UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE. CENTRO TECNOLÓGICO. MESTRADO EM ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES.

CESAR AUGUSTO DE SOUZA PROCOPIO.

MODELAGEM E PROJETOS DE AMPLIFICADORES RAMAN DISTRIBUÍDOS.

NITERÓI. 2007.

CESAR AUGUSTO DE SOUZA PROCOPIO.

MODELAGEM E PROJETOS DE AMPLIFICADORES RAMAN DISTRIBUÍDOS.

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre. Área de concentração: Sistemas de comunicações ópticas.

Orientador: Prof. Dr. ANDRÉS PABLO LÓPEZ BARBERO.

P963 Procopio, César Augusto de Souza. Modelagem e projetos de amplificadores Raman distribuídos / César Augusto de Souza Procopio. – Niterói, RJ : [s.n.], 2007. 183 f.

Orientador: Andrés Pablo López Barbero. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Telecomunicações) -Universidade Federal Fluminense, 2007.

1. Sistema de comunicação. 2. Sistemas ópticos. 3. Amplificador óptico. 4. Amplificador Raman. I. Título.

CDD 621.3811

CESAR AUGUSTO DE SOUZA PROCOPIO.

MODELAGEM E PROJETOS DE AMPLIFICADORES RAMAN DISTRIBUÍDOS.

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre. Área de concentração: Sistemas de comunicações ópticas.

Aprovada em 25 de maio de 2007.

BANCA EXAMINADORA.

Prof. Dr. ANDRÉS PABLO LÓPEZ BARBERO - Orientador. UFF.

Profa. Dra. MARIA THEREZA MIRANDA ROCCO GIRALDI. IME.

Profa. Dra. MARIA JOSÉ PONTES. UFES.

MSc. SHIRLEY PERONI NEVES CANI. UFES.

NITERÓI. 2007.

Dedico este trabalho ao Senhor Jesus Cristo.

"Jesus continuou dizendo: 'Eu sou a luz do mundo quem me segue não andará nas trevas, mas possuirá a luz.' ".

João 8, 12.

AGRADECIMENTOS

À minha família.... Pelo apoio, atenção e carinho.

Aos meus Professores e Mestres....

Pelos ensinamentos, estímulo à pesquisa e busca de novos conhecimentos.

Ao Sr. Andrés Pablo López Barbero....

Antigamente me mostrou que existia uma janela para um mundo novo. Agora abristes a janela para que eu admirasse o maravilhoso mundo da óptica. Valeu amigo orientador!

À Universidade Federal Fluminense....

Pelo privilégio concedido de continuar meus estudos neste excelente centro de estudos, cujo campus está a mais de um século dedicado às telecomunicações.

Ao grupo de desenvolvimento de Amplificadores Raman do Projeto GIGA....

Por toda ajuda, instruções e aprendizados fornecidos.

À RNP e ao CPqD....

Pelo salutar desafio acadêmico de implementar uma rede de tamanha valia para o Brasil.

Aos companheiros da Gerência da rede (DADR)....

Pelo apoio e acolhida que destes a este migrante.

Ao conterrâneo Alberto Santos Dumont....

Há cem anos, inventastes um rápido e seguro veículo, que auxilia minhas idas de casa para Universidade.

"Tracei a vida inteira planos tão incríveis. Tramo a luz do sol. Apoiado em poesia e em tecnologia."

Skank.

Ao Senhor Deus....

Criou os espectros luminosos, para que pudéssemos admirar as suas cores, e nos maravilhar com as matizes do mundo. Inventou os fenômenos eletromagnéticos para que pudéssemos usufruir, utilizando nos sistemas de comunicações.

Não satisfeito com essas maravilhas, ainda criou e nos presenteou com o "dióxido de silício". Esta substância maravilhosa, de alto grau de pureza e tão abundante na crosta terrestre, que...

Alegra as crianças, através de seus castelinhos de areia. Desperta a criatividade dos joalheiros, mediante as suas criações com "quartzos", "Ágatas", "Ametistas", "Calcedônias", "Citrinos", "Crisoprases", "Heliotropo", "Ônix" e "Opalas", cujas jóias realçam ainda mais a beleza feminina, para tornar o mundo mais belo.

E realiza profissionalmente os Engenheiros de telecomunicações, permitindo que confeccionemos dispositivos ópticos elaborados em pastilhas ou fibras, para permitir que as informações sejam transmitidas com rapidez e segurança, para benefício de toda humanidade.

Ao Senhor Jesus Cristo....

Pelas inúmeras vezes em que estudava, e o Senhor sentastes ao meu lado. Gentilmente e com infinita paciência me ensinou e explicou sobre tópicos, mesmo quando minha limitada inteligência não permitia, que assimilasse o assunto abordado no texto e que elaborasse uma forma de incluí-lo nesta dissertação.

Obrigado pelos conselhos durante a elaboração do texto, e por "resgatar-me" das pilhas de textos do material consultado e do mar de papel em que me "afogava".

Obrigado por vossa enorme humildade, me ajudastes na formatação e elaboração do texto e das figuras desta dissertação. Vós preferistes guiar-me nesta tarefa, para evitar que pudesse, com toda justiça, citá-lo como co-autor deste trabalho.

"Luz que me ilumina o caminho,

e que me ajuda a seguir.

Sol que brilha à noite, a qualquer hora, me fazendo sorrir. Claridade, fonte de amor, que me acalma e seduz. Essa Luz só pode ser Jesus."

Roberto Carlos & Erasmo Carlos.

RESUMO

Nos últimos anos, o volume de informações tem crescido progressivamente, exigindo contínuo desenvolvimento de tecnologias, dispositivos e sistemas que suportem esta demanda.

Os Sistemas com amplificação óptica demonstraram maior eficiência para suportar esta demanda. Estes sistemas têm progressivamente utilizado Amplificadores Raman, como compensadores de perdas em seus enlaces muito longos e não regenerados.

Neste trabalho foi elaborado um código numérico, para analisar a propagação de sinais em sistemas não-regenerados possuindo somente amplificação Raman. Os sinais e bombeios deste sistema são transmitidos através de lasers CW sem modulação externa, e estarão submetidos aos efeitos propagatórios relevantes a este sistema.

A análise destes efeitos e das características dos sistemas e subsistemas ópticos é fundamental para a modelagem de Amplificadores Raman, e otimização destes dispositivos às características topológico-funcionais exigidas pelo sistema.

Após a validação numérico-experimental deste código, este código determinará parâmetros de qualidade de configurações e circuitos, em uma rede experimental de longa distância, durante a transmissão de dezesseis canais DWDM, regularmente espaçados de 0,8nm, alocados na banda planificada de 1,5THz centrada no canal #31 (λ = 1552,52nm).

Palavras chaves: Amplificadores ópticos, Amplificadores Raman, Dispersões, Efeitos lineares, Efeitos não-lineares, Equação de propagação, Espalhamento Raman estimulado, Método de Runge-Kutta, Modelagem numérica, Projeto GIGA, Ruídos, Sistemas de comunicações ópticas.

ABSTRACT

In the last years, the gradual increase of the information traffic has stimulated continuous development of technologies, devices and systems that support this growth.

Optical amplification systems have proved to be the most efficient way to support this traffic. These systems have progressively used Raman Amplifiers as loss compensators, in their non-regenerated very long-haul links.

In this work, a numerical code was designed to analyze the signal propagation into non-regenerated systems with only Raman amplification. Their signals and pumps are transmitted through non-external modulation CW lasers, and they suffer the most important propagation effects on this system.

Analysis of these effects and characteristics of optical systems and subsystems are very important for the modeling of Raman Amplifiers, for better fit these devices to topological and functional characteristics necessary to the systems.

After comparing this code with commercial software and with experimental results, this code will determine quality parameters of any configurations and circuits present in a long-haul experimental optical network, during the transmission of sixteen DWDM channels with a 0.8nm separation between channels, and located in a 1.5THz flattened band centered in #31 channel ($\lambda = 1552,52$ nm).

Keywords: Dispersion, GIGA Project, Linear effects, Noises, Nonlinear effects, Numerical modeling, Optic communications systems, Optical amplifiers, Propagation equation, Raman amplifiers, Runge-Kutta Method, Stimulated Raman scattering.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 - Degradação no pulso devido a efeitos lineares	22
Figura 2.2 - Irradiações de superfície do raio propagante sob um ângulo menor que o crítico	23
Figura 2.3 - Propagação de pulsos num guia sob efeito das dispersões	24
Figura 2.4 - Penalidades dos efeitos não-lineares mediante a quantidade e potência dos canais	28
Figura 2.5 - Efeito da mistura de quatro ondas (FWM) em canais igualmente espaçados	32
Figura 2.6 - Ciclo de realimentação do Espalhamento Brillouin Estimulado	34
Figura 2.7 - Representação freqüências de Stokes, Anti-Stokes e de bombeio	35
Figura 2.8 - Modos vibratórios de um elétron em um poço de potencial	43
Figura 2.9 - Tipos de movimentos vibratórios de uma molécula	44
Figura 2.10 - Esquema da célula unitária do dióxido de silício	45
Figura 2.11 - Modos de vibração da molécula de dióxido de silício	46
Figura 2.12 - Diagrama de Grotrian (Simplificado) do SiO	48
Figura 2.13 - Espectroscopia do Tetracloreto de Carbono (CCl ₄) excitado pelo laser de argônio	49
Figura 2.14 - Espectro simplificado do espalhamento do bombeio	49
Figura 2.15 - Diagrama de níveis de energia dos efeitos CARS e CSRS	51
Figura 2.16 - Esquema simplificado do espalhamento segundo o Princípio de Frank-Condon	52
Figura 2.17 - Gráficos das curvas do ganho Raman	53
Figura 2.18 - Ganho Raman do modo longitudinal em fibras padrão	54
Figura 3.1 - Topologia e localização dos amplificadores ópticos de um sistema óptico	59
Figura 3.2 - Esquema topológico dos dispositivos componentes de um amplificador óptico	60
Figura 3.3 - Bandas de operação de diversos amplificadores ópticos	61
Figura 3.4 - Esquema do Amplificador Raman em um sistema óptico	64
Figura 3.5 - Alocação do Amplificador Raman em um sistema óptico	65
Figura 3.6 - Distribuição da potência do sinal na banda "S+" num amplificador LRA cascateado.	66

Figura 3.7 - Configuração da potência do sinal em um amplificador DRA	66
Figura 3.8 - Distribuição das potências do sinal co-propagante nas diversas regiões de operações	67
Figura 3.9 - Configuração da potência do bombeio espalhada pelo efeito Raman	69
Figura 3.10 - Configuração da Potência mediante as configurações de bombeios	70
Figura 3.11 - Sistema de coordenadas cilíndricas	78
Figura 3.12 - Distribuição de potência em um amplificador apresentando o efeito Raman-tilt	88
Figura 3.13 - Esquema de desequalização dos canais devido à atenuação e ao SRS	89
Figura 3.14 - Equalização dos canais através do uso de filtros	90
Figura 3.15 - Incremento da planicidade do ganho mediante composição de múltiplos bombeios	90
Figura 3.16 - Distribuição da potência em função da atenuação das fibras	91
Figura 3.17 - Algoritmo da determinação dos parâmetros dos bombeios em amplificadores DRA	96
Figura 3.18 - Alocação e configuração das curvas de ganho Raman dos bombeios	98
Figura 3.19 - Curva de ganho Raman segundo a composição de gaussianas	101
Figura 3.20 - Deslocamento espectral das curvas de ganho realizado pelo Mathematica	103
Figura 3.21 - Composição de curvas do ganho Raman mediante as operações realizadas pelo Mathematica	104
Figura 4.1 - Organograma das entidades envolvidas no Projeto GIGA	112
Figura 4.2 - Mapa topográfico da rede do Projeto GIGA (Circuito Campinas-Petrópolis)	113
Figura 4.3 - Interligação das Instituições através da rede GIGA	113
Figura 4.4 - Organograma dos projetos desenvolvidos nas áreas temáticas do Projeto GIGA	114
Figura 4.5 - Dispositivos de um sistema 16 x 10Gbps desenvolvidos no Projeto GIGA	115
Figura 4.6 - Otimização dos bombeios segundo o Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática e determinação de sua distribuição das potências utilizando o código numérico Raman.f	116
Figura 4.7 - Variação do ganho mediante a otimização da potência do segundo bombeio	118
Figura 4.8 - Determinação da potência do segundo bombeio e <i>ripple</i> em um amplificador DRA	118
Figura 4.9 - Topologia dos blocos lógico-funcionais do código numérico Raman.f	119
Figura 4.10 - Curvas de ganho dos sinais obtidas pelo Mathematica e pelo Raman.f	122
Figura 4.11 - Topologia de um enlace amplificado de um sistema DWDM com oito canais	123
Figura 4.12 - Ganho de sinal (SG) em feixes DWDM de várias bandas	124
Figura 4.13 - Ruído de saída em feixes DWDM de várias bandas	125
Figura 4.14 - Relação sinal-ruído óptica (OSNR) em feixes DWDM de várias bandas	126
Figura 4.15 - Ganho líquido (NG) em feixes DWDM de várias bandas	127
Figura 4.16 - Figura de ruído (NG) em feixes DWDM de várias bandas	128

Figura 4.17 - Curvas de ganho dos sinais obtidas pelo Mathematica e pelo Raman.f	129
Figura 4.18 - Topologia de um enlace amplificado de um sistema DWDM com dezenove canais	130
Figura 4.19 - Ganho de sinal (SG) em feixes DWDM de várias bandas	131
Figura 4.20 - Ruído de saída em feixes DWDM de várias bandas	132
Figura 4.21 - Relação sinal-ruído óptica (OSNR) em feixes DWDM de várias bandas	133
Figura 4.22 - Ganho líquido (NG) em feixes DWDM de várias bandas	134
Figura 4.23 - Figura de ruído (NF) em feixes DWDM de várias bandas	135
Figura 4.24 - Montagem do amplificador na bancada de teste	137
Figura 4.25 - Configuração simplificada de amplificador mediante configurações de bombeio	138
Figura 4.26 - Esquema do enlace óptico utilizado durante as simulações do primeiro cenário	139
Figura 4.27 - Potências dos bombeios segundo a variação da corrente elétrica no amplificador (C6br) com 50km	140
Figura 4.28 - Ganho (SG e NG) do sinal em um amplificador (C6br) com 50km	140
Figura 4.29 - Potências dos bombeios segundo a variação da corrente elétrica no amplificador (C6br) com 100km	141
Figura 4.30 - Ganho (SG e NG) do sinal em um amplificador (C6br) com 100km	143
Figura 4.31 - Esquema do enlace óptico utilizado durante as simulações do segundo cenário	144
Figura 4.32 - Ganho líquido (NG) dos 47 sinais em amplificador (C6cr) PP1 <pp2< td=""><td>144</td></pp2<>	144
Figura 4.33 - Ganho líquido (NG) dos 47 sinais em amplificador (C6cr) PP1>PP2	145
Figura 4.34 - Ganho líquido (NG) dos 47 sinais em amplificador (C6cr) com três bombeios	147
Figura 4.35 - Alocação dos amplificadores (DRA) no anel Campinas-Petrópolis-Campinas	148
Figura 4.36 - Curva de ganho na banda da rede GIGA, mediante o emprego de dois e três bombeios	149
Figura 4.37 - Variação do ganho do sinal devido a dois bombeios	149
Figura 4.38 - Curvas de ganho na banda da rede GIGA através de dois bombeios	150
Figura 4.39 - Curvas de ganho dos Canais DWDM na região otimizada pelo programa Mathematica.	154
Figura 4.40 - Configuração (completa) dos bombeios em cada nó de amplificação	155
Figura 4.41 - Esquema da seleção do tipo de bombeio através de uma chave óptica	156
Figura 4.42 - Obtenção iterativa da potência do bombeio 2 no enlace Campinas-Petrópolis	156
Figura 4.43 - Obtenção iterativa da potência do bombeio 2 no enlace Petrópolis-Campinas	156
Figura 4.44 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de bombeios otimizados	158
Figura 4.45 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de bombeios otimizados	158

Figura 4.46 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de bombeios parcialmente otimizados	158
Figura 4.47 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de bombeios parcialmente otimizados	159
Figura 4.48 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de bombeios não otimizados.	159
Figura 4.49 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de bombeios não otimizados	159
Figura 4.50 - Desequalização dos canais na cidade de Jundiaí	161
Figura 4.51 - Desequalização dos canais na cidade de Lorena	161
Figura 4.52 - Desequalização dos canais na cidade de Volta Redonda	161
Figura 4.53 - Desequalização dos canais na cidade de Piraí	162
Figura 4.54 - Desequalização dos canais na saída dos circuitos	162
Figura 4.55 - potências de saída dos dezesseis canais nos circuitos.	165
Figura 4.56 - Potências de saída dos canais mediante a polarização dos lasers de sinal	167
Figura 4.57 - Potências de saída dos canais nos circuitos da rede GIGA mediante à sensibilidade dos fotodiodos	169
Figura 4.58 - Distribuição de potências dos canais nos enlaces Tx-Rx	170
Figura 4.59 - Ganho do sinal nos circuitos da rede GIGA	172
Figura 4.60 - Ganho líquido nos circuitos da rede GIGA	173
Figura 4.61 - Ruído de saída nos circuitos da rede GIGA	174
Figura 4.62 - Figura de ruído nos circuitos da rede GIGA	175
Figura 4.63 - Relação Sinal-Ruído óptica (OSNR) nos circuitos da rede GIGA	175
Figura 4.64 - Distribuição de potências dos ruídos (#31) nos circuitos da rede GIGA	176

LISTAS DE TABELAS

Tabela 2.1 - Espectros espúrios originários da primeira iteração da mistura de quatro ondas	32
Tabela 2.2 - Modos vibratórios segundo a polarização dos fótons	46
Tabela 3.1 - Configurações topológicas e de bombeios para Amplificadores Raman (FRA)	70
Tabela 3.2 - Dados para obtenção da curva de ganho Raman através da composição de nove curvas gaussianas.	101
Tabela 4.1 – Variação da curva do ganho de oito canais do Mathematica e do Raman.f em um amplificador (C6cr) com dois bombeios	123
Tabela 4.2 - Variação da curva do ganho de oito canais do Optisystem e do Raman.f em um amplificador (C6cr) com dois bombeios.	124
Tabela 4.3 - Variação da curva do ganho de dezenove canais do Mathematica e do Raman.f em um amplificador (C6cr) com três bombeios	130
Tabela 4.4 - Variação da curva do ganho de dezenove canais do Optisystem e do Raman.f em um amplificador (C6cr) com três bombeios	131
Tabela 4.5 – Divergências máximas entre os Parâmetros de desempenho obtidos com o Optisystem e com o Raman.f	136
Tabela 4.6 - Divergências máximas entre as variações do ganho	136
Tabela 4.7 - Potências iniciais dos bombeios nos circuitos da rede GIGA	166
Tabela 4.8 - Desvios máximos dos Parâmetros de desempenho nos canais DWDM da rede GIGA, obtidos com o código Raman.f	177
obtidos com o código Raman.f	177

SUMÁRIO

RESUMO	8
ABSTRACT	9
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	10
LISTAS DE TABELAS	14
1 - INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO	17
Referências do capítulo 1	19
2 - EFEITOS PROPAGATÓRIOS EM SISTEMAS E SUBSISTEMAS ÓPTICOS	20
2.1 - EFEITOS LINEARES	21
2.2 - DISPERSÕES	24
2.3 - EFEITOS NÃO LINEARES	27
2.3.1 - Principais efeitos não lineares	29
2.4 - RUÍDOS	36
2.5 - AMPLIFICAÇÃO RAMAN	39
2.5.1 - Espalhamento Raman Estimulado (SRS)	40
Referências do capítulo 2	55
3 - AMPLIFICADORES RAMAN	58
3.1 - AMPLIFICADORES ÓPTICOS	59
3.2 - INCENTIVOS AO USO DO AMPLIFICADOR RAMAN	62
3.3 - TEORIA	63
3.4 - MODELAGEM	73

3.4.1 - Equação de propagação 74
3.4.2 - Método de Runge-Kutta
3.4.3 - Determinação dos Parâmetros de bombeio
Referências do capítulo 3 108
4 - PROJETO DE AMPLIFICADORES RAMAN DISTRIBUÍDOS DESTINADOS À REDE DO PROJETO GIGA111
4.1 - PROJETO GIGA
4.2 - DESCRIÇÃO DOS ALGORITMOS NUMÉRICOS E DE SUAS METODOLOGIAS PARA OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS DO AMPLIFICADOR
4.3 - COMPARAÇÃO DO CÓDIGO NUMÉRICO RAMAN.F COM PROGRAMAS COMERCIAIS 121
4.4 - COMPARAÇÃO DO CÓDIGO NUMÉRICO RAMAN.F COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS137
4.5 - OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS DO AMPLIFICADOR (DRA) PARA IMPLANTAÇÃO NA REDE GIGA 147
4.6 - SIMULAÇÃO DE TRANSMISSÃO DE DADOS NA REDE DO PROJETO GIGA UTILIZANDO AMPLIFICADORES (DRA) EM UM SISTEMA DWDM
Referências do capítulo 4 178
5 - CONCLUSÃO
GLOSSÁRIO

1 - Introdução e Motivação.

Os homens têm se comunicado desde os primórdios da humanidade. Durante os séculos, as informações têm sido transmitidas através dos mais variados [1] meios: gráficos, guiados e não-guiados, utilizando recursos progressivamente otimizados e sofisticados. Porém, o volume de informações transmitidas cresceu assustadoramente a partir de meados do século XIX [1], incentivado por invenções como: o telégrafo, o telefone, o rádio, a televisão, as comunicações móveis, a internet [2], entre outras.

Na década de 1960 [2], vislumbrou-se o estrangulamento da rede (convencional) mediante um contínuo crescimento do fluxo de dados analógicos. Este fato gerou a necessidade da redução da banda, obtida mediante as técnicas de: amostragem, quantização e codificação destes dados [2], que através de sua "digitalização" conseguiu prolongar a sobrevida da rede existente.

Porém, o crescimento vertiginoso [3] do volume de informações alavancou crescentes pesquisas de técnicas, dispositivos e sistemas [3], que suportassem este crescimento. Estas pesquisas originaram as técnicas de modulação e multiplexação [4], os sistemas ópticos [4], os pulsos solitônicos, entre outros.

Os sistemas ópticos demonstraram ser os mais eficientes para suportar esta demanda, devido a enorme capacidade e largura de banda disponíveis na fibra óptica. Porém, as elevadas potências, necessárias para transmissão de sinais em sistemas ponto-a-ponto de longa (LH) ou muito longa (ULH) distância, excitavam efeitos não-lineares [5] que corrompiam a informação.

Este problema foi combatido mediante a redução das potências dos sinais [4] em redes com múltiplos estágios intermediários regenerativos¹, embora suas constantes conversões (O-E-O) limitassem a capacidade do sistema. Este empecilho pode ser remediado mediante o emprego de amplificadores ópticos.

A análise das características do sistema óptico, dos efeitos e dos fenômenos atuantes sobre os sinais propagantes, que serão descritos no capítulo 2, torna-se fundamental para determinação do tipo e da configuração topológica-funcional dos amplificadores, além de seus parâmetros de bombeio, aspectos que serão apresentados nas seções 3.1, 3.3, 4.2 e 4.5.

O desafio apresentado na seção 3.4, visando o planejamento e a modelagem numérica de Amplificadores Raman distribuídos, serviu de inspiração para realização deste trabalho. A modelagem do comportamento dos efeitos atuantes sobre os sinais propagantes no interior deste amplificador será desenvolvida na seção 3.4.1, e resultará em uma equação diferencial [4], que será utilizada nas seções 4.5 e 4.6, para analisar a distribuição das potências de canais DWDM ao longo da rede experimental GIGA, a qual será descrita na seção 4.1. Esta equação poderá ser solucionada através do método de Runge-Kutta ou de outros métodos iterativos, apresentados nas seções 3.4.2 e 3.4.3, após a validação numérica e experimental do método escolhido, conforme será mostrada nas seções 4.4 e 4.3.

Uma grande quantidade de siglas será empregada durante a explanação das bases teóricas deste trabalho, para evitar a constante exibição dos termos relacionados a estas siglas no texto. Estas siglas e seus respectivos termos serão reunidos no glossário no final deste trabalho.

Os resultados obtidos e conclusões realizadas, durante o planejamento e modelamento numérico de Amplificadores Raman distribuídos, serão brevemente comentados no capítulo 5. Ainda neste capítulo, serão propostas alternativas para o futuro desenvolvimento deste trabalho, além de sugestões para elaboração de outros trabalhos relacionados a este tópico.

¹ Nos pontos desta rede, são realizadas conversões óptico-eletrônicas nos sinais. Depois disto, estes sinais são tratados eletronicamente, sendo regenerados através de técnicas 3R [1-2], entre outras. Posterior a este tratamento, estes sinais são reconduzidos ao domínio óptico, mediante a conversão eletro-óptica.

Referências do capítulo 1.

- [1] AGRAWAL, G. P. Fiber-optic communication systems, 3rd Ed., New York, NY (USA): John Wiley & Sons, 2002.
- [2] Pinheiro, P. R. G. Ciclo evolutivo das telecomunicações. Disponível em: http://www.teleco.com.br/tutoriais/tutorialciclos/Default.asp Acesso em: 2 fev 2007.
- [3] ISLAM, M. N. Raman Amplifiers for Telecommunications 1-Physical principles. New York, NY (USA): Springer-Verlag New York, Inc., 2004.
- [4] LIU, X.; LEE, B. A fast and stable method for Raman amplifier propagation equations. Optics Express 11, [S.l.], p. 2163-2176, 2003.
- [5] ABREU, F. Sistemas DWDM-Dense Wavelength Division Multiplexing. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.

2 - Efeitos propagatórios em sistemas e subsistemas ópticos.

Os pulsos (sinais) da informação são codificados, modulados, amplificados e enviados ao meio de transmissão, conforme esquematizado na figura 3.1. Os sinais propagantes no meio de transmissão sofrerão atenuação, retardos no tempo, interferências, diafonia [1], entre outros. Estes efeitos propagatórios são classificados segundo sua sensibilidade mediante a dispersão cromática do meio e à variação da potência.

A dispersão cromática divide estes efeitos em: efeitos sensíveis à dispersão, como automodulação de fase, modulação de fase cruzada, mistura de quatro ondas, e os efeitos insensíveis à dispersão, como espalhamento Raman, espalhamento Brillouin, e efeitos lineares compostos da absorção, espalhamentos (lineares) e irradiações [2-3].

Enquanto, a variação das potências os classifica em: Efeitos Lineares, quando há proporcionalidade entre as variações das potências fornecidas na entrada e as potências obtidas na saída, ou em Efeitos não-lineares, quando não há esta proporcionalidade [4]. Os efeitos lineares são: absorção [5-6], irradiações e espalhamentos lineares. Enquanto os efeitos não-lineares são: absorção de dois fótons [7-8], automodulação de fase (SPM) [2-6,9-13], casamento de fase [7], duplo espalhamento Rayleigh (DRS) [14-15], efeito Faraday inverso [8], efeito Kerr [6-7,10], efeito Raman inverso [8], espalhamento Brillouin estimulado (SBS) [2-9,12,16-18], espalhamento de Mie [10,18], espalhamento do segundo harmônico [8], espalhamento Raman Anti-Stokes coerente (CARS) [19], espalhamento Raman espontâneo [11,16,20], espalhamento Raman estimulado (SRS) [2-13,17-21], espalhamento Raman Stokes coerente (CSRS) [19], geração do terceiro harmônico [6-7,10], instabilidade de modulação (MI) [3-4,10], mistura de quatro ondas (FWM) [2-6,10-13,17,22], modulação de fase cruzada (XPM) [2-6, 9-13,17,22], retificação [8], segundo hiper espalhamento Rayleigh [19], entre outros.

2.1 - Efeitos lineares.

As perdas em fibras e dispositivos são influenciadas por diversos fatores, como absorção material [6,9,18], espalhamento por volume e irradiações dos campos no interior destas fibras [18] e de dispositivos ópticos. Estas perdas possuem o valor da média ponderada dos valores das perdas em suas camadas [5], e são medidas em dB/km [5-6].

A absorção material é resultante da composição da absorção intrínseca com a absorção extrínseca [5-6,11,23-24].

Absorção Intrínseca é característica do material (SiO₂) da fibra [5] e dispositivos ópticos, ocorre na região de radiação infravermelha [9,23] devido aos fótons de radiação infravermelha serem absorvidos pelo movimento vibratório ocasionado na região da ligação covalente (Si-O) [23] do dióxido de silício (SiO₂). Além disso, este efeito é inversamente proporcional aos comprimentos de ondas e inferior a 0,03 dB/km para comprimentos de onda entre 1300nm e 1600nm [5,9-10].

A absorção extrínseca é ocasionada pelas impurezas adicionadas à fibra [5,23] e aos dispositivos ópticos durante seu processo de fabricação [18], estas impurezas podem dispersar ou difratar o feixe luminoso, e são uma das maiores fontes de perdas [18,23] para o sistema óptico (SCO). As principais impurezas são os íons metálicos (Co, Cr, Cu, Fe, Mn, Ni) [9,23] e o íon Hidroxila (OH⁻) [4-6,9,11,18,23,25], este último, mesmo em pequena concentração [4-6,9,11,18] é o grande responsável pelo formato da curva de atenuação [11].

As perdas por espalhamento de volume ocorrem sempre que um feixe luminoso é disperso ou desviado aleatoriamente por defeitos ou pelo efeito Rayleigh.

O espalhamento por defeitos é causado por falhas durante a fabricação das camadas da fibra e dos dispositivos ópticos, ocasionando defeitos de bolhas, fendas, trincas, entre outros, no interior do guia da fibra ou do dispositivo óptico. Estes defeitos poderão atuar como nano-interfaces, nano-lentes e/ou nano-prismas (figura 2.1A) [24] desviando e atenuando o sinal propagante. Em condições normais, seu efeito sobre as perdas é desprezível frente à perda (absorção) total [5,18].

O espalhamento Rayleigh é originado pelas flutuações locais [9] e aleatórias [18,26] na densidade [6,18,24], concentração [24], e índices de refração [26] do material, ocasionadas durante o processo de fabricação [23] dos guias. A interação dos campos eletromagnéticos com as moléculas destas regiões retro-espalhará [27] parte da potência de seu modo guiado, transferindo-a elasticamente (sem alteração da freqüência) para modos não-guiados [5]

(figura 2.1B), gerando ruído aos sinais contra-propagantes [27]. Este efeito é diretamente proporcional às potências dos campos, e torna-se relevante, para sistemas operando com bombeios superiores a 400mW [28].



Figura 2.1 - Degradação no pulso devido a: (A) defeitos na fibra, e (B) flutuações locais no índice de refração (espalhamento Rayleigh). As simulações foram realizadas pelo programa BPM-CAD 4.0 da Optisystem, supondo que as bolhas fossem lentes divergentes de 0,1µm de comprimento [24].

As perdas por irradiação são classificadas segundo a refração do feixe luminoso, ocasionada pela curvatura das interfaces dos guias, originando as irradiações de superfície ou irradiações por curvaturas.

As irradiações de superfície ocorrem durante a incidência dos pulsos em múltiplas interfaces, onde parte de suas potências é refratada a cada incidência (figura 2.2) [24]. Este efeito é menos expressivo em pulsos com propagação paraxial.



Figura 2.2 - Propagação e irradiações de superfície do raio luminoso sob um ângulo menor que o ângulo crítico [24].

As irradiações por curvaturas são classificadas segundo a amplitude do raio de curvatura das interfaces, que as classifica em irradiações em macrocurvaturas e irradiações em microcurvaturas [18,22,25]. Normalmente estas irradiações são contabilizadas junto com as perdas nos conectores e emendas, e designadas como perdas do cabo [5].

As irradiações em macrocurvaturas são responsáveis pelo aumento da potência óptica convertida em refração, devido à redução do ângulo crítico para o guiamento [25]. Estas irradiações têm criticidade reduzida, pois as macrocurvaturas presentes em carretéis de fibras de armários óticos, guias curvos, entre outros, são previstas durante a elaboração dos projetos [24].

As microcurvaturas são pequenas curvaturas no guia, normalmente decorrentes de defeitos de fabricação, suas irradiações podem atenuar os sinais [18,24-25] propagantes neste guia. Devido à natureza esporádica, aparecendo aleatoriamente nos guias, estas microcurvaturas não são previstas no pro0jeto de sistemas ópticos, e podem se tornar prejudiciais a estes sistemas.

Convencionou-se denominar Atenuação na fibra ao conjunto dos efeitos [23] que ocasionam perdas nas fibras ópticas, destacando-se a absorção extrínseca e o espalhamento Rayleigh [5]. Embora se convencionou não enquadrar o espalhamento Rayleigh neste conjunto, para estudá-lo isoladamente, como será abordado na seção 2.3.1.

Porém, a melhoria na produção de fibras ópticas [5], aliadas às técnicas e dispositivos compensadores de atenuação tornam estas perdas menos prejudiciais aos sistemas ópticos (SCOs). Este fato evidenciará outros efeitos que limitam os sistemas, como as dispersões e os efeitos não-lineares.

2.2 - Dispersões.

A dispersão (D) é o alargamento temporal [4] dos pulsos luminosos durante sua propagação no meio [25], sem ocorrer atenuação ou amplificação da potência destes pulsos. A dispersão é dependente do tipo e material do guia de onda, dos campos eletromagnéticos propagantes, da largura espectral da fonte, entre outros [24].

A dispersão é resultante da composição [23] das dispersões intermodal (D_M) [18,23-24], de alta-ordem [9], de modo de polarização (PMD) e de velocidade de Grupo (GVD) [3,9,23]. Usualmente, a dispersão de velocidade de grupo ou cromática [6,9,18,25] é considerada como sendo a composição das dispersões material (D_{Mat}) e a dispersão do guia de onda (D_{Wg}) [5,9,18,23].



Figura 2.3 - Propagação de pulsos num guia sob efeito dos tipos das dispersões. [23].

