASE, enquanto que o terceiro termo é a corrente resultante da ação da ASE, exclusivamente.

Como,

$$\overline{\cos^2(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t)} = 1/2 \quad (\text{I.11})$$

então:

$$i_s(t) = R \cdot P_s(t) \quad (\text{I.12})$$

onde: $i_s(t)$ é a corrente devida à potência de sinal.

$$i_{s-ASE}(t) = 4 \cdot R \cdot \sqrt{P_s(t) \cdot R_{ASE}(t)} \cdot \left[\sum_{k=-Bo/2}^{Bo/2} [\cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t + \Phi(t))] \right] \quad (\text{I.13})$$

$$i_{ASE-ASE}(t) = 2 \cdot R \cdot D_{ASE}(t) \cdot \left[\sum_{k=-Bo/2}^{Bo/2} \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_0 + k) \cdot t + \Phi(k)) \right]^2 \quad (\text{I.14})$$

onde: $i_{s-ASE}(t)$ é a corrente devida a interferência entre o sinal e a ASE;

$i_{ASE-ASE}(t)$ é a corrente devida a ação da potência de ASE.

Vamos estudar separadamente as equações (I.13) e (I.14) para determinar os ruídos causados pela ação da ASE conjuntamente com o sinal e da ASE sobre si mesma.

BATIMENTO SINAL-ASE

Neste tópicó é estudada a equação (I.13), para se poder determinar o ruído causado pela interferência entre es potências ópticas de sinal e ASE no fotodetector.

$$\cos(A) \cdot \cos(B) = \frac{1}{2} \cdot \cos(A-B) + \frac{1}{2} \cdot \cos(A+B) \quad (\text{I.15})$$

Aplicando-se a equação (I.15) em (I.14) obtém-se a equação (I.16).

$$i_{s-ASE}(t) = 2 \cdot R \cdot \sqrt{P_S(t) \cdot D_{ASE}(t)} \cdot \left[\sum_{K=-B_0/2}^{B_0/2} (\cos(2 \cdot \pi \cdot k \cdot t + \Phi_1(k))) + \right. \\ \left. \cos(2 \cdot \pi \cdot (2 \cdot f_0 + k) \cdot t + \Phi_2(k)) \right] \quad (\text{I.16})$$

onde $\Phi_1(k)$ e $\Phi_2(k)$ são as fases dos termos do somatório.

A média temporal dos termos do somatório em $2 \cdot f_0$ converge para zero. Assim a corrente na saída do fotodetector é:

$$i_{s-ASE}(t) = 2 \cdot R \cdot \sqrt{P_S(t) \cdot D_{ASE}(t)} \cdot \sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} \cos(2 \cdot \pi \cdot k \cdot t + \Phi_1(k)) \quad (\text{I.17})$$

O valor médio quadrático da corrente $i_{s-ASE}(t)$ é:

$$\overline{i_{s-ASE}^2(t)} = \sum_{k=-B_0/2}^{B_0/2} 2 \cdot R^2 \cdot P_S(t) \cdot D_{ASE}(t) \quad (\text{I.18})$$

pois:

$$\overline{\cos^2(A)} = 1/2 \quad (\text{I.19})$$

mas, observando-se a equação (I.17), obtém-se:

$$\overline{i_{s-ASE}^2(t)} = \sum_{k=0}^{Bo/2} 4 \cdot R^2 \cdot Ps(t) \cdot D_{ASE}(t) \quad (\text{I.20})$$

pois,

$$\cos(A) = \cos(-A) \quad (\text{I.21})$$

A densidade espectral instantânea da corrente quadrática média de batimento, entre sinal e ASE, sobre uma banda óptica $Bo/2$ é:

$$\frac{d(i_{s-ASE}^2)}{df} = 4 \cdot R \cdot Ps \cdot D_{ASE} \quad (\text{I.22})$$

Lembrando que a banda elétrica do receptor (Be) limita a faixa de frequências que podem ser acrescentadas ao sinal, antes da decodificação, e que Bo é, normalmente, muito maior que Be ; tem-se:

$$\overline{i_{s-ASE}^2(t)} = 4 \cdot R^2 \cdot Be \cdot Ps(t) \cdot D_{ASE}(t) \quad (\text{I.23})$$

Aplicando-se a equação (I.2) em (I.23) obtém-se:

$$\overline{i_{s-ASE}^2(t)} = \frac{4 \cdot R^2 \cdot Ps(t) \cdot Pase(t) \cdot Be}{Bo} \quad (\text{I.24})$$

Como só ocorrem batimentos entre ondas de polarizações paralelas, apenas metade da potência de ASE causará batimento sinal-ASE. Portanto:

$$\overline{i_{s-ASE}^2(t)} = \frac{2 \cdot R^2 \cdot P_s(t) \cdot P_{ase}(t) \cdot B_e}{B_o} \quad (I.25)$$

BATIMENTO ASE-ASE

Neste tópico estuda-se o ruído causado pela interação da potência de ASE consigo própria.

Retornando à equação (I.14) obtém-se, após alguma manipulação algébrica, a:

$$i_{s-ASE}(t) = 2 \cdot R \cdot D_{ASE}(t) \cdot \left[\sum_{k1=-B_o/2}^{B_o/2} \sum_{k2=-B_o/2}^{B_o/2} [(\cos(2 \cdot \pi \cdot (f_o + k1) \cdot t + \Phi(k1))) \cdot (\cos(2 \cdot \pi \cdot (f_o + k2) \cdot t + \Phi(k2)))] \right] \quad (I.26)$$

Aplicando-se a equação (I.15) na equação (I.26) tem-se:

$$i_{ASE-ASE}(t) = R \cdot D_{ASE}(t) \cdot \left[\sum_{k1=-B_o/2}^{B_o/2} \sum_{k2=-B_o/2}^{B_o/2} [\cos(2 \cdot \pi \cdot (k1 - k2) \cdot t + \Phi_1(k1, k2)) + \cos(2 \cdot \pi \cdot (k1 + k2) \cdot t + \Phi_2(k1, k2))] \right] \quad (I.27)$$

O segundo termo da equação (I.27) possui frequências da ordem de $2 \cdot f_o$, que correspondem a cerca de 400 THz, estando assim muito acima da capacidade de resposta em frequência de qualquer fotodetector. Este termo

converge para zero devido às limitações de frequência do sistema receptor.