A dispersão material ocorre em todos os guias [24]. Devido à variação espectral do índice de refração do material [6,24-26], seus índices no núcleo podem aproximados pela freqüência do campo (dng/d λ) [9] ou pela equação de Sellmeier [6,9,27] para sinais próximos a 1550nm [6]. Devido a esta variação, dispersão material provoca diferentes velocidades de propagação [23] e tempos de chegada para as diversas componentes espectrais (figura 2.3A) [6,25], que alargará o pulso e poderá ocasionar interferências inter-simbólicas (ISI) [4,6].

A dispersão de guia de onda ocorre através da variação da constante de propagação (γ) em função do comprimento de onda [23] (λ) do sinal. Esta dispersão pode ser estimada através da freqüência normalizada (V) [18]. Este efeito pode ser visualizado na figura 2.3B.

A dispersão intermodal [23,24], ou modal [18,23], aparece somente em guias multimodos [18,25], destacando-se nos guias que possuem índices com perfil em degrau [25]. Seu efeito é independente da largura de linha da fonte e diretamente proporcional à diferença entre os índices de refração $(n_1 - n_2)$ [23], condicionando as velocidades de propagação das componentes espectrais do pulso às suas diferentes trajetórias. Este fato resultará em componentes de mais alta ordem propagantes próximas do eixo do núcleo (paraxialmente), enquanto que as componentes de mais baixas ordens propagarão próximas da interface com a

casca (figura 2.3C) [6]. Devido a esta diferença de percurso, normalmente as componentes possuirão tempos de chegada diferentes, que provocará distorção no sinal.

A dispersão de Alta-ordem sempre ocorre em sistemas ópticos, sendo este efeito evidenciado principalmente em sistemas que operam em regiões de dispersão nula (D=0). Neste caso, o espectro central do sinal apresentará dispersão nula, enquanto as demais componentes espectrais (laterais) apresentarão valores pequenos e não-nulos de dispersão (D \neq 0), originando diferentes velocidades de grupo para todas as componentes espectrais, que ocasionam o alargamento do pulso [27].

Um sistema óptico monomodal não apresentará dispersão modal ($D_M=0$), portanto a dispersão do sistema (equação 2.1b) normalmente será expressa somente pelo somatório das dispersões de alta-ordem (equação 2.1c [44]) e de velocidade de grupo [5,9], podendo ser obtida através dos termos (γ_2 , γ_3 , ...) da expansão em série de Taylor da constante de propagação $\gamma(\omega)$ em torno da freqüência central (ω_0) [3,5] (equação 2.1a), sendo inexpressivos os termos de ordem superior a três (γ_4 , ..., γ_n) [5].

$$\gamma(\omega) = \left(\frac{\omega.n(\omega)}{C}\right) = \sum_{i} \left(\frac{\gamma_{i}}{i!}\right) (\omega - \omega_{0})^{i}, i \in [0, \infty[e \gamma_{m} = \left(\frac{\partial^{m} \gamma}{\partial \omega^{m}}\right)_{\omega = \omega_{0}}$$
(2.1a)

$$D = \frac{\partial \gamma_1}{\partial \lambda} = -\left(\frac{2\pi C}{\lambda}\right) \gamma_2 \quad \text{[ps.km/nm]}, \tag{2.1b}$$

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{2\pi C}{\lambda^3} \left(2\gamma_2 + \frac{2\pi C}{\lambda} \gamma_3 \right) \text{ [ps.km/nm}^2\text{]}$$
(2.1c)

onde, $\gamma_0 = \beta$ é a constante de fase da portadora, γ_1 é o inverso da velocidade de grupo e os termos de ordem superior são responsáveis pela dispersão (γ_2 , γ_3 , γ_n). O coeficiente de dispersão de segunda ordem (γ_3) será importante, somente próximo da dispersão nula λ_D ($\gamma_2 \approx 0$), e o coeficiente γ_2 responsável pela dispersão GVD [5], também determinará os três regimes de operação para fibra.

A dispersão impõe atraso (*delay*) entre as componentes espectrais do sinal, definindo os regimes de operação da fibra [29] ou sistema óptico, que podem assumir valores: positivos $(D > 0 e \gamma_2 < 0)$ no regime de dispersão normal, negativos $(D < 0 e \gamma_2 > 0)$ no regime de dispersão anômalo, ou nulo no zero de dispersão ou dispersão de alta ordem $(D = 0 e \gamma_2 \approx 0)$. O regime de dispersão determina a velocidade das componentes espectrais da onda, esta velocidade será diretamente proporcional aos seus comprimentos de onda no regime de dispersão normal (D<0), alargando o pulso, ou será inversamente proporcional no regime de dispersão anômalo (D > 0), comprimindo o pulso. A dispersão entre modos de polarização (PMD) [4-5,9] é o alargamento do pulso ocasionado pelas componentes do sinal que se propagam sob diferentes velocidades de grupos [4-5], devido à anisotropia do meio ao longo do guia, denominado "Birrefringência" [4-5] (equação 2.2) [5]. A Birrefringência (B) ocasiona a degenerescência do modo fundamental (HE₁₁), que provocará diferentes velocidades de propagação para componentes ortogonalmente polarizadas do sinal.

$$B = |n_x - n_y| = \left(\frac{C}{\omega}\right) |\gamma_x - \gamma_y|$$
(2.2)

 n_x e n_y são índices de refração nos eixos ortogonais, γ_x e γ_y as constantes de propagação nos eixos ortogonais, C a velocidade da luz no vácuo e ω a freqüência angular do campo elétrico.

A Birrefringência poderá ser representada por elipses com orientações aleatórias [5], ela é originada pela assimetria circular [4] da seção reta do guia de onda óptico, ocorrida durante a fabricação [3,5], instalação e/ou utilização da fibra óptica [5]. Este fenômeno se torna um problema para sistemas operando a taxa de 40Gbps ou superiores [9].

A dispersão é depreciativa ao sistema, pois limita o tamanho de um enlace não-regenerado [5]. Mesmo sendo depreciativa, é necessário que o sistema possua um pequeno valor dispersivo para compensar efeitos não lineares, principalmente o FWM em sistemas DWDM e o SPM em sistemas solitônicos [5].

Existem várias técnicas pós-compensatórias não necessariamente experimentais, para reduzir as dispersões e elevar as taxas de transmissão de dados (*bit rates*) nas fibras dos sistemas ópticos [30] de alta capacidade.

Dentre as técnicas experimentais, destacam-se o uso de fibras com dispersões decrescente (diâmetro decrescente), em degrau (*step-like*), ou em cavidades do tipo Pente (*comb-like*) [30], além do uso de pulsos solitônicos [9,30], e técnicas de compressão de pulsos [30]. Porém, estas técnicas experimentais tendem a aumentar a complexidade do sistema [31].

Existem formas simples de compensação para a dispersão, pode-se pré-compensar utilizando lasers operando apenas no modo longitudinal [9] e/ou pós-compensar através de fibras compensadoras de dispersão (DCF) [9,27,31]. Porém, a pequena área efetiva das fibras DCF atribui limiares ao sistema, como altas perdas de interconexão de fibras [32], duplo espalhamento Rayleigh (DRS) elevados [32], e maior penalidade ao sistema, visualizado através do diagrama de olho (EOP) mais fechado [29].

2.3 - Efeitos não-lineares.

Os Efeitos não-lineares foram descobertos e observados em épocas distintas, alguns ainda no início do século XX. Porém, a maior parte destes feitos somente foi estudada a partir da década de 1960 [7]. Eles são muito numerosos, superando os relacionados na seção 2.1, pois somente para os efeitos Raman, existem mais de vinte e cinco tipos conhecidos [19].

Potências de campos elétricos elevados, concentrados na pequena seção transversal da fibra [4], provocam grande intensidade de potência [2] em seu interior. Esta concentração de potência excitará modos vibratórios das moléculas do material e provocará vibrações em sua rede cristalina. Estas vibrações provocarão mudanças locais na densidade e no índice de refração do material, além de alterações nos tensores das constantes características do meio, representados pela permissividade elétrica [ϵ (i)], permeabilidade magnética [μ (i)], e susceptibilidade elétrica [χ ^(j)]. Estas variações acabarão com a resposta linear do meio material mediante a variação da potência destes campos [4], excitarão alguns efeitos e afetarão o vetor polarização induzida (*p*). Este vetor (*p*) será descrito pela soma de componentes lineares e não-lineares (equação 2.3b), e poderá ser estimado pela equação 2.3a [5].

$$p = \varepsilon_0 \Big[\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E E + \chi^{(3)} E E E + \dots \Big]$$
(2.3a)

$$p = p_L + p_{NL} \tag{2.3b}$$

$$p_{NL} = p_{NL}(\omega_1) + p_{NL}(\omega_2) + p_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) + p_{NL}(2\omega_2 - \omega_1)$$
(2.3c)

onde $p_{\rm L} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(1)}$. E, $p_{\rm NL} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)}$. EEE, $|p_{\rm L}| >> |p_{\rm NL}|$, ε_0 é a permissividade do vácuo, $\omega_{\rm j}$ são as freqüências espectrais e $\chi^{(d)}$ (d=1, 2, 3, ...) é a susceptibilidade elétrica de ordem d, sendo desprezíveis as ordens 2, 4 e superiores a quatro para fibras ópticas de sílica.

A componente linear do vetor polarização induzida (p_L) varia segundo a freqüência e origina efeitos dispersivos (dispersão), enquanto os fenômenos não-lineares são originários da componente não-linear deste vetor (p_{NL}). Esta componente (p_{NL}) pode ser descrita segundo quatro termos [5] (equação 2.3c), onde os termos $p_{NL}(2\omega_1 - \omega_1)$ e $p_{NL}(2\omega_2 - \omega_1)$ trocam energias entre canais e criam novos canais (FWM), enquanto as componentes $p_{NL}(\omega_1)$ e $p_{NL}(\omega_2)$ modulam a fase dos canais, e poderão originar efeitos como o SPM e/ou o XPM [5].

Os Efeitos não-lineares podem alterar o formato e/ou a fase do pulso, espalhar o sinal em diversas direções, gerar novos espectros [4], distribuir potências entre canais e provocar interferências entre fenômenos e efeitos eletromagnéticos distintos. Como exemplos destas interferências, podem-se citar o SBS que suprime o SRS para fontes CW [5], o SRS que desloca espectralmente os SPM, XPM e FWM [7,33], e o FWM [3-4] ou SPM [3] que provoca o MI. Por estes motivos, os Efeitos não-lineares provocarão graves degradações e penalidades em sistemas mal planejados [17], limitando o tamanho e capacidade de seu enlace, manifestado através da taxa de transmissão e/ou quantidade de canais [2] (figura 2.4), além de dificultar a modelagem de amplificadores neste sistema, conforme será abordado na seção 3.4.



Figura 2.4 - Gráfico das penalidades da quantidade de canais e das potências dos canais no sistema, ocasionado por alguns efeitos não-lineares [34].

Portanto, os Efeitos não-lineares são usualmente detrimentais ao sistema. Porém, alguns deles poderão tornar-se benéficos ao sistema (SCO) caso sejam bem explorados [34], podendo compensar a dispersão através da compressão de pulsos, e/ou promover a amplificação [34] de canais, utilizando o efeito do espalhamento Raman estimulado (SRS), que através dos Amplificadores Raman, atuará como compensador da atenuação em fibras.

2.3.1 - Principais efeitos não lineares.

Auto modulação de fase (SPM).

Os pulsos com alta intensidade (P_s) alteram o coeficiente não-linear do índice de refração [3] do guia óptico (equação 2.4b), principalmente em fibras DSF [4], introduzindo desvio na fase não linear $\Phi_{NL}(z, t)$, que passa a ser proporcional à potência [Ps(z, t)] (equação 2.4a) [5].

$$\Phi_{NL}(z,t) = \gamma P_S(z,t).z \tag{2.4a}$$

$$n = n_o + \frac{n_2 P_s}{A_{eff}}$$
(2.4b)

onde γ é a constante de propagação, A_{eff} é área efetiva da fibra, e n₀ e n₂ são índices de refração linear e não-linear, respectivamente.

-

A variação neste coeficiente tende a gerar pulsos espectralmente distintos, mediante o regime de operação ou dispersão do guia, que alargará ou comprimirá o pulso original [4] durante sua propagação neste guia.

No regime de dispersão normal (D negativo), a SPM provoca o alargamento do pulso, devido a maior velocidade de propagação da parte posterior do pulso em relação à parte anterior². Enquanto no regime de dispersão anômalo (D positivo), a SPM ocasiona a compressão do pulso, devido a maior velocidade de propagação da parte anterior em relação à parte posterior² [5].

Duplo espalhamento Rayleigh (DRS).

Conforme descrito anteriormente, a interação dos pulsos com as moléculas do material retro-espalhará parte da potência destes pulsos, através de reflexão única, que adicionará ruído aos pulsos contra-propagantes [27], denominado Espalhamento Rayleigh, ou realizará dupla reflexão, para adicionar ruído aos pulsos co-propagantes, através do efeito denominado de Duplo espalhamento Rayleigh (DRS) [15,27].

O Duplo espalhamento Rayleigh (DRS) [22,27], também chamado de Duplo retro-espalhamento Rayleigh (DRB) [15], é originado através de dois retro-espalhamentos Rayleigh consecutivos. Cada componente espectral do pulso gerará duas componentes retro-espalhadas espectralmente idênticas, que originarão muitas outras parcelas retro-espalhadas no guia [15]. Estas parcelas gerarão cópias atenuadas e atrasadas do sinal [35] original, e atuarão como ruído de fundo (*noise floor*) no receptor [32], que captará embaralhado (diafonia) e simultaneamente [35] o sinal e suas parcelas espalhadas. Isto degradará a relação sinal-ruído óptica e reduzirá a sensibilidade no receptor [32], tornando-se um limiar no planejamento de Amplificadores Raman [36].

Uma solução para combater este efeito, seria cascatear amplificadores de linha (DRA) utilizando bombeios bidirecionais, que apresentam menores níveis de ruído, e utilizar isoladores ópticos, para evitar que os espalhamentos Rayleigh e os duplos espalhamentos Rayleigh (DRS) propaguem-se para outro trecho (estágio) [36].

Espalhamento Raman espontâneo.

A Emissão espontânea pode se apresentar amplificada, manifestando-se sob a forma de Ruído de emissão espontânea amplificada (ASE), ou não, originando a Emissão Raman espontânea [11].

O Espalhamento Raman espontâneo é originado pelo decaimento do elétron excitado³, ocorrido de 10ns [37-38] à 1ms [37] após sua excitação. Este elétron emitirá espontaneamente³ e aleatoriamente [18,25] um fóton assíncrono [18] e incoerente [9,27] com energia igual à diferença energética entre níveis transacionados, e comprimento de onda que poderá coincidir com o comprimento de onda de algum fóton do sinal. Porém, devido à influência da temperatura e do estado vibratório da molécula [11,28], este fóton possuirá direção e fase distintas das do fóton do sinal [9], podendo ser amplificado e gerar o ruído ASE, que é a principal fonte de ruído em sistemas ópticos [27,39], conforme será abordado na seção seguinte (seção 2.4).

² A parte anterior do pulso possuirá espectros com comprimentos de onda menores e freqüências maiores, enquanto sua parte posterior possuirá espectros com comprimentos de onda maiores e freqüências menores.

³ A transição do elétron de um nível energético superior para um nível energético inferior [24,50] é denominado decaimento. O decaimento do espalhamento Raman espontâneo não será desencadeada por nenhuma força ou

Mistura de quatro ondas (FWM).

A Mistura de quatro ondas é ocasionada pela interação de dois ou mais pulsos espectralmente distintos, síncronos em fase [5] e propagantes em um meio não-linear. Esta interação torna-se relevante para uma grande quantidade de canais [17], com maior criticidade para sistemas que utilizam fibras DSF [27] e para os sistemas multiplexados (WDM) [1,5], pois o batimento entre seus canais [4], poderá gerar centenas ou milhares de novos espectros (espúrios) distintos [5], que depletarão os canais [4], com valores proporcionais ao produto das potências destes canais (Equação 2.5d) [6].

Estes novos espectros (\mathbf{f}_{ijk}) serão gerados em posições espectrais específicas⁴ [4,6] (Equação 2.5c) [6,9,11], predominantemente fora da banda de transmissão ou em canais WDM não-alocados (tabela 2.1). Portanto, estes espectros serão facilmente suprimidos, através de filtros [5] comerciais rejeita-banda ou passa-faixa muito estreitos. Porém, alguns poderão ser gerados em canais WDM alocados [5] (figura 2.5), que impossibilitará sua filtragem e degradará o sinal. O número de espectros gerados (N_n) e o número total de espectros (N_T) em cada iteração serão determinados pelas equações 2.5a e 2.5b, respectivamente:

$$N_n = N_c^2 \tag{2.5a}$$

$$N_T = N_c \left(N_c + 1 \right) \tag{2.5b}$$

$$f_{ijk} = f_i + f_j - f_k \tag{2.5c}$$

$$P(f_{ijk}) = \psi P(f_i) P(f_j) P(f_k)$$
(2.5d)

onde, ψ é uma constante⁵, N_T, N_c e N_n são o número total de espectros na iteração atual, e o número de espectros gerados na iteração anterior e na atual, respectivamente.

campo externo [24] e ocorrerá espontaneamente de 10ns [24,52], para elétrons em níveis instáveis, até 1ms, caso esteja em um nível metaestável [24].

⁴ Em muitos casos, poderão ocorrer batimentos entre espectros localizados na mesma posição espectral, havendo coincidência entre os índices ("i", "j" e/ou "k"), sendo mais comum, o batimento entre apenas dois espectros coincidentes (**f**_j = **f**_i) que gerarão espectros espúrios (**f**_{jjk}) localizados em "2**f**_j - **f**_k" e "2**f**_K - **f**_j".

 $^{5 &}quot;\psi"$ é uma constante dependente de vários parâmetros do sistema. Sua expressão não será apresentada, e seus valores não serão calculados devido a fugirem do enfoque deste trabalho. Maiores informações podem ser obtidas em "Investigations of high bit rate optical transmission systems employing a channel data rate of 40Gb/s" de A. Hodžić. - Página 29.

Os espectros espúrios poderão ser espectralmente idênticos (mesma freqüência) entre si ou a outros preexistentes. Nestes casos, suas potências se adicionarão e o número de espectros distintos gerados, não obedecerá às equações 2.5a e 2.5b, conforme comprovado na figura 2.5.



Figura 2.5 - Representação espectral dos espectros espúrios gerados pelo efeito da mistura de quatro ondas (FWM) em três canais igualmente espaçados. [4,6,40]. Após a interação, existem sete espectros distintos, sendo três correspondentes aos canais e quatro espectros espúrios.

Comprimento de onda dos	Freqüências de espectros espúrios (f _{ijk}) em Terahertz								
bombeios em nanometros	f ₁₁₂	f ₂₂₁	f ₁₁₃	f ₃₃₁	f ₂₂₃	f ₃₃₂	f ₁₂₃	f ₁₃₂	f ₂₃₁
1448,50nm; 1456,50nm	208,11	204,69							
1445,66nm; 1453,81nm	208,53	205,05							
1419,44nm; 1445,66nm; 1453,81nm	215,05	203,53	216,21	201,21	208,53	205,05	212,37	210,05	202,37

Tabela 2.1 - Espectros espúrios originários da mistura de quatro ondas (FWM) durante a primeira iteração dos espectros dos bombeios.

Este problema pode ser minimizado utilizando espaçamentos desiguais entre canais [4] e fibra com dispersão residual (NZDSF) [3,5], isto defasará as fases dos vários canais, tornando este fenômeno menos eficiente [5].

Instabilidade de modulação (MI).

Ele é resultante do fenômeno da mistura de quatro ondas (FWM) entre os sinais e os ruídos ASE que estejam em casamento de fase, ocorrendo somente nos canais ou sinais alocados no lado positivo do zero de dispersão da fibra [4].

Parte da potência do sinal será transferida para campos (simétricos) laterais adjacentes, criando um ruído adicional [4] que perturbará o sinal e poderá até desequalizar os canais.

Em sistemas ópticos, este efeito (MI) é combatido alocando os canais somente na região de dispersão negativa [4] ou com diferentes espaçamentos entre canais na região de dispersão positiva, para combater a mistura de quatro ondas.

Modulação de fase cruzada (XPM).

Os pulsos com alta intensidade provocam variação no índice de refração efetivo, em função da intensidade total dos campos na fibra, realizando uma variação da fase não-linear [5], descrita pela equação 2.6.

$$n = n_{o} + \frac{n_2 P_j}{A_{eff}}$$
(2.6)

onde A_{eff} é área efetiva da fibra, e n₀ e n₂ são os índices de refração linear e não-linear, respectivamente.

Este efeito faz com que campos propagantes (P_j) espectralmente distintos e/ou polarizações ortogonais distintas, atuem sobre outros campos que estejam na mesma posição espacial da fibra [5]. Portanto a variação de um campo pode afetar aos outros. Tendendo a alargar o pulso de um outro sinal [4] ou canal, este efeito torna-se crítico em sistemas DWDM [4].

Espalhamento Brillouin estimulado (SBS).

O espalhamento Brillouin estimulado (SBS) é um efeito inelástico que provoca compressões e estiramentos da grade cristalina do material, e flutuações na densidade do material, provocando transferência de parte da potência óptica do campo eletromagnético incidente para uma onda acústica contra-propagante [3-5,9]. Este efeito gerará fônons e fótons (figura 2.6) com desvio de freqüência de Stokes de poucas dezenas de GHz [3,5] ou com desvio de comprimento de onda da ordem de dezenas de picometros [4].



Figura 2.6 - ciclo de realimentação do Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS).

Após a potência óptica (P_{thB}) superar o limiar de excitação deste efeito, representada [5] segundo a equação 2.7a e estimada pela equação 2.7b [18], os fônons e as ondas de Stokes se realimentarão até transferir toda potência para a onda espalhada (figura 2.6) na estreita faixa de ganho (banda) de 20 a 50 MHz. Este efeito (SBS) crescerá exponencialmente em função da potência do campo eletromagnético incidente [9].

$$P_{\text{th}_{B}} = \frac{K_{B} \Gamma A_{eff}}{g_{B} L_{eff}} \left(\frac{1 + \Delta S}{\Delta B}\right), \quad com \quad L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L_{t}}}{\alpha}$$
(2.7a)

$$P_{\text{th}_{B}} \approx 5,6.10^{-3}.A_{eff} \lambda^2 \alpha \Delta S$$
(2.7b)

esta equação apresenta a área efetiva (A_{eff}), os comprimentos da fibra (L_t), não-linear efetivo (L_{eff}) e de onda de operação (λ), o ganho de Brillouin (g_B), as larguras de linha da fonte (ΔS) e da banda do efeito Brillouin (ΔB), α é o coeficiente de atenuação em Neper/km [16], as constantes de polarização (Γ) de campos polarizados (Γ =1) e despolarizados (Γ =2) [20] e de depleção dos campos (K_B), onde K_B =18 (Bombeio depleta 1% de potência retroespalhada), K_B =19 (Limiar de depleção do Bombeio), K_B =21 (Bombeio não-depletado) [16].

O Espalhamento Brillouin gera uma onda contra-propagante que dificulta transmissões bidirecionais em enlaces ópticos longos, limitando [9] suas potências de poucos miliwatts, para fontes contínuas (CW), até alguns watts para fontes moduladas a algumas centenas de picosegundos [5].

Espalhamento Raman estimulado (SRS).

Analogamente ao Espalhamento Brillouin (SBS), O Espalhamento Raman estimulado (SRS) é um efeito inelástico, gerado da interação entre o campo incidente (E_i) e os modos vibratórios [3-4,20] de uma molécula. Este efeito transfere parte da potência óptica deste campo (E_i) para um sinal (fóton óptico), co-propagante ou contra-propagante [9], deslocados (figura 2.7) à freqüência de Stokes (f_s) ou Anti-Stokes (f_{AS}) (equações 2.8). Estas freqüências e suas larguras de banda são muito superiores às do efeito Brillouin (SBS) [16].

$$hf_{S} = hf_{p} - E_{i}$$

$$hf_{AS} = hf_{p} + E_{i}$$
(2.8a)
$$(2.8b)$$



Figura 2.7 - Representação esquemática das freqüências de Stokes (fs), Anti-Stokes (fas) e de bombeio (fp).

O efeito Raman (SRS) crescerá exponencialmente segundo o aumento da potência do campo eletromagnético incidente [9], após superar o limiar de excitação (P_{thR}) deste efeito. Este limiar é representado pela equação 2.9a [9,16] e estimado pela equação 2.9b [18]:

$$P_{\text{th}_{R}} \approx \frac{K_{R} \Gamma A_{eff}}{g_{R} L_{eff}}, \ com \quad L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L_{t}}}{\alpha}$$
(2.9a)

$$P_{\rm th_{\scriptscriptstyle R}} \approx 7,5.10^{-2}.A_{eff}\lambda^2\alpha \tag{2.9b}$$

onde A_{eff} é a área efetiva, g_R é o ganho de Raman, L_t é o comprimento da fibra, α é o coeficiente de atenuação [5,9,16] medido em Neper/km. [16], λ é o comprimento de onda de operação, e L_{eff} é o comprimento não-linear efetivo, Γ é a constante de polarização, onde Γ =1 (campos polarizados), Γ =2 (campos despolarizados) [20], e K_R é a constante de direcional entre os campos, co-propagantes (K_R =16), ou contra-propagantes (K_R =20) [16].

A fonte operando em modo contínuo (CW) [5] ou em baixa freqüência pode dificultar a excitação do efeito Raman (SRS) [9] devido aos menores limiares de excitação do efeito Brillouin (SBS) [16]. Caso o efeito Raman (SRS) seja excitado através do uso de fontes coerentes, originará o efeito CARS ou CSRS, que poderá ser utilizado na elaboração dos Amplificadores Raman (RA) de banda larga sob certas condições [27]. Este efeito será comentado nas seções seguintes e explicado detalhadamente na seção 2.5.1.

2.4 - Ruídos.

O Ruído é qualquer espectro indesejado, de natureza aleatória e imprevisível [41], presente na mesma faixa de freqüência do sinal transmitido.

Os ruídos podem ser gerados de diversas formas em diversas partes do sistema de comunicação, são classificados segundo sua fonte geradora e/ou segundo o efeito que provocam no sistema [42]. Eles modificam [42] e prejudicam os sinais [27] neste sistema, e não podem ser anulados nem em teoria [41]. Seus principais representantes são os ruídos: atmosférico [42-43], branco [41], cósmico [42], impulsivo ou shot [9,12,42], térmico [9,42] ou de Johnson [9,41-43] ou de Nyquist [9,41], solar [42] e de emissão espontânea [18].

- Emissão espontânea ocorre durante transições dos elétrons para níveis energéticos inferiores, ocasionando emissão aleatória [18] e espontânea de fótons. Caso este ruído seja amplificado, será denominado de Ruído de emissão espontânea amplificada (ASE).
- Ruído atmosférico possui densidade de potência constante e são ocasionados por descargas e distúrbios elétricos atmosféricos, como raios, relâmpagos, entre outros [43]. Este ruído é observado principalmente nas ondas curtas (SW) sendo usualmente chamado de estática [41-42].
- Ruído branco possui densidade espectral de potência constante [43] e afeta todo espectro [41,43] eletromagnético, usualmente é descrito como sendo um conjunto de ruídos aleatórios e imprevisíveis.
- Ruído cósmico originários de ondas (distúrbios) eletromagnéticas originárias de estrelas, galáxias, pulsares, quasares, buracos negros, e outros corpos celestes [42].
- Ruído impulsivo é um sinal de forte intensidade, ilimitado espectralmente, e de breve duração (t → 0). Sendo mais prejudicial às transmissões digitais, e quase imperceptível em rádio difusão e na transmissão telefônica.
- Ruído solar distúrbios eletromagnéticos originários de explosões e ciclos solares [42].
- Ruído térmico originado do movimento aleatório dos elétrons, principalmente em um condutor [43], provoca tensões elétricas que podem alterar o módulo e/ou fase do sinal da informação.

Atualmente, um sistema óptico é constituído basicamente de uma fonte ou transmissor óptico, composto de um LED ou LASER, um meio de transmissão amplificado ou não, representado pela fibra óptica não necessariamente dopada, e um receptor, formado por fotodiodos PIN ou Avalanche [9] (APD) [18]. As fibras ópticas deste sistema óptico são revestidas de acrilato ou silicone e com proteção externa de nylon [25] e/ou plástico, e estão inseridas no interior de cabos ópticos, cujas estruturas, composições e revestimentos dependem da função e local de utilização [25]. Seus vários revestimentos podem ser
compostos de aço [9,25], kevlar [9,25], materiais plásticos duros [9,18], policloreto de vinila (PVC) [18,25], poliéster [9,18], polietileno [9,18,25], polímeros [9], poliuretano [9], entre outros.

Como o material da fibra óptico é dielétrico e suas moléculas são macroscopicamente neutras [24], tornam-se necessários campos magnéticos e/ou elétricos extremamente intensos, para atravessar todas as camadas de revestimento do cabo óptico e da fibra óptica, e ainda serem capazes de modificar o dipolo momento magnético da molécula da sílica (SiO₂) e/ou se aproximar do ponto de ionização desta molécula (368 KeV/MOL [24]). Como normalmente não existem campos com tais magnitudes, as fibras óticas e os meios de transmissão ópticos são imunes a ruídos atmosférico, cósmico, solar, e quaisquer outros campos eletromagnéticos externos.

De acordo com a explicação supracitada, conclui-se que os principais ruídos em sistemas de comunicações ópticas são gerados por seus próprios componentes, ou seja, o ruído impulsivo e a emissão espontânea são gerados no transmissor [9], os ruídos impulsivo [9,12] e térmico [9,22] são produzidos no receptor, e a emissão Raman espontânea [11], o ruído de saturação de ganho cruzado [22], o duplo espalhamento Rayleigh (DRS) [11,22,27,36] e a emissão espontânea amplificada (ASE) [22,27,39] e térmico [22] são originados ao longo do meio de transmissão. Portanto, durante a modelagem do amplificador, somente serão considerados os ruído que forem inerentes ao meio de transmissão, conforme será apresentado na seção 3.4.1.

Os Amplificadores compensam as perdas nas fibras, embora aumentem os ruídos no sistema e as não-linearidades na fibra, principalmente através da emissão espontânea amplificada presentes em todos os amplificadores ópticos e através do duplo espalhamento Rayleigh em amplificadores ópticos não-dopados. Isto penalizará em muito o sistema [11], degradará sua relação sinal-ruído (OSNR), e aumentará sua figura de ruído [9] (NF), o acoplamento dos ruídos [4] nos canais ou sinais, e diafonia (*crosstalk*) entre campos contra-propagantes [1].

O Duplo espalhamento Rayleigh produz interferências entre o sinal e as parcelas duplamente retroespalhadas deste sinal, gerando diafonia no receptor [35], conforme descrito na seção 2.3.1. Isto penalizará os sistemas com amplificação Raman [11,36] e limitará o ganho do Amplificador Raman distribuído (DRA) em 20dB [22].

O Ruído ASE se origina da associação dos efeitos das emissões espontânea e estimulada (SRS) atuando sobre fótons incoerentes [9], que são espectralmente idênticos, mas

com direções e fases distintas dos fótons dos sinais. Sendo que a emissão Raman espontânea [11] ou a absorção ressonante [24,38] gerará fótons incoerentes, os quais serão amplificados juntamente com os fótons do sinal pela emissão Raman estimulada [10]. Este fenômeno torna-se significativo para bombeios superiores a 500mW e sinais não alocados na banda "L" [27] e/ou os sinais com baixa potência.

Embora este Ruído (ASE) seja considerado um ruído branco [11], existindo em todas as freqüências [11,27,39] com densidade espectral de potência constante, o uso de filtros [11] banda estreita centrados nos espectros dos canais [27], e alocados no amplificador e/ou no receptor, tornará este ruído relevante somente na estreita faixa próximo aos canais. Portanto, o ruído ASE será modelado somente nestas estreitas faixas, denominadas de largura de banda do ruído ($\Delta v \ e \ \Delta \mu$) e será uma das incógnitas da equação de propagação apresentada na seção 3.4.1.

2.5 - Amplificação Raman.

Em 1923, Chandrasekhara Venkata Raman admirou-se com o azul cintilante do Mar Mediterrâneo [19,27,44]. Intrigado com este fenômeno, iniciou o estudo da difração da luz em líquidos. Ao irradiar substâncias com luz solar ou fontes luminosas quase monocromáticas e não necessariamente filtradas [27], C. V. Raman observou que surgiam raias espectrais secundárias em ambos os lados da raia espectral da fonte. Estas raias secundárias sempre mantinham suas distâncias relativas e acompanhavam a raia da fonte, caso ela alterasse seu espectro.

A análise deste fenômeno resultou na descoberta do Efeito Raman, noticiado por K. S. Krishnan [12,19,45] e C. V. Raman [11-12,19,33,45-46] em 28 de Fevereiro de 1928 [33], e publicado no artigo intitulado "*A New Type of Secondary Radiation*" da Revista Nature [45] em 31 de março de 1928.

A partir do início da década de 1930 [19], este fenômeno foi utilizado em espectrografia (Espectrografia Raman [8]) para análises físico-químicas de substâncias [44]. Porém, não houve aplicabilidade imediata do efeito Raman em comunicações óptica, devido aos primeiros experimentos de transmissão de sinais ópticos em guias de ondas vítreos datarem da década de 1950 [24-25], e da invenção do laser ocorrer somente na década de 1960 [7,9,18-19,25,45,47].

Nos anos de 1972 e 1973, R. H. Stolen e E. I. Ippen publicaram os artigos "*Raman Oscillation in Glass Optical Waveguides*" e "*Raman Gain in Glass Optical Waveguides*", respectivamente [33], que exploravam o Efeito do espalhamento Raman Estimulado (SRS) em guias de ondas ópticos de sílica⁶. Este efeito permaneceu como uma mera curiosidade experimental, restrita a laboratórios, até meados da década de 1980 [12,14], quando iniciou o período de supremacia dos Amplificadores EDFA.

Somente em meados da década de 1990, ressurgiu o interesse na amplificação Raman, após o desenvolvimento de Lasers sintonizáveis de alta potência [9,33], e da elaboração de novas redes [14] e sistemas ópticos [33] de alta capacidade. Estes fatores resultaram na implantação dos primeiros sistemas ópticos comerciais com amplificação Raman em 2000 [12], e disponibilidade comercial pela Nortel Networks e Lucent Technologies de um sistema óptico somente com amplificação Raman dois anos mais tarde [12].

⁶ O espalhamento Raman Estimulado (SRS) em guias de ondas ópticos de sílica será posteriormente utilizado para a elaboração dos Amplificadores Raman.

2.5.1 - Espalhamento Raman Estimulado (SRS).

Os espalhamentos Rayleigh e Raman podem ser analisados através de vários métodos, utilizando conceitos somente da teoria ondulatória, ou da teoria corpuscular ou ainda de ambos [19], pois a propagação da luz é governada por suas propriedades ondulatórias, mas a transferência de energia entre a luz e a matéria é governada por suas propriedades corpusculares [24,38]. Portanto, investigando os modos vibratórios da molécula analisa-se a influência do material sobre os espalhamentos, e estudando as ondas espalhadas de Stokes determina-se a relação entre as transferências de potências de ondas espectralmente distintas.

Convém relembrar que, segundo o modelo atômico de Rutherford-Bohr, toda molécula possui átomos. Estes átomos são compostos de elétrons, que possuem cargas negativas, orbitando em torno de um núcleo composto de prótons e nêutrons [25,27], os quais possuem respectivamente cargas positivas e nulas [48]. Estas partículas atômicas estão estáveis no átomo, devido ao equilíbrio entre as forças atuantes neste átomo, chamadas de forças de coesão intra-atômicas. Dentre estas forças, destacam-se o princípio da atração e repulsão [48] e a força centrífuga dos elétrons.

O princípio ou força da atração e repulsão das partículas elétricas é regido pela Lei de Coulomb [18,38], e determina a interação elétrica entre as partículas do átomo. Enquanto, a força centrífuga dos elétrons é regida pela energia cinética destas partículas [38], sendo proporcional à velocidade de translação (orbital) destes elétrons ao redor do núcleo.

A distribuição dos elétrons no átomo, também denominada nuvem eletrônica [18,25], pode ser determinada físico-quimicamente através da Teoria da eletrodinâmica quântica, cujos pioneiros foram Schrödinger e Heisenberg na década de 1920. Esta teoria aliada ao princípio de exclusão de Pauli [37], estabelece que os átomos possuem estados quânticos [18] distintos [37], que serão energeticamente distribuídos segundo o diagrama de Linus Pauling [48]. Estes estados quânticos são níveis ou bandas de energias, onde não ocorrerá absorção ou irradiação (emissão) de energia [27]. Estes níveis são classificados em estáveis [37] ou excitados [8], este último ainda está subdividido, apresentando os níveis instáveis e metaestáveis [37]. Os elétrons estarão distribuídos no átomo em órbitas, influenciadas por estes níveis energéticos. Suas órbitas somente serão modificadas, caso uma perturbação eletromagnética altere o estado quântico principal (n), orbital (l) e/ou magnético (m) dos elétrons nesta nuvem eletrônica [38], preferencialmente por transições do tipo dipolo [18] no domínio óptico. Esta alteração ocorrerá mediante a absorção ou emissão de determinada quantidade mínima de

energia [18,37], chamada "*quantum*" [18,25,27,37]. Caso o elétron absorva ou emita esta quantidade de energia, seu nível energético será alterado segundo a Lei de Bohr [18] (equação 2.10), e atravessará a banda proibida ou banda de Gap [18,25], a qual está localizada entre dois níveis estáveis ou metaestáveis.

$$E_g = h(f_1 - f_2) \tag{2.10}$$

Nesta equação, estão representadas a energia necessária para atravessar a banda proibida ou banda de Gap (E_g), a constante de Planck (h), e as freqüências dos níveis estáveis ou metaestáveis ($f_1 e f_2$).

As ondas ou perturbações eletromagnéticas nos sistemas ópticos normalmente se manifestam sob a forma de fótons, e comportam-se como um feixe ou corrente [24] de campos propagantes, que atravessam o material usualmente sem atingir nenhum elétron [19]. As raras colisões com elétrons podem ser explicadas através do clássico experimento realizado por Rutherford⁷ em 1911 [37-38,48], que demonstrou que o átomo possuía um núcleo milhares de vezes menor que seu tamanho, e elétrons com dimensões ínfimas, que circulavam em grandes órbitas ao redor deste núcleo [37,48]. Sendo posteriormente criado o modelo atômico de Rutherford-Bohr, o qual foi comentado anteriormente.

Portanto, o ínfimo tamanho do elétron, comparado ao átomo, minimiza a probabilidade de colisões dos fótons com átomos. Se esta colisão ocorrer, normalmente será com elétrons em níveis estáveis de energia, que espalhará elasticamente os fótons, os emitindo com mesma energia e freqüência dos fótons incidentes [24]. Somente a extrema minoria [27] colidirá com elétrons de níveis instáveis ou metaestáveis [37], que estarão excitados termicamente, vibracionalmente [27] e/ou com inversão de população [8,37]. Estes elétrons espalharão inelasticamente os fótons incidentes, transferindo parte da energia deste fóton, para outros fótons espectralmente distintos [19] e com largura espectral finita durante um intervalo de tempo limitado [18].

Estas interações ou colisões das ondas eletromagnéticas (fótons) com elétrons em diversos níveis energéticos poderão gerar várias excitações dinâmicas da matéria, como fônons, fótons, magnons, plasmons, éxcitons, polaritons, transições moleculares, entre outros [44]. Os dois primeiros são os mais importantes em um sistema de comunicação óptico [44], e

⁷ Rutherford bombardeou uma delgada lâmina de ouro com partículas "α", comprovando que o átomo não era maciço.

poderão ocasionar ligeiras flutuações locais no índice de refração do material, que se manifestará através da susceptibilidade elétrica do meio [8].

Portanto, quando um fóton colidir com um elétron, normalmente mais externo [38], este elétron absorverá sua energia [25] sob a forma de *quanta*⁸, se tornará excitado [18], realizará uma transição para um estado energético instável ou metaestável superior, ocasionando um desequilíbrio entre as forças de coesão intra-atômicas, devido ao aumento da energia cinética. Esta força cinética originará uma força centrífuga, que fará com que o elétron escape para uma região instável, em uma orbita mais afastada do núcleo, para restabelecer o equilíbrio entre as forças de coesão intra-atômicas. Com isso, a nuvem eletrônica mudará sua forma e o átomo aumentará de tamanho e volume, podendo provocar alterações nas ligações interatômicas e intramoleculares, além de modificações nas distâncias e posições relativas entre átomos.

O elétron permanecerá nesta órbita até que sua energia cinética decaia espontaneamente ou estimuladamente [18] de um valor mínimo correspondente a um *quantum* [18], determinando um novo desequilíbrio entre as forças de coesão intra-atômicas, fazendo com que a força de atração neste elétron supere sua força centrífuga. A força de atração fará com que o elétron seja atraído para uma órbita mais estável e mais próxima do núcleo para restabelecer o equilíbrio entre as forças de coesão intra-atômicas. Neste momento, o elétron emitirá (irradiará) um campo eletromagnético com energia de no mínimo um *quantum*, decairá para um nível de energia inferior, voltará para uma órbita estável mais próxima do núcleo, modificará a forma da nuvem eletrônica, e o átomo diminuirá de tamanho e volume, provocando novas alterações nas ligações interatômicas e intramoleculares dos átomos da molécula.

Estas mudanças de órbitas pelos elétrons são muito pequenas comparadas às distâncias interatômicas e intramoleculares, que correspondem às distâncias entre os átomos das moléculas [45]. Mesmo assim, as mudanças de órbitas alterarão algumas propriedades eletromecânicas das moléculas [11] e as disposições espaciais de seus átomos, visualizadas através das distâncias e posições relativas entre estes átomos (figura 2.13D). Estas alterações se manifestam como um sistema massa-mola [8,11-12,38,45], realizando agitações das moléculas na rede cristalina do material de um guia óptico, e provocando irradiações térmicas e movimentos vibratórios [24]. Estes movimentos vibratórios também são denominados de

⁸ "quanta" é o plural de "quantum", o qual representa a porção mínima e indivisível da energia eletromagnética.

modos vibratórios [49-50] ou excitações dinâmicas [44], e poderão propagar pelo guia através de irradiações secundárias segundo o Princípio de Huygens [24].

Estes movimentos (modos) vibratórios são influenciados pelas propriedades eletromecânicas [16,19] do material, estrutura, simetria, composição de suas moléculas [19,27,51], entre outros, e correspondem a uma faixa espectral em torno das freqüências (centrais) naturais de excitação do átomo [5,9,13,18-19,51], com distinta largura espectral a meia potência (FWHM) [52,16] e intensidades descritas por funções gaussianas [53] sob o formato Lorentziano [7,15-16,18]. Estas freqüências representam o comportamento do elétron segundo o "problema da partícula na caixa" [38,46] ou poço de potencial [37-38] (figura 2.8), e são soluções das Equações não-lineares de Schrödinger (NLS) [38], representadas, segundo Albrecht, através de quatro equações, às quais nomeou de termos⁹ "A", "B", "C" e "D" [19,46], influenciáveis pela ressonância do espalhamento Raman [19].



Figura 2.8 - Modos vibratórios de um elétron em um poço de potencial [19,38], representados por seus estados (número) quânticos principais (n).

As alterações das órbitas dos elétrons provocam diversas formas de agitações ou movimentos vibratórios nos átomos [27] em relação ao centro de massa da molécula. Estes movimentos podem deslocar as moléculas, girá-la em um eixo centrado no centro de massa ou vibrá-las em torno do centro de massa que permanecerá fixo, realizando translação, rotação ou vibração [45], respectivamente. A vibração pode ser constituída de estiramentos (*stretching*), e dobramentos ou deformações [51] (*bending*), sendo este último subdividido nos movimentos em balanceio (*rocking*), flexão (*scissoring*), torção (*twisting*) e sacolejo (*wagging*) [50] conforme visualizado nas figuras 2.9, 2.11 e 2.13D.

⁹ No sistema de equações de Albrecht, O termo "A" é o mais importante; sendo responsável pela intensificação dos modos totalmente simétricos. Caso sua contribuição seja pequena, então, tornam-se relevantes os demais termos ("B", "C" e "D"), os quais descrevem a intensidade dos modos não-totalmente simétricos (acoplamento entre o primeiro e o segundo estados excitados), acoplamento entre o segundo estado excitado e o estado fundamental, e a intensificação das bandas harmônicas e as resultantes de combinação [46], respectivamente.

Nas vibrações, os átomos periféricos podem se mover em relação ao centro de massa da molécula, que permanecerá imóvel [45,51], movendo simultaneamente ou alternadamente sobre uma linha imaginária (ligação química), realizando estiramento simétrico ou estiramento assimétrico, respectivamente. Portanto, os átomos poderão (estiramento simétrico) ou não (estiramento assimétrico) manter o momento polar da molécula [45,51]. Estes átomos poderão também, mover-se sob um plano formado por sua molécula ou parte dela, alterando suas posições relativas, e mantendo suas distâncias para o imóvel centro de massa, no caso do dobramento.



Figura 2.9 - Tipos de movimentos vibratórios de uma molécula [50], onde l representa o Estiramento, θ representa o Dobramento, e ω representa a Torção.

Além disso, as vibrações ou movimentos vibratórios são classificados segundo a ortogonalidade das polarizações entre os fótons incidentes e emitidos. Sendo que os fótons coplanares [11-12,14] possuem polarização paralela [20,49] e modos longitudinais [49], enquanto os fótons ortogonalmente polarizados [11-12,14] possuem polarização perpendicular [20,49] e modos transversos [49].

Descritas as características dos modos vibratórios para uma molécula genérica, será particularizada a análise das características e efeitos relacionados aos modos vibratórios para a molécula de dióxido de silício (sílica), devido a esta molécula compor o meio material da maior parte das fibras usadas em sistemas de comunicações (SCOs) [11,24].

A molécula de dióxido de silício (SiO₂) possui sua célula unitária mais convenientemente representada sob a forma tetraédrica triangular (Si(O₄)⁻⁴ [54]), com um átomo de silício no centro e quatro de oxigênio nos vértices (figura 2.10) [18,24,54], distando 0,162nm com ângulos de $153^{\circ} \pm 20^{\circ}$ entre os átomos. [24,54]. Ela forma arranjos iônicos de "Si(O₄)⁻⁴", não necessariamente cristalinos, simples e simétricos [24,53-54], que originam regiões amorfas e policristalinas ao longo da fibra óptica real [9,27].



Figura 2.10 - Esquema da célula unitária do dióxido de silício (Si(O₄)⁻⁴) [24].

Os cinco átomos da célula unitária do dióxido de silício tetraedral $[Si(O_4)^{-4}]$ possuem quinze (5 X 3) graus de liberdades [49] longitudinais, dos quais, três correspondem aos movimentos de translação segundo as coordenadas (X, Y, e Z), outros três correspondem aos movimentos de rotação [45,47] segundo os eixos que cruzam seu centro de massa, e os nove (15 - 3 - 3) restantes, estão relacionados aos modos vibratórios preferenciais ou longitudinais¹⁰.

Porém, esta molécula $[Si(O_4)^{-4}]$ possui o total de dezesseis (16) modos vibratórios [49]. Como esta molécula possui "nove" (5X3 - 3 - 3) modos vibratórios [45,47,49-50] longitudinais, então ela possuirá somente "sete" (16 - 9) modos vibratórios transversos, conforme pode ser comprovado na tabela 2.2.

Além disto, nas vibrações, os átomos periféricos de oxigênio se movem em relação ao átomo central de silício, conforme visualizado na figura 2.11. Estes átomos periféricos podem se aproximar simultaneamente através do estiramento simétrico, alternadamente através do estiramento assimétrico, ou no caso do dobramento, mover-se no plano formado pelo grupamento iônico (O-Si=O₂)⁻², mantendo suas distâncias para este átomo central. Porém, não haverá movimentos de torção, devido à ausência de ligações covalentes entre átomos de silício (Si-Si) de células unitárias adjacentes [23,24].

¹⁰ Os modos vibratórios preferenciais ou modos longitudinais são denominados "modos normais de vibração" [45,47], pois possuem maiores intensidades, conforme será explicado ainda nesta seção.



Figura 2.11 - Quatro modos distintos de vibração da molécula de dióxido de silício (Si(O₄)⁻⁴) [49].

Algumas vibrações são denominadas de modos vibratórios degenerados, estas vibrações podem ser simetricamente equivalentes ou energeticamente degeneradas a outras [49], possuindo mesma energia e freqüência de outros modos de vibração, diferenciando apenas pela movimentação espacial de seus átomos [45]. A forma tetraédrica do dióxido de silício (SiO_4^{-4}) possui dois modos degenerados, nas raias espectrais mais afastadas da raia referencial (de Rayleigh), possivelmente ocasionada pela proximidade de bandas (picos) de absorção de um mesmo tipo de vibração, em ligações similares unidas por um átomo comum (O-Si-O), com simetrias distintas (simétrica e assimétrica) [51].

(i)	Δf _i [THz]	MOVIMENTO VIBRATÓRIO	MODO VIBRATÓRIO	POLARIZAÇÃO (FÓTONS)	
1	3,84	Estrutural (lattice) ou Externo [49]	Longitudinal	Paralela	
2	13,38	Balanceio [51-52]	Longitudinal	Paralela	
3	13,95	Estiramento simétrico [52]	Longitudinal	Paralela	
4	18,06	Dobramento [21,49]	Longitudinal	Paralela	
5	23,70	Estiramento simétrico [18,55]	Longitudinal	Paralela	
6	25,50	Estiramento simétrico [53]	Longitudinal	Paralela	
7	31,65	Estiramento simétrico [52]	Longitudinal	Paralela	
8	31,80	Estiramento assimétrico [51,53]	Longitudinal	Paralela	
9	36,27	Estiramento assimétrico [53]	Longitudinal	Paralela	
1	3,84	Estrutural (lattice) ou Externo [49]	Transversal	Perpendicular	
2	6,21	Estrutural (lattice) ou Externo [49]	Transversal	Perpendicular	
3	10,68	Estrutural (lattice) ou Externo [49]	Transversal	Perpendicular	
4	24,57	Dobramento [51-52]	Transversal	Perpendicular	
5	31,65	Estiramento simétrico [52]	Transversal	Perpendicular	
6	31,80	Estiramento assimétrico [53,51]	Transversal	Perpendicular	
7	36,27	Estiramento assimétrico [53]	Transversal	Perpendicular	



Além disso, alguns movimentos vibratórios diferem dos apresentados anteriormente (figura 2.9), este comportamento teoricamente desordenados [45] é ocasionado pela composição de modos de vibração distintos e não necessariamente degenerado com intensidades diversas [45,52-53], cuja largura espectral do espalhamento interfere em modos adjacentes, sobrepondo modos e criando uma curva contínua [10-11]. Portanto, podem coexistir mais de um modo vibratório em determinado deslocamento de freqüência (Δ f) [27], apesar da tabela 2.2 indicar a presença de apenas um único modo.

A grande maioria dos fótons propagará pelo material sem atingir o núcleo e elétrons de seus átomos, e somente uma minoria dos fótons atingirá algum átomo. Porém, a maior parte desta minoria colidirá com elétrons em níveis estáveis de energia, e com átomos que não possuem movimentos vibratórios. Por isso, estes fótons serão espalhados elasticamente [27] através do fenômeno corpuscular da absorção ressonante [24], ocasionando o espalhamento Rayleigh [19,24]. A extrema minoria [27] dos fótons, correspondente a aproximadamente 0,00001% dos fótons incidentes [27], colidirão com elétrons excitados¹¹ de átomos que possuirão algum movimento vibratório (tabela 2.2), os quais espalharão inelasticamente os fótons incidentes segundo fótons e fônons através de ondas de Anti-Stokes com freqüências maiores ou ondas de Stokes com freqüências menores [4,7].

Porém, ocorrerão espalhamentos apenas em freqüências específicas, devido aos elétrons somente realizarem transições para alguns níveis energéticos¹². Estas freqüências espalhadas e os níveis energéticos transacionados são determinados pelo Diagrama de níveis de energia [38], também chamado Diagrama de Grotrian [56]. Suas transições são classificadas sob a forma de séries¹³, segundo as Séries de Lyman (n=1), Balmer (n=2), Paschen (n=3), Brackett (n=4), Pfund (n=5) e superiores (n>5) [38]. Considerando que a molécula de dióxido de silício seja formada por quatro ligações (Si-O) covalentes e independentes, os fótons inelasticamente espalhados por Stokes para o efeito Raman possuirão energias variando entre 0,74eV e 0,85eV. As transições relativas ao efeito Raman, que originarão fótons com polarização paralela, poderão ser visualizadas no esquema didaticamente simplificado da figura 2.12.

¹¹ Os elétrons excitados com os quais os fótons incidentes colidirão, estarão em níveis instáveis ou metaestáveis de energia.

¹² Durante os espalhamentos, os elétrons somente poderão realizar transições para alguns níveis quantizados e energeticamente inferiores, devido a existirem níveis energéticos proibidos. Na absorção ocorrerão transições para níveis energeticamente superiores.

 ¹³ A classificação das séries, segundo as quais as transições pertencem, é realizada segundo a camada eletrônica ("n") a qual pertencer o nível energético final (E_f) [38].



Figura 2.12 - Diagrama de Grotrian (Simplificado) do SiO, relacionando seus níveis energéticos e as transições de níveis onde ocorre a emissão de fótons com polarização paralela e desvios de freqüências apresentadas na tabela 2.2. Estas transições ocorrem nas séries de Brackett (n=4), Pfund (n=5) e superiores (n>5), e gerarão fótons nas bandas ópticas "S", "C", "L" e "U".

Estes fótons, espalhados ou não, são analisados através de aparelhos chamados espectrógrafos [18-19,44], verifica-se que a maior parte dos fótons não é espalhada, ou é elasticamente espalhada, portanto coincidem com o espectro do bombeio [44] (f_p), possuem deslocamento espectral nulo ($\Delta f=0$) e se concentram em uma ampla e intensa linha ou raia central (referencial), chamada de linha ou raia de Rayleigh. Existem também as linhas de Stokes e Anti-Stokes, que são mais finas, estão simetricamente espelhadas [8], e geralmente possuem intensidades inversamente proporcionais às distâncias para raia de Rayleigh. Porém, os formatos e intensidades das raias de Stokes e Anti-Stokes não são similares, devido a menor intensidade das raias de Anti-Stokes [11,19,27] (Figuras 2.13 e 2.14), originado pela necessidade de um não-usual elevado fluxo de fótons [8] para promover e manter os elétrons previamente excitados [8,11,27].

Tradicionalmente, classificam-se os espalhamentos em função de sua elasticidade e da freqüência de Stokes gerada. Quando não há deslocamento de freqüência ($\Delta f_i=0$), é gerado o espalhamento elástico de Rayleigh. Caso contrário, havendo deslocamento de freqüência, as ondas de Stokes e Anti-Stokes originam o espalhamento inelástico de Brillouin ($0 < \Delta f_i < 0,3$) [THz] [16,44], e o espalhamento inelástico de Raman ($0,3 < \Delta f_i < 30$) [THz] [44].



Figura 2.13 - Análise espectral do Tetracloreto de Carbono (CCl₄) líquido¹⁴ excitado através de um Laser de argônio (λ =487,99nm). Mostrando: (A) A raia (de Rayleigh) do argônio (λ =487,99nm) [19]. (B) As raias de Anti-Stokes, Rayleigh e Stokes [19]. (C) Seus respectivos gráficos com os picos de intensidade [19]. (D) Os movimentos vibratórios do Tetracloreto de Carbono (CCl₄) mediante a excitação por uma onda (pico) de Stokes [19,45,47], apresentando os seguintes modos vibratórios (da esquerda para direita): estático (sem movimentação), dobramento, dobramento, estiramento simétrico, estiramento assimétrico, e estiramento assimétrico [45,47].

A análise espectral de substâncias ou moléculas observadas no espectrógrafo pode ser simplificada, considerando suas raias espectrais como linhas (impulsivas) centradas em seus valores de intensidades máximas (valores de pico), esta representação é denominada Espectro simplificado do espalhamento [27], e visualizado na figura 2.14.



Figura 2.14 - Espectro simplificado do espalhamento do bombeio (f_p) , exibindo as freqüências de Anti-Stokes (f_{AS}) , Rayleigh (f_p) e de Stokes (f_S) .

¹⁴ A distribuição das raias do Tetracloreto de Carbono (CCl₄) será utilizada como exemplo de análise espectral (figura 2.13), devido à falta de informação sobre espectrografia do dióxido de silício (SiO₄⁻⁴). Além das similaridades entre suas células unitárias (tetraédrica triangular) e seus gráficos de Stokes [19,45,47], apresentando nove modos normais de vibração, embora possuam números distintos de picos, ocasionados pela existência de mais modos degenerados na molécula de Tetracloreto de Carbono [45,47].

Esta representação é muito útil no planejamento de sistemas ópticos, devido à sua simplicidade e praticidade. Pois, permite a rápida visualização do deslocamento espectral e respectivas estimativas das intensidades do sinal e/ou bombeio e/ou campos espalhados pela molécula do material da fibra ou do dispositivo óptico destes sistemas. Porém, os valores absolutos das energias destes campos espalhados (estado energético final) são obtidos com auxílio da representação quântica das bandas ou níveis de energia, e calculados através da relação entre as energias do fóton incidente (E_p), a inicial (E_i) e a do modo vibratório (E_M) dos elétrons (equações 2.11).

$$E_p = h f_p \tag{2.11a}$$

$$E_s = hf_s = hf_p + E_M - E_i$$
(2.11b)

$$E_{AS} = hf_{AS} = hf_p + E_M + E_i \tag{2.11c}$$

$$E_M = E_{Vibr} + E_{Rot} + E_T \tag{2.11d}$$

onde E_p , E_S , E_{AS} , E_{vibr} , E_{rot} e E_T são as Energias, dos Espalhamentos, de Rayleigh, Inelástico segundo Stokes e Anti-Stokes, Vibratória, Rotacional e Térmica, respectivamente.

O espalhamento inelástico [16] de Raman pode ser interpretado como sendo composto da união dos efeitos corpusculares da Absorção e da Emissão estimulada [25]. Na Absorção, um fóton é absorvido ou aniquilado [5,10], para que sua energia excite um dos modos vibratórios (n) da molécula [20] (E_M) (equação 2.11d), e realize o processo de inversão de população [9], enquanto que na Emissão estimulada, um elétron com inversão de população espalha um fóton incidente, segundo uma onda espectralmente distinta, denominada "onda de Stokes" [9,16,19], mas com direção, fase e polarização análogas [9,37] ao deste fóton.

A intensidade de transferência de potência entre o fóton e a onda de Stokes é regida pela amplificação seletiva [46] representada pelo gráfico espectral do espalhamento (figuras 2.13C, 2.13D, 2.17 e 2.18) de forma análoga à função de transferência em circuitos eletrônicos. Portanto, o fóton incidente perderá potência, segundo o efeito SRL ou SRLS [19], e a onda de Stokes ganhará potência mediante o efeito SRG ou SRGS [19], ambos medidos em decibéis (dB). Porém, a transferência completa de potência nunca será totalmente realizada (SRG \neq SRL), devido à presença de outros fenômenos, como a absorção térmica em um sistema óptico real (SCO), que roubarão parte da potência dos espectros. Caso a onda espalhada de Stokes seja espectralmente análoga a um outro espectro do sistema, haverá aumento do número de fótons deste espectro [37] e, consequentemente, da potência deste espectro. Esta onda de Stokes espalhada propagará pela fibra ou dispositivo ópticos, interagindo com seu meio material, que excitará os modos vibratórios do material, gerará mais fótons e provocará uma reação em cadeia [37]. Esta onda de Stokes espalhada transferência de potência entre fótons incidentes e ondas de Stokes constitui o princípio de funcionamento do Amplificador Raman. Este dispositivo será descrito no capítulo 3.

No sistema óptico, a onda de Stokes e fóton espalhado são denominados "Sinais", enquanto o fóton incidente é denominado "Bombeio" [10]. A interação da onda de Stokes durante o Espalhamento Raman (SRS), faz com que este efeito seja denominado de espalhamento Raman Stokes [12,19,45]. Se os campos absorvidos e espalhados forem coerentes, poderá ser originado o efeito do Espalhamento Raman Anti-Stokes Coerente (CARS) ou do Espalhamento Raman Stokes Coerente (CSRS) [19] (figura 2.15).



Figura 2.15 - Diagrama de níveis de energia dos efeitos (A) CARS e (B) CSRS [19].

A estrutura "amorfa" da fibra óptica [9,27], as propriedades eletromecânicas do dióxido de silício, a intensidade e a sobreposição de modos vibratórios adjacentes [10], além das "sub-bandas" [11,18] energéticas¹⁵, são fatores que permitem transferências de potências do fóton para uma onda espectralmente distinta, em uma contínua [10] e ampla região espectral [9,10,16,27] de aproximadamente 40 THz [2,11-12,16,21,27].

Porém, esta transferência de potência será mais eficiente nas regiões espectrais onde existem picos na curva de transferência de potência do espalhamento [19]. Para fibras SMF de sílica foi constatado que o máximo de transferência de potência entre espectros distintos, ocorre para desvios de freqüências próximos a 13THz [2,5-6,9-12,27].

Além disso, os picos na curva de transferência de potência mostram, que o deslocamento das raias do espectrógrafo é inversamente proporcional à largura de linha do

¹⁵ As "sub-bandas" energéticas [11,18] também são chamadas de níveis rotacionais de energia {número quântico orbital [38] ou azimutal [48] ("l")}, elas são originárias do ligeiro deslocamento dos níveis energéticos (principais) dos elétrons [27-28] pelas energias térmicas (E_T) e rotacionais (E_{rot}).

bombeio, devido à freqüência de deslocamento de primeira ordem de Stokes ser superior à de ordens superiores de Stokes [21]. Este efeito já havia sido comprovado experimentalmente por C. V. Raman, ainda na década de 1920 [27].

Portanto, as curvas originárias do espalhamento dos fótons pelos modos vibratórios (n) e rotacionais (l) (figuras 2.16), que possuem diferentes formatos, amplitudes e deslocamentos espectrais, que serão combinadas espectralmente segundo o princípio da superposição das ondas [37], originando um formato de curva (onda) com padrão complexo, o qual não se assemelha com os formatos das curvas que lhe gerou [37].



Figura 2.16 - Esquema simplificado do espalhamento devido transições entre estados eletrônicos superiores e inferiores (Princípio de Frank-Condon) [56], destacando a influência dos níveis vibratórios (n) e rotacional (l) no Gráfico da intensidade da transferência de potência (Curva de ganho). Onde r é a distância intramolecular.

As informações experimentais (tabela 2.2) e teóricas apresentadas anteriormente, permitem realizar uma análise do comportamento das ondas de Stokes numa determinada faixa de freqüência, os efeitos do deslocamento de freqüência e as intensidade de transferência de potência que estas ondas exercem sobre sinais alocados nesta faixa. Com base nestas informações, é possível traçar um gráfico que represente a intensidade de absorção ou transferência de potência do espalhamento inelástico das ondas de Stokes, o qual será dependente do tipo de guia de onda óptico [9,11] (figura 2.17A), de sua composição e de seus dopantes [7,11-13,16,20,49,53] (figura 2.17B), e da polarização dos campos propagantes

[11,14,20] neste guia (figura 2.17C). Este gráfico é conhecido nos sistemas de comunicações ópticos como "Curva do ganho Raman"¹⁶ [9,11,13-14,20-21,27] desde 1973 [33].



Figura 2.17 - Gráficos das curvas do ganho Raman, segundo: (A) tipo de fibra [11], (B) sua composição [20], (C) polarização dos fótons [11]. Os gráficos foram normalizados segundo o modo longitudinal da curvado ganho Raman da fibra SMF composta de dióxido de silício (SiO₂).

Portanto, a amplificação Raman pode ser obtida através das ondas de Stokes [11] e Anti-Stokes. Ou seja, poderia utilizar lasers de bombeio com freqüências superiores em um nível estável, para intensificar sinais com freqüências inferiores através das ondas de Stokes através do efeito CSRS, ou utilizar lasers de bombeio com freqüências inferiores em um nível instável (estados excitados) [8,46], para intensificar sinais com freqüências superiores através das ondas de Anti-Stokes através do efeito CARS. Porém, a superioridade populacional do estado fundamental frente aos estados excitados, faz com que as ondas de Stokes sejam mais intensas que as ondas Anti-Stokes [46]. Por este motivo, normalmente utilizam-se as ondas de Stokes [46] e desprezam-se as ondas de Anti-Stokes [11,27], durante o planejamento dos Amplificadores Raman destinados a sistemas ópticos (SCOs).

Além disso, as transferências de potências entre campos eletromagnéticos distintos são influenciadas pela ortogonalidade de seus ganhos, principalmente em fibras mantenedora de polarização (PMF) e/ou se os campos estiverem alocados no principal e mais intenso pico da Curva de ganho Raman, que possui desvios de freqüência (f_S) entre 6 e 16 THz. Neste caso, a transferência de potências segundo a curva de polarização paralela será muito mais intensa

¹⁶ O gráfico do espalhamento inelástico das ondas de Stokes; também chamado "Curva do ganho Raman" [9,11,27,14,13,20,21], foi primeiramente medido e descrito em fibras de sílica por H. R. Stolen e E.I. Ippen [14,21] em 1973, através do artigo "*Raman Gain in Glass Optical Waveguides*", publicado na "*Applied Phisycs Letters* volume 22, número 6" [33].

que sob a curva de polarização perpendicular, a qual poderá ser desprezada na análise para elaboração do amplificador. Porém, se os campos estiverem alocados fora deste pico, as intensidades das curvas de polarização paralela e perpendicular do ganho Raman terão mesma ordem de grandeza, e ambas serão representativas para transferência de potência. O uso de fibras despolarizadas ou fibras não-mantenedoras de polarização [14,12] embaralham as curvas de ganho, para reduzir a dependência do ganho com a polarização. Entretanto, a superioridade da intensidade do pico principal e a alocação preferencial dos espectros neste pico, priorizam a utilização apenas da curva de ganho Raman do modo longitudinal (polarização paralela) em cálculos e projetos de Amplificadores Raman nos sistemas ópticos.

As informações expostas nesta seção suporiam que o Amplificador Raman mais eficiente seria realizado através dos modos longitudinais das fibras compensadoras de dispersão (DCF), devido à superioridade de seus coeficientes de ganho em relação aos da fibra Padrão (SMF) [9] conforme pode ser observado na figura 2.17A. Porém, os coeficientes de dispersão extremamente negativos das fibras DCF distorcem o pulso, fazendo com que a parte anterior do pulso propague com maior velocidade que a parte posterior. Este efeito "fechará o olho" no gráfico do Diagrama de olho [27] (EOP) e tornará inviável o sistema WDM que utilizem somente as fibras DCF em seu meio de transmissão.

A fibra SMF é a mais utilizada em redes ópticas e possui menores coeficientes de ganho e de dispersão, portanto provocará menor dispersão nos sistemas WDM. Estes motivos determinaram a escolha da curva do ganho Raman em fibras SMF (figura 2.18) para análise e projeto de Amplificadores Raman para sistemas ópticos (SCOs) WDM, como será realizado no capítulo 4 para a rede GIGA.



Figura 2.18 - gráfico do ganho Raman para modo longitudinal em fibras padrão (SMF) [11].

Referências do capítulo 2.