As funções de fase $\Phi_1(k_1, k_2)$ e $\Phi(k_1, k_2)$ são, respectivamente, as diferenças e somas das fases das raias k_1 e k_2 .

Eliminando-se o segundo termo da equação (I.27) obtem-se:

$$i_{ASE-ASE}(t) = R \cdot D_{ASE}(t) \cdot \left[\sum_{k_1=-Bo/2}^{Bo/2} \sum_{k_2=-Bo/2}^{Bo/2} \cos(2 \cdot \pi \cdot (k_1 - k_2) \cdot t + \Phi_1(k_1, k_2)) \right] \quad (I.28)$$

O valor da corrente média quadrática de batimento ASE-ASE é, baseado na equação (I.28), dado pela equação (I.29).

$$\overline{i_{ASE-ASE}^2(t)} = R^2 \cdot D_{ASE}^2(t) \cdot \left[\sum_{k_1=-Bo/2}^{Bo/2} \sum_{k_2=-Bo/2}^{Bo/2} \overline{\cos^2(2 \cdot \pi \cdot (k_1 - k_2) \cdot t + \Phi_1(k_1, k_2))} \right] \quad (I.29)$$

Analisando-se a equação (I.29) nota-se que existem:

- 1 termo para $f = Bo$;
- 2 termos para $f = Bo-1$;
- 3 termos para $f = Bo-2$;
- ...
- n termos para $f = Bo-(n-1)$;
- ...
- $Bo+1$ termos para $f = 0$;
- ...
- n termos para $f = -(Bo-(n-1))$;
- ...
- 1 termo para $f = -Bo$.

Como $\cos(A) = \cos(-A)$, então obtém-se:

2 termos para $f = B_o$;

...

2n termos para $f = B_o - (n-1)$;

...

2 B_o termos para $f = 1$;

B_o+1 termos para $f = 0$.

Como os termos em f e $-f$ resultam em uma mesma fase, a equação (I.29) torna-se:

$$\overline{i_{ASE-ASE}^2(t)} = R^2 \cdot D_{ASE}^2(t) \cdot \left(\sum_{f=1}^{B_o} 4 \cdot (B_o - f + 1) \cdot \overline{\cos^2(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \Phi(f))} \right) +$$

$$(B_o + 1) \cdot \overline{\cos^2(\Phi(f))}$$

$$= 2 \cdot R^2 \cdot D_{ASE}^2(t) \cdot \sum_{f=1}^{B_o} (B_o - f + 1)$$

(I.30)

Substituindo-se (I.2) em (I.30), para uma banda elétrica B_e , obtém-se:

$$\overline{i_{ASE-ASE}^2(t)} = 2 \cdot R^2 \cdot P_{ASE}^2(t) \cdot \sum_{f=1}^{B_e} (B_o - f + 1)$$

$$= \frac{R^2 \cdot P_{ASE}^2(t) \cdot B_e \cdot (2 \cdot B_o - B_e)}{B_o^2}$$

(I.31)

Para uma banda elétrica B_e , muito menor que B_o , obtém-se:

$$\overline{i_{ASE-ASE}^2(t)} \propto \frac{2 \cdot R^2 \cdot P_{ASE}^2(t) \cdot B_e}{B_o} \quad (I.32)$$

APÊNDICE II

Neste apêndice é analisada a menor figura de ruído que um EDFA pode apresentar.

A figura de ruído é um parâmetro de mérito que mostra a influência do amplificador no acréscimo de ruído sobre o sinal amplificado.

Levando-se em conta os principais ruídos causados pelo amplificador sobre um sinal original hipotético que carrega consigo unicamente o ruído "shot", então a figura de ruído (NF) é dada por:

$$NF = \frac{\overline{i_{shot-sinal}^2} + \overline{i_{shot-ASE}^2} + \overline{i_{ASE-ASE}^2} + \overline{i_{sinal-ASE}^2}}{G^2 \cdot \overline{i_{shot-sinal}^2}} \quad (II.1)$$

onde os termos do numerador da equação (II.1) são computados para as potências ópticas na saída do EDFA e o termo do denominador refere-se à potência de sinal na entrada do amplificador.

Substituindo-se os valores médios quadráticos das correntes de ruído pelas respectivas expressões matemáticas obtém-se:

$$NF = \frac{2 \cdot B_e \cdot e \cdot R \cdot P_s \cdot G + 2 \cdot B_e \cdot e \cdot R \cdot P_{ASE} + \frac{P_{ASE}^2 \cdot R^2 \cdot B_e \cdot (2 \cdot B_o - B_e)}{B_o^2} + \frac{4 \cdot G \cdot P_s \cdot P_{ASE} \cdot R^2 \cdot B_e}{B_o}}{G^2 \cdot 2 \cdot B_e \cdot e \cdot R \cdot P_s}$$

$$(II.2)$$

Supondo-se uma condição onde o sinal amplificado seja muito maior que a potência de ASE, a equação (II.2) pode ser aproximada para a equação (II.3). Para condições reais, essa aproximação implica na utilização de filtros ópticos de largura espectral muito reduzida e na aplicação da maior potência de sinal possível na entrada do amplificador sem que haja saturação. Da equação (2.14) obtém-se:

$$P_{ASE} = h \cdot \nu \cdot B_o \cdot (G-1) \cdot N_{sp} \quad (I.3)$$

Segundo a equação (2.14), se for considerada apenas a potência de ASE de uma polarização, teremos então:

$$NF = \frac{1 + \frac{2 \cdot P_{ASE} \cdot R}{e \cdot B_o}}{G} \quad (II.4)$$

Substituindo na equação (II.3) a potência de ASE dada pela equação (II.4) e, considerando-se que foi utilizado um polarizador óptico na saída do EDFA, permitindo que apenas a polarização da potência de ASE que coincide com a polarização do sinal atinja o fotodetector do receptor, obtém-se :