- CHERNIKOV, S. V.; et al. Broadband Raman gain characterisation in various optical fibres. [Stevenage (GBR)]: Electronics Letters v. 37, p. 1437-1439, 22 Nov 2001.
- [2] BORGHESI Jr.; L. M.; NABAS, K. K. H.; KALINOWSKI, H. J. Análise para Implantação de WDM em Enlaces Ópticos existentes frente a efeitos de SRS e FWM. In: X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, 2002, Anais, [Recife], 2002.
- [3] Application related aspects of optical amplifier devices and sub-systems (ITU-T Recommendation G.663). Geneva (CHE): International Telecommunication Union (ITU), 2000.
- [4] ABREU, F. Sistemas DWDM-Dense Wavelength Division Multiplexing. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.
- [5] PINTO, A. H. M. N. Análise e Optimização de sistemas de comunicação ópticos baseados em solitões. Aveiro (PRT): Universidade de Aveiro, 1999.
- [6] HODŽIĆ, A. Investigations of high bit rate optical transmission systems employing a channel data rate of 40 Gb/s. Berlin (DEU): Fakultät Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität Berlin, 2004.
- [7] SOUZA, J. R., HARBOE, P. B. Efeitos não-lineares em fibras óticas e suas implicações em sistemas de comunicações óticas: Espalhamento Raman Estimulado. Rio de Janeiro: Pontificia Universidade Católica (CETUC-PUC/RJ), 1997.
- [8] BALDWIN, G. C. An introduction to nonlinear optics. New York, NY (USA): Plenum Press, 1969.
- [9] AGRAWAL, G. P. Fiber-Optic Communication Systems, 3rd Ed., New York, NY (USA): John Wiley & Sons, 2002.
- [10] AGRAWAL, G. P. Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed., San Diego, CA (USA): Academic Press, 1995.
- [11] AGRAWAL, G. P.; HEADLEY, C. Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems. San Diego, CA (USA): Elsevier Academic Press, 2005.
- [12] ISLAM, M. N. Raman Amplifiers for Telecommunications 1-Physical principles. New York, NY (USA): Springer-Verlag New York, Inc., 2004.
- [13] JIAO, H. Review: Raman Amplifier, Electrical and Computer Engineering Department, [Baltimore, MD (USA)]: University of Maryland Baltimore County, [200-?].
- [14] ISLAM, M. N. Raman amplifiers for telecommunications, IEEE Journal Select. Topics of Quantum Electronics, vol. 8, p. 548-559, 2002.
- [15] WAN, P.; CONRADI, J. Impact of double Rayleigh backscatter noise on digital and analog fiber systems. Journal of Lightwave Technology, v. 14, p. 288-297, 3 Mar 1996.
- [16] BILLINGTON, R. Measurement Methods for Stimulated Raman and Brillouin Scattering in optical fibres. NPL Report COEM 31, [London (GBR)], 1999.
- [17] NEVES, Shirley P.; et al. SRS and XPM in multiamplified optical systems with DS fibers in 10Gb/s. In: Microwave and Optoelectronics Conference, 1999. SBMO/IEEE MTT-S, APS and LEOS. IMOC '99. International. Rio de Janeiro, 1999. V. 2 p. 355-358.
- [18] GIOZZA, W. F.; CONFORTI, E.; WALDMAN, H. Fibras Ópticas Tecnologia e Projeto de Sistemas. São Paulo: Makron Books do Brasil, 1991.

- [19] LONG, D. A. The Raman effect, A unified treatment of the theory of Raman scattering by molecules; [S.I.] (GBR): John Wiley & Sons, LTD, 2002.
- [20] KANG, Y. Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types. [Blacksburg, VA (USA)]: Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [21] LIU, K.X.; GARMIRE, E. Understanding the formation of the SRS Stokes spectrum in fusedsilica fibers. [S.1.]: IEEE Journal of Quantum Electronics, v. 27, p. 1022-1030, 4 Apr 1991.
- [22] LIU, X.; LEE, B. A fast and stable method for Raman amplifier propagation equations. Optics Express 11, [S.l.], p. 2163-2176, 2003.
- [23] PALAIS, J. C. Fiber Optic Communications-4th Edition. [New Jersey, NJ (USA)]: Prentice Hall, Inc, 1998.
- [24] PROCOPIO, C. A. S. Análise de estruturas ópticas integrada usando o Método da Propagação do Feixe (BPM). Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.
- [25] SILVA Jr., D. N.; TABINI, R. Fibras ópticas. São Paulo: Érica Editora LTDA, 1990.
- [26] LEE, D.L. Electromagnetic Principles of Integrated Optics. New York, NY (USA): John Wiley & Sons. 1986.
- [27] CANI, S. P. N. Análise de sinais em Amplificadores Raman. Vitória: Universidade Federal do Espírito Santo, 2003.
- [28] ROTTWITT, K.; Nissov, M.; Kerfoot, F. Detailed analysis of Raman amplifiers for long haul transmission. Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998, [San Jose, CA (USA)]: Technical Digest, p. 30-31, 22-27 Feb 1998.
- [29] CANI, S.P.N.; et al. Raman Amplifier performance of dispersion compensating fibers. In: Microwave and Optoelectronics Conference, IMOC 2003. [Foz do Iguaçu]. Proceedings of the 2003 SBMO/IEEE MTT-S International, 2003. v.2, p. 553-558.
- [30] REEVES-HALL, P. C.; et al. Picosecond soliton pulse-duration-selectable source based on adiabatic compression in Raman amplifier. [Stevenage (GBR)]: Electronics Letters, v. 36, p. 622-624, 30 March 2000.
- [31] KNUDSEN, S.N.; GRUNER-NIELSEN, L. New fibers for future telecommunication systems. IN: Lasers and Electro-Optics Society, 2000, Rio Grande (PRI), Annual Meeting. LEOS 2000. 13th Annual Meeting. IEEE, v. 1, p. 338-339.
- [32] LEWIS, S.A.E.; Chernikov, S.V.; Taylor, J. R. Broadband high-gain dispersion compensating Raman amplifier. [Stevenage (GBR)]: Electronics Letters v. 36, p. 1355-1356, 3 Aug 2000.
- [33] FERNANDES, L. F. C. Amplificadores Raman-Tutorial. Teleco. Disponível em: http://www.teleco.com.br/tutoriais/tutorialraman/default.asp. Acesso em: 10 fev 2006.
- [34] FREZ CLEMENTE, I. A., MARQUEZ ASTORGA, F. J. Tecnología de dispositivos WDM. Valparaíso (CHL): Universidad Técnica Federico Santa Maria, 2004.
- [35] ROTTWITT, K.; et al. Distributed Raman amplifiers for long haul transmission systems. Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1998. IEEE, 1998, [Orlando, FL (USA)], v. 2, p. 251-252.
- [36] LEWIS, S. A. E.; CHERNIKOV, S. V.; TAYLOR, J. R. Rayleigh noise suppression using a gain flattening filter in a broadband Raman amplifier. In: Optical Fiber Communication Conference, 2000. [Baltimore (USA)], 2000. v. 4, p. 109-111.
- [37] HALLIDAY D.; RESNICK R.; WALKER, J. Fundamentos de Física 4^a edição, Vol. 2 e 4, Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos S. A., 1996.

- [38] TIPLER, P. A. Física Volumes 2 e 3 4^a Edição. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos S. A., 2000.
- [39] DINI, D.; MAZZALI, C.; FRAGNITO, H. L. Amplificação óptica em fibras dopadas com Érbio. IV Escola de Verão Jorge André Swieca, v. 3 - Cursos Experimentais, [Campinas]: UniCamp, p. 1-26, 1994.
- [40] Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers (ITU-T Recommendation G.692). Geneva (CHE): International Telecommunication Union (ITU), 2005.
- [41] CARLSON, A. B. Sistema de comunicação. São Paulo: McGraw-Hill, 1981.
- [42] KENNEDY, G. Electronic communication systems. New York, NY (USA): McGraw-Hill, 1981.
- [43] LATHI, B. P. Introducción a la teoría y sistemas de comunicación. Cidade do México: Editorial Limusa, 1978.
- [44] REZENDE, S. M. Ressonância ferromagnética e ondas de spin. Recife: Universidade Federal de Pernambuco, 1999.
- [45] UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ. Disponível em: . Acesso em 31 mai 2004.
- [46] MILLEN, R. P.; Faria D. L. A.; Temperini, M. L. A. Modelos para dispersão Raman em polímeros conjugados. Química Nova, São Paulo, vol. 28 n. 2, Mar./Apr. 2005.
- [47] GRUPO DE FÍSICA DE MATERIAIS DA AMAZÔNIA. O Efeito Raman. Belém: Universidade Federal do Pará. Disponível em: http://www.cultura.ufpa.br/mestfis/raman.html>. Acesso em 16 dez 2005.
- [48] FELTRE, R. Química volume 1-Química Geral. São Paulo: Editora Moderna, 2000.
- [49] WILLIAMS, Q. Infrared, Raman and Optical Spectroscopy of Earth Materials. Mineral Physics & Crystallography: A handbook of physical constants, AGU, [Washington, DC (USA)]: American Geophysical Union, 1995.
- [50] GOTWALS, R. R. Visualizing the vibrations of water, [Durham, NC (USA)], [199-?]. Disponível em: http://www.shodor.org/chemistry/watervibCS.pdf>. Acesso em: 10 fev 2006.
- [51] NELI, R. R. Desenvolvimento de micro-estruturas mecânicas sobre o silício através da corrosão do substrato pela superfície. Campinas: UniCamp, 2002.
- [52] AY, F.; AYDINLI, A. Comparative investigation of hydrogen bonding in silicon based PECVD grown dielectrics for optical waveguides. Optical materials, v. 26, p. 33-46, 2004.
- [53] McMILLAN, P. Structural studies of silicate glasses and melts-applications and limitations of Raman spectroscopy. American Mineralogist, [Chantilly, VA (USA)], v. 69; n. 7-8; p. 622-644, August 1984.
- [54] OTHMER, D. F. Encyclopedia of chemical technology 2nd ed., v. 18. New York, NY (USA): John Wiley & Sons Inc., 1969.
- [55] FLOR, J.; DAVOLOS, M.R.; JAFELICCI Jr., M. Estudo de alguns efeitos na precipitação de partículas esféricas de sílica via microemulsão inversa. Revista Eclética Química, São Paulo, v. 27, n. Sp., p. 329-351, 2002.
- [56] ALCACER, L. Determinação da estrutura molecular, espectroscopia, difração de raio X. [Lisboa (PRT)]: Instituto Superior Técnico (IST), [S.I] 2005.

3 - Amplificadores Raman.

Nas últimas décadas, a transmissão digital de dados tem crescido vertiginosamente [1], originando pesquisas em tecnologias que suportassem tal crescimento. Estas pesquisas resultaram na descoberta de novas técnicas e dispositivos ópticos [1], além das gerações dos sistemas ópticos [2], que aumentavam a capacidade do sistema mediante o incremento das taxas em pulsos multiplexados no tempo (OTDM) e/ou das potências dos sinais. Porém, esta estratégia evidenciou efeitos não-lineares [3] prejudiciais ao sistema. A redução da influência destes efeitos sobre os sistemas, aumento da capacidade das redes [4], entre outros, foi obtida agrupando os sinais segundo uma multiplexação mista "de tempo" [5] com "em comprimentos de onda¹⁷", denominada "Multiplexação por divisão do comprimento de onda" (WDM) e representada pelas multiplexações DWDM, WWDM e CWDM.

Esta técnica recolocou a atenuação na fibra como um dos principais limites dos sistemas. Esta atenuação foi combatida através de constantes conversões óptico-eletro-óptico (O-E-O) e regenerações eletrônicas 3R [2], e posteriormente, mediante o uso de amplificadores ópticos dopados.

Após o desenvolvimento de novos dispositivos, sistemas e lasers de alta-potência [1-2,6], foi possível aumentar a quantidade de canais amplificados simultaneamente¹⁸ utilizando Amplificadores Raman. A partir de 2002, os sistemas WDM [6-7] de alta capacidade sobre longas distâncias (LH ou ULH) [8] têm progressivamente utilizado Amplificadores Raman de "banda larga" [1,9] com ganho plano [7], cujos parâmetros do projeto: a quantidade, a freqüências e as potências dos sinais e bombeios, constituem o "Problema reverso do amplificador" [7,10], e podem ser obtidos através da solução numérica de equações de propagação dos espectros, utilizando algoritmos robustos e elaborados [10].

¹⁷ A "Multiplexação em comprimentos de onda" é análoga a da Freqüência (FDM) e aloca portadoras espectrais aos pulsos multiplexados no tempo (OTDM).

¹⁸ Esta e algumas outras características do Amplificador Raman serão apresentadas na seção 3.2.

3.1 - Amplificadores Ópticos.

Os Amplificadores ópticos são dispositivos do sistema de comunicações ópticos, que amplificam ou compensam a atenuação [4] do meio de transmissão, fornecendo ganho de potência para sinais propagantes em um meio óptico, como um guia de onda dielétrico. Podendo ser elaborados através de fibras ópticas (OFA) [11-12], ou em guias de ondas dielétricos "ensanduichado" entre camadas periféricas com menores índices de refração (OWGA) [12].

Os Amplificadores ópticos em guias de ondas (OWGA) são classificados segundo a dopagem de seu guia, em Amplificadores ópticos dopados (EDWA) [12] e não-dopados (TWSLA ou SOA) [11-12]. Através destes dispositivos, são produzidos os Amplificadores ópticos integrados.

Porém, devido ao enfoque deste trabalho, serão analisados apenas os Amplificadores ópticos baseados em fibras ópticas (OFA), os quais podem ser alocados em qualquer ponto do meio de transmissão (figura 3.1), sendo esquematicamente representado por um triângulo com seu vértice apontando o sentido de propagação dos sinais (figura 3.1 e 3.2B). Eles foram incorporados à topologia dos sistemas ópticos a partir dos Sistemas ópticos de quarta geração, através dos Amplificadores EDFA [2], enquanto que os Amplificadores Raman foram utilizados nos Sistemas de quinta geração [2].



Figura 3.1 - Topologia de um sistema óptico e localização de seus Amplificadores ópticos.

Na realidade, os amplificadores não são dispositivos discretos, sendo compostos de diversos elementos, possuindo essencialmente um tipo de fibra, acopladores, conectores, lasers de bombeio, e podendo conter atenuadores, chaves ópticas, circuladores, despolarizadores, filtros, isoladores, multiplexadores ou combinadores (*pump combiners*) [13], polarizadores, entre outros (figura 3.2A).



Figura 3.2 - (A) Esquema topológico dos dispositivos que poderiam ser utilizados na formação de um Amplificador óptico. (B) Esquema de um Amplificador óptico em um sistema/enlace óptico.

Estes Amplificadores ópticos a fibra (OFA) podem ser classificados em amplificadores ópticos dopados e não-dopados, segundo a dopagem de sua fibra.

Os Amplificadores ópticos dopados são classificados segundo seu material dopante (terra rara) [4,11], existindo assim os amplificadores ópticos¹⁹ EDFA [4,6,12], TDFA [12], EYDFA [12], PDFFA [4,12], TDFFA [12], entre outros.

Os Amplificadores ópticos não-dopados são classificados e elaborados segundo efeitos não-lineares que realizam transferência de potências para os sinais, como o FWM [2,14], o SBS [2,15], o SRS [2,14-15] e o XPM [15].

¹⁹ Veja no glossário, a definição das siglas dos Amplificadores dopados.



Figura 3.3 - Bandas de operação de diversos amplificadores ópticos não necessariamente dopados, referenciadas segundo os parâmetros de atenuação e dispersão de diversas fibras [11].

A transferência de potência nestes amplificadores dependerá do tipo, composição e dopantes de fibra óptica do amplificador, além dos efeitos não-lineares excitados em seu interior. Estas características determinarão o formato, a largura de banda e a amplitude (pico do valor do ganho) da curva de transferência de potência, que é chamada de curva de ganho para sistemas ópticos.

Esta curva determinará a janela de operação ou banda óptica para utilização de um amplificador [4], conforme apresentado na figura 3.3. Usualmente empregam-se os amplificadores EDFA e TDFA para operarem na banda "C" [11] e "L", respectivamente. Enquanto, o Amplificador Raman poderia ser utilizado em quaisquer janelas ópticas, mediante a uma escolha adequada dos bombeios.

Esta ampla largura de banda de operação, as características, vantagens apresentadas na seção 3.2, e aplicabilidade do Amplificador Raman em sistemas ópticos de longa distância, aliado ao fato de se destacar comercialmente entre os amplificadores baseados em efeitos nãolineares [12,16], motivaram a análise dos Amplificadores Raman, que será realizada nas próximas seções deste trabalho.

3.2 - Incentivos ao uso do Amplificador Raman.

Nos sistemas ópticos (SCOs), os Amplificadores Raman (FRA) atuam como compensadores de atenuação [2], transferindo potência dos bombeios para os sinais [4] e aumentando o ganho líquido (NG). Além destas características, podem-se relacionar outras vantagens em seu uso:

- Podem ser empregados em sistemas operando em quaisquer taxas de transmissão [4], inclusive, amplificando simultaneamente vários canais [4] de Sistemas DWDM [6] com altas taxas de transmissão.
- Transferência virtualmente instantânea de potência entre bombeios e sinais, chegando a ser inferior a "dez femtosegundos" (t < 10 fs) [1,8].
- Possui arquitetura mais flexível [1,4] e simples [1,4,17], utilizando menos dispositivos ópticos.
- Pode ser usado indistintamente em todas as fibras ópticas existentes nas redes de telecomunicações [1,6,17-18]. Inclusive nas fibras padrão (SMF) de sistemas ópticos antigos [18]. Portanto, não necessitando maiores investimentos, como substituição de cabos de fibras.
- Permite que os sistemas ópticos operem com longos enlaces não-regenerados [6].
- Reduzem os custos de implantação e manutenção de sistemas WDM.
- Possuem amplificação mais uniforme ao longo do enlace óptico [6], através de um ganho Raman mais plano [18], que poderá ser ajustado [1,4,7,10,17] ou adequado, mediante a utilização de bombeio alocados em comprimentos de onda específicos [6-7,10,15,17-18]. Portanto possui maior escalabilidade.
- Pode operar como amplificador de banda larga [18], permitindo ganho em uma ampla região espectral [2,11,19-20] variando de 300nm até 2.000nm [1,6]. Portanto, poderá cobrir toda faixa espectral das comunicações ópticas.
- Permite o uso de Sólitons [6,11].
- Reduzem os efeitos não-lineares, devido à menor intensidade de potência concentrada na fibra [6]. Pois os sistemas ópticos podem operar utilizando sinais com menores níveis de potências [6].
- Adicionam menos ruído ao sistema [4], melhorando a figura de ruído [6,18,20] em relação aos amplificadores dopados [11].
- Possui potência de saturação de aproximadamente 1W [11,19] ou 30dBm, valor que é muito maior que quaisquer outros amplificadores ópticos [19].

3.3 - Teoria.

Conforme mencionado na seção 3.1, os Amplificadores ópticos Raman são dispositivos do sistema de comunicação óptica (SCO) que possuem a função de prover ganho de potência, amplificando o sinal ou compensando a atenuação [4,13], eles foram incorporados à topologia dos sistemas a partir da quinta geração dos Sistemas ópticos [2], tornando-se comercialmente disponível a partir do ano 2000 [1].

Os Amplificadores Raman destinados a sistemas de longa distância podem ser elaborados em guias de ondas de pastilhas dielétricas (SOA) ou em fibras ópticas (OFA). Porém, devido a maior parte destes sistemas utilizar somente Amplificadores OFA. Por este motivo, o enfoque deste trabalho estará pautado na análise e aplicabilidade dos Amplificadores Raman baseados em fibras ópticas (OFA) destinados a estes sistemas ópticos.

O Amplificador Raman (RA) nos sistemas ópticos é usualmente chamado de "Amplificador Raman em fibra" (FRA) [16,21-22]. Topologicamente é formado por lasers de alta potência [13], que são chamados de bombeios ou lasers de bombeio, alguns dispositivos ópticos (figura 3.2A), e as fibras ópticas²⁰ do sistema. Estas fibras estão alocadas no meio de transmissão [6,21] e/ou em *rack* de distribuidores geral óptico (DGO), e podem ser do tipo DCF [1,4,18,20-23], DFF [20], DSF [1,4,12,18,20,22], EDF [24], IDF [23], NZDSF [4,18,22], PMF, RDF [18], REDF [25], SC-DCF [26], SMF [1,4,16,18,20-22], ZWPF [9], entre outras. Pois, o efeito Raman ocorre em todos os tipos de fibras [1,15,18].

Os bombeios poderão ser "múltiplos" (MW-FRA) [7], quando existem vários lasers com freqüências distintas²¹, ou poderá ser "único", quando existe apenas "um" laser com somente uma freqüência²¹. A elevada intensidade da potência fornecida por estes lasers de bombeio [27] excitará efeitos não-lineares nestas fibras. Inclusive o espalhamento Raman estimulado (SRS), que transferirá parte da potência do bombeio para sinais espectralmente alocados na faixa de freqüências de Stokes (f_s) ou faixa de ganho Raman, e aumentará o número dos fótons e a potência destes sinais, conforme descrito na seção 2.5.1.

O Amplificador Raman no sistema poderá aparecer topologicamente isolado, em cascata [6] ou associado a outros amplificadores para formar os amplificadores híbridos [1].

²⁰ Embora o efeito Raman (SRS) seja excitado em todos os tipos de fibras [18,1,15], ele somente é comercialmente explorado em alguns tipos destas fibras. Suas siglas devem ser consultadas no glossário.

²¹ O número de espectro dos lasers de bombeios está relacionado à freqüência central (f_i) de seus espectros e não a todos os espectros (freqüências) contidos dentro da sua "largura de linha" (figura 2.16). Os bombeios que possuem mais de um laser ou freqüência central (MW-FRA) poderão ser utilizados para obtenção de curvas de ganho com características especiais, conforme será descrito na seção 3.4.3.

Um Amplificador Raman é considerado topologicamente Isolado (figura 3.4A) quando existe somente "um" amplificador Raman (FRA) no enlace entre o transmissor e o receptor. Ele é considerado topologicamente Cascateado (figura 3.4B) quanto existem múltiplos Amplificadores Raman (FRA) em série, sob a forma de cascata no enlace e separados por distâncias (L) não necessariamente regulares. Portanto, para que o sinal atinja o final do enlace, ele deverá atravessar seqüencialmente todos os amplificadores (FRA), recebendo determinado ganho de potência a cada estágio.

Um Amplificador é considerado Híbrido (figura 3.4C) quanto existe mais de um tipo de amplificador em um enlace [15]. O tipo comercial mais usual é obtido, através da associação do Amplificador Raman (FRA) com o Amplificador dopado a érbio (EDFA) [6,12]. Onde cada amplificador desempenha uma função específica, sendo o Amplificador EDFA responsável por fornecer alto ganho aos sinais, enquanto o Amplificador Raman compensará as perdas por atenuação durante a propagação dos sinais na fibra.



Figura 3.4 - Esquema da configuração do Amplificador Raman em um sistema óptico, quando o mesmo aparece (A) isolado, (B) múltiplos (cascateados) e (C) Híbrido.

Os Amplificadores Raman (FRA) também podem ser alocados em diferentes posições do enlace de um sistema óptico [4] (figura 3.1), segundo as funções que estes amplificadores desempenharão neste sistema. Esta alocação os classificará como amplificador de potência, amplificador de linha ou pré-amplificador [2,4,11-12], conforme exemplificado nas figuras 3.1 e 3.5.

O Amplificador Raman é considerado um amplificador de potência ou *Booster* (BA) [28] quando seu bombeio está alocado próximo do transmissor óptico (figura 3.5A), trabalha com potências próximas da saturação [28] e possui a função de promover grande amplificação inicial ao sinal antes de ser transmitido. Ele é considerado como sendo um amplificador de linha (ILA) quando seu bombeio está alocado no meio de transmissão em uma posição intermediária do enlace [28] (figura 3.5B), e será usado para compensar as perdas devido à atenuação do sinal. E finalmente, ele é considerado um Pré-amplificador (PA) [28] quando seu bombeio está alocado pouco antes do fotodiodo (figura 3.5C), e será usado para amplificar o sinal que chega ao receptor, para tornar a potência deste sinal superior à sensibilidade [28] deste dispositivo.



Figura 3.5 - Configuração do Amplificador Raman em um sistema óptico, operando como (A) amplificador de Potência, (B) amplificador de Linha e (C) Pré-amplificador.

Também se classificam os amplificadores conforme a potência dos bombeios é transferida aos sinais no interior do enlace do sistema óptico, sendo esta transferência realizada de modo concentrado (LRA) e distribuído (DRA).

O Amplificador Raman Concentrado (LRA) [6] possui aproximadamente cinco quilômetros de fibras óptica [18] encapsuladas e instaladas em um *rack* de um DGO ou em uma caixa [18] de uma estação do sistema (SCO). Ele deverá prover alto ganho de potência ao sinal, para permitir que o sinal possua potência suficiente para ser captado e reconhecido pelo receptor, após sua propagação pelo enlace do sistema.

Porém, este aumento de intensidade de potência poderá excitar efeitos não-lineares, caso os sinais atinjam o amplificador com níveis elevados de potência ou poderá provocar maior interferência dos ruídos, caso os sinais estejam muito tênues (baixos níveis de potência) ao atingir o amplificador. Isto fará o sinal excursionar entre as regiões de não-linearidade detrimental, próximo aos amplificadores, e a região de ruído, próximo ao estágio seguinte de amplificação ou ao receptor [4] (figuras 3.6 e 3.8). Se os amplificadores pertencerem a um sistema óptico sem regeneração (que não sejam "3R"), os ruídos não serão eliminados, e serão

incorporados, juntamente com novas parcelas de ruído, ao sinal a cada estágio de amplificação, reduzindo assim a OSNR [2].



Figura 3.6 - Distribuição da potência de um sinal alocado na banda "S+" em um amplificador LRA cascateado²² com ganho de 50dB a cada enlace de 50km.

O Amplificador Raman Distribuído (DRA) [6,18] usualmente possui mais de quarenta quilômetros de fibras [18], topologicamente localizadas ao longo do enlace do sistema óptico. Portanto, não está confinado em um *rack* de uma estação repetidora (Tx-Rx) ou regeneradora. Ele fornece amplificação continua e de moderada intensidade aos sinais ao longo dos enlaces, permitindo que a potência de saída do sinal seja superior à sensibilidade do fotodiodo, sem fazer com que estes sinais excursionem pelas regiões de não-linearidade detrimental e de ruído. Este fato permitirá que este amplificador obtenha melhor relação sinal-ruído óptica (figuras 3.7 e 3.8).



Figura 3.7 - Distribuição da potência do sinal em um amplificador DRA²² com quatro bombeios (distribuídos) co-propagantes de 26,99dBm (500mW) a cada 50km.

²² Simulação realizada pelo código numérico Raman.f, utilizando os dados de perdas espectrais de uma fibra SMF produzida em 1979. Estes dados estão reunidos no gráfico da figura 2.15 do livro Fiber-Optic Communications Systems - G. P. Agrawal [2].

Pode-se realizar uma comparação entre as funcionalidades e aplicabilidade dos amplificadores concentrados e distribuídos (figura 3.8). Os Amplificadores concentrados (LRA) provêm ganhos reais e imediatos aos sinais, embora possa fazê-los excursionar entre as regiões de não-linearidade detrimental e a de ruído. Para evitar este problema, utiliza-se este amplificador principalmente para prover ganho para sinais tênues na entrada (BA) ou na saída (PA) do enlace. Os Amplificadores distribuídos (DRA) normalmente operam na região de não-linearidade, que é a região de excitação do efeito Raman (SRS). Como as potências de seus sinais não atingem as regiões de não-linearidade detrimental e a de truído, estes sinais não serão degradados pelos efeitos inerentes a estas regiões. Esta característica o qualifica para operar como Amplificador de linha (ILA) para combater a atenuação dos canais ao longo do enlace, e prover melhor relação sinal-ruído.



Figura 3.8 - Distribuição das potências²³ do sinal co-propagante ($\lambda = 1426$ nm) nas regiões de Ruído, Linear, não-linear e não-linear detrimental, em amplificadores DRA e LRA com múltiplos bombeios co-propagantes de 4,5W a cada 10km. As potências dos bombeios, as larguras e os limites entre estas regiões são puramente hipotéticos, sendo usados nesta figura, para ilustrar a diferença da distribuição de potências no interior de Amplificadores DRA e LRA.

²³ Simulação realizada pelo código numérico Raman.f, utilizando os dados de perdas espectrais de uma fibra SMF produzida em 1979. Estes dados estão reunidos no gráfico da figura 2.15 do livro Fiber-Optic Communications Systems - G. P. Agrawal [2].

Os efeitos não-lineares atuando sobre os sinais podem determinar regiões de operação para o Amplificador Raman. O Espalhamento Raman (SRS) delimita "Quatro" regiões de operação, as quais possuem as seguintes características:

- Ruído Região que não permite a correta amostragem do sinal pelo receptor, devido à proximidade das potências do sinal com os níveis de potências dos ruídos.
- Linear Região abaixo da potência limiar de excitação (P_{thR}) do efeito Raman (SRS), Permite a correta amostragem do sinal pelo receptor.
- Não-linear Região acima da potência limiar de excitação (P_{thR}) do efeito Raman (SRS), e abaixo da potência de saturação do amplificador. Esta região promove a amplificação do sinal e permite a correta amostragem do sinal pelo receptor.
- Não-linear detrimental Região acima da potência limiar de excitação (P_{thR}) do efeito Raman (SRS) e da potência de saturação do amplificador. Esta região propicia a excitação do efeito Raman (SRS) e de outros efeitos não-lineares. Estes últimos poderão corromper o sinal e/ou gerar componentes espúrias que prejudicarão a correta amostragem do sinal pelo receptor.

Porém, a maioria das referências consultadas considera apenas a existência de "Três" regiões de operação, formada pelas regiões Ruído, Linear e Não-linear, sendo a região Linear formada pelas regiões Linear e Não-linear, e a região Não-linear seria a região formada pela região Não-linear detrimental²⁴.

Para obter determinadas características topológicas e/ou funcionais dos sistemas ópticos, torna-se necessária uma cuidadosa escolha dos parâmetros dos bombeios, para proporcionar que a faixa de ganho Raman coincida com a banda espectral onde estão alocados os sinais. Isto corresponde ao deslocamento espectral entre bombeios e sinais de aproximadamente 13THz [10], que representaria o deslocamento espectral entre 100nm [1,6,30] e 106nm [10] para sinais alocados na banda "C" em fibras de silício [1,6,8,30], conforme esquematizado na figura 3.9.

²⁴ Embora intuitivo e apenas sendo uma estimativa, o limiar entre as regiões Não-linear e Não-linear detrimental será definido como a potência segundo a qual há saturação do Amplificador Raman (~30 dBm). Para obtenção de um valor mais realista, devem-se analisar todos os efeitos não-lineares presentes durante a transmissão e seus limiares de excitações (P_{th}).



Figura 3.9 - Configuração da potência do bombeio espalhada pelo efeito Raman (SRS) [6].

Além disso, é importante a correta escolha da direção de propagação do bombeio na fibra, devido às distintas características direcionais, que as configurações de bombeio fornecem ao sistema óptico. Esta direção permite a classificação dos bombeios, comparando os sentidos dos deslocamentos dos bombeios e dos sinais. Se ambos forem coincidentes o bombeio será co-propagante, se ambos propagarem em direções opostas será, o bombeio será contra-propagante, e caso o bombeio possua as duas direções, ele será denominado combinado [6] ou bidirecional (figuras 3.10).

O Bombeio co-propagante proporciona altos ganhos [6], sua amplificação ocorre na parte inicial do enlace e decresce ao longo dele [6,20], estabilizando ou saturando o valor do ganho líquido (NG) no final do enlace [20]. Como esta modalidade de bombeio pode operar na região não-linear detrimental, este bombeio tende a induzir penalidades no sistema, excitar efeitos não-lineares [28] detrimentais e aumentar a flutuação do ruído [6]. Para minimizar este problema, as potências iniciais dos sinais co-propagantes não devem ser elevadas.

O Bombeio contra-propagante proporciona amplificação na parte final do enlace do sistema [20,6], atenuação da flutuação do ruído [6] e constantes acréscimos aos ganhos líquido (NG) e de sinal (SG) ao longo do enlace [20]. Além disso, os sinais co-propagantes podem ser lançados com maior potência na fibra, pois estes sinais estariam muito atenuados na parte final do enlace [20], para que possuíssem concentração de potência suficientes para excitarem efeitos não-lineares indesejados.

O Bombeio bidirecional é a união topológica dos dois bombeios anteriores, ou seja, o bombeio co-propagante é aplicado no início do enlace, enquanto o bombeio contra-propagante é aplicado no final do enlace [6]. Possui características intermediárias às duas configurações, pois teoricamente proporciona amplificação durante todo enlace, diminui o ruído ASE e aumenta a relação sinal-ruído óptica (OSNR). Mesmo possuindo amplificação

durante todo enlace, as potências dos sinais permaneceriam suficientemente afastadas da região de ruído, e com níveis relativamente baixos para não excitarem efeitos não-lineares indesejáveis [6]. Apesar das vantagens desta configuração, o custo e a manutenção dos dois conjuntos de lasers de bombeio necessários para esta configuração são as suas principais desvantagens.



Figura 3.10 - Configuração da Potência em um enlace mediante as três configurações de bombeios²⁵.

A análise, realizada nesta seção, da composição, da quantidade e da alocação dos amplificadores, além do tipo e direção de seus bombeios, permite a enumeração de "vinte e sete" configurações distintas, conforme apresentada na tabela 3.1.

	Con	Composição		ntidade	Bombeio (Tipo)		Bombeio (Direção)		
Função	Simples	Híbrido	Isolado	Cascateado	Concentrado	Distribuído	Со	Contra	Bidirecional
Booster (BA)	C1	C1+A1_	C1	C1	C1	C1	C1_c	C1_r	C1_b
ILA	C	C+ A3_	C	С	C3	C6	Cc	Cr	Cb
Pré-Amplificador (PA)	C2	C2+A2_	C2	C2	C2	C2	C2 _ c	C2 _ r	C2_b
Legenda:x x x xComercialmente viávelx x x xExperimentalmente possívelx x x xTecnicamente inviável									

Tabela 3.1 - Possíveis configurações topológicas e de bombeios para Amplificadores Raman (FRA). Os sublinhados "(_)" da codificação dos amplificadores [25,31] são dependentes dos parâmetros e configurações do sistema óptico. Serão utilizados "3", "6" ou "7", conforme as configurações dos ILA.