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{2 \cdot h \cdot \nu \cdot R \cdot (G-1) \cdot N_{sp}}{e \cdot G} \quad (II.5)$$

Lembrando-se que, para uma eficiência unitária do fotodetector, a responsividade é dada por:

$$R = \frac{e}{h \cdot \nu} \quad (\text{II.6})$$

Aplicando-se (II.6) em (II.5) obtém-se:

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{2 \cdot (G-1) \cdot N_{sp}}{G} \quad (\text{II.7})$$

Para ganhos elevados a figura de ruído tende para:

$$NF = 2 \cdot N_{sp} \quad (\text{II.8})$$

Como visto no Capítulo II, para uma perfeita inversão de população, o valor de N_{sp} converge para 1. Nessas condições, a menor figura de ruído possível para um EDFA é 2 ou, quando expressa em dBs, 3dB.

Visando obter-se uma expressão para NF calculável com parâmetros facilmente determináveis toma-se por base a equação (II.7) à qual aplica-se, após alguma manipulação algébrica, a equação (II.4). Assim:

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{2 \cdot P_{ASE}(\nu)}{G \cdot h \cdot \nu \cdot B_o} \quad (\text{II.9})$$

O termo $2 \cdot P_{ASE}(\nu) / B_o$ é a densidade espectral de potência de ASE sobre uma banda óptica B_o . Considerando-se que a distribuição de potência por frequência, na banda óptica B_o , seja contante e lembrando que a equação (2.14)

representa a potência de ASE por polarização, então:

$$NF = \frac{1}{G} + \frac{D_{ASE}(\nu)}{G \cdot h \cdot \nu} \quad (\text{II.10})$$

onde $D_{ASE}(\nu)$ é a densidade espectral de potência de ASE na frequência ν .

Os parâmetros utilizados na equação (II.10) são facilmente determináveis com o uso de um analisador de espectro óptico.

APÊNDICE III

Neste apêndice são estudados os efeitos de uma potência óptica incidente em fotodetectores dos tipos APD e PIN, baseados nos desenvolvimentos realizados por Steward D. Personick^[49].

Em um fotodetector do tipo APD existe uma função densidade de probabilidade (FDP) que rege a probabilidade de haver um certo número de elétrons e/ou lacunas (doravante chamados, por simplicidade, cargas), gerados à partir de um fóton incidente. Esta FDP definirá o valor médio do ganho bem como, a intensidade de ruído de disparo associado à potência óptica incidente.

Partindo-se da hipótese que, no intervalo de um bit, incidam fótons sobre o APD que gerem um número n , com uma FDP $P_f(n)$, de elétrons primários e que, à partir desses n elétrons primários, sejam geradas x cargas secundárias com uma FDP $P_o(x)$, obtém-se a equação (III.1).

$$P_c(x) = \sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) \cdot P_g^{*n}(x) \quad (\text{III.1})$$

onde: $P_g(x)$ é a probabilidade de cada fóton incidente gerar x cargas e a notação $*n$ indica a auto-convolução da função n vezes.

A função geratriz de momento $M_o(s)$, da função $P_o(x)$, é dada por:

$$M_c(s) = \sum_{x=0}^{\infty} P_c(x) \cdot e^{s \cdot x} \quad (\text{III.2})$$

assim,

$$M_c(s) = \sum_{x=0}^{\infty} \left[\sum_{n=0}^{\infty} P_f^{*n}(n) \cdot P_g(x) \right] \cdot e^{s \cdot x} \quad (\text{III.3})$$

portanto,

$$M_c(s) = \sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) \cdot \left[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right]^n \quad (\text{III.4})$$

A função geratriz de momento $M_g(s)$, da função $P_g(x)$, é dada por:

$$M_g(s) = \sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \quad (\text{III.5})$$

Substituindo-se (III.5) em (III.4) obtém-se:

$$M_c(s) = \sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) \cdot (M_g(s))^n \quad (\text{III.6})$$

Define-se:

$$\Psi_g(s) = \ln \left[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right] \quad (\text{III.7})$$

e

$$\Psi_g^{*n}(s) = \ln \left[\sum_{x=0}^{\infty} P_g^{*n}(x) \cdot e^{s \cdot x} \right] \quad (\text{III.8})$$

$$= \ln \left[\left(\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right)^n \right] \quad (\text{III.9})$$

assim,

$$\Psi_g^{*n}(s) = n \cdot \ln \left[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right] \quad (\text{III.10})$$

Substituindo-se (III.7) em (III.10) obtém-se:

$$\Psi_g^{*n}(s) = n \cdot \Psi_g(s) \quad (\text{III.11})$$

Das equações (I.5) e (I.6) obtém-se:

$$M_g(s) = e^{(\Psi_g(s))} \quad (\text{III.12})$$

e

$$M_g^n(s) = e^{(n \cdot \Psi_g(s))} \quad (\text{III.13})$$

Assim, substituindo a equação (III.13) em (III.6), obtém-se:

$$M_c(s) = \sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) \cdot e^{n \cdot \Psi_g(s)} \quad (\text{III.14})$$

e, da definição de função geratriz de momento, obtém-se:

$$M_c(s) = M_f(\Psi_g(s)) \quad (\text{III.15})$$

onde: $M_f(s)$ é a função geratriz de momento de $P_f(n)$.

À partir deste ponto, podem-se determinar os momentos de primeira e segunda ordens das distribuições estatísticas das cargas de saída do fotodetector, em função das distribuições dos fótons de entrada.

Lembrando-se que, sendo $P(y)$ a FDP da variável y e $M(s)$ sua função geratriz de momento, obtem-se:

$$\left. \frac{dM(s)}{ds} \right|_{s=0} = \left. \frac{d \left[\sum_{y=0}^{\infty} P(y) \cdot e^{s \cdot y} \right]}{ds} \right|_{s=0} \quad (\text{III.16})$$

$$= \sum_{y=0}^{\infty} P(y) \cdot y \cdot e^{s \cdot y} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.17})$$

assim,

$$\left. \frac{dM(s)}{ds} \right|_{s=0} = \bar{y} \quad (\text{III.18})$$

onde: $\bar{y}$ é o valor médio da variável y e que

Lembrando-se também que:

$$\left. \frac{d^2 M(s)}{ds^2} \right|_{s=0} = \left. \frac{d^2 \left[\sum_{y=0}^{\infty} P(y) \cdot e^{s \cdot y} \right]}{ds^2} \right|_{s=0} \quad (\text{III.19})$$

$$= \sum_{y=0}^{\infty} P(y) \cdot y^2 \cdot e^{s \cdot y} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.20})$$

assim,

$$\left. \frac{d^2 M(s)}{ds^2} \right|_{s=0} = \overline{y^2} \quad (\text{III.21})$$

onde: $\overline{y^2}$ é o valor quadrático médio da variável y .

Para calcular-se a média do número de cargas que saem do fotodetector ($\bar{x}$) em função do número de fótons incidentes, no intervalo de 1 bit, basta aplicar (III.15) em (III.18). Assim:

$$\bar{x} = \left. \frac{dM_c(s)}{ds} \right|_{s=0} \quad (\text{III.22})$$

$$= \frac{d[M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s)} \cdot \left. \frac{d\Psi_g(s)}{ds} \right|_{s=0} \quad (\text{III.23})$$

Calculando-se o segundo fator de (I.23), obtém-se:

$$\left. \frac{d\Psi_g(s)}{ds} \right|_{s=0} = \frac{d[\ln \sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}]}{d[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}]} \cdot \left. \frac{d[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}]}{ds} \right|_{s=0} \quad (\text{III.24})$$

$$\left. \frac{d\Psi_g(s)}{ds} \right|_{s=0} = \frac{\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot x \cdot e^{s \cdot x}}{\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.25})$$

mas,

$$\sum_{x=0}^{\infty} [P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}] \Big|_{s=0} = 1 \quad (\text{III.26})$$

e

$$\sum_{x=0}^{\infty} [P_g(x) \cdot x \cdot e^{s \cdot x}] \Big|_{s=0} = \bar{G} \quad (\text{III.27})$$

onde $\bar{G}$ é o valor médio do ganho do fotodetector.

Assim,

$$\left. \frac{d\Psi_g(s)}{ds} \right|_{s=0} = \bar{G} \quad (\text{III.28})$$

Calcula-se agora o primeiro fator de (C.23)

$$\left. \frac{d[M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s)} \right|_{s=0} = \left. \frac{d[M_f(s)]}{d(s)} \right|_{s=0} \quad (\text{III.29})$$

pois,

$$\Psi_g(s) \Big|_{s=0} = 0 \quad (\text{III.30})$$

Como,

$$M_f(s) = \sum_{n=0}^{\infty} P_f(n) \cdot e^{s \cdot n} \quad (\text{III.31})$$

conclui-se que:

$$\left. \frac{d[M_f(s)]}{d(s)} \right|_{s=0} = \bar{n} \quad (\text{III.32})$$

onde $\bar{n}$ é o número médio de elétrons primários gerados pela incidência de uma potência óptica no fotodetector, durante o período de 1 bit.

Aplicando-se (III.32) e (III.28) em (III.23) deduz-se o número médio de cargas que saem do fotodetector no período de 1 bit, em função do número de fótons incidentes no mesmo período, que é:

$$\bar{x} = \bar{n} \cdot \bar{G} \quad (\text{III.33})$$

então,

$$\bar{x} = \frac{\eta}{h \cdot \nu} \cdot (P_s + P_{ASE}) \cdot T \cdot \bar{G} \quad (\text{III.34})$$

onde: η é a eficiência de converção do fotodetector;

h é a constante de Planck [J.s];

ν é a frequência [Hz] da potência óptica;

P_s é a potência do sinal [W];

P_{ASE} é a potência de emissão espontânea [W];

T é o período do bit [s] e

$\bar{G}$ é o valor médio do ganho do fotodetector.

A corrente média gerada pela incidência de uma potência óptica é:

$$\bar{i} = \frac{e}{T} \cdot \bar{x} \quad (\text{III.35})$$

onde e é a carga do elétron [C].

Substituindo-se (III.35) em (III.34) resulta:

$$\bar{i} = R \cdot (P_s + P_{ASE}) \cdot \bar{G} \quad (\text{III.36})$$

visto que:

$$R = \frac{\eta \cdot e}{h \cdot \nu} \quad (\text{III.37})$$

onde R é a responsividade do fotodetector [A/W].