²⁵ Simulação realizada pelo código numérico Raman.f, utilizando os dados de perdas espectrais de uma fibra SMF produzida em 1979. Estes dados estão reunidos no gráfico da figura 2.15 do livro Fiber-Optic Communications Systems - G. P. Agrawal [2].

A tabela 3.1 representa as possíveis configurações dos Amplificadores Raman através de siglas. As recomendações ITU-T G.661 e G.665 codificam estas siglas segundo os parâmetros topológico-funcionais e as características destes amplificadores.

Devido ao foco do trabalho estar voltado aos Amplificadores Raman, somente será comentada a codificação dos Amplificadores Raman e dos Amplificadores EDFA. A codificação dos Amplificadores EDFA será descrita, devido a sua associação com os Amplificadores Raman, para formar os Amplificadores híbridos.

Nesta codificação, os amplificadores são representados segundo um código alfanumérico com três ou quatros campos, sendo o Amplificador Raman representado por quatro campos, enquanto os demais amplificadores são representados apenas por três campos.

O primeiro campo (1° caracter alfanumérico) é representado por uma letra maiúscula e representa o tipo do amplificador, sendo que a letra "A" representa os Amplificadores EDFA, enquanto a letra "C" representa os Amplificadores Raman.

O segundo campo (2° caracter alfanumérico) é representado por um número, e representa tipo de amplificação e a função do amplificador no sistema. Neste campo, o número refere-se: "1" - aos amplificadores de potência (BA), "2" - aos pré-amplificadores (PA), "3" - aos amplificadores de linha (ILA), "4" - aos transmissores ópticos amplificados, "5" - aos receptores ópticos amplificados, "6" - aos amplificadores distribuídos, e "7" - a composição de amplificadores concentrados e distribuídos. Neste trabalho não serão utilizados os transmissores e receptores ópticos amplificados, e os números "6" e "7" somente serão utilizados para codificar Amplificadores Raman.

O terceiro campo (3° caracter alfanumérico) é representado por uma letra minúscula e representa o tipo do de sinal que será amplificado, sendo que a letra "**a**" representa os sinais analógicos, a letra "**b**" representa os sinais digitais com apenas um canal, e a letra "**c**" representa os sinais digitais com múltiplos canais (WDM).

Finalmente, o quarto campo (4° caracter alfanumérico) é representado por uma letra minúscula e representa a direção que o bombeio do amplificador é lançado no enlace, sendo que a letra "**f**" representa os bombeios co-propagantes, a letra "**r**" representa os bombeios contra-propagantes, e a letra "**b**" representa os bombeios bidirecionais. Este quarto campo somente será utilizado para codificar Amplificadores Raman.

Portanto, esta codificação permite representar quaisquer Amplificadores Raman, e descrever suas características topológico-funcionais. Por este motivo, esta codificação e será freqüentemente utilizada a partir da seção 4.3.

Porém, alguns tipos e configurações de amplificadores se adequarão melhor às características funcionais necessárias para determinados sistemas ópticos. De acordo com a viabilidade e a praticidade para elaboração destes amplificadores, as vinte e sete configurações dos amplificadores, apresentadas na tabela 3.1, poderão ser agrupadas em "três" categorias. Estas categorias foram denominadas de "Comercialmente viável", "Experimentalmente possível" e "Tecnicamente inviável", que possuem as seguintes características:

Os Amplificadores, com configurações classificadas como "Comercialmente viáveis", podem ser elaborados facilmente através de topologias lógico-funcionais simples, e necessitam de poucos recursos para sua implantação em sistemas comerciais.

Os Amplificadores, com configurações classificadas como "Experimentalmente possíveis", podem ser elaborados em laboratório, embora possuam utilizações inviáveis em sistemas comerciais, devido necessitarem de dispositivos extras, como isoladores, filtros, entre outros. Como exemplo, pode ser citado o amplificador (FRA) com bombeios contra-propagantes operando como amplificador de potência (BA). Este tipo de configuração não é comercialmente viável, devido aos bombeios lançarem parcelas significativas de suas potências elevadas, para cavidade do laser de sinal (T_x) , as quais poderão danificar este dispositivo. Para contornar este problema, suas potências deverão ser atenuadas por atenuadores, isoladores e/ou filtros alocados na saída do laser do sinal.

Os Amplificadores, com configurações classificadas como "Tecnicamente inviáveis", operam em modo não-convencional, resultando em elaborações experimentais e comerciais não práticas, pois necessitam de alguns amplificadores associados a vários outros dispositivos. Para exemplificar, o amplificador de potência (BA) com topologia (FRA) cascateada ou híbrida (FRA + EDFA) seria comercialmente inviável, pois poderia ser substituído por apenas um amplificador EDFA, que forneceria ganho similar utilizando topologia mais simples e com menor custo.

Portanto, as "vinte e sete" configurações dos Amplificadores Raman em um sistema (SCO), foram didaticamente agrupadas na tabela 3.1. Embora algumas destas configurações não sejam viáveis comercialmente e/ou experimentalmente.
3.4 - Modelagem.

As características funcionais dos amplificadores, aliadas aos efeitos limiares e especificações do sistema óptico, influenciarão na escolha dos dispositivos e do tipo de amplificador a serem empregados neste sistema. Este amplificador será utilizado para explorar uma ou mais características deste sistema, as quais serão avaliadas segundo os "parâmetros de qualidade" do sistema.

A modelagem dos amplificadores neste sistema resultará em uma equação diferencial [32] de propagação, originaria das equações de Maxwell. Esta equação descreverá os principais efeitos propagatórios atuantes sobre os campos eletromagnéticos e determinará sua distribuição de potências ao longo de um enlace.

Esta modelagem ajudará na resolução do problema do planejamento reverso [7,9,10] do amplificador, que representa a obtenção dos parâmetros dos bombeios deste amplificador, os quais são constituídos da quantidade e comprimentos de onda dos bombeios [6,18], e suas respectivas potências iniciais [6-7].

Porém, a alta não-linearidade dos efeitos limiares deste sistema [7], não será eliminada mesmo empregando técnicas de gerenciamento de dispersão e orçamento de potência [2]. Portanto, a obtenção dos parâmetros dos bombeios deste amplificador será dificultada, tornando necessário à utilização de métodos numéricos [10] iterativos [9], como o método de Runge-Kutta, que solucionará esta equação diferencial sem recorrer a cálculos algébricos de suas derivadas [33-35].

3.4.1 - Equação de propagação.

Análogo a todo fenômeno eletromagnético, o comportamento de campos eletromagnéticos e sua distribuição de potências no interior de um meio, fibra ou amplificador (OFA), obedecem às leis de Maxwell (equações 3.1). Sendo sua propagação regida pela Equação geral da onda²⁶.

$$\nabla \vec{D} = \vec{\rho}_e \tag{3.1a}$$

$$\nabla X \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t} - \vec{\mu}_i \tag{3.1b}$$

$$\nabla X \vec{B} = \vec{0} \tag{3.1c}$$

$$\nabla X \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial D}{\partial t}$$
(3.1d)

onde, estão representados a intensidade de campo elétrico (E), a intensidade de campo magnético (H), densidade de fluxo elétrico (D), densidade de fluxo magnético (B), densidades de corrente elétrica (J), de carga elétrica (ρ_e) e de corrente magnética (μ_i) [36].

A Equação geral da onda é obtida através da manipulação algébrica das leis de Maxwell com uso de relações, e fórmulas, para desacoplar os termos elétricos e magnéticos das Leis de Maxwell. No final deste processamento algébrico, serão originadas a Equação geral da onda para o campo elétrico (equação 3.2) e a Equação geral da onda para o campo magnético.

$$\nabla^{2}\vec{E} = \mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \mu\frac{\partial\vec{J}_{i}}{\partial t} + \mu\varepsilon\frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial t^{2}} + \mu\frac{\partial^{2}\vec{p}}{\partial t^{2}} + \mu\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla X\vec{M}\right) + \nabla X\vec{\mu}_{i} - \nabla\left(\frac{\vec{\rho}_{e}}{\varepsilon}\right)$$
(3.2)

Suas incógnitas são o campo elétrico (E), a intensidade de campo magnético (H), as densidades de fluxo elétrico (D), fluxo magnético (B), corrente elétrica (J), carga elétrica (ρ_e) [37], corrente magnética (μ_i), a permeabilidade Magnética do material (μ), a permissividade elétrica do material (ϵ) [36-37], a polarização magnética (M) [37] e a polarização (elétrica) induzida (*p*) [14,19,32].

²⁶ O estudo da Equação geral da onda iniciou-se através de movimentos vibratórios em cordas em 1747 por J. R. D'Alambert [36].

A modelagem numérica da solução dos campos elétricos segundo a Equação geral da onda (equação 3.2) geraria um enorme esforço computacional. Para viabilizar esta análise e tornar seu processamento menos demorado, torna-se necessário simplificar o modelo, através de análises e ponderações das características dos pulsos espectrais, do meio de propagação, de suas moléculas e dos efeitos atuantes sobre os campos eletromagnéticos, durante sua propagação no meio material, conforme comentados no capítulo 2.

O meio material da fibra óptica é composto de moléculas de sílica [18,37], em condições normais de operação, este meio será dielétrico para campos na faixa espectral óptica [37], e possuirá densidade de carga elétrica (ρ_e) uniforme em um meio isento de fontes ($J_i=\mu_i=0$). Portanto, estará isento de cargas magnéticas [36] ($\rho_m=0$), possuirá a condutividade elétrica muito inferior à permissividade elétrica ($\mu\sigma \ll \mu\epsilon$) e magnetização desprezível [37] (M=0). Estes fatores permitirão permitirá formular a Equação geral da onda em meios isento de fontes (equação 3.3).

$$\nabla^{2}\vec{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^{2}\vec{E}}{\partial t^{2}} + \mu \frac{\partial^{2}\vec{p}}{\partial t^{2}}$$
(3.3)

Campos eletromagnéticos intensos e as elevadas potências ópticas dos bombeios ao incidirem sobre as moléculas de sílica, alterarão o comportamento dos osciladores harmônicos [32] destas moléculas e tornarão não-linear o índice de refração e a relação entre o campo elétrico (E) e o vetor de polarização induzida (p) [14,19,32] (equação 3.4).

$$\vec{p} = \varepsilon \chi(E) \vec{E} \tag{3.4}$$

Os termos (produtos tensoriais)²⁷ do vetor de polarização induzida (*p*) estão relacionados a um conjunto de efeitos propagatórios e podem ser representados por uma série infinita de potências do campo elétrico [32] (equação 3.5). Embora só tenham sido observados efeitos paramétricos e/ou mistura de ondas associados até o 50° harmônico [$\chi^{(50)}$] em gases e até o 11° harmônico [$\chi^{(11)}$] em materiais vítreos dopados com semicondutores [32].

²⁷ Nesta equação, $\chi^{(n)} \otimes E_1 \dots E_n$ são produtos tensoriais das susceptibilidades elétricas de ordem "i", e [$\chi^{(i)}$] são tensores de ordem "i+1", com a maioria de seus 3⁽ⁱ⁺¹⁾ elementos sendo nulos e não-independentes [37].

$$p = \varepsilon \sum_{i=1}^{\infty} \chi^{(i)} \otimes \prod_{j=1}^{i} E_{j} = \varepsilon \left(\chi^{(1)} \otimes E_{1} + \chi^{(2)} \otimes E_{1} E_{2} + \chi^{(3)} \otimes E_{1} E_{2} E_{3} + \dots \right)$$
(3.5)

A análise tensorial das simetrias intrínsecas e/ou espaciais²⁸ [38] das moléculas (normalmente dióxido de silício) pode reduzir o esforço computacional para o modelamento numérico desta expressão (equação 3.5), e determinar os elementos independentes e não-nulos dos tensores [38]. A análise intrínseca comprovou que, a contribuição dos efeitos relacionados às susceptibilidades elétricas de ordem pares [$\chi^{(2i)}$] seria desprezível [14,19], e a observação dos efeitos relacionados às susceptibilidades elétricas de ordem pares [$\chi^{(2i)}$] seria desprezível [14,19], e a observação dos efeitos relacionados às susceptibilidades elétricas de ordem superiores a três, necessitaria de (não-usuais) campos muito intensos, e próximos da rigidez dielétrica da molécula [32] de dióxido de silício.

Devido a isso, a série infinita de potências do vetor de polarização induzida (*p*) poderá ser truncada em seus três primeiros termos. Este procedimento reduzirá a equação do vetor de polarização induzida para meios materiais compostos de moléculas de dióxido de silício (equação 3.6) para apenas dois termos. Sendo que o primeiro termo representa a parcela linear do índice de refração e estará associado aos efeitos lineares, enquanto o segundo termo está relacionado à parcela não-linear do índice de refração e será responsável pela geração dos efeitos não-lineares de mais baixa ordem [14].

$$p = \varepsilon \left(\chi^{(1)} \otimes E_1 + \chi^{(3)} \otimes E_1 E_2 E_3 \right)$$
(3.6)

Devido à dificuldade para medição dos campos elétricos e magnéticos propagantes no interior da fibra, estes campos usualmente são analisados segundo sua potência óptica [3], que serão facilmente monitoradas e medidas em equipamentos como o Medidor de potência óptica (*Optical Power Meter*) e o Analisador de espectro óptico (OSA).

Esta potência é determinada através do fluxo energético (no tempo), sob um determinado volume. Este fluxo energético poderá estar sendo absorvido (E_a), dissipado (E_d) e/ou armazenado sob a forma de energia elétrica (E_e) ou magnética (E_m) [37] pelo meio material (equação 3.7).

²⁸ A análise das simetrias espaciais dos elementos tensoriais das susceptibilidades é muito útil para simplificação do modelo numérico. Porém, esta análise não será realizada, pelo fato de fugir do escopo deste trabalho, e devido a ser muito extensa, às vezes necessitando da utilização da "Teoria dos grupos" [37]. Além disso, as características cristalográficas da célula unitária da molécula de dióxido de silício (figura 2.10) permitem que o modelo matemático da equação de propagação seja simplificado, analisando somente as simetrias intrínsecas das susceptibilidades destas moléculas.

$$P = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V} \frac{|E_{a}|^{2}}{2} + \frac{|E_{d}|^{2}}{2t} + \frac{|E_{e}|^{2}}{2} + \frac{|E_{m}|^{2}}{2} dV = \iiint_{V} \nabla (EXH) dV$$
(3.7)

Pode-se ainda, analisar esta potência segundo um referencial, como a seção transversal da fibra. Segundo o teorema da divergência [38-39] neste referencial, a potência média dos campos propagantes é determinada através do fluxo do vetor de Poynting médio através da seção transversal (área) desta fibra óptica [40] (equação 3.8).

$$P_{med} = \iiint_{V} \nabla (EXH) dV = \oiint_{S} \nabla (EXH) dS$$
(3.8)

O Vetor de Poynting (S) determina a direção de propagação da onda eletromagnética e a forma com que sua energia é transferida ao meio, ou transportada pelo meio [37], pois a potência e a energia estão associadas a campos eletromagnéticos com variação cossenoidal no tempo [36].

$$\vec{S} = \vec{E}X\vec{H} \tag{3.9}$$

Aplicando os conceitos de vetor instantâneo de Poynting, conjugado, densidade de potência média (real), manipulando algebricamente a equação 3.9 e aplicando na equação 3.8, resulta em:

$$P_{med} = \frac{1}{2} \iint_{S} \nabla \left(EXH^{*} \right) dS \tag{3.10}$$

Devido à fibra óptica e o amplificador (OFA) serem guias de ondas cilíndricos, a distribuição dos campos no interior destes dispositivos será melhor analisada, utilizando o sistema de coordenadas cilíndricas (ρ , ϕ e Z) [2,19,37] (figura 3.11).



Figura 3.11 - Representação esquemática do sistema de coordenadas cilíndricas [37].

As características topológicas (simetrias) e condições de contorno das fibras monomodos determinam que seus campos possuam o modo fundamental (HE₁₁) [2,18,41], propagando paraxialmente na direção "z" com distribuição dos campos eletromagnéticos nas direções " ρ " e " ϕ ", segundo distribuição de Bessel no núcleo, e Bessel modificada na casca, as quais são freqüentemente aproximadas por funções gaussianas [14]. Portanto, suas componentes de campo (E_{ρ}, E_{ϕ}, H_{ρ} e H_{ϕ}) serão ondas estacionárias transversais e poderão ser expressas segundo as componentes longitudinais (E_z e H_z) [2] (equação 3.11).

Para o Núcleo tem-se:

$$\begin{split} E_{\rho} &= \frac{j}{\left(n_{1}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\gamma \cdot \frac{\partial E_{Z}}{\partial \rho} + \frac{\mu\omega}{\rho} \cdot \frac{\partial H_{Z}}{\partial \phi}\right) \\ E_{\phi} &= \frac{j}{\left(n_{1}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\frac{\gamma}{\rho} \cdot \frac{\partial E_{Z}}{\partial \phi} - \mu\omega \cdot \frac{\partial H_{Z}}{\partial \rho}\right) \\ H_{\rho} &= \frac{j}{\left(n_{1}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\gamma \cdot \frac{\partial H_{Z}}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon\eta^{2}\omega}{\rho} \cdot \frac{\partial E_{Z}}{\partial \phi}\right) \\ H_{\rho} &= \frac{j}{\left(n_{1}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\frac{\gamma}{\rho} \cdot \frac{\partial H_{Z}}{\partial \rho} + \varepsilon\eta^{2}\omega \cdot \frac{\partial E_{Z}}{\partial \phi}\right) \end{split}$$

Para a casca tem-se:

$$E_{\rho} = \frac{j}{\left(n_{2}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\gamma \cdot \frac{\partial E_{z}}{\partial \rho} + \frac{\mu\omega}{\rho} \cdot \frac{\partial H_{z}}{\partial \phi}\right)$$

$$E_{\phi} = \frac{j}{\left(n_{2}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\frac{\gamma}{\rho} \cdot \frac{\partial E_{z}}{\partial \phi} - \mu\omega \cdot \frac{\partial H_{z}}{\partial \rho}\right)$$

$$H_{\rho} = \frac{j}{\left(n_{2}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\gamma \cdot \frac{\partial H_{z}}{\partial \rho} - \frac{\varepsilon\eta^{2}\omega}{\rho} \cdot \frac{\partial E_{z}}{\partial \phi}\right)$$

$$H_{\rho} = \frac{j}{\left(n_{2}^{2}K^{2} - \gamma^{2}\right)} \left(\frac{\gamma}{\rho} \cdot \frac{\partial H_{z}}{\partial \rho} + \varepsilon\eta^{2}\omega \cdot \frac{\partial E_{z}}{\partial \phi}\right)$$
(3.11)

nesta equação E_{ρ} , E_{ϕ} , E_z , H_{ρ} , H_{ϕ} e H_z são as a intensidades de campo elétrico e de campo magnético nas direções " ρ ", " ϕ " e "z", γ é a constante de propagação, n_1 e n_2 são os índices de refração no núcleo e na casca, K é o número de onda, η é a impedância intrínseca do meio, e ω é a velocidade angular da onda, a permeabilidade Magnética do material (μ) e a permissividade elétrica do material (ϵ) [36].

Devido ao fato da maior parte da potência do pulso se concentrar no núcleo, será desenvolvida a expressão da potência média do espectro nesta região.

Aplicando as expressões da equação 3.11 na equação 3.10, e manipulando esta equação com auxilio de propriedades vetorial, algébricas, uso de Poisson-Laplace, e do rotacional, obtêm-se a equação 3.12.

$$\nabla P_{med} = \Re \left\{ \frac{\pi \omega r^2 \gamma \rho_e \mu^2 \varepsilon}{\varepsilon (n_1^2 K^2 - \gamma^2) (n_1^2 K^2 - (\gamma^*)^2)} \left(\frac{\partial P_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\chi^{(1)} \otimes P_z) + \frac{\eta}{n_1 \pi r^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\chi^{(3)} \otimes \left[P_i P_z + E_z \frac{\partial P_i}{\partial t} \right] \right) \right] \right) \right\} + \frac{\eta}{2 (n_1^2 K^2 - \gamma^2) (n_1^2 K^2 - (\gamma^*)^2)} \left(\frac{2r \rho_e n_1 \sqrt{\mu \varepsilon} P_z}{\varepsilon} + \frac{\eta \nabla P_z}{n_1 \pi r^2} \right) \right\}$$

$$(3.12)$$

Aplicando o divergente na equação 3.12, e desenvolvendo algebricamente com ajuda de algumas leis e relações do eletromagnetismo, identidades diferenciais (operações com divergente), uso das transformadas de Laplace e discreta de Fourier (DTFT), e utilizando as equações 3.3 e 3.6, obtêm-se as equações da distribuição de potência para o campo modal (equação 3.13):

$$\frac{\partial \widetilde{P}_{z}}{\partial t} = \frac{\pi \eta^{2} K \gamma \rho_{e}}{n_{1}} \Re \left\{ \frac{\gamma \left[j K \left(n_{1} \pi r^{2} \left[1 + \widetilde{\chi}^{(1)} \right] + \eta \widetilde{\chi}^{(3)} \widetilde{P}_{i} \right) - n_{1} r^{2} \right]}{n_{1} \pi r^{2} \left(n_{1}^{2} K^{2} - \gamma^{2} \right) \left(n_{1}^{2} K^{2} - (\gamma^{*})^{2} \right) - \gamma \mu \omega \eta} \widetilde{P}_{z} \right\}$$
(3.13)

Desenvolvendo algebricamente a equação 3.13, é possível desmembrá-la segundo linearidade dos efeitos modelados, originando a Equação da distribuição de potência (no núcleo ou na casca) para o campo modal de um espectro propagante (equação 3.14a).

$$\frac{\partial \widetilde{P}_Z}{\partial z} = \xi_L \widetilde{P}_Z + \xi_{NL} \widetilde{P}_Z$$
(3.14a)

seus coeficientes lineares (ξ_L) e não-lineares (ξ_{NL}) possuirão as seguintes expressões:

Para o núcleo:

$$\xi_{L} = \frac{\pi \eta^{2} K r^{4} \rho_{e} \left[n_{1} \pi r^{2} \left(\beta K \pi \left[1 + \tilde{\chi}^{(1)} \right] + \alpha \right) \left[n_{1}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right]^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right] + \left(\beta^{2} - \alpha^{2} \right) \mu \omega \eta \right]}{\left[n_{1} \pi r^{2} \left[\left(n_{1}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right)^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \right]^{2} + \beta^{2} \mu^{2} \omega^{2} \eta^{2}}$$
(3.14b)
$$\xi_{NL} = \frac{\pi^{2} \eta^{3} K^{2} r^{4} \beta \rho_{e} \left[\left(n_{1}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right)^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \tilde{\chi}^{(3)} \tilde{P}_{i}}{\left[n_{1} \pi r^{2} \left[\left(n_{1}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right)^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \right]^{2} + \beta^{2} \mu^{2} \omega^{2} \eta^{2}}$$

Para a casca:

$$\xi_{L} = \frac{\pi \eta^{2} K r^{4} \rho_{e} \left[n_{2} \pi r^{2} \left(\beta K \pi \left[1 + \tilde{\chi}^{(1)} \right] + \alpha \right) \left[n_{2}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right]^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right] + \left(\beta^{2} - \alpha^{2} \right) \mu \omega \eta \right]}{\left[n_{2} \pi r^{2} \left(\left[n_{2}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right]^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \right]^{2} + \beta^{2} \mu^{2} \omega^{2} \eta^{2}}$$

$$\xi_{NL} = \frac{\pi^{2} \eta^{3} K^{2} r^{4} \beta \rho_{e} \left(\left[n_{2}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right]^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \tilde{\chi}^{(3)} \tilde{P}_{i}}{\left[n_{2} \pi r^{2} \left(\left[n_{2}^{2} K^{2} - \alpha^{2} + \beta^{2} \right]^{2} + 4\alpha^{2} \beta^{2} \right) \right]^{2} + \beta^{2} \mu^{2} \omega^{2} \eta^{2}}$$

$$(3.14c)$$

esta equação exibe as constantes da impedância intrínseca do meio (η), densidade de carga elétrica (ρ_e), constante de atenuação da onda (α), constante de fase da onda (β), índice de refração do núcleo (n_1), índice de refração da casca (n_2), raio (r), número de onda (K), susceptibilidade elétrica de primeira ordem ($\chi^{(1)}$), susceptibilidade elétrica de terceira ordem ($\chi^{(3)}$), potência espectral (P_i) [2,39].

Será realizada uma mudança de variável apenas para simplificar a representação da equação 3.15, sem ser operada uma transformação de domínios.

$$\widetilde{P}_Z = P_Z \tag{3.15a}$$

$$\frac{\partial P_Z}{\partial z} = \left(\xi_L + \xi_{NL}\right) P_Z \tag{3.15b}$$

Considerando:

$$\xi = \xi_L + \xi_{NL} \tag{3.15c}$$

Resulta na Lei de Beer (equação 3.16).

$$\frac{\partial P_z}{\partial z} = \xi . P_z \tag{3.16}$$

A Lei de Beer governa as mudanças na potência média de um espectro propagante no interior de uma fibra óptica [2] ou amplificador (OFA). A equação 3.16 será chamada de "Equação de propagação" do amplificador, caso análise a potência de campos eletromagnéticos submetidos a todos os efeitos propagatórios relevantes. O número de termos lineares (ξ_L) e não-lineares (ξ_{NL}) desta equação dependerá do tipo de fibra, modulação, multiplexação do sistema e da influência dos efeitos propagatórios sobre a potência dos campos. Esta influência pode ser verificada através da análise da variação da potência de saída dos campos em relação à sua potência de entrada, conforme descrito no capítulo 2, e pode agrupar os efeitos propagatórios segundo termos lineares (ξ_L) e não-lineares (ξ_{NL}) da equação 3.16. Portanto, os termos lineares ($\xi_{\rm L}$) poderão reunir as perdas na fibra (atenuação) [2-3,9,16,21-22,42-43], e o espalhamento Rayleigh [2-3,9,16,21-22], e os termos não-lineares $(\xi_{\rm NL})$ poderão agrupar a emissão Raman espontânea [2-3,9,16,21-22], a geração de alta-ordem de Stokes [3,21], a ASE [21,3,22], o SRS [3,9,16,21-22,42-43], o SRG [3,16], a SRL [3,16], o DRS [3,16,22], a SPM [21,42], a XPM [21,42], o ruído térmico [3], o GVD [21,42], a dispersão de alta ordem [21], entre outros. Porém, os sistemas com pulsos modulados mais largos que alguns nanosegundos usualmente desconsideram os efeitos SPM, XPM e GVD [43], enquanto os sistemas com pulsos mais largos que 10ps [14,22] ou com poucos canais WDM [14,42] desconsideram o FWM [14,22,42].

A equação de propagação dos campos no interior de um amplificador (DRA) do sistema óptico WDM multicanal bidirecional, contendo os principais fenômenos propagatórios, poderá ser representada através da equação 3.17 [3]:

$$\frac{\partial P_{Z}^{\pm}(f_{i})}{\partial z} = \mp \alpha P_{Z}^{\pm}(f_{i}) \pm \eta P_{Z}^{\mp}(f_{i}) \pm P_{Z}^{\pm}(f_{i}) \sum_{j=i}^{i-1} \frac{g_{R}(f_{j} - f_{i})}{\Gamma A_{eff}} \left[P_{Z}^{\pm}(f_{j}) + P_{Z}^{\mp}(f_{j}) \right] \left[1 + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \right] \Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \right] \Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \left[\Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \right] \Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \left[\Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{i})/K_{T} \right]} - 1} \right] \Delta \nu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{j})/K_{T} \right]} - 1} \left[\Delta \mu + \frac{1}{e^{\left[h(f_{j} - f_{j})/K_{T} \right]} - 1} \right] \Delta \mu \quad (3.17)$$

Esta Equação (equação 3.17) foi modelada numericamente através de seis termos, sendo que os dois primeiros termos representam efeitos lineares (ξ_L), enquanto os demais representam efeitos não-lineares (ξ_{NL}). Estes termos possuem as seguintes composições e características:

- 1° Termo Apresenta a atenuação ou perdas na fibra ocasionadas pela absorção material [2,41,47], espalhamento por defeitos no guia de ondas [2,37], absorções ultravioleta e infravermelha [2], entre outros, conforme citados na seção 2.1.
- 2° Termo Relaciona o espalhamento Rayleigh, duplo espalhamento Rayleigh (DRS) e seus múltiplos retro-espalhamentos. Efeitos descritos nas seções 2.1 e 2.3.1.
- 3° Termo Mostra o ganho Raman (SRG) dos campos de freqüências inferiores.
- 4° Termo Exibe a geração da emissão espontânea amplificada (ASE) e influenciado pelo ruído térmico.
- 5° Termo Representa a depleção (SRL) dos campos de freqüências superiores, influenciadas pelas perdas vibratórias.
- 6° Termo Descreve a perda devido à emissão espontânea amplificada (ASE) influenciados pelo ruído térmico e pelas perdas devido aos movimentos vibratórios, descritos na seção 2.5.12. Este termo apresenta o fator "2" devido ao ruído térmico e a emissão espontânea serem descorrelatadas do sinal.

Os seis termos, da equação 3.17, apresentam as incógnitas do coeficiente de atenuação ou perdas na fibra α [dB/m], do coeficiente do espalhamento Rayleigh η [dB/m], do ganho Raman (SRS) g_R [m/W], do fator de polarização dos campos no guia Γ [adimensional] (o qual poderá possuir polarização coerente, se Γ =1, ou misturada (campo despolarizado), caso Γ =2) [17], da área efetiva A_{eff} [m²], da constante de Planck h [J/Hz], da potência média P[mW], da

constante de Boltzmann K [J/K], da temperatura T [K], da freqüência espectral f_i [Hz], e das bandas do ruído Δv [m] e $\Delta \mu$ [m] [41]. E as perdas devido aos movimentos vibratórios (*vibrational losses*) são descritas pela razão entre as freqüências de dois campos (i e j) que estão interagindo entre si (f_i/f_j) [adimensional].

Além disso, os termos não-lineares estão relacionados aos pares, representando as transferências de potências entre termos distintos, segundo o princípio da conservação da energia (potência). Estas transferências de potência serão realizadas pelas ondas de Stokes, através do efeito CSRS, que depletará (SRL) os campos de freqüências superiores e intensificará (SRG) os campos de freqüências inferiores, conforme descrito na seção 2.5.1.

Portanto, a equação de propagação²⁹ (equação 3.17) será modelada através de um conjunto de equações de estados estacionários [3] acoplados [3,10], que se espalhará (SRS) uma onda unidirecional, transferindo potências entre campos co-propagantes e contra-propagantes. Com isso, esta equação se tornará um problema de contorno, com duas condições de contorno localizadas nos extremos do enlace (z=0 e z=L).

Esta equação poderia ser solucionada algebricamente caso apresentasse somente termos lineares elementares. Porém, devido à possibilidade da modelagem numérica descrever os efeitos propagatórios segundo termos transcendentais, não-elementares e/ou não-lineares. Caso a equação possuísse estes termos, sua resolução algébrica teria um desenvolvimento longo, seria muito complicada [20], e se tornaria inviável a partir de um número de efeitos analisados. Por este motivo, neste trabalho será utilizado um método aproximativo para resolução da equação 3.17, o qual poderá empregar o método Split-Step de Fourier [20,47,14], o método Preditor-corretor (PCM) [3] ou os métodos de Runge-Kutta [33-34,44-45].

O Método split-step de Fourier obtém uma solução aproximada [20] para a equação de propagação, escrita sob a forma de uma equação diferencial de campo (dA/dz). Este método considera que os efeitos não lineares e os lineares atuam isoladamente [20] em uma pequena distância (dz). Portanto, realizando duas análises e cálculos para cada passo iterativo [9].

²⁹ Existem na literatura duas abordagens para a equação de propagação dos sinais em um meio. A propagação do pulso é descrita por Equações não-lineares de Schrödinger (NLS) [42], enquanto a distribuição de potência neste meio é governada pela Lei de Beer [2]. Neste trabalho, a Lei de Beer será escolhida para descrever a equação de propagação.

O método Preditor-Corretor (PCM) é um método multi-passos baseado nas fórmulas de Adams-Bashfourth-Moulon, onde o método de quatro passos de Adams-Bashforth é usado para predizer (encontrar) um valor aproximado (método explícito), enquanto que o método de Adams-Moulon de três passos é utilizado para corrigir a aproximação anterior (método implícito) [3].

Os métodos de Runge-Kutta são métodos que obtêm valores discretos com boa precisão, sem recorrer ao cálculo de derivadas, o qual será substituído pelo cálculo recursivo de um conjunto de equações.

Todos os métodos apresentam vantagens e desvantagens, possuindo melhor aplicabilidade para um determinado contexto. Porém, à prévia experiência de nosso grupo³⁰ com o Método de Runge-Kutta, aliada à sua popularidade e grande precisão [33,44], foram fundamentais para escolha do Método de Runge-Kutta de quarta ordem como o método aproximativo, que será utilizado para resolução das equações diferenciais de propagação (equação 3.17) dos campos eletromagnéticos presentes nos Amplificadores Raman deste trabalho.

³⁰ O "Nosso grupo" referenciado no texto, representa o grupo de Alunos e Professores do Laboratório de comunicações ópticas (LaCOp) da Universidade Federal Flumense, alguns de seus membros integram o grupo de modelagem numérica de Amplificadores Raman do Projeto GIGA. A seção 4.1 comentará este Projeto.

3.4.2 - Método de Runge-Kutta.