Para calcular-se o valor médio quadrático do número de cargas que saem do fotodetector (x^2), em função do número de fótons incidentes no intervalo de 1 bit, basta aplicar (III.15) em (III.21). Assim:

$$\overline{x^2} = \frac{d^2 M_c(s)}{ds^2} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.38})$$

$$= \frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))]}{ds d\Psi_g(s)} \cdot \frac{d\Psi_g(s)}{ds} + \frac{d[M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s)} \cdot \frac{d^2 \Psi_g(s)}{ds^2} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.39})$$

Calculando-se separadamente os termos, segue:
Como $M_f(\Psi_g(s))$ é contínua em s e $\Psi_g(s)$, em torno do ponto $s=0$ pode-se afirmar que:

$$\frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))]}{ds d\Psi_g(s)} \Big|_{s=0} = \frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s) ds} \Big|_{s=0} \quad (\text{III.40})$$

assim:

$$\frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))]}{ds d\Psi_g(s)} \Big|_{s=0} = \frac{d}{d\Psi_g(s)} \left[\frac{d[M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s)} \cdot \frac{d\Psi_g(s)}{ds} \right] \Big|_{s=0} \quad (\text{III.41})$$

$$= \left[\frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g^2(s)} \cdot \frac{d\Psi_g(s)}{ds} + \frac{d[M_f(\Psi_g(s))]}{d\Psi_g(s)} \cdot \frac{d^2 \Psi_g(s)}{ds d\Psi_g(s)} \right] \Big|_{s=0} \quad (\text{III.42})$$

mas,

$$\frac{d^2 \Psi_g(s)}{ds d\Psi_g(s)} \Big|_{s=0} = 0 \quad (\text{III.43})$$

de (III.21) e (III.31) conclue-se que:

$$\left. \frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))] }{d\Psi_g^2(s)} \right|_{s=0} = \overline{n^2} \quad (\text{III.44})$$

Assim, substituindo (III.28), (III.43) e (III.44) em (III.42), obtém-se:

$$\left. \frac{d^2 [M_f(\Psi_g(s))] }{ds d\Psi_g(s)} \right|_{s=0} = \overline{n^2} \cdot \overline{G} \quad (\text{III.45})$$

Calcula-se agora o termo restante de (III.39)

$$\left. \frac{d^2 \Psi_g(s)}{ds^2} \right|_{s=0} = \frac{d}{ds} \left[\frac{\sum_{x=0}^{\infty} x \cdot P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}}{\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x}} \right] \Big|_{s=0} \quad (\text{III.46})$$

$$= \left[\frac{\frac{d}{ds} \left[\sum_{x=0}^{\infty} x \cdot P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right] \cdot \sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} - \sum_{x=0}^{\infty} x \cdot P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \cdot \frac{d}{ds} \left[\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right]}{\left(\sum_{x=0}^{\infty} P_g(x) \cdot e^{s \cdot x} \right)^2} \right] \Big|_{s=0} \quad (\text{III.47})$$

assim,

$$\left. \frac{d^2 \Psi_g(s)}{ds^2} \right|_{s=0} = \overline{G^2} - (\overline{G})^2 \quad (\text{III.48})$$

Substituindo-se (III.45), (III.28), (III.32) e (III.48) em (III.39) resulta:

$$\overline{x^2} = \overline{n^2} \cdot (\overline{G})^2 + \overline{n} \cdot [\overline{G^2} - (\overline{G})^2] \quad (\text{III.49})$$

A variância do número de cargas que saem do fotodetector no intervalo de 1 bit determina o nível de ruído do sinal assim, para poder-se determina-lo faz-se uso da equação (III.50).

$$\sigma^2(x) = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (\text{III.50})$$

onde: $\sigma^2(x)$ é a variância do número de fótons que saem do fotodetector, no período de 1 bit.

Substituindo-se (III.39) e (III.49) em (III.50) obtém-se:

$$\sigma^2(x) = \overline{G}^2 \cdot \sigma^2(n) + \bar{n} \cdot (\overline{G^2} - \overline{G}^2) \quad (\text{III.51})$$

onde:

$$\sigma^2(n) = (\overline{n^2} - \bar{n}^2) \quad (\text{III.52})$$

Define-se, então, o fator de excesso de ruído^[Personick] (F_G), dado por:

$$F_G = \frac{\overline{G^2}}{\overline{G}^2} \quad (\text{III.53})$$

Aplicando-se (C.53) em (C.52) resulta:

$$\sigma^2(x) = [\sigma^2(n) + \bar{n} \cdot (F_G - 1)] \cdot \overline{G}^2 \quad (\text{III.54})$$

O fator de excesso de ruído pode ser determinado pela equação (C.55)^[53].

$$F_G = K \cdot \overline{G} + (2 - \frac{1}{\overline{G}}) \cdot (1 - K) \quad (\text{III.55})$$

onde K é a relação entre a concentração de elétrons e

lacunas, na região de multiplicação por avalanche do fotodetector e é intrínseca ao tipo de liga utilizada. No caso dos fotodetectores APD, são normalmente utilizadas ligas de InGaAs para a faixa de comprimento de onda de $1.5\mu\text{m}$ que apresentam um valor de K em torno a 0.6 [57-59].

Devido ao fato dos fotodetectores do tipo PIN apresentarem ganho médio ($\bar{G}$) igual a 1, o valor de F_G destes é igual a 1.

A equação (III.53) exprime a variação do número de elétrons na saída do fotodetector, nela pode-se observar que esta variação, multiplicada pelo quadrado do ganho médio, divide-se em dois termos. O primeiro termo representa a variação portada pelo sinal óptico convertido em sinal elétrico e independe das características do fotodetector. O segundo termo reflete a variação do número de elétrons, causada pela flutuação de ganho do fotodetector e é a causa do ruído de disparo acrescido ao sinal pelo fotodetector.

Pode-se observar que, considerando-se que um fotodetector do tipo PIN não apresente flutuações de eficiência de conversão dos fótons em elétrons, este tipo de fotodetector não acrescenta ruídos ao sinal convertido e que um fotodetector do tipo APD acrescenta apenas ruído de disparo ao sinal.

Simplificando-se um fotodetector para representação mostrada na figura III.1 pode-se analisar a geração de correntes de ruído de disparo pelo fotodetector.

FIGURA III.1: Representação simplificada de um fotodetector APD.

Na Figura III.1, na saída do somador, a variação do número de elétrons no intervalo de 1 bit é dada pela equação (III.56).

$$\sigma^2(x') = \sigma^2(n) + \bar{n} \cdot (F_G - 1) \quad (\text{III.56})$$

A variação de elétrons por bit significa uma variação do valor da corrente que sai do amplificador. Esta variação de corrente é dada pela equação (III.57).

$$\sigma^2(i) = \frac{e^2}{T^2} \cdot [\sigma^2(n) + \bar{n} \cdot (F_G - 1)] \quad (\text{III.57})$$

onde: $\sigma^2(i)$ é o somatório das correntes médias quadráticas de ruído [A^2],

e é a carga do elétron [C] e

T é a duração do bit [s].

APÊNDICE IV

Neste apêndice é demonstrado como determinar, aproximadamente mas com precisão suficiente, o valor do ruído total equivalente do receptor óptico. Esta avaliação compreende os ruídos de origem eletrônica e proveniente da corrente de escuro do fotodetector (doravante, o ruído resultante, será chamado, por simplicidade, de ruído térmico); tem como base a curva de potência de sinal versus BER do receptor, feita nas seguintes condições:

- Ausência de potência de emissão espontânea;
- Conexão óptica do transmissor ao receptor via atenuador, óptico para evitar a dispersão cromática.

O procedimento de cálculo utilizado segue a mesma linha do utilizado no desenvolvimento da expressão matemática para o cálculo da penalidade em função da potência de ASE. Inicia-se o cálculo da equação (4.10), do capítulo IV.

$$Q \cdot (\sqrt{\sigma^2(0)} + \sqrt{\sigma^2(1)}) = 2 \cdot R \cdot \bar{P} \cdot \frac{(\alpha - 1)}{(\alpha + 1)} \quad (\text{IV.1})$$

onde: Q é o argumento da função de erro, dada pela equação (4.6) do capítulo IV;

R é a responsividade do fotodetector [A/W];

P é a potência média do sinal [W] e

α é a razão de extinção do sinal transmitido, definida pela equação (4.9) do capítulo IV.

Neste caso, dadas as premissas acima, tem-se:

$$\sigma^2(0) = I_{th}^2 + I_{shot-sinal}^2(0); \quad (\text{IV.2})$$

$$\sigma^2(1) = I_{th}^2 + I_{shot-sinal}^2(1). \quad (\text{IV.3})$$

onde: $I_{shot-sinal}^2(0)$ é a corrente quadrática média de ruído de disparo do nível 0;

$I_{shot-sinal}^2(1)$ é a corrente quadrática média de ruído de disparo do nível 1 e

I_{th}^2 é a corrente quadrática média de ruído térmico.

Substituindo-se as equações (IV.2) e (IV.3) em (IV.1) resulta:

$$Q \cdot (\sqrt{I_{shot}^2(0) + I_{th}^2} + \sqrt{I_{shot}^2(1) + I_{th}^2}) = 2 \cdot R \cdot \bar{P} \cdot \frac{(\alpha - 1)}{(\alpha + 1)} \quad (IV.4)$$

Substituindo-se a equação (4.9) na equação (4.18), obtém-se:

$$\overline{i_{shot}^2(0)} = \frac{4 \cdot Be \cdot e \cdot R \cdot \bar{P} \cdot F_G}{\alpha + 1} \quad (IV.5)$$

e

$$\overline{i_{shot}^2(1)} = \frac{4 \cdot Be \cdot e \cdot \alpha \cdot R \cdot \bar{P} \cdot F_G}{\alpha + 1} \quad (IV.6)$$

Substituindo-se (IV.5) e (IV.6) em (IV.4), após algum esforço algébrico, obtém-se:

$$I_{th}^2 = \left[\frac{R \cdot \bar{P}}{Q} - e \cdot Q \cdot Be \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{2 \cdot R \cdot \bar{P} \cdot \sqrt{\alpha}}{Q \cdot (\alpha + 1)} \right]^2 \quad (IV.7)$$

É conveniente lembrar que a potência média de sinal (P) é dependente do fator Q , que a relaciona com a taxa de erros. Assim, para determinar a corrente quadrática média de ruído térmico do receptor, como regra, toma-se a potência média de sinal para $BER=10^{-9}$ (chamada sensibilidade do receptor ou So), que implica em $Q=6$. Neste caso, a

equação (IV.7) resulta:

$$I_{th}^2 = \left[\frac{R \cdot So}{6} - e \cdot Be \cdot F_G \right]^2 - \left[\frac{R \cdot So \cdot \sqrt{\alpha}}{3 \cdot (\alpha + 1)} \right]^2 \quad (IV.8)$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DESURVIRE, E.; Erbium Doped Fibers: Tomorrow's Repeaters; Lasers & Optronics , p.55-63, May 1990.
- [2] STEINBERG, H.; Use of a Laser Amplifier in a Laser Communication System; Proc. IEEE (Correspondence) , v.51, p.943, 1963.
- [3] PARK, Y.K.; GRANLUND, S.W., et al.; 2.488Gbit/s-381Km Repeaterless Transmission Using Erbium Doped Fiber Amplifiers in a Direct Detection System; IEEE Photon. Tech. Letters v.4, n.2, p.179-82, 1992.
- [4] BAO, J.; BASTIEN, S.P., et al.; Analysis of Noise Performance in Rare-Earth Doped Fiber Amplifiers in 1.3 μ m and 1.55 μ m Wavelengths Band; SPIE Physics and Simulation of Optoelectronic Devices, v.1679, p.220-31, 1992.
- [5] FRANCE, P.W.; BRIERLEY, M.C.; Progress in Fluoride Fiber Lasers and Amplifiers; SPIE Fiber Laser Sources and Amplifiers II, v.1373, p.33-9, 1990.
- [6] SUNI, P.J.; HANNA, D.C. et al.; Lasing Characteristics of Ytterbium, Thulium and Other Rare-Earth Doped Silica Based Amplifiers; SPIE Fiber Laser Sources and Amplifiers, v.1171, p.244-60, 1989.