Carl D. Runge criou um método para resolução de equações diferenciais em 1895, e M. Wilhelm Kutta o adaptou para resolução de sistemas de equações, resultando na criação do Método de Runge-Kutta em 1901 [33], sendo classificado segundo sua ordem em Métodos de Runge-Kutta de Segunda, Terceira, Quarta e os de Ordem superiores. Os métodos de ordem inferiores a cinco possuem formulação menos complexa e são aplicáveis a sistemas [34], enquanto os superiores a quatro normalmente seriam aplicáveis somente à resolução de uma única equação [34], devido sua maior precisão ser obtida mediante ao acréscimo no esforço computacional.

Estes métodos possuem as seguintes características:

- São auto inicializáveis [34], necessitando apenas da condição de contorno inicial para obtenção dos demais valores.
- São muito precisos quando comparados aos métodos de Taylor, Euler ou das tangentes, e de Heun, também chamado de Euler aprimorado [33].
- Seus erros são originários do truncamento da série de Taylor [44].
- Possuem erro de truncamento local proporcional à "(k+1)-ésima" potência do passo [33,44] (erro=h^{k+1}), e erro global proporcional à "k-ésima" potência do passo [33,44-45] (erro=h^k). Onde k é a ordem do método de Runge-Kutta e h é o passo de iteração.
- Permite fácil troca do passo de iteração (h), ou seja, é um método adaptativo, variando o incremento de acordo com a necessidade [34].
- Seus passos não podem ser demasiados grandes ou pequenos para que não torne o sistema instável ou computacionalmente moroso, respectivamente [45].
- Não necessitam de cálculo algébrico (manual) das derivadas [33-35], o qual será substituído pelo cálculo de uma função em vários pontos (domínio discreto).
- Utilizam "N" avaliações de funções [34] e "N" passos de iteração para obtenção do próximo valor Y_{i+1}. Onde "N" é a ordem do método de Runge-Kutta.
- Possuem codificação simples [33-34], ou seja, permitem fácil elaboração de códigos numéricos computacionais (programas) para modelagem deste método.

Através da Série de Taylor de ordem "N" (equação 3.18a) obtêm-se a expressão do Método de Runge-Kutta de ordem N (equação 3.18b), cujas equações são a média ponderada dos valores f(x,y) amostradas em diversos pontos do intervalo z \mathcal{C} [z_n , z_{n+1}] [33]. Nosso grupo vem utilizando o Método de Runge-Kutta de quarta ordem (equação 3.20),

obtido através da omissão dos termos superiores a cinco da Série de Taylor de ordem "N" [34]. Portanto, truncando a série em seus quatro primeiros termos (N=4).

$$Y_{n+1}(x) = \sum_{j=1}^{n} K_j U_j$$
(3.18a)

$$Y_{n+1}(x) = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{K!} Y_n^{(k)}(a) h^k$$
(3.18b)

onde $K_i = hf(X_n + \alpha_i, Y_n + \sum_{j=1}^{i-1} \beta_{ij}K_j)$ e $\alpha_1 = \beta_{10} = 0$

Expandindo os termos, obtêm-se:

$$K_{1} = hf(X_{n}, Y_{n})$$

$$K_{2} = hf(X_{n} + \alpha_{1}, Y_{n} + \beta_{21}K_{1})$$

$$K_{3} = hf(X_{n} + \alpha_{2}, Y_{n} + \beta_{31}K_{1} + \beta_{32}K_{2})$$

$$K_{4} = hf(X_{n} + \alpha_{3}, Y_{n} + \beta_{41}K_{1} + \beta_{42}K_{2} + \beta_{43}K_{3})$$

$$Y_{n+1} = Y_{n} + aK_{1} + bK_{2} + cK_{3} + dK_{4}$$
(3.19)

A expansão dos termos (K_i) do método de Runge-Kutta de quarta ordem (equação 3.19) e a comparação com a série de Taylor de quarta ordem, originará treze incógnitas [44] (a, b, c, d, α_1 , α_2 , α_3 , β_{21} , β_{31} , β_{32} , β_{41} , β_{42} , β_{43}) distribuídas em onze equações [44], que relacionam termos h^k de mesmo grau com derivadas parciais $f_x^{(i)}f_y^{(j)}$ de mesma ordem [35]. Sua resolução determinará o peso de cada parcela na soma ponderada (equação 3.19) e a fórmula geral do Método de Runge-Kutta de quarta ordem [44] (equação 3.20).

$$K_{1} = hf(X_{n}, Y_{n})$$

$$K_{2} = hf(X_{n} + (1/2)h, Y_{n} + (1/2)K_{1})$$

$$K_{3} = hf(X_{n} + (1/2)h, Y_{n} + (1/2)K_{2})$$

$$K_{4} = hf(X_{n} + h, Y_{n} + K_{3})$$

$$Y_{n+1} = Y_{n} + 1/6(K_{1} + 2K_{2} + 2K_{3} + K_{4})$$
(3.20)

onde $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta_{21} = \beta_{32} = 1/2$, $\alpha_3 = \beta_{43} = 1$, $\beta_{31} = \beta_{41} = \beta_{42} = 0$, a = d = 1/6, b = c = 1/3.

3.4.3 - Escolha dos Parâmetros de bombeio.

Conforme analisado na seção 3.3 e apresentado na tabela 3.1, vinte e sete configurações determinam as três funções desempenhadas pelos Amplificadores Raman em um sistema óptico. Porém, o amplificador comercialmente viável para sistemas usando bombeios distribuídos é o amplificador Raman (FRA) de linha (ILA), o qual é denominado de "Amplificador Raman Distribuído (DRA)". Este dispositivo constitui o escopo deste trabalho.

Os sete parâmetros do Amplificador de linha (ILA), presentes na tabela 3.1, são insuficientes para configurar o amplificador (DRA), exigindo conhecimentos sobre os parâmetros do amplificador, que se adeqüe às especificações do sistema óptico, além dos efeitos limiares que o sistema exerce sobre seus sinais propagantes. Pois, as perdas na fibra limitam o tamanho do enlace [2] e o ganho máximo de um amplificador não-saturado, enquanto os efeitos limiares dificultam a determinação das configurações dos parâmetros deste amplificador [9].

Os principais parâmetros do amplificador são: seu comprimento efetivo (L_{eff}), faixas de operação [nm], variação de potência de entrada [dBm], variação de ganho [dB], figura de ruído [dB], potências mínimas de saída [dBm], composição da curva de ganho [20], eficiência de conversão de potência [%], ganho em função da polarização (*Polarization Dependent Gain*) [dB] e dispersão do modo de polarização (PMD) [ps] [12].

As especificações do sistema óptico são determinadas pela: banda de amplificação, comprimento do enlace (L), tipo de fibra [20], potências iniciais e os comprimentos de onda dos sinais.

Os efeitos limiares deste sistema são compostos pelas perdas, dispersões e não-linearidades da fibra, a das interações espectrais [2] indesejadas, sendo este último originado pelas interações entre bombeios (bombeio-bombeio [2,7,18]), sinais (sinal-sinal [46]) e ruídos (ASE-ASE, ASE-sinal [8] e ASE-bombeio).

A determinação dos efeitos limiares da fibra, especificações dos sistemas e configurações do amplificador ainda não serão suficientes para a elaboração do amplificador (DRA), pois ainda torna-se necessário definir seus parâmetros do bombeios, os quais são compostos de seus comprimentos de onda e suas potências iniciais.

Os comprimentos de onda dos bombeios (λ_p) podem ser alocados entre 300nm e 2.000nm [6] nas fibras de silício, e deslocado de aproximadamente 13THz dos sinais, para

maximizar as transferências de potência dos bombeios para os sinais, através do espalhamento inelástico das ondas de Stokes realizado pelo efeito Raman (SRS).

Porém, um planejamento inadequado das especificações para o sistema óptico poderá alocar bombeios e/ou sinais em regiões depreciativas (figura 3.3), provocando forte atenuação e/ou distorção neles.

Caso as potências dos bombeios sejam atenuadas, exaurindo-se antes do final do enlace, tornarão desprezíveis suas transferências de potência para os sinais, e a interação sinal-sinal ocorrerá proporcionalmente com maior intensidade. Nesta interação, os sinais com freqüências superiores serão depletados pelos demais [27], alterando as amplitudes relativas dos sinais, e aumentando a variação do ganho entre os canais WDM. O fenômeno do "Esmaecimento do bombeio", descrito neste parágrafo, é usualmente denominado "*Raman Tilt*" [7,46], e seu mecanismo de atuação sobre os sinais, pode ser observado na figura 3.12.



Figura 3.12 - Distribuição das potências dos sinais (A e B) e bombeios (A) ao longo do Amplificador Raman com bombeio contra-propagante³¹ (C6cr), exibindo o efeito esmaecimento do bombeio (*Raman-tilt*) (C e D).

³¹ Simulação realizada pelo código numérico Raman.f, utilizando os dados de perdas espectrais de uma fibra SMF produzida em 1979. Estes dados estão reunidos no gráfico da figura 2.15 do livro Fiber-Optic Communications Systems de G. P. Agrawal [2].

A figura 3.12 apresenta a evolução da potência de três sinais co-propagantes alocados nos extremos e no meio da banda "C" ($\lambda_{S1} = 1530$ nm, $\lambda_{S2} = 1550$ nm e $\lambda_{S3} = 1565$ nm), exibindo a propagação destes sinais no interior do Amplificador Raman (C6cr) de 100km com bombeio contra-propagante.

A figura 3.12A mostra a forte redução da potência do bombeio, impedindo sua satisfatória transferência de potência para os três sinais, principalmente na parte inicial do enlace. Devido aos sinais possuírem o mesmo coeficiente de atenuação ($\alpha_{S1} = \alpha_{S2} = \alpha_{S3} \neq \alpha_P$), observa-se pela distribuição de potência destes sinais (figura 3.12B), que a redução da potência dos bombeios ocorrida principalmente nos oitenta quilômetros iniciais do enlace, provoca interações sinal-sinal com maior intensidade, que depletarão os sinais com freqüências superiores [27], provocando o efeito do *Raman Tilt*. Este efeito torna-se mais evidente, comparando as amplitudes dos sinais, normalizadas segundo o sinal de menor freqüência, conforme pode ser observado na figuras 3.12C e 3.12D.

Recentemente, a atenuação e a dispersão estão sendo combatidas através da alocação dos bombeios e sinais em bandas alternativas como "S" e "L" [1,20], respectivamente.

Além disso, esta alocação inadequada de sinais e bombeios poderá produzir dispersões, interferências, diafonias (*crosstalk*), geração de ruídos, como ocorre com os sinais espúrios gerados pela mistura de quatro ondas (FWM), que se incorporam aos sinais, tornando difícil a regeneração dos sinais originais.

Conforme apresentado na seção 2.5.1, a transferência de potência ou ganho Raman não é homogênea para todos os sinais, pois varia cerca de 6% na região de menor variação $(12,38 < f_s(THz) < 15,52)$ da curva de ganho Raman (figura 3.13). Além disso, um efeito, ao qual é denominado "deslocamento para o vermelho" (*Red shift*) [18,43] (figuras 3.12C e 3.12D), ocasiona transferência de potência de modo inversamente proporcional às freqüências dos canais WDM, que poderá desequalizar estes canais [4] em sistemas WDM.



Figura 3.13 - Esquema de desequalização dos canais devido aos efeitos da atenuação e do ganho (SRG) do efeito Raman (SRS).

A desequalização dos canais pode ser corrigida ou minimizada através de filtros compensatórios de ganho [4] De-ênfase (figura 3.14A) ou Pré-ênfase (figura 3.14B). Estes filtros promovem distorções nos sinais, retirando potência dos canais diretamente proporcional ao ganho (SG) que estes canais receberão do amplificador.



Figura 3.14 - Equalização dos canais através do uso de filtros (A) De-ênfase e (B) Pré-ênfase.

Porém, o melhor modo de correção para a desequalização dos canais é alocar mais potência para os sinais de freqüências mais altas [7] e reduzir a variação do ganho (*ripple*) mediante a planificação do topo do principal pico da curva do ganho Raman (figura 3.15).

A redução desta variação do ganho, alteração do formato da curva de ganho [1,6] e/ou expansão de sua banda planificada, às vezes superando 100nm [30], pode ser obtida utilizando múltiplos bombeios [6,18] com diferentes níveis de potência, os quais serão alocados em posições específicas [6] e separados de poucos nanometros [30] (figura 3.15).



Figura 3.15 - Incremento da planicidade do ganho mediante composição de múltiplos bombeios [18,30].

Porém, os sinais e bombeios deverão possuir potências de entrada com valores suficientemente moderados, para permitir sua propagação pelo enlace, sem ocasionar o efeito esmaecimento do bombeio, e excursões pelas regiões de não-linearidade detrimental e/ou de ruído. Isto permitirá que as potências de saída dos sinais sejam superiores à sensibilidade do receptor, permitindo que este dispositivo amostre corretamente os bits dos sinais dentro da qualidade (BER) pré-estabelecida [2]. Portanto nesta situação, o foco da atenção recairá na análise do efeito linear da atenuação da fibra.

Esta atenuação é influenciada principalmente pela absorção extrínseca e pelo espalhamento Rayleigh [14], que atuam de modo similar nos diversos tipos de fibras ópticas de sílica. Pois estas fibras possuem composições de seus meios materiais análogos. Por este motivo, seus diversos tipos de fibras são obtidas principalmente através da modificação dos índices de refração (configuração geométrica) das camadas [37]. Esta similaridade permite que os padrões de atenuação das fibras não-dopadas possam ser enquadrados no espectro (gráfico) da fibra padrão (SMF) ou da fibra seca (ZWPF), apresentados na figura 3.16.

Entretanto, com a melhoria na produção de fibras ópticas [23,41] e redução dos efeitos provocados pela absorção extrínseca [41], as fibras atuais estão reduzindo progressivamente seus preços [47] e se aproximando do padrão da fibra seca (ZWPF) [41].



Figura 3.16 - Evolução da potência, no interior de fibras Padrão (SMF) e Seca (ZWPF), dos sinais alocados em diversas bandas³². Sendo que cada fibra possui coeficientes de atenuação distintos em função do comprimento de onda.

Porém, o planejamento do amplificador (FRA) não deve ser pautado somente na limitação do tamanho do enlace ocasionado pelas perdas nas fibras (atenuação) [2], pois outros fatores limiares poderão ocasionar graves penalidades ao sistema e torná-lo mal configurado. Como ocorre com a dispersão, principalmente em sistemas operando a taxas superiores a 10Gbps, que limita o número de canais nos sistemas WDM e ocasiona outros efeitos degradantes. A dispersão poderá ser combatida através de técnicas de Gerenciamento da dispersão [2], comentadas na seção 2.2.

Por este motivo, torna-se importante à correta configuração dos parâmetros do amplificador e do sistema, que são constituídos do número de canais, freqüências e potências dos sinais e bombeios, bandas alocadas, entre outros. Estes parâmetros serão mais bem configurados utilizando técnicas de Gerenciamento da dispersão e Orçamento de potência (*Power Budget*) [2], as quais serão avaliadas segundo os "parâmetros de qualidade" do sistema, constituídos do "Diagrama de olho" (EOP), Ganho do sinal (SG), Ganho líquido (NG), Relação sinal-ruído óptica (OSNR) e Figura de ruído (NF), que possuem as seguintes características:

- Diagrama de olho [20]

também chamado de Penalidade de abertura do olho (EOP) [31], é a verificação da qualidade dos pulsos do sinal visualizados através de um osciloscópio.

Ganho do sinal (SG) [20,47] é a relação entre as potências do sinal (P_S) na saída e na entrada
 [4] do enlace, sendo diretamente proporcional à potência do bombeio e inversamente proporcional à potência do sinal
 [4,21].

$$SG[dB] = 10.\log_{10}\left(\frac{P_{S}(z=L)[mW]}{P_{S}(z=0)[mW]}\right)$$
(3.21)

- Ganho do sinal (*ON/OFF*) [13,18,20] ou líquido (NG) [13,18,20-21] é o ganho "real" de potência dos sinais, seu valor é a relação entre os ganhos obtidos pelos sinais com o amplificador ligado e desligado.

$$NG[dB] = 10.\log_{10}\left(\frac{P_{S}(z=L, G_{R}=G_{R})[mW]}{P_{S}(z=L, G_{R}=0)[mW]}\right)$$
(3.22)

³² Simulação realizada pelo código numérico Raman.f, com dados das perdas de uma fibra SMF produzida em 1979, cujo gráfico da figura 2.15 do livro Fiber-Optic Communications Systems de G. P. Agrawal [2].

- Relação sinal-ruído óptica (OSNR) [20] relaciona a potência do sinal à potência do ruído espectralmente idêntico [4], é o parâmetro mais usado na avaliação do desempenho do sistema [47].

$$OSNR[dB] = 10.\log_{10} \left(\frac{P_{S}(z=L)[mW]}{P_{N}(z=L)[mW]} \right)$$
(3.23)

é a razão entre as relações Sinal-Ruído (OSNR) na entrada e na saída do enlace [2,11].

$$NF = \frac{OSNR(z=0)}{OSNR(z=L)}$$
(3.24a)

$$NF = \frac{1}{SG} \left(1 + \frac{P_N (z = L) [mW]}{hf\Delta f} \right)$$
(3.24b)

$$NF[dB] = 10.\log_{10}\left[\frac{P_{S}(z=0)}{P_{S}(z=L)}\left(1 + \frac{P_{N}(z=L)\lambda_{S}^{3}}{hC^{2}\Delta\nu}\right)\right]$$
(3.24c)

Nestas equações, $P_S e P_N$ são as potências do sinal e do ruído, ambas em miliwatt [mw], h=6,626068×10⁻³⁴J.s é a constante de plack, C=2,99792458X10⁸m/s é a velocidade da luz no vácuo, λ_S é o comprimento do sinal medido em metro [m], e Δv e Δf são as larguras de banda do ruído, sendo Δv medido em metro [m] e Δf medido em Hertz [Hz].

Um sistema bem configurado permite a elaboração de amplificadores que explorem uma ou mais de suas características funcionais, como amplificação equalizada dos canais ou ganho plano sobre uma larga banda espectral [9], maximização das potências de saída dos sinais e/ou do ganho líquido, minimização da figura de ruído e/ou dos efeitos não-lineares detrimentais, entre outros. Estas características operacionais influenciarão na determinação de dispositivos, parâmetros dos bombeios e métodos a serem utilizados para elaboração do amplificador. Por exemplo, a exploração da capacidade do sistema WDM exige o uso de amplificadores com ganhos planos sobre ampla banda espectral [1], sendo seus ganhos ajustados [6-7] através da escolha dos comprimentos de onda de múltiplos bombeios [6,18] e suas respectivas potências iniciais [6-7].

- Figura de ruído [2] (NF)

Analisando as especificações do amplificador e efeitos existentes no sistema, é possível modelar seus parâmetros, através de um conjunto de equações de propagação (equação 3.17) acopladas [2,10], as quais serão utilizadas na resolução do complexo problema do planejamento reverso [7,9-10] do amplificador com múltiplos bombeios (MW-FRA) [7], mediante utilização de rotinas numéricas [10] iterativas [9]. Porém, os efeitos do sistema, as não-linearidades detrimentais, as dispersões e as interações espectrais indesejadas, tornam o sistema altamente não-linear, complicando a determinação numérica dos parâmetros do amplificador [7], e tornando necessário o uso de algoritmos robustos e elaborados [10].

Frequentemente são desenvolvidos algoritmos numéricos destinados à resolução deste problema do planejamento reverso. Porém, seus criadores usualmente não denominam explicitamente estes algoritmos, ao apresentá-los para a comunidade científica. Entretanto, a similaridade no desenvolvimento numérico de alguns destes métodos, com algumas peculiaridades, permite que sejam enquadrados em grupos, e denominados didaticamente segundo estes grupos.

Portanto, os parâmetros dos bombeios podem ser encontrados simultaneamente através de algoritmos didaticamente denominados de: Técnica da compensação geométrica [46], Algoritmo genético (GA) [7,9-10,46], Algoritmo genético híbrido (*Hybrid* GA) [10], Realimentação estimulada (*Simulated Annealing*), Rede neural [9], entre outros. Porém, estes métodos podem não apresentar unicidade na solução, além de convergir apenas para um mínimo local, o qual poderá não ser o mínimo global desta solução.

Percebe-se que, a obtenção simultânea dos parâmetros do bombeio, durante a resolução do problema reverso [9], não é uma tarefa simplória. Por este motivo, propõe-se a estratégia de redução desta complexidade, dividindo este problema em partes mais simples [10], para criar os "Algoritmos seqüenciais". Em geral, estes algoritmos dividem o problema em apenas duas partes [16], sendo que a primeira determina os comprimentos de onda dos bombeios e as integrais de potência, enquanto a segunda parte obtém as potências associadas aos comprimentos de onda dos bombeios. A obtenção seqüencial dos parâmetros dos bombeios pode ser realizada através de algoritmos seqüenciais denominados de: o Método da determinação automática das potências de bombeio [9], Regressão não-linear com programação seqüencial quadrática [10], o Método de Perlin & Winful [7], entre outros.

Alguns os algoritmos destinados à obtenção simultânea ou seqüencial dos parâmetros dos bombeios, os quais foram citados anteriormente, serão brevemente explicados a seguir.

Método da determinação automática das potências de bombeio [9].

Este método utiliza o ganho Raman experimental como parâmetro inicial, objetivando a planicidade da curva do ganho Raman em determinada largura de banda e minimização da somas das potências de bombeio.

Na primeira parte, os bombeios são alocados espectralmente deslocados para comprimentos de ondas menores através do Método de alta precisão (*High accuracy procedure*), ou deslocados para comprimentos de ondas maiores através do Método de alta velocidade (*High speed procedure*). Determinando a quantidade e os comprimentos de onda dos bombeios ao final desta etapa.

Na segunda parte, o guia (amplificador) será dividido em "N" intervalos suficientemente pequenos, para considerar que, suas potências $[P_S(z=z_j) e P_P(z=z_j)]$ sejam constantes no intervalo compreendido entre esses dois limites (contornos).

A equação de propagação escrita sob a forma vetorial (equação 3.25), será resolvida iterativamente através do método de Runge-Kutta, utilizando as potências iniciais (P_{0j}) ou as potências do passo de iteração anterior, como condição inicial ou de contorno para o cálculo das potências posteriores. Isto será realizado seqüencialmente até percorrer toda a fibra, obtendo os valores das potências de todos os bombeios no final das iterações.

$$\begin{pmatrix} P_{S_{1}}(z=l) \\ \cdots \\ P_{S_{m}}(z=l) \\ P_{P_{1}}(z=l) \\ \cdots \\ P_{P_{n}}(z=l) \end{pmatrix} = A_{N} \cdot A_{N-1} \cdot \cdots \cdot A_{2} \cdot A_{1} \cdot \begin{pmatrix} P_{S_{1}}(z=0) \\ \cdots \\ P_{S_{m}}(z=0) \\ P_{P_{1}}(z=0) \\ \cdots \\ P_{P_{n}}(z=0) \end{pmatrix}$$
(3.25)

onde,

$$A_{j} = \begin{pmatrix} \alpha_{S_{1}} + g_{S_{1}P_{l}}P_{l}(z=j-1) & \dots & -\alpha_{S_{m}} + g_{S_{m}P_{l}}P_{l}(z=j-1) & -g_{S_{1}P_{l}}P_{S_{1}}(z=j-1) & \dots & -g_{S_{m}P_{l}}P_{S_{m}}(z=j-1) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\alpha_{S_{1}} + g_{S_{1}P_{n}}P_{P_{n}}(z=j-1) & \dots & -\alpha_{S_{m}} + g_{S_{m}P_{n}}P_{P_{n}}(z=j-1) & -g_{S_{1}P_{n}}P_{S_{1}}(z=j-1) & \dots & -g_{S_{m}P_{n}}P_{S_{m}}(z=j-1) \\ -g_{S_{1}P_{l}}P_{l}(z=j-1) & \dots & -g_{S_{m}P_{l}}P_{P_{l}}(z=j-1) & -\alpha_{P_{l}} - g_{S_{1}P_{l}}P_{S_{1}}(z=j-1) & \dots & -\alpha_{P_{n}} + g_{S_{m}P}P_{S_{m}}(z=j-1) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -g_{S_{m}P_{l}}P_{P_{l}}(z=j-1) & \dots & -g_{S_{m}P_{n}}P_{P_{n}}(z=j-1) & -\alpha_{P_{l}} - g_{S_{m}P_{l}}P_{S_{m}}(z=j-1) & \dots & -\alpha_{P_{n}} + g_{S_{m}Pm}P_{S_{m}}(z=j-1) \end{pmatrix}$$

Sendo j \in [2,N], m e n são as quantidades de bombeios e sinais, e P_P e P_S são as potências dos bombeios e sinais, respectivamente.

Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática (Nonlinear regress, Sequential quadratic programming) [10].

É um algoritmo seqüencial que soluciona o problema reverso, visando obter um amplificador distribuído (DRA) com ganho largo e plano, através da minimização da variação (*ripple*) deste ganho.

Na primeira parte, a quantidade, os comprimentos de onda, e as integrais de bombeio (*pump integrals*) são determinados através de uma combinação linear de curvas de ganho Raman dos bombeios, realizada através da Regressão não-linear, baseada no método de Levenberg-Marquardt.

Na segunda parte, o método iterativo da programação seqüencial quadrática (SQP) utilizará os parâmetros dos bombeios, obtidos na primeira parte, para determinar as potências otimizadas destes bombeios, que minimizem a variação do ganho Raman.



Figura 3.17. Algoritmo para determinação dos comprimentos de ondas e das potências ideais para os bombeios de Amplificadores Raman distribuídos [10].

Método de Perlin & Winful [7].

Este método soluciona o problema reverso, obtendo ganho plano em uma banda larga para amplificadores (MW-FRA) em sistemas ópticos sem dispositivos equalizadores de ganho.

Na primeira parte, o Algoritmo genético (GA) seleciona os melhores pares integrais de potência (I_j^*) e comprimentos de onda (λp), dentre um conjunto (população) de "N" bombeios { $\lambda p, I_j^*$ }, utilizando-se três processos evolutivos: Cruzamento (*Crossover*), Mutação e Seleção natural.

A cada iteração (geração), são gerados novos pares através da escolha (Seleção natural) dos melhores indivíduos (pares $\{\lambda p, I_j^*\}$), que terão seus parâmetros misturados (Troca cruzada ou Cruzamento, com recombinação direta) e possuirão pequenas mudanças aleatórias em alguns deles (Mutação).

Na segunda parte, as potências iniciais (P_{0j}) dos recém determinados comprimentos de onda dos bombeios (λp), serão determinadas pela resolução da equação de propagação utilizando um método iterativo, como o Runge-Kutta. Depois de sua obtenção (P_{0j}), torna-se necessária realizar a equivalência com seus valores ótimos (I_j^*), conforme expresso na equação 3.26.

$$\sum_{j=1}^{k-1} g_{jk} I_j^* = \sum_{j=1}^{k-1} e^{-\left[\left(-\alpha_k L + \sum_{j=k}^n g_{jk} \int_0^L P_j(z) dz \right) \right]}$$
(3.26)

onde α é a atenuação na fibra, g_{jk} é o ganho do espectro "j" em relação ao espectro "k" e P(z) é a potência na fibra.

Esta equivalência é realizada através de um método residual, ajuste ou compensação, que alocará mais potência para alguns sinais, principalmente os sinais que possuem freqüências superiores. Porém, a alta não-linearidade do sistema, associadas às interações bombeio-bombeio, fazem com que a variação em algumas potências compensadas não seja linearmente correspondente às variações de suas integrais de bombeio (I_j). Mesmo assim, considera-se que este método seja convergente dentro de um grau de precisão [7] aceitável.

Técnica da compensação geométrica [46].

Esta é uma técnica simples, solucionando o problema reverso do Amplificador Raman (MW-FRA), através da alocação dos bombeios (ponderados) em determinadas posições espectrais, a alocação destes bombeios deverá ser realizada de modo que, a composição do pico principal das curvas do ganho Raman (S_j) obtenha uma curva de ganho plano na faixa desejada.

Nesta técnica, a curva do ganho Raman é representada por um conjunto de retas assintóticas, sendo o pico principal com 13,6THz de largura, representado por seis retas com larguras de 1,7THz e uma reta com largura de 3,4THz, enquanto que os demais picos são representados por apenas uma reta com largura de 26,4THz, a qual será menosprezada nos cálculos.

Para obtenção do ganho largo e plano, os bombeios deverão ser alocados, de forma que as inclinações das retas assintóticas do lado esquerdo das curvas (S_j) , tenham inclinações contrárias às inclinações das retas assintóticas do lado direito da curva (S_i) . Além disso, as áreas sob estas retas assintóticas compensatórias, também chamadas integrais de potência, deverão ter a mesma amplitude da área sob a reta $(A_{12}A_{13})$ correspondente à curva de ganho Raman do primeiro bombeio (S_1) .



Figura 3.18 - Alocação e configuração das curvas de ganho Raman dos bombeios para obtenção de um ganho plano na faixa desejada (Δf) através da Técnica da compensação geométrica [46].

Dentre os conceitos e técnicas apresentados anteriormente e os presentes na literatura, para resolução do problema reverso do amplificador, será escolhido o método da "Regressão não-linear com programação seqüencial quadrática" para resolução deste problema reverso.

Conforme citado anteriormente, este método visa projetar um Amplificador Raman distribuído (DRA) com ganho largo e plano, através da minimização da variação (*ripple*) de seu ganho. O problema reverso será solucionado por este algoritmo iterativo seqüencial, através da estratégia de divisão deste problema em duas partes mais simples, que determinará seqüencialmente os comprimentos de onda dos bombeios e suas potências associadas.

Na primeira parte, As freqüências ou comprimentos de onda dos bombeios, necessários para gerar a curva de ganho que explore as características funcionais desejada para o amplificador, poderão ser obtidos através de diversos métodos numéricos, como Algoritmos genéticos (GA) [7,9-10,46], Métodos não-lineares [10], Realimentação estimulada (*Simulated Annealing*) [9], rede neural [9,48-49], entre outros.

Dentre estes diversos métodos, será escolhido um método não-linear, que utilize a função de ajuste Regressão não-linear baseado no método de Levenberg-Marquardt que está disponível no Programa comercial Mathematica [10].

O método de Levenberg-Marquardt é um aperfeiçoamento do método de Gauss-Newton [49], que é originário do método de otimização de Newton [48], sendo uma variação do Algoritmo de retropropagação do erro (*Error back-propagation*). O método de Levenberg-Marquardt visa corrigir os parâmetros obtidos através de algum outro método (método de passo para frente) [49], realizando alterações na faixa de valores e pesos segundo a expressão do Método de Newton [48,49], que utiliza derivadas parciais de segunda ordem do erro quadrático [49] reunidas em uma matriz, denominada matriz Hessiana [48].

Para minimização dos quadrados mínimos, principalmente em redes neurais [48,49], o método de Levenberg-Marquardt utiliza o gradiente da superfície do erro quadrático dos valores obtidos (saída) e ideais (previsto), para determinar a direção de maior redução do erro, que é a direção que possuirá a descida mais íngreme. Sua convergência se tornará mais rápida, caso a derivada parcial deste erro quadrático seja desenvolvida em uma série de Taylor truncada nos dois primeiros termos [49]. Porém, esta estratégia, tornará o método mais sensível à posição inicial na superfície do erro (valor ou chute inicial) e só convergirá para um mínimo local a partir de um valor próximo e dentro da região onde a convergência é garantida, chamado região de confiança [50]. Antes do início do processamento numérico para obtenção dos comprimentos de onda otimizados dos bombeios, deve-se definir a "Função de transferência de potência", denominada de "Curva do ganho Raman" no meio óptico, segundo a qual o amplificador (FRA) do sistema óptico realizará transferência de potência dos bombeios para os sinais. Sua escolha estará condicionada à adequação desta curva de ganho às necessidades do sistema, e às características da fibra, representadas segundo seu tipo, composição e dopantes, além da polarização dos espectros em seu interior (figura 2.17). Para maior parte dos sistemas ópticos, utiliza-se o espectro de emissão correspondente à curva de Stokes do modo longitudinal da fibra padrão (SMF) (figura 2.18), como a Curva de ganho Raman devido aos bombeios.

Estas Curvas de ganho (S_j) poderiam ser aproximadas segundo retas assintóticas (figura 3.18) [46], como realizado na Técnica da compensação geométrica [46] tradicional. Porém, para obtenção da curva de ganho mais coerente com um sistema óptico real, será utilizada as próprias curvas de ganho dos bombeios, embora o formato complexo da curva de ganho do bombeio (S_j) torne não-trivial a análise e o processamento numéricos realizado pelo Programa Mathematica.

Para contornar esta dificuldade, considera-se segundo Fourier³³, que a Curva aperiódica do ganho Raman possa ser representada através de uma curva periódica truncada com período de 45THz, a qual será a composição de curvas simples [1], originárias de funções senoidais e cossenoidais. Porém, para realização do modelamento numérico do Mathematica é mais recomendável realizar manipulações algébricas e uso das fórmulas de Euler [37], para reescrever estas funções preferencialmente segundo um tipo especial de exponenciais, chamadas "Funções Gaussianas". Estas funções [51] sob o formato Lorentziano [41] melhor descrevem a intensidade dos modos vibratórios do espalhamento Raman, sendo esta intensidade representada graficamente através da curva do ganho Raman, conforme apresentado na seção 2.5.1.

Portanto, o processamento numérico do programa Mathematica será otimizado, se a Curva do ganho Raman for modelada através da composição (somatório) de "nove" curvas (funções) gaussianas [10] com diferentes amplitudes (a_i), larguras (Δf_i ou FWHM) e deslocamentos espectrais (δf_i). Por este motivo, esta curva composta (figura 3.19) será modelada segundo a equação 3.27 [10].

$$G = \sum_{j=1}^{m} a_i \cdot e^{\left[\frac{(\delta f - f_i)^2}{\delta f_i}\right]}$$
(3.27)



Figura 3.19 - Configuração da curva de ganho Raman através da composição de curvas gaussianas [10], obtidas segundo a equação 3.27.