[7] PEDERSEN, B., et al.; Power Requirements for Erbium-Doped fiber Amplifiers Pumped in the 800, 980 and 1480nm Bands, IEEE Photon. Tech. Letters, v.4, n.1, p.46-9, 1992.

[8] NETO, J.B. de M.A.; Amplificadores Ópticos Utilizando Fibras Dopadas com Érbio; Rev. Telebrás-Edição Tecnologia, 15(52), p.10-9, Ago 1991.

[9] GILES, C.R.; DESURVIRE, E. (1991).; Propagation of Signal and Noise in Concatenated Erbium-Doped Fiber Optical Amplifiers; Journal of Lightwave Technology, v.9, n.2, p.147-54, fev.

[10] GILES, C.R.; DESURVIRE, E.; Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers; Journal of Lightwave Technology v.9, n.2, p.271-83, 1991.

[11] BARNES, W.L., et al.; Absorption and Emission Cross Section of Er^{3+} Doped Silica Fibers; IEEE Journal of Quantum Electronics, v.27, n.4, p.1004-10, 1991.

[12] KIMURA, Y., et al.; 46.5 dB Gain in Er^{3+} Doped Fibre Amplifier Pumped by 1.48 μm GaInAsP Laser Diodes; Electronics Letters, v.25, n.24, p.1656-7, Nov. 1989.

[13] MASSICOTT, J.F., et al.; Efficient, High Power, High Gain, Er^{3+} Doped Silica Fiber Amplifier; Electronics Letters, v.26, n.14, p.1038-9, July 1990.

[14] NAKAGAWA, K., et al.; Trunk and Distribution Network application of Erbium-Doped Fiber Amplifier; Journal of Lightwave Technology, v.9, n.2, p.198-208, 1991

[15] HODGKINSON, T.G.; Average Power Analysis Technique for Erbium-Doped Fiber Amplifiers; IEEE Trans. Photon. Tech. Letters, v.3, n.12, p.1082-4, 1991.

[16]PERONI, M. TAMBURRINI, M.; Gain in Erbium Doped Fiber Amplifiers : A Simple Analytical Solution for the Rate Equations; Optics Letters , v.15, n.15, p.842-4, Aug 1990.

[17]GEORGES, T.; DELAUQUE, E.; Analytic Modeling of High-Gain Erbium-Doped Fiber Amplifiers; Optics Letters, v.17, n.16, p.1113-5, Aug 1992.

[18]PEDERSEN, B., et al.; The Design of Erbium-Doped Fiber Amplifiers; Journal of Lightwave Technology, v.9, n.9, p.1105-12, 1991.

[19]PEDERSEN, B., et al.; Detailed Theoretical and Experimental Investigation of High-Gain Erbium-Doped Fiber Amplifier; IEEE Photon. Tech. Letters , v.2, n.12, p.863-5, 1990.

[20]LIN, M.; CHI, S.; The Gain and Optical Length in the Erbium-Doped Fiber Amplifiers with 1480nm Pumping; IEEE Photon. Tech. Letters, v.4, n.4, p.354-6, 1992.

[21]DESURVIRE, E.; Analysis of Distributed Erbium-Doped Fiber Amplifiers; IEEE Photon. Tech. Letters , v.3, n.7, p.625-8, 1991.

[22]DESURVIRE, E., et al.; Characterization and Modeling of Amplified Espontaneous Emission in Unsaturated Erbium-Doped Fiber Amplifiers; IEEE Photon. Tech. Letters, v.3. n.2, p.127-9, 1991.

[23]GILES, C.R., et al.; Characterization of Erbium-Doped Fibers and Application to Modelind 980nm and 1480nm Pumped Amplifiers; IEEE Photon. Tech. Letters , v.3, n.4, p.363-5, 1991.

[24]OKASHI, M.; Design Considerations for Er^{+3} -Doped Fiber Amplifiers; Journal of Lightwave Tech., v.9, n.9, p.1099-104, 1991.

[25]PEDERSEN, B., et al.; Experimental and Theoretical Analysis of Efficient Erbium-Doped Fiber Amplifiers; IEEE Photon. Tech. Letters, v.3, n.12, p.1085-7, 1991.

[26]ARMITAGE, J.R.; Three Level Fiber Laser Amplifier: a Theoretical Model; Applied Optics, v.27, n.23, p.4831-6, Dec 1988.

[27]DESURVIRE, E., et al.; High Gain Erbium-Doped Travelling Wave Fiber Amplifier; Optics Letters, v.12, n.11, p.888-90, 1987.

[28]BASTIEN, S.P., et al.; Temporal, Spatial and Spectral Modeling of Erbium-Doped Fiber Amplifiers; SPIE Physics and Simulation of Optoelectronics Devices , v.1679, p.2-11, 1992.

[29]SHIMODA, K.; TAKAHASI, H.; TOWNES, C.H. (1957).; Flutuactions in Amplification of Quanta with Application to Maser Amplifiers. Journal of Physical Society of Japan, v.12, n.6, p.686-700, jun. 1957

[30]YAMAMOTO, Y. (1980). Noise and Error Rate Performance of Semiconductor Laser Amplifier in PCM-IM Optical Transmission Systems. IEEE Journal of Quantum Electronics, v.QE-11, n.10, p.1073-81, out.

[31]PERSONICK, S.D. Application of Quantum Amplifiers in Simple Digital Optical Communication Systems. The Bell Systems Techn. Journal , v.52, n.1,p.117-33, 1973.

[32] VENDELTORP-POMMER, H., et al. SPIE Fiber Lasers Sources and Amplifiers II , v.1373, p. 254-65, 1990.

[33] STEELE, R.C., et al.; Sensitivity of Preamplified Receivers with Optical Filtering; IEEE Photon. Tech. Letters, v.3, n.6, p.545-7, 1991.

[34] OLSSON, N.A.; Lightwave Systems with Optical Amplifiers; Journal of Lightwave Technology , v.7, n.7, p.1071-82, 1989.

[35] LAMING, R.I.; PAYNE, D.N.; Noise Characteristics of Erbium-Doped Fiber Amplifiers Pumped At 980nm; IEEE Photon. Techn. Letters, v.2, n.6, p.418-21, 1990.

[36] YAMADA, M., et al.; Noise Characteristics of Er^{+3} -Doped Fiber Amplifiers Pumped at 0.98 and 1.48 μm ; IEEE Photon. Techn. Letters, v.12, n.3, p.205-7, 1990.

[37] MUKAY, T., et al.; S/N and Error Rate Performance in AlGaAs Semiconductor Laser Preamplifier and Linear Repeater Systems; IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn., v.MTT-30, n.10, p.1548-56, 1982.

[38] DESURVIRE, E.; Analysis of Noise Figure Spectral Distribution in Erbium-Doped Fiber Amplifiers Pumped Near 980 and 1480nm; Applied Optics , v.29, n.21, p.3118-25, 1990.

[39] GILES, C.P., et al.; Noise Performance of Erbium-Doped Fiber Amplifier Pumped at 1.49 μm and Application to Signal Preamplification at 1.8Gbit/s; IEEE Photon. Tech. Lettters, v.1, n.11, p.367-9, 1989.

[40]OLSHANSKY, R.; Noise Figure for Erbium-Doped Fiber Amplifiers; Electronic Letters, v.24, n.22, p.1363-5, Oct 1988.

[41]ZEIDLER, G.; SCHICKTETANZ, D.; Use of Laser Amplifier in a Glass-Fiber Amplifier; Siemens Forsch.-v. Entwickl.-Ber, Bd.2, n.4, p.227-34, 1973.

[42]WALKER, G.R., et al.; Optical Amplifier Noise Figure in a Coherent Optical Transmission System; Journal of Lightwave Tech., v.8, n.9, p.1409-13, 1990.

[43]AHIBORN, G., et al.; The Impact of Optical Amplifiers on Passive Optical Network; EFOC/LAN 91, p.104-8.

[44]SATCH, T.; MUKAY, T.; 1.5 μ m GaInAsP Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifier; IEEE Journal of Quantum Electronics, v.QE-23, n.6, p.223-43, 1987.

[45]MUKAY, T.; YAMAMOTO, Y.; Noise in AlGaAs Semiconductor Laser Amplifier; IEEE Journal of Quantum Electronics, v.QE-18, n.4, p.564-75, 1982.

[46]ROSOLEM, J.B.; Técnicas de Multiplexação Ópticas para Enlaces Telefônicos Digitais, Dissertação de Mestrado, Escola de Engenharia de São Carlos-USP, São Carlos, 1990.

[47]YARIV, A.; Optical Electronics, Holt, Zimehart and Wilson, 3rd Edition, New York, 1985.

[48]BARRY, J.R.; LEE, E.A.; Performance of Coherent Optical Receivers; Proceedings of the IEEE, v.78, n.8, p.1369-94, 1990.

[49]SMITH, R.G.; PERSONICK, S.D.; Receiver Design for Optical Fiber Communications Systems; Semiconductor Devices for Optical Communication - Topics in Applied Physics, v.39, 2nd. Ed., Spring-Verlag, 1982.

[50]ROSOLEM, J.B.; CELASCHI, S.; Determinação da Penalidade em Sistemas Ópticos Multiplexados em Comprimento de Onda; Revista Telebras, v.15, n.52, p.20-3,1991.

[51]McINTYRE, R.J.; Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes; IEEE Transactions on Electronic Devices; ED-13; No. 1; p.164-168; 1966.

[52]PERSONICK, S.D.; New Results on Avalanche Multiplication Statistics with Applications to Optical Detection; The Bell System Tech. Journal; Vol.50; No.1; p.167-189; Jan. 1971.

[53]PERSONICK, S.D.; Statistics of General Class of Avalanche Detectors with Applications to Optical Communications; The Bell System Tech. Journal; Vol. 50; No. 10; Dez. 1971.

[54]WILSON, J.; HAWKES, J.F.B.; Optoelectronics-An Introduction 3rd. ed.; Prentice-Hall Intern. Inc.; 1989.

[55]VERDEYEN, J.T.; Laser Electronics 3rd. ed.; Prentice-Hall Intern. Inc.; 1995.

[56]PEEBLES Jr., P.Z.; Probability, Random Variables and Random Signal Principles 3rd. ed.; McGraw-Hill Intern. Editors; 1993.

[57]GOWAR, J.; Optical Communications Systems 2nd. ed.; Prentice-Hall Intern. Inc.; 1993.

[58]KEYSER, G.; Optical Fiber Communications 2nd. ed.; McGraw-Hill Intern. Editors; 1991.

[59]BETTI, G.; IANNOME, E.; de MARCHIS, G.; Coherent Optical Communications Systems; John Willey & Sons Inc.; 1995.

[60]SHISHIKURA, H. et al.; A waveguide InAlAs/InGaAs Superlattice Avalanche Photodiode with 120GHz Gain-Bandwidth Product; Integrated Photonics Research; Vol. 7 p. IthA 2-1 a IthA 2-3; 1995.

[61]KIM, D.S. et al.; Avalanche Gain in $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ Photodetectors for Mid-IR Focal Plane Arrays; Integrated Photonics Research, Post-Deadline Paper; p. PD1-2 a PD1-4; 1995.