Gaussianas	Freqüência Central	Amplitude	Largura da Gaussiana	
(i)	$f_{\rm i}({ m THz})$	a (unid. arb.)	Δf_{i} (THz)	FWHM (THz)
1	2,8097	0,12144	3,7197	4,1892
2	5,6423	0,22170	7,3076	5,9009
3	11,9934	0,87458	17,134	9,0090
4	13,7846	0,23474	1,6889	2,7928
5	15,5191	0,47673	0,9574	2,1171
6	19,3809	0,16217	2,8433	3,6487
7	25,0795	0,15390	6,6566	5,5856
8	32,8166	0,05576	9,0748	6,5315
9	37,8451	0,02976	3,2872	3,9189

Tabela 3.2 - Dados da equação 3.27 para obtenção da curva de ganho Raman (figura 3.19), através da composição de nove curvas gaussianas [10].

³³ Segundo o Matemático Joseph Fourier, qualquer forma de onda (curva) periódica poderia ser descrita pela superposição (somatório) de ondas harmônicas, as quais são originárias de funções ortogonais senoidais e cossenoidais, originando a "Série de Fourier" [37].

As nove curvas gaussianas, que modelam a Curva do ganho Raman, não foram ocasionalmente escolhidas, seu número (m=9) e deslocamentos espectrais estão relacionados aos modos vibratórios longitudinais, enquanto as larguras espectrais (FWHM) estão relacionadas aos níveis rotacionais da molécula de dióxido de silício $[Si(O_4)^{-4}]$. A concordância entre os dados físico-espectrográficos e numéricos pode ser comprovada através da comparação entre as tabelas 2.2 e 3.2.

Para facilitar a explanação do algoritmo ao longo desta seção, será considerado que a envoltória da composição (soma) destas nove curvas gaussianas formará a Curva do ganho Raman (S_j) de cada bombeio, a qual inicialmente possuirá amplitude máxima unitária, para evitar constantes compensações nas amplitudes das gaussianas, condicionadas às alterações na amplitude destas Curvas dos bombeios.

Também, deve-se definir a região espectral (banda) a ser planificada, a qual poderá englobar todos os sinais, abranger a largura espectral correspondente a apenas uma banda óptica, ou cobrir a vasta região superior a 100nm [30]. Pois, as curvas de bombeio poderiam ser alocadas na ampla região espectral de 300nm a 2000nm [6], desde que minimizem a influência de dispersões, dos efeitos lineares, como atenuações, além dos efeitos não-lineares, como XPM, SPM, MI e FWM.

A Mistura de quatro ondas (FWM) gera espectros espúrios³⁴ que poderão coincidir com canais WDM alocados, conforme descrito na seção 2.3.1. Mesmo não coincidindo, e podendo ser suprimidos através de filtros, ainda assim, estes espectros conseguirão depletar os bombeios e poderão desequalizar a curva de ganho do amplificador.

Para planificar a região espectral (banda), a primeira curva do ganho (S_1) deverá ser alocada no limite inferior desta banda. Para isto, o primeiro bombeio deverá estar afastado aproximadamente 13THz [10] deste limite inferior, que corresponde entre 100nm [1,6,30] e 106nm [10] para a banda "C". Realizada a alocação desta curva, estará definido o primeiro dos comprimentos de onda dos bombeios.

Caso este bombeio não atenda a condição preestabelecida para o ganho plano na banda desejada, outros bombeios deverão ser fornecidos de modo análogo ao primeiro, ou seja, alocados preferencialmente em regiões espectrais não muito depreciativas, a poucos nanometros [30] dos bombeios e a aproximadamente 13THz [10] da banda a ser planificada. Portanto, a alocação destes bombeios deverá ser capaz de satisfazer a condição

³⁴ O cálculo das potências dos espectros espúrios não será realizado, devido a fugir o escopo deste trabalho. Mas em geral as potências destes espectros são muito inferiores às potências dos bombeios.

preestabelecida através da composição de suas curvas de ganho. Embora a redução na variação do ganho seja proporcional à quantidade de bombeios fornecidos ao sistema [18,30], a quantidade de bombeios deverá ser minimizada, para reduzir de alguns efeitos detrimentais, e os custos inerentes ao sistema, como os custos operacionais, de implantação, e de manutenção.

O processamento numérico destas curvas pelo programa Mathematica será facilitado, através da redução da não-linearidade do sistema, desconsiderando as interações indesejadas de bombeio-bombeio [10], sinal-sinal, ASE-ASE, ASE-sinal e ASE-bombeio, além de alguns efeitos que não interferem no formato da curva do ganho Raman, como espalhamento Rayleigh e o espalhamento Raman espontâneo.

Após estas ponderações, o programa Mathematica efetuará deslocamentos espectrais nas curvas de ganho dos bombeios, fixando algumas curvas e deslocando outras (figura 3.20).



Figura 3.20 - Deslocamento espectral das curvas de ganho ao longo do eixo das freqüências, realizado pelo Mathematica.

Além disso, este programa também alterará as amplitudes das curvas de ganho dos bombeios, para promover composições lineares (somatório) das áreas das curvas (S_j) do ganho Raman dos bombeios, visando obter uma curva composta de ganho com variação mínima dentro da banda desejada (figura 3.21).



Figura 3.21 - Composição de curvas do ganho Raman. (A) deslocamento entre as curvas. (B) Composição destas curvas mediante as alterações de suas amplitudes.

Portanto, para cada deslocamento realizado em uma destas curvas, o Mathematica realizará diversas modificações nas amplitudes das curvas de ganho dos bombeios, originando curvas compostas, cujo ganho do amplificador (G) será expresso pela equação 3.28.

$$G = \sum_{j=1}^{n} A_{j} G_{R} \left(f_{i} - f_{j} \right)$$
(3.28)

onde j é o índice do "j-ésimo" bombeio, e G_R é o coeficiente de ganho Raman do "j-ésimo" bombeio em relação ao "i-ésimo" bombeio de referência e f são as freqüências dos bombeios.

Normalmente haverá minimizações das oscilações da curva (resultante) do ganho, quando a inclinação do lado esquerdo do pico principal da curva (S_j) do ganho Raman do "j-ésimo" bombeio for oposta à declividade do lado direito do pico principal da curva (S_i) do ganho Raman do "i-ésimo" bombeio [46].

A obtenção da curva composta de ganho Raman com menor variação na banda desejada, implicará na descoberta e determinação da quantidade e freqüências (f_j) dos bombeios, além de suas intensidades (A_j) , denominada de "integrais de bombeios (*pump integrals*)" [7]. Esta descoberta determinará o final da primeira parte da resolução do problema reverso.

Obtidos estes parâmetros dos bombeios, compostos da quantidade, das freqüências (f_j) dos bombeios, e das intensidades (A_j) das suas curvas de ganho. Seria óbvio supor que o problema reverso do amplificador estaria inteiramente solucionado, pois todos os parâmetros dos bombeios estariam definidos. Porém, o fornecimento aos lasers de bombeios de valores

(dBm ou mW) proporcionais às intensidades (A_j) recém obtidas, provocaria desequalizações superiores às oscilações da curva de ganho (*ripple*) calculadas para estas das intensidades (A_j).

Esta desequalização superior é originária da linearização do sistema altamente não-linear, realizada durante o desenvolvimento numérico da primeira parte do método. Os valores obtidos para as amplitudes não correspondem aos reais valores das potências dos lasers de bombeio, e somente servirão como uma estimativa dos valores a serem fornecidos aos bombeios [10]. Portanto, para obtenção das potências dos bombeios com valores "mais realistas", podem-se utilizar um método de ajuste ou compensação [7], ou um método residual, que tentará adicionar os efeitos, que as parcelas detrimentais, desconsiderados na primeira parte, provocariam sobre as potências dos bombeios recém calculados. Porém, as interações espectrais e efeitos limiares do sistema, como os efeitos lineares, os efeitos não-lineares detrimentais, as dispersões, entre outros, tornarão muito difícil, estimar uma quantia (valor) a ser adicionada aos bombeios. Uma estratégia muito usada para obtenção deste valor seria adicionar potências proporcionalmente às freqüências dos bombeios, para compensar principalmente o "deslocamento para o vermelho" (figura 3.12). Infelizmente, todas estas estratégias são pouco eficientes, sendo convergentes somente para certo grau de precisão [7].

Para contornar esta dificuldade e obter a configuração das potências ótimas que melhor se adeqüe ao sistema amplificado existente em uma rede óptica real, será desenvolvida a segunda parte da resolução do problema reverso do amplificador.

Na segunda parte, as potências ótimas serão obtidas através da resolução do conjunto de equações de propagação (equação 3.17) utilizando um Algoritmo (Método) iterativo [10], como o Preditor-corretor (PCM) [3], o Split-Step de Fourier [14,20,47], o Runge-Kutta [7,9], a Programação seqüencial quadrática (SQP) [10], entre outros.

Neste trabalho serão utilizados dois métodos numéricos iterativos para resolução deste conjunto de equações, sendo que o Método da programação seqüencial quadrática (SQP) será utilizado nas seções 4.3 e 4.5, enquanto o Método Runge-Kutta será utilizada nas seções 4.3, 4.4 e 4.6. Porém, neste momento, as atenções estão voltadas para o Método da programação seqüencial quadrática, haja vista que o Método Runge-Kutta já fora comentado na seção 3.4.2.

O Método da programação seqüencial quadrática (SQP) é uma família de métodos numéricos originários em 1963 e elaborados por R. B. Wilson. A partir de meados da década de 1970 [52], se popularizou a ponto de ser considerado o melhor método de otimização não-linear com restrições [53].

Este Método (SQP) trata o problema de otimização, considerando que cada iteração seja um subproblema de minimização de quádricas [52] ou "quadrados mínimos", visando restaurar, minimizar [52] ou obter um "melhor ajuste" (*best fit*) de um parâmetro através da soma dos quadrados das diferenças deste parâmetro. Para determinar a direção ou procura do mínimo (otimização), o Método da programação seqüencial quadrática solucionará as equações de Kuhn-Tucker através do método residual dos multiplicadores de Lagrange, cuja aproximação quadrática de sua função de Lagrange, linearizará as funções não-lineares, aproximando-as por um modelo quadrático [53].

Porém, estas aproximações tornam o método convergente somente em uma pequena vizinhança, normalmente obtendo uma solução local. Este fato pode ser contornado utilizando "funções de mérito", as quais forçam o algoritmo do método a seguir na direção [53] onde se encontra a solução global.

Portanto, o programa comercial Optisystem utilizará o método "SQP" para solucionar as equações de propagação, que modelam a potência média (*average power model*) de um Amplificador Raman distribuído (DRA), e para otimizar as potências dos bombeios, objetivando um ganho plano na banda desejada [10]. Para isto, o Optisystem fixará o valor da potência inicial de um dos bombeios, e variará as potências dos demais bombeios entre limites inferiores e superiores, que permitam que o amplificador opere em sua região não-linear (figura 3.8).

Como limite superior, poderia ser utilizada a potência de saturação do amplificador, que é de aproximadamente 1W [11,19] ou 30dBm [19], ou ainda a potência tipicamente acoplada na fibra (870mW [54]). Porém o ruído ASE só se torna significativo para potências superiores a 500mW [20], que são superiores às potências entre 100 e 300mW [1], as quais estão comercialmente disponíveis para lasers de bombeio na faixa de 1,4µm (14XX nm) de sistemas DWDM operando nas bandas "S", "C", e/ou "L". Deve-se ainda considerar, que o fenômeno do Duplo espalhamento Rayleigh (DRS) limita o ganho do amplificador em 20 dB [3], contudo, este fenômeno somente será importante nos Amplificadores Raman atuando com amplificadores de potência (*Booster*), pois o Amplificador Raman distribuído (DRA) tentará primordialmente compensar as perdas dos sinais [SG = 0dB < 20 dB]. No limite inferior, está o limiar (potências) de excitação do efeito Raman estimulado (P_{thR}) (equações 2.9), o qual poderá ser suprimido pelo espalhamento Brillouin estimulado (SBS) [14]. Devido ao sistema óptico do projeto GIGA operar com lasers de bombeio de onda contínua, teoricamente o efeito Raman não seria excitado, pois toda sua potência seria espalhada mediante o efeito Brillouin (SBS), conforme mencionado na seção 2.3.1. Caso os campos (espectros) espalhados pelo efeito Brillouin (SBS) possuam potências superiores ao limiar de excitação do efeito Raman (SRS), o meio óptico do amplificador provoca um deslocamento de poucas dezenas de gigahertz nas curvas de ganho de bombeios devido ao espalhamento Brillouin (SBS), para depois promover o espalhamento segundo o efeito Raman estimulado (SRS). Este pequeno deslocamento nos espectros dos bombeios terá efeito inexpressivo sobre o sinal, sendo usualmente desconsiderado nas análises numéricas dos Amplificadores Raman.

A análise e modelagem numéricas para resolução do problema reverso do Amplificador Raman não são tarefas simplórias, freqüentemente têm sido apresentados novos métodos numéricos não necessariamente originais, que se propõe a realizar estas tarefas.

Nesta seção, foi descrita a modelagem numérica através do método, que será utilizada na seção 4.5, para determinar os parâmetros dos bombeios de uma rede comercial (rede GIGA).

Referências do capítulo 3

- ISLAM, M. N. Raman Amplifiers for Telecommunications 1-Physical principles. New York, NY (USA): Springer-Verlag New York, Inc., 2004.
- [2] AGRAWAL, G. P. Fiber-Optic Communication Systems, 3rd Ed., New York, NY (USA): John Wiley & Sons, 2002.
- [3] LIU, X.; LEE, B. A fast and stable method for Raman amplifier propagation equations. Optics Express 11, p. 2163-2176, [S.I.], 2003.
- [4] ABREU, F. Sistemas DWDM-Dense Wavelength Division Multiplexing. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.
- [5] REEVES-HALL, P. C.; et al. Picosecond soliton pulse-duration-selectable source based on adiabatic compression in Raman amplifier. [Stevenage (GBR)]: Electronics Letters, v. 36, p. 622-624, March 2000.
- [6] FERNANDES, L. F. C. Amplificadores Raman-Tutorial. Teleco. Disponível em: http://www.teleco.com.br/tutorials/tutorialraman/default.asp. Acesso em: 10 fev 2006.
- [7] PERLIN, V. E.; WINFUL, H. G. "Optimal design of flat-gain wide-band fiber Raman amplifiers", IEEE Journal of Ligthwave Technology v. 20, n. 2, p. 250-254, 2002.
- [8] ISLAM, M. N. Raman amplifiers for telecommunications, IEEE Journal Select. Topics of Quantum Electronics, vol. 8, p. 548-559, 2002.
- [9] FUJIMURA, K. et al. Applying a numerical simulation technique to the design of WDM-pumped Raman amplifiers, and methods for the automatic determination of pump powers, [Nikko (JPN)]: Furukawa Review n. 25, p. 1-8, 2004.
- [10] LOPEZ-BARBERO, A. P.; et al. Numerical routines for the optimization of pumps power and wavelength in distributed Raman amplifiers. Fiber and Integrated Optics, v. 25, p. 347-361, [S.I.], 2006.
- [11] DEPARTAMENTO en E.T.S.I de TELECOMUNICACIÓN. Amplificadores Ópticos. Madrid (ESP): Universidad Politécnica de Madrid, 2002. Dispoonível em: <www.tfo.upm.es/docencia/2002_03/AMPLI-OPTICO.PDF>. Acessado em: 28 fev 2006.
- [12] FERNANDES, L. F. C. DWDM-Tutorial. Teleco. Disponível em: http://www.teleco.com.br/tutoriais/tutoriais/tutorialdwdm/Default.asp. Acesso em: 11 mar 2004.
- [13] SOUZA, E. C. Implementação experimental de Amplificador Raman Distribuído. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2006.
- [14] PINTO, A. H. M. N. Análise e Optimização de sistemas de comunicação ópticos baseados em solitões. Aveiro (PRT): Universidade de Aveiro, 1999.
- [15] JIAO, H. Review: Raman Amplifier, Electrical and Computer Engineering Department, [Baltimore, MD (USA)]: University of Maryland Baltimore County, [200-?].
- [16] HELCZYNSKI, L.; BERNTSON, A. Comparison of EDFA and bidirectionally pumped Raman amplifier in a 40-Gb/s RZ transmission system. Photonics Technology Letters, IEEE, v. 13, p. 669-671, Jul 2001.
- [17] KANG, Y. Calculations and measurements of Raman gain coefficients of different fiber types. [Blacksburg, VA (USA)]: Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [18] AGRAWAL, G. P.; HEADLEY, C. Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems. San Diego, CA (USA): Elsevier Academic Press, 2005.
- [19] AGRAWAL, G. P. Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed., San Diego, CA (USA): Academic Press, 1995.
- [20] CANI, S. P. N. Análise de sinais em Amplificadores Raman. Vitória: Universidade Federal do Espírito Santo, 2003.
- [21] CANI, S.P.N.; et al. Raman Amplifier performance of dispersion compensating fibers. In: Microwave and Optoelectronics Conference, IMOC 2003. [Foz do Iguaçu]. Proceedings of the 2003 SBMO/IEEE MTT-S International, 2003. v.2, p. 553-558.
- [22] WANG, S.; FAN, C. Generalised attenuation coefficients and a novel simulation model for Raman fibre amplifiers. Optoelectronics, IEE Proceedings, v. 148, p. 156-159, [S.I.], Jun 2001.
- [23] KNUDSEN, S.N.; GRUNER-NIELSEN, L. New fibers for future telecommunication systems. In: Lasers and Electro-Optics Society, 2000, Rio Grande (PRI), Annual Meeting. LEOS 2000. 13th Annual Meeting. IEEE, v. 1, p. 338-339.
- [24] DINI, D.; MAZZALI, C.; FRAGNITO, H. L.; Amplificação óptica em fibras dopadas com Érbio. IV Escola de Verão Jorge André Swieca, v. 3 - Cursos Experimentais, [Campinas]: UniCamp, p. 1-26, 1994.
- [25] Definition and test methods for the relevant generic parameters of optical amplifier devices and subsystems (ITU-T Recommendation G.661), mar 2006.
- [26] GUNKEL, M. et al. Unrepeatered 40Gbit/s RZ transmission over 252km SMF using Raman amplification. [Stevenage (GBR)]: Electronics Letters, Volume: 37, p. 646-648, 2001.
- [27] BORGHESI Jr., L. M.; NABAS, K. K. H.; KALINOWSKI, H. J. Análise para Implantação de WDM em Enlaces Ópticos existentes frente a efeitos de SRS e FWM. In: X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, 2002, Anais, [Recife], 2002.
- [28] Application related aspects of optical amplifier devices and sub-systems (ITU-T Recommendation G.663). Geneva (CHE): International Telecommunication Union (ITU), 2000.
- [30] CHERNIKOV, S. V.; LEWIS, S. A. E.; TAYLOR, J.R. Broadband Raman amplifiers in the spectral range of 1480-1620 nm. In: Optical Fiber Communication Conference, 1999, (OFC/IOOC '99). Technical Digest. [San Diego, CA (USA)], 1999, V. 2, p. 117-119.
- [31] Generic characteristics of Raman amplifiers and Raman amplified subsystems (ITU-T Recommendation G.665), jan 2005.
- [32] ARAÚJO, C. B. Óptica não-linear IV Escola de Verão Jorge André Swieca de óptica quântica e óptica não linear, [Campinas]: UniCamp, p. 152-159, 1994.
- [33] BOYCE, W. E.; DiPRIMA, R. C. Equações diferenciais elementares e problemas de valores de contorno-6^a Edição. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos S. A., 1998.
- [34] CLÁUDIO, D. M.; MARINS, J. M. Cálculo numérico computacional-2^a Edição São Paulo: Makron Books do Brasil Ltda, 1996.
- [35] RUGGIERO, M. A. G.; LOPES, V. L. R. Cálculo numéricos-Aspectos teóricos e computacionais-2^a Edição - São Paulo: Editora Atlas, 1994.
- [36] BALANIS, C. A. Advanced engineering electromagnetics. NY (USA): John Wiley & Sons, Inc, 1989.
- [37] PROCOPIO, C. A. S. Análise de estruturas ópticas integrada usando o Método da Propagação do Feixe (BPM). Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.
- [38] PIMENTA, M. A. Simetria dos tensores de susceptibilidade não-linear. Belo Horizonte: Departamento de física da Universidade Federal de Minas Gerais, p. 299-315.
- [39] DINIZ, A. B.; FREIRE, G. F. O. Ondas eletromagnéticas. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos S. A., 1973.
- [40] CARVALHO, M. I. B. Guias de onda. Porto (PRT): Faculdade de engenharia da Universidade do Porto.

- [41] GIOZZA, W. F.; CONFORTI, E.; WALDMAN, H. Fibras Ópticas Tecnologia e Projeto de Sistemas. São Paulo: Makron Books do Brasil, 1991.
- [42] NEVES, Shirley P.; et al. SRS and XPM in multiamplified optical systems with DS fibers in 10Gb/s. In: Microwave and Optoelectronics Conference, 1999. SBMO/IEEE MTT-S, APS and LEOS. IMOC '99. International. Rio de Janeiro, 1999. V. 2 p. 355-358.
- [43] LIU, K.X.; GARMIRE, E. Understanding the formation of the SRS Stokes spectrum in fusedsilica fibers. IEEE Journal of Quantum Electronics, v. 27, p. 1022-1030, [S.I.], Apr 1991.
- [44] ZILL, D. G. Equações diferenciais com aplicações em modelagem. São Paulo: Thomson Learning Ltda, 2003.
- [45] EDWARDS Jr., C.H.; PENNEY, D. E. Equações Diferenciais Elementares com Problemas de Contorno 3a. Edição. Rio de Janeiro: Editora Prentice-Hall do Brasil Ltda, 1995.
- [46] Li, Z.; et al. Raman amplifier design using geometry compensation technique, Optics Express, vol. 12, n. 3, p. 436-441, [S.I.], 2004.
- [47] HODŽIĆ, A. Investigations of high bit rate optical transmission systems employing a channel data rate of 40 Gb/s. Berlin (DEU): Fakultät Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität Berlin, 2004.
- [48] BARBOSA, A. H.; FREITAS, M. S. R.; NEVES, F. A. Confiabilidade Estrutural Utilizando o Método de Monte Carlo e Redes Neurais. Revista Escola de Minas, Ouro Preto, v. 58, n. 3, p. 247-225, 2005.
- [49] GONÇALVES, H. I. V. et al. Ferramenta de Regressão não-linear múltipla com redes neurais artificiais. In: XXV Congresso da Sociedade Brasileira de Computação (XVIII ENIA), São Leopoldo, 2005. p. 1002-1011.
- [50] GARNÉS, S. J. A.; SAMPAIO, R. J. B.; DALMOLIN, Q. Ajustamento Paramétrico por Mínimos Quadrados com Análise na Estabilidade da Solução. Boletim de Ciências Geodésicas, Curitiba, v. 2, p. 24-35, 1997.
- [51] McMILLAN, P. Structural studies of silicate glasses and melts-applications and limitations of Raman spectroscopy. American Mineralogist, [Chantilly, VA (USA)], v. 69; n. 7-8; p. 622-644, August 1984.
- [52] BEHLING, R. Minimização de quadráticas convexas em caixas sobre variedades afins, um sub-problema de PQS. Florianópolis: Universidade Federal de Santa Catarina, 2006.
- [53] SILVA, A. M. E. Optimização numérica termo-económica de um sistema de cogeração. Universidade do Minho, 2003.
- [54] BILLINGTON, R. Measurement Methods for Stimulated Raman and Brillouin Scattering in optical fibres. NPL Report COEM 31, [London (GBR)], 1999.

4 - Projeto de Amplificadores Raman distribuídos destinados à rede do Projeto GIGA.

Antes de uma rede óptica ser comercialmente implantada, é conveniente elaborar um protótipo ou rede experimental, como o Projeto GIGA apresentado na Seção 4.1, para determinação das características e parâmetros que nortearão a futura rede comercial.

O Projeto GIGA desenvolve tecnologias para as cinco camadas do modelo TCP/IP, visando seu uso em uma rede óptica comercial de banda larga. Dentre as áreas de pesquisa e desenvolvimento deste projeto, este trabalho focará sua atenção na "modelagem de Amplificadores Raman distribuídos", para analisar a viabilidade da transmissão de dados utilizando estes amplificadores, visando sua futura aplicação à rede do Projeto GIGA.

Esta modelagem exige conhecimento dos bombeios e sinais propagantes, das características do sistema óptico, além do número, tipo, função e configuração do amplificador (tabela 3.1). A maioria destes parâmetros é determinada na parte inicial do planejamento da rede ou do sistema óptico, e influenciarão fortemente na obtenção dos parâmetros indeterminados, usualmente denominados de parâmetros dos bombeios, que se caracterizam pela quantidade, comprimentos de onda e potências destes bombeios.

Os parâmetros dos bombeios serão determinados nas seções 4.2 e 4.5, através da resolução do problema reverso do amplificador utilizando o algoritmo do Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática [1], o qual utilizará programas (*softwares*) comerciais Mathematica e Optisystem. Além disso, o código numérico Raman.f será testado e comparado com estes programas comerciais na seção 4.3, e com dados experimentais na seção 4.4. A concordância entre os valores destas três fontes validará o Raman.f e o Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática, além de fornecer confiabilidade ao Raman.f, para realização de suas simulações de transmissão de dados multiplexados nos enlaces da rede GIGA, realizadas na seção 4.6.

4.1 - Projeto Giga.

O Projeto Giga foi oficialmente inaugurado em 29 de Abril de 2004 [2], utilizando a filosofia da rede norte-americana MONET, para criar um protótipo de rede destinada a Internet comercial do futuro, denominada "Internet2".

Este Projeto desenvolve tecnologias para as cinco camadas do modelo TCP/IP, realizando pesquisas e desenvolvimento de dispositivos, protocolos e serviços de rede [2], entre outros, destinados às camadas física, de acesso a rede, de internet, de transporte e de aplicação, para implantá-las em uma rede óptica comercial de banda larga com tecnologia IPV6 sobre WDM.

Esta rede utilizará IP (IPV6) sobre WDM, com *multicast*, roteamento por difusão e entrega do tráfego por atacado, para prover serviços em alta velocidade destinada principalmente para projetos das áreas de educação, pesquisa, saúde e inovação tecnológica [3].

"A missão do Projeto GIGA foi desenvolver tecnologias de Redes Ópticas, Serviços e Aplicações de Banda Larga sobre IP/WDM. Além de fomentar a oferta de novos produtos, protocolos e serviços de telecomunicações à sociedade brasileira, através do desenvolvimento de componentes, dispositivos, equipamentos e soluções para a Rede" [2].

O projeto de montagem e operação da rede foi financiado pelo Funttel, e gerenciado pelo CPqD, que coordena a rede óptica e os serviços experimentais de telecomunicações, e pela Rede Nacional de Pesquisa (RNP), que coordena os protocolos e serviços de rede e as aplicações científicas [2,4], conforme o organograma demonstrado na figura 4.1.



Figura 4.1 - Organograma das entidades envolvidas no Projeto GIGA [4].

Sua rede possui a topologia de um anel óptico com (1192 + 42) quilômetros de extensão e aproximadamente 700km [4] de pares de fibras "apagadas" [5] do tipo SMF, da Embratel, da Intelig, da Telefônica e da Telemar (figura 4.3) [4], para percorrer 38 cidades ao interligar Campinas/SP a Petrópolis/RJ, cujo trajeto está representado no mapa da figura 4.2.



Figura 4.2 - Mapa topográfico da rede do Projeto Giga. Exibindo o Circuito Campinas-Petrópolis.

As cidades de Campinas/SP, São Paulo/SP, São José dos Campos/SP, Cachoeira Paulista/SP, Rio de Janeiro/RJ, Niterói/RJ e Petrópolis/RJ foram escolhidas como nós da rede, devido à presença de importantes Instituições, Universidades e Centros de pesquisa e desenvolvimento [P & D] [2,4] (figura 4.3). Nestes nós existem conexões (links) Gigabit Ethernet ou Fast Ethernet, para interligá-los ao backbone da rede Giga via roteador de borda.



Figura 4.3 - Interligação das Instituições através da rede GIGA [4].

Destacam-se como principais Instituições usuárias com serviços e/ou aplicações científicas para a rede, o CPTEC (Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos), CTA (ITA), EmBraPA, FioCruz, IMPA, INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais), InCor-USP, LNCC (Laboratório Nacional de Computação Científica), LNLS (Laboratório Nacional de Luz Síncroton), UniFESP, UniSantos, PUC-Rio, UECE, UERJ, UFF, UFRJ, UNICAMP, USP. Através de projetos como GigaBot, Diverge, Giga Impa, FemoopGrid, Integridade, CSBase, Portal Giga, Grad-Giga, Hepgrid Brazil [2,5], entre outros.

As principais gestoras de tecnologia são CBPF, CEFET-CE, CEFET-PR, CPqD, IME, Universidade Mackenzie, PUCCamp, PUC-RJ, UERJ, Unifacs (Universidade Salvador), UFES, UFF, UFRGS, UFRJ, UFPE, UNESP, UNICAMP, USP, USP-São Carlos. Implantando projetos como Taquara, GigaIQoM, Caravela, GigaMan P2P [2,5], entre outros.

O grupo de desenvolvimento de Amplificadores Raman é formado por Instituições dos Estados do Rio de Janeiro (IME e UFF), e Espírito Santo (UFES), que trabalham em um Subprojeto, da Área temática de pesquisa e desenvolvimento de Soluções ponto a ponto de longa distância, do tema Redes ópticas do projeto GIGA [4] (figura 4.4). O grupo desenvolve a modelagem numérica deste amplificador, sendo sua montagem e testes experimentais realizados na UFF.



Figura 4.4 - Organograma dos projetos desenvolvidos nas áreas temáticas do Projeto GIGA [4].

As "Soluções ponto a ponto de longa distância" (figura 4.5) desenvolverá tecnologias inovadoras para sistemas WDM de longa distância. Sua rede operará com dezesseis canais DWDM a 10Gbps, alocados na banda "C", e com espaçamento de 100GHz entre eles [4].



Figura 4.5 - Dispositivos desenvolvidos no Projeto GIGA para elaboração de um sistema 16 x 10 Gbps [4].

Utilizando as tecnologias desenvolvidas para a Rede experimental GIGA, planeja-se expandir esta rede visando a implantação da rede IPÊ, a qual interligará Porto Alegre/RS a Fortaleza/CE, utilizando principalmente cabos OPGW das redes de transmissão elétrica. Há planos de estendê-la a outras regiões brasileiras [2], e interligá-la a outras redes avançadas de alta velocidade, como a rede Géant (Europa), a Canarie (Canadá), e a Abilene (Estados Unidos) [3].

4.2 - Descrição dos Programas e de suas metodologias para obtenção dos parâmetros do amplificador.

Os parâmetros e a distribuição das potências no amplificador serão determinados em três passos seqüenciais (figura 4.6). Os dois primeiros solucionarão o problema reverso do amplificador, através da obtenção da quantidade, freqüências dos bombeios (f_{Pj}) e suas integrais de potência (A_j) através do Mathematica, e da determinação das potências otimizadas dos bombeios [$P_0(\lambda_{Pj})$] utilizando o Optisystem.



Figura 4.6 - Otimização dos parâmetros dos bombeios em um Amplificador Raman distribuído, utilizando o Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática, necessários para determinação da distribuição das potências utilizando o código Raman.f.

O Programa Mathematica, criado por Stephen Wolfram¹, contêm bibliotecas de programação prontas para diversos usos em variadas áreas físico-científicas, tornando-se ferramenta padrão para desenvolvimento e geração de novos produtos na área de engenharia.

Para resolução do problema reverso, este programa realizará deslocamentos ao longo do eixo da freqüência (figura 3.20) e alterações nas amplitudes (figura 3.21) das curvas de ganho dos bombeios, objetivando a minimização da composição linear destas curvas (*ripple*) dentro da banda desejada (figura 3.15 e 3.21), conforme descrito na seção 3.4.3.

O primeiro bombeio deverá ser alocado em regiões de reduzidos efeitos depreciativos, e deslocado espectralmente de aproximadamente 13THz [1], de modo a permitir que o pico principal de sua curva de ganho (SRS) englobe todos os sinais. Para que posteriormente, sejam determinadas iterativamente a quantidade e as freqüências dos demais bombeios.

¹ Até meados da década de 1980, existiam vários programas e pacotes não necessariamente comerciais destinados a solucionar algébrico-numericamente problemas específicos, com aplicabilidade e usos restritos a determinadas áreas técnica-cientícas. A partir da primeira versão do programa comercial "Mathematica" em 1988, este problema foi contornado, pois agrupou coerentemente estes vários Programas e pacotes numéricos.

O Programa Optisystem é um ambiente de simulação com uma biblioteca composta de pouco mais de duzentos de componentes ativos e passivos. Estes componentes possuem valores de parâmetros de entrada reais e/ou fornecidos pelos usuários, que sejam utilizados durante o planejamento, os testes, e as simulações desde dispositivos até redes e sistemas ópticos práticos. Estas simulações podem ser repetidas com variações iterativas dos parâmetros, podendo otimizá-los através da determinação, minimização, ou maximização segundo alguns resultados (alvo) desejados.

Após a determinação da quantidade de bombeios, e obtenção de seus comprimentos de onda dos bombeios pelo programa Mathematica, o Programa Optisystem atribuirá o máximo da potência para o bombeio de maior freqüência, para compensar sua maior depleção [1] através do crescimento exponencial do SRS em função da potência incidente [6]. Portanto, a rotina da programação seqüencial quadrática (SQP) minimizará a variação do ganho mediante a otimização das potências dos demais bombeios, que variarão dentro de uma faixa pré-determinada².

As potências dos bombeios serão progressivamente aumentadas a partir do valor mínimo, até que se obtenha a variação do ganho desejada, ou que se atinja o limite superior da faixa de potências, ou ainda, que o valor da variação do ganho aumente entre passos iterativos consecutivos (figura 4.7A). Neste último caso, o Optisystem reduzirá as potências dos bombeios "não-fixos" visando minimizar estas variações do ganho, para que seus valores atinjam o "fundo do vale", conforme visualizado na figura 4.7B.

Portanto, se os incrementos ou decréscimos dos valores das potências destes bombeios originarem variações (*ripple*) continuamente menores, a rotina de otimização do Optisystem continuará progressivamente aumentando ou reduzindo suas potências, respectivamente, ou realizando ação oposta, caso aumente o valor desta oscilação (figura 4.7A).

² A faixa de variação das potencias dos bombeios poderá ser estipulada segundo valores comerciais, e sua potências iniciais (chute) poderão ser ponderadas usando as amplitudes (Aj), para otimizar a configuração das potencias dos bombeios que minimizem (local ou globalmente) a variação do ganho. Estas amplitudes (Aj) são denominadas "integrais de bombeios", e foram obtidos pelo programa comercial Mathematica na primeira parte do método iterativo da "Regressão não-linear com programação seqüencial quadrática".



Figura 4.7 - Variação do ganho mediante a otimização da potência do segundo bombeio realizada pelo Optisystem em um amplificador DRA, representado pela figura 4.25A.

A convergência das potências para seus valores ótimos (mínimo local ou global) será diretamente proporcional ao número de passos iterativos e à sua tolerância (*result tolerance*). Porém, o acréscimo das iterações poderá acarretar em comportamentos assintóticos, análogo ao "Crescimento populacional estacionário" do algoritmo genético, que produzirá mudanças não-significativas e esforço computacional desnecessário. Estes comportamentos assintóticos da potência (P_{P_2}) e da variação do ganho dos sinais podem ser observados a partir da décima terceira iteração dos gráficos da figura 4.8.



Figura 4.8 - Variação da potência do segundo bombeio e da curva do ganho segundo os passos iterativos em um amplificador DRA, esquematizado na figura 4.25A.

O código numérico Raman.f foi elaborado em linguagem de programação "ForTran"

e estruturado mediante sete módulos ou blocos funcionais, exibidos na figura 4.9, que interagem mutuamente, e possuem as seguintes características:

- Ramanprincipal Recebe informações dos blocos Ramaninicio, RamanRKForward e RamanRKBackward. Quando o teste para o parâmetro "alvo" satisfazer o critério de parada, o bloco Ramanprincipal encaminhará a distribuição de potência dos sinais e bombeios para o bloco Ramansaida.
- Ramaninicio Recebe informações dos arquivos de entrada, e realiza conversões, interpolações, ordenações em seus dados, para adequá-las à futura utilização em outros blocos funcionais.
- RamanRKForward Determina as parcelas co-propagantes das potências dos sinais e bombeios, utilizando o bloco RamanRK4.
- RamanRKBackward Determina as parcelas contra-propagantes das potências dos sinais e bombeios, utilizando o bloco RamanRK4.
- RamanRK4 Utiliza o método de Runge-Kutta de quarta ordem para calcular a equação diferencial das potências dos sinais e bombeios co-propagantes e contra-propagantes.
- **Ramanderivada** Calcula a equação de propagação dos sinais e bombeios, requisitada recursivamente pelo bloco RamanRK4.
- **Ramansaida** Bloco responsável pela ordenação e formatação dos dados que serão armazenados nos arquivos de saída.



Figura 4.9 - Topologia dos blocos lógico-funcionais do código numérico Raman.f.

O código numérico Raman.f soluciona numericamente a equação de propagação (equação 3.17) submetida aos parâmetros do sistema e as condições de contorno, através do Método de Runge-Kutta de quarta ordem, descrito na seção 3.4.2, e expresso segundo a equação 3.20. Estes parâmetros e estas condições de contorno $[P^+(z=0) e P^-(z=L)]$ [7], aliadas à quantidade, comprimento de onda ($\lambda_{P_i} e \lambda_{S_i}$) e às potências iniciais $[P_0(\lambda_{P_i}) e P_0(\lambda_{S_i})]$ dos bombeios e dos sinais são os dados de entrada ou valores iniciais para resolução da equação diferencial de potência. As potências dos sinais e dos bombeios são calculadas através de múltiplas iterações bidirecionais [7] em todo enlace de tamanho "L", até que suas potências se estabilizem e se obtenha uma distribuição estacionária no interior do amplificador e do sistema óptico. Isto ocorrerá, quando o "erro quadrático médio" máximo dos valores das potências entre passos subseqüentes for inferior ao valor preestabelecido para o critério de parada.

Os três algoritmos numéricos, descritos nesta seção, serão utilizados para resolução do problema reverso do amplificador nas seções 4.5 e 4.6. Porém, antes de sua utilização, eles deverão ser validados, para averiguação de seu correto funcionamento. Esta validação será realizada nas seções 4.3 e 4.4, através da comparação dos resultados obtidos por estes algoritmos numéricos, com valores obtidos experimentalmente e com dados disponíveis na literatura.

4.3 - Comparação do código numérico Raman.f com Programas comerciais.

O problema reverso do amplificador é solucionado em duas etapas, por este motivo, a comparação entre o código numérico Raman.f com programas comerciais também ocorrerá em duas etapas, conforme a seqüência apresentada no final da seção 3.4.3.

Um modelo descrito na literatura³ será utilizado para análise e validação destes programas e do código Raman.f, através da comparação dos resultados do ganho, das potências de saída dos sinais, e dos parâmetros de desempenho do sistema, representados pela variação do ganho (ripple), SG, NG, OSNR, EOP⁴ e NF.

Antes da realização desta comparação, torna-se necessário definir a largura de banda do amplificador e sua posição espectral, pois esta largura poderá variar de poucos nanômetros até mais de 100nm, conforme comentado na seção 3.4.3. Estes parâmetros foram determinados através de transmissões de diversos canais alocados entre os canais #22 e o #61, com espacamentos distintos entre eles, usando o amplificador do modelo³⁷ com variados níveis de potência para dois a quatro bombeios. A simulação do programa Mathematica obteve a menor variação do ganho para oito sinais com 200GHz de espaçamento entre canais, alocados na banda entre 192,24THz e 194,03THz [1].

Porém, as especificações do Projeto GIGA previam a utilização de dezesseis canais (#23 ao #38) com 100GHz de espaçamento entre os canais [4], que implicou na determinação de duas bandas para alocação dos sinais. A banda contida entre 192,24THz e 194,03THz será denominada de "Banda planejada para a rede GIGA", devido a resultar da análise preliminar do projeto, sendo abandonada no decorrer do mesmo. Enquanto, a banda limitada entre 192,3THz e 193,8THz, será denominada de "Banda implementada para a rede GIGA", devido a sua efetiva utilização na rede GIGA, segundo as especificações deste Projeto.

Um sistema com 2,5dB de perdas por inserção, possuindo amplificador DRA³⁷, com $\lambda_{P2}=1453,81nm$, $P_{P1}=320,0mW$, $P_{P2}=220,0mW$) dois $(\lambda_{P1}=1445,66nm)$ ou três $(\lambda_{P1}=1419,44nm, \lambda_{P2}=1445,66nm, \lambda_{P3}=1453,81nm, P_{P1}=320,0mW, P_{P2}=131,9mW,$ P_{P3}=249,2mW) bombeios contra-propagantes (C6cr), amplificará oito (do #39 ao #25), dezesseis (do #38 ao #23) ou dezenove (do #59 ao #23) canais DWDM com $P_S = 0$ dBm [1], não-modulados, que estão alocados nas bandas planejada e/ou implementada e/ou destinada

 ³ Para maiores informações, consulte o artigo [1] "Numerical routines for the optimization of pumps power and wavelength in distributed Raman amplifiers" - Lopez-Barbero, A. P.; et all".
⁴ Os diagramas de olho (EOP) não serão analisados nesta seção devido a todos os canais DWDM serem

fornecidos ao sistema através de lasers CW não-modulados.

para expansão da rede GIGA, respectivamente⁵.

As comparações serão realizadas em duas etapas utilizando um amplificador C6cr, empregando respectivamente dois bombeios e três bombeios.

Nesta primeira parte, as curvas de ganho do Mathematica e do Raman.f, para oito, dezesseis e dezenove canais, estão exibidas figura 4.10 e seus valores agrupados na tabela 4.1.



Figura 4.10 - Variações das curvas de ganho dos sinais obtidas com oito (A), dezesseis (B) e dezenove (C) canais pelo Mathematica e pelo Raman.f, mediante ao emprego de dois bombeios.

A figura 4.10 mostra a composição das curvas de ganho dos dois bombeios nas três bandas anteriormente citadas, calculadas em pontos espectrais espaçados de 20GHz pelo

⁵ Três bandas da rede GIGA alocarão os canais, as bandas implementada [1546,92;1558,98]nm, planejada [1546,11;1560,58]nm e destinada à expansão [1530,92;1560,58]nm alocarão dezesseis canais com 100GHz de espaçamento, e oito e dezenove canais com 200GHz de espaçamento entre canais, respectivamente.

Mathematica, e somente nos comprimentos de onda relativo aos oito (A), dezesseis (B) e dezenove (C) canais DWDM pelo Raman.f. Observa-se nesta figura e na tabela 4.1, a ótima convergência das duas ferramentas numéricas.

Feixe (DWDM)	8 canais ⁶	16 canais	19 canais
Banda (THz)	192,24-194,03	GIGA (192,3-193,8)	192,30-195,96
<i>Ripple</i> Mathematica (dB)	0,0594	0,0217	0,8213
<i>Ripple</i> Raman.f (dB)	0,0588	0,0210	0,8212
<i>Ripple</i> literatura (dB)	0,08		

Tabela 4.1 - Variação da curva do ganho de oito canais em um amplificador (C6cr) com dois bombeios.

Na análise anterior, o Mathematica e o Raman.f geraram curvas do ganho no sistema com não-linearidade reduzida.

Porém na segunda etapa, o programa Optisystem (figura 4.11) e o código Raman.f determinarão os parâmetros de desempenho (variação do ganho (*ripple*), SG, NG, OSNR e NF) do sistema óptico com feixes DWDM compostos de oito, dezesseis e dezenove canais co-propagantes, submetidos aos efeitos dos espalhamentos Rayleigh e Raman espontâneo, e das interações bombeio-bombeio, sinal-sinal, ASE-ASE, ASE-sinal e ASE-bombeio, através da resolução do problema reverso do amplificador C6cr com dois bombeios Os resultados serão apresentados na tabela 4.2 e nas figuras 4.12 a 4.16.



Figura 4.11 - Topologia do enlace amplificado de um sistema com oito canais (8C), segundo Optisystem.

⁶ Os oito canais DWDM, corresponderão aos canais #25 ao #39, e estarão alocados entre 192,5THz e 193,9THz.



Figura 4.12 - Ganho do sinal (SG) para feixe DWDM de oito (8C), dezesseis (16C) e dezenove (19C) canais alocados na (A) Banda "C", e nas Bandas da rede GIGA (B) planejada e (C) implementada.

Na figura 4.12, foram representados os ganhos de sinal (SG) para oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A), nas bandas planejada (B) e implementada (C) da rede GIGA em um sistema óptico com dois bombeios. Observa-se a similaridade no padrão do ganho do sinal nos canais, com o máximo ocorrendo nos canais #59 e #23 e mínimo no canal #29. Além disso, verifica-se que os ganhos (SG) calculados pelo Optisystem são pouco superiores aos obtidos com o Raman.f, divergindo no máximo de 0,21976dB, o que corresponde a 1,40%.

A variação do ganho do sinal deste sistema, obtidas pelas duas ferramentas numéricas, e as informações disponíveis na literatura, está agrupada na tabela 4.2.

Feixe (DWDM) 8 canais		16 canais	19 canais ⁷	19 canais	
Banda (THz)	192,24-194,03	GIGA (192,3-193,8)	192,50-193,90	192,30-195,96	
Ripple Optisystem (dB)	0,1013	0,0708	0,1038	2,4851	
Ripple Raman.f (dB)	0,1060	0,0910	0,1498	2,5637	
<i>Ripple</i> literatura (dB)	0,10				

Tabela 4.2 - Variação da curva do ganho de oito canais em um amplificador (C6cr) com dois bombeios.

⁷ Os dezenove canais DWDM, corresponderão aos canais #59 ao #23 da banda "C", somente oito destes canais (#39 ao #25) estarão alocados dentro da banda analisada.



Figura 4.13 - Ruído de saída em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

A figura 4.13 exibe os ruídos de saída incorporados aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os padrões dos gráficos são semelhantes, principalmente no interior da banda planejada para rede GIGA, onde seus ruídos calculados pelas ferramentas se mantêm eqüidistantes. As curvas da distribuição dos ruídos nos canais possuem mínimos nos canais #59 e #29 ou #27, e máximo no canal #37. Além disso, verifica-se que os valores calculados pelo Optisystem são pouco superiores aos obtidos com o Raman.f, apresentando o desvio máximo de 0,14526dB. Este valor corresponde 0,28%.



Figura 4.14 - Relação sinal-ruído óptica (OSNR) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

A figura 4.14 apresenta a relação sinal-ruído óptica relativa aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os valores obtidos pelo Optisystem e pelo Raman.f tornam-se progressivamente convergentes mediante ao aumento do comprimento de onda dos canais, sendo que os valores obtidos pelo Optisystem, são superiores aos do Raman.f fora da banda planejada para rede GIGA e inferiores dentro desta banda. Os valores extremos variam entre os canais #25 (máximo) e #59 (mínimo), ocorrendo a maior diferença no canal #59, com 0,29227dB, representando a uma divergência de 0,86% entre os valores calculados entre as duas ferramentas.



Figura 4.15 - Ganho líquido (NG) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

Na figura 4.15 foram representados os ganhos líquidos relativos aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os formatos de suas curvas são convergentes e praticamente eqüidistantes entre as ferramentas numéricas Optisystem e Raman.f. Porém, os valores do Optisystem são superiores aos obtidos Raman.f, ocorrendo mínimos nos canais #59 e # 27 e máximo no canal #23, a maior diferença de valores verificada entre as ferramentas foi de 0,2238dB, que equivale a 5,32%.



Figura 4.16 - Figura de ruído (NF) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", e (B) Banda rede GIGA (planejada).

As figuras de ruído para os oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B) estão representadas na figura 4.16. verifica-se neste gráfico, que os valores obtidos pelo Optisystem e Raman.f possuem ótima convergência, quase sobrepondo suas curvas. Estas curvas apresentam o máximo localizado no canal #59 e o mínimo no canal #23, com o desvio máximo de 0,82%, que corresponde a 0,18738dB.

Realizada a análise dos parâmetros de desempenho do sistema mediante ao emprego de dois bombeios, será verificada e comparada à influência do acréscimo de um novo bombeio provocará sobre os parâmetros de desempenho dos mesmos oito, dezesseis e dezenove canais, e avaliada a convergência dos valores destes parâmetros obtidos com o código Raman.f e pelos programas comerciais.

Análogo ao realizado na primeira etapa. Nesta segunda etapa, o Mathematica e o Raman.f gerarão as curvas de ganho relativo aos oito, dezesseis e dezenove canais de um sistema com três bombeios e alguns efeitos propagatórios desconsiderados, cuja comparação encontra-se na tabela 4.3 e no gráfico 4.17.



Figura 4.17 - Variações das curvas de ganho dos sinais obtidas pelo Mathematica e pelo Raman.f, mediante ao emprego de três bombeios.

A figura 4.17 exibe a composição das curvas de ganho dos três bombeios nas três bandas anteriormente citadas, calculadas em pontos espectrais espaçados de 20GHz pelo Mathematica, e somente nos comprimentos de onda relativo aos oito (A), dezesseis (B) e dezenove (C) canais DWDM pelo Raman.f. Observa-se nesta figura e na tabela 4.3, a ótima convergência das duas ferramentas numéricas.

Feixe (DWDM)	8 canais	16 canais	19 canais	19 canais	
Banda (THz)	192,24-194,03	GIGA (192,3-193,8)	192,24-194,03	192,30-195,96	
<i>Ripple</i> Mathematica (dB)	0,1054	0,1054	0,1054	0,1298	
Ripple Raman.f (dB)	0,1034	0,1050	0,1035	0,1275	
<i>Ripple</i> literatura (dB)			0,10		

Tabela 4.3 - Variação da curva do ganho de dezenove canais em um amplificador (C6cr) com três bombeios.

Semelhante ao realizado na segunda parte comparativa do sistema operando com dois bombeios, o programa Optisystem e o código Raman.f, também reconsiderarão os efeitos dos espalhamentos Rayleigh e Raman espontâneo e das interações bombeio-bombeio, sinal-sinal, ASE-ASE, ASE-sinal e ASE-bombeio¹, que haviam sido desconsiderados na primeira parte, para determinação dos parâmetros de desempenho do sistema utilizando três bombeios.

Portanto, estes parâmetros, compostos da variação (tabela 4.4) do ganho (*ripple*), SG, NG, OSNR e NF (figuras 4.19 a 4.23), foram obtidos com oito, dezesseis e dezenove canais DWDM co-propagantes (figura 4.18) em um amplificador C6cr com três bombeios.



Figura 4.18 - Topologia de um enlace amplificado de um sistema DWDM com dezenove canais (19C), obtidos através do Programa Optisystem.

¹ Conforme descrito na seção 3.4.3, o Programa Mathematica desconsidera alguns efeitos, para facilitar a obtenção da quantidade e comprimento de ondas dos bombeios, através do processamento numérico da composição das curvas de ganho com amplitudes e deslocamentos distintos.



Figura 4.19 - Ganho do sinal (SG) para feixe DWDM de oito (8C), dezesseis (16C) e dezenove (19C) canais alocados na (A) Banda "C", e nas Bandas da rede GIGA (B) planejada e (C) implementada.

Na figura 4.19, foram exibidos os ganhos de sinal (SG) para oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A), nas bandas planejada (B) e implementada (C) para a rede GIGA utilizando três bombeios. Suas curvas possuem padrão similar para quase toda banda "C", exceto na banda correspondente aos canais #57 ao #51, apresentam máximo no canal #23 e mínimo no canal #59. Além disso, verifica-se que os ganhos de sinais calculados pelo Optisystem são pouco superiores aos obtidos com o Raman.f, divergindo no máximo de 0,23738dB, ou 1,56%.

A tabela 4.4 reúne a comparação da variação do ganho do sinal deste sistema, obtidas pelas duas ferramentas numéricas, e as informações disponíveis na literatura.

Feixe (DWDM) 8 canais		16 canais	19 canais ²	19 canais	
Banda (THz)	192,50-193,90	GIGA (192,3-193,8)	192,50-193,90	192,30-195,93	
Ripple Optisystem (dB)	0,1137	0,0778	0,1244	0,5088	
<i>Ripple</i> Raman.f (dB)	0,1375	0,1253	0,1452	0,5556	
<i>Ripple</i> literatura (dB)			0,13		

Tabela 4.4 - Variação da curva do ganho de dezenove canais num amplificador (C6cr) com três bombeios.

² Os dezenove canais DWDM, corresponderão aos canais #59 ao #23 da banda "C", somente oito destes canais (#39 ao #25) estarão alocados dentro da banda analisada.



Figura 4.20 - Ruído de saída em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

Na figura 4.20 apresentou os ruídos de saída incorporados aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Visualmente pode ser verificada a boa convergência de suas curvas apresentam, principalmente para canais alocados no interior da banda planejada para rede GIGA. Pois, os valores dos ruídos, calculados pelas ferramentas, apresentam valores com diferenças muito pequenas nesta região espectral. As curvas da distribuição de ruídos nos canais possuem mínimo no canal #33, e máximo no canal #59. Além disso, verifica-se que os valores calculados pelo Optisystem são pouco superiores aos obtidos com o Raman.f em quase toda banda "C", e apresenta desvios máximos de 0,30648dB, correspondendo a 0,60%.



Figura 4.21 - Relação sinal-ruído (OSNR) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

A figura 4.21 mostra a relação sinal-ruído óptica relativa aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os valores obtidos pelo Optisystem e pelo Raman.f possuem boa convergência, quase justapondo suas curvas geradas, embora os valores da OSNR obtidos pelo Optisystem sejam superiores aos Raman.f principalmente dentro da banda planejada para rede GIGA. Os valores extremos variam entre os canais #59 (mínimo) e #23 (máximo), e a maior diferença entre as curvas foi de 0,13081dB, correspondendo a 0,39% a divergência entre os valores calculados entre as duas ferramentas numéricas.



Figura 4.22 - Ganho líquido (NG) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

A figura 4.22 apresenta os ganhos líquidos relativos aos oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os formatos das curvas são convergentes entre as ferramentas numéricas Optisystem e Raman.f e se mantêm quase eqüidistantes, com os valores do Optisystem superando os obtidos Raman.f. Nestes gráficos ocorrem máximos nos canais #59 ou #57 e # 23 e mínimo no canal #35. O desvio máximo entre os valores das ferramentas numéricas foi de 0,24111dB, que corresponde a 4,89%.



Figura 4.23 - Figura de ruído (NF) em um feixe DWDM de oito (8C), e dezenove (19C) com canais alocados na, (A) Banda "C", (B) Banda rede GIGA (planejada).

Na figura 4.23, estão representadas as curvas relativas às figuras de ruído para os oito, dezesseis e dezenove canais alocados na banda "C" (A) e na banda planejada para rede GIGA (B). Os gráficos gerados pelos valores obtidos pelo Optisystem e Raman.f apresenta boa similaridade, comprovada através de seu desvio máximo de 0,58%, que corresponde a 0,12990dB. Estas curvas apresentam o mínimo localizado no canal #59 e o mínimo no canal #23.

A divergências máximas dos parâmetros de desempenho (SG, OSNR, NG e NF) e dos ruídos de saída calculados pelo Optisystem e pelo Raman serão agrupadas na tabela 4.5, os dados contidos nesta tabela estão relacionado à transmissão de oito canais na banda planejada para rede GIGA e dezenove canais na banda "C", para um sistema com 100km, usando amplificadores distribuídos (C6cr) com dois ou três bombeios contra-propagantes. Os valores contidos nesta tabela comprovam a boa convergência entre os dados obtidos pelo Optisystem e pelo Raman, que possuirão desvios máximos inferiores a 6%.

Bombeios	2 bombeios				3 bombeios				
Figuras		4,12 a 4,16				4.19 a 4.23			
Feixe (DWDM)	8 c	anais	19 c	19 canais		8 canais		19 canais	
Valores Parâmetros	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação	
SG	0,08538	0,59%	0,21976	1,40%	0,08035	0,53%	0,23738	1,56%	
Ruído	0,14164	0,27%	0,14526	0,28%	0,02483	0,05%	0,30648	0,60%	
OSNR	0,06600	0,19%	0,29227	0,86%	0,08990	0,25%	0,13081	0,39%	
NG	0,08829	1,97%	0,22380	5,32%	0,08424	2,21%	0,24111	4,89%	
NF	0,03405	0,16%	0,18738	0,82%	0,08342	0,40%	0,12990	0,58%	

Tabela 4.5 - Divergências máximas entre os Parâmetros de desempenho do Optisystem e do Raman.f.

As curvas geradas pelo Optisystem e pelo Raman.f para os parâmetros de desempenho (figuras 4,12 a 4,16 e 4.19 a 4.23), de um sistema utilizando amplificadores C6cr com dois e três bombeios, apresentam bom são similares. Houve também boa convergência entre o padrão da curva de ganho Raman obtido pelo código Raman e pelo programa Mathematica. Além disso, os valores das variações das curvas de ganho (*ripple*) calculado com o Raman.f também foram semelhantes aos valores descritos na literatura [1] (tabelas 4.1 a 4.4). A divergência das variações (*ripple*) obtidos com o Raman.f, os valores determinados pelos programas comerciais e os valores disponíveis na literatura, podem ser vistos na tabela 4.6.

Bombeios	2 bombeios				3 bombeios			
Feixe (DWDM)	8 canais			19 cana	is (8 canai	s dentro	da banda)	
Tabelas	4	4.1 4.2 4.3			4.4			
Etapa (processamento)	1ª 1	Parte	2 ^a	Parte	1ª Parte		2ª Parte	
Valores Comparativos	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação
Raman.f-Mathematica	0,0006	1,01%	-	-	0,0019	1,80%	-	-
Raman.f-Optisystem	-	-	0,0047	4,64%	-	-	0,0208	16,72%
Raman.f-Literatura	0,0212	26,50%	0,0060	6,00%	0,0035	5,40%	0,0152	11,69%

Tabela 4.6 - Divergências máximas entre as variações do ganho (*ripple*) obtidos com o Raman.f e comparados com valores Programas comerciais e informações disponíveis na literatura.

A análise dos resultados obtidos pelo Raman.f, com valores gerados por Programas comerciais e com dados disponíveis na literatura, comprovam a convergência dos resultados e permitirão validar numericamente o código Raman.f. Mesmo existindo algumas diferenças ou divergências máximas dos parâmetros com valores elevados, principalmente na tabela 4.6.

Porém, para comprovação do correto funcionamento deste código, seus resultados deverão ser testados, comparados e validados com resultados experimentais. Estes procedimentos serão realizados na próxima seção.

4.4 - Comparação do código numérico Raman.f com Resultados experimentais.

Antes da montagem do amplificador, realizações de testes e medições de seus parâmetros, devem-se adotar diversos procedimentos para melhor obtenção destas medidas, como planejar uma metodologia para realização das medidas experimentais, fixar na bancada e identificar os dispositivos e cabos, vetar o acesso à bancada de testes para pessoas não-relacionadas ao projeto [8], entre outros.

A representação simbólica do amplificador (figura 3.2B) induziria equivocadamente que seria um dispositivo discreto e topologicamente simples. Porém, o amplificador possui vários componentes e dispositivos (figura 4.24) adicionados em blocos [8], à sua topologia de acordo com o tipo, sua função e sua utilização no sistema óptico (tabela 3.1). Como exemplo, pode-se citar o bloco de bombeio responsável por fornecer potência para excitação do efeito Raman no meio material do dispositivo, sendo composto dos lasers de bombeio, combinador e despolarizador. Portanto, pode-se comparar a montagem experimental (figura 4.24) com um esquema dos componentes (figura 3.2A) que comporiam este amplificador³.



Figura 4.24 - Montagem do amplificador⁴ na bancada de teste [8].

³ Dentre os elementos exibidos na figura 4.24, apenas o laser de sinal, o Analisador de espectro (OSA) e o Medidor de potência não pertencem a uma possível topologia do Amplificador.

⁴ A fibra óptica (bobina) não aparece na foto, embora também pertença à topologia do Amplificador.

A flexibilidade nas configurações do amplificador deverá permitir alterações topológicas dos dispositivos no sistema e mudanças nos pontos do sistema, onde os sinais e bombeios serão acoplados, através de um multiplexador (WDM). Esta flexibilidade pode ser comprovada durante a seleção do tipo de bombeio e sua direção, realizada mediante a uma simples mudança na posição do bloco do laser de bombeio (figura 4.25) [8].



Figura 4.25 - Configuração simplificada do amplificador experimental da figura 4.24, utilizando bombeio: (A) contra-propagante (C6_r) e (B) co-propagante (C6_f).

Para realização dos resultados experimentais, um Amplificador Raman (DRA) foi montado em uma bancada (figura 4.24). Neste amplificador, um laser sintonizável conectado ao atenuador (VOA) [8] fornecerá canais DWDM alocados na banda "C" com níveis distintos de potências. Enquanto, as fontes de corrente controlada fornecerão as correntes elétricas necessárias para os lasers de bombeio, para que forneçam os níveis de potência dos bombeios ($P_{P_1} = P_{P_2}$) especificados no projeto. Os bombeios serão lançados no sistema, segundo uma direção pré-determinada, através de um multiplexador (WDM), após terem sido agrupados mediante um combinador de bombeios. Os parâmetros de desempenho deste sistema serão mensurados através de aparelhos como o medidor de potência óptica (*power Meter*), o analisador de espectros ópticos (OSA), entre outros, e a potência total residual dos lasers de bombeio será medida através do medidor de potência, conforme exibido na figura 4.25 [8].

Apesar da montagem experimental, esquematizada na figura 4.25, permitir a utilização de bombeios co-propagantes, contra-propagantes e bidirecionais. Nesta seção, serão analisados enlaces operando somente com amplificadores DRA (C6_r) com bombeios contra-propagantes.

Descrita da metodologia e elaborado o Amplificador Raman (DRA) necessário para obtenção dos resultados experimentais, serão elaborados dois cenários para averiguar a influência que a alteração da configuração de um amplificador DRA com múltiplos bombeios contra-propagantes ocasiona sobre os ganhos do sinal (SG e NG).

No primeiro cenário, será utilizado um amplificador C6br à fibra padrão (SMF), para verificação da influência do tamanho do enlace amplificado sobre os ganhos do sinal (SG e NG), que possuirá apenas um comprimento de onda (monocanal). Enquanto, no segundo cenário, será empregado um amplificador C6cr à fibra seca (ZWPF), para verificação do comportamento do ganho líquido (NG), mediante a alterações nos parâmetros dos bombeios, que são constituídos de sua quantidade, seus comprimentos de onda e suas potências. Os resultados destas duas situações (cenários) serão comparados com simulações numéricas do Raman.f, e validados segundo informações disponíveis na literatura⁵ [9].

Para o primeiro cenário, será analisada a influência do comprimento do enlace sobre o ganho do sinal, considerando um amplificador C6br utilizando fibra SMF com enlace de L=50km ou L=100km, em um sistema com sinal monocanal (λ_s =1552,0nm), esquematizado na figura 4.26. Além disso, o amplificador utilizará dois bombeios contra-propagantes, otimizados (λ_{P_1} , λ_{P_2}) segundo o Mathematica, que possuem potências iguais ($P_{P_1} = P_{P_2}$).



Figura 4.26 - Esquema do enlace óptico utilizado durante as simulações do primeiro cenário.

O Mathematica alocará bombeios em $\lambda_{P_1}=1448,5$ nm e $\lambda_{P_2}=1456,5$ nm para minimizar a variação da curva de ganho destinado aos canais #23 ao #38, na banda implementada do Projeto GIGA. A obtenção dos parâmetros destes bombeios será descrita na seção 4.5.

Os valores experimentais para as potências dos lasers do bombeio foram obtidas através de quinze (15) alterações (iterações) na "fonte de corrente controlada", que variará as correntes elétricas fornecidas aos lasers de bombeio progressivamente em ($\Delta I = 50$ mA). Observa-se na figura 4.27B, que existe uma relação linear entre correntes elétricas de

⁵ Para maiores informações, consulte o artigo [10] "Experimental validation of a new analytical model for gain of Broadband Raman Amplifiers", de Cani, S. P. N.; et all.

alimentação dos lasers de bombeio e as potências dos bombeios resultantes.



Figura 4.27 - Variação das potências dos bombeios (P_{P1} e P_{P2}) segundo a variação da corrente elétrica no amplificador (C6br) fornecida pela fonte de corrente controlada, exibida na figura 4.24.

As potências dos bombeios (figura 4.27) aplicadas ao amplificador C6br com (bobina de fibra SMF de) 50km, obtiveram os ganhos (NG e SG), representados na figura 4.28.



Figura 4.28 - Ganho (SG e NG) do sinal (λ_s =1552,0nm, P_s=0dBm) em um amplificador (C6br) com 50km, mediante as potências dos bombeios apresentada na figura 4.27.

A figura 4.28 exibe as curvas do ganho do sinal (A) e do ganho líquido (B) para um sinal monocanal (λ_s =1552,0nm) transmitido a P_s=0dBm e amplificado pelo amplificador C6br com 50km. Estas três curvas foram obtidas através de simulações do código Raman.f (simulado), realizado por um modelo analítico descrito na literatura [9] (teórico) e medido experimentalmente no amplificador ilustrado na figura 4.24 e esquematizado nas figuras 4.25A e 4.26. Pode-se observar a boa convergência entre estas curvas, que possuirão divergências máximas de 0,1584dB (39,60%) para os ganhos líquidos e 0,3287dB (3,46%) para os ganhos de sinal.

Após a medição dos ganhos do sinal, foi adicionada outra bobina de 50km à topologia do amplificador (figura 4.24), totalizando 100km de fibra SMF, para obtenção de novas potências experimentais dos bombeios mediante a variações da corrente elétrica de alimentação do laser, cujos valores, podem ser observados no gráfico da figura 4.29.



Figura 4.29 - Potências dos bombeios ($P_{P_1} e P_{P_2}$) segundo a variação da corrente elétrica na fonte de corrente controlada, exibida na figura 4.24.

Os ganhos (NG e SG), da figura 4.30, foram obtidos pela variando a potência de bombeio (figura 4.29) usada no amplificador C6br de 100km, esquematizado na figura 4.26.



Figura 4.30 - Ganho (SG e NG) do sinal (λ_s =1552,0nm, P_s=0dBm) em um amplificador (C6br) com 100km, mediante as potências dos bombeios apresentada na figura 4.29.

A figura 4.30 exibe as curvas do ganho do sinal (A) e do ganho líquido (B) para um sinal monocanal (λ_s =1552,0nm) transmitido a P_s=0dBm e amplificado pelo amplificador C6br com 100km. Estas três curvas foram originadas das simulações do código Raman.f (simulado), realizado por um modelo analítico descrito na literatura [9] (teórico) e medido experimentalmente no amplificador ilustrado na figura 4.24 e esquematizado nas figuras 4.25A e 4.26. Suas curvas também apresentam boa convergência, possuindo divergências máximas de 0,5286dB (66,07%) para os ganhos líquidos e 0,5286dB (2,38%) para os ganhos de sinal.
As alterações no comprimento do enlace, analisadas durante o primeiro cenário, revelaram a convergência dos valores simulados com o Raman.f para o ganho (SG e NG) com as informações teóricas disponíveis na literatura, e os resultados experimentais, onde a variação máxima entre os valores foi de 0,5286dB, que corresponde a 66,07%. Este elevado percentual não pode ser utilizado como parâmetro conclusivo, devido aos baixos valores dos ganhos líquidos (NG<1dB) gerados por baixos níveis de potência de bombeio, que originará altos valores percentuais mesmo para divergências com valores não elevados (até 1dB).

No segundo cenário, será analisada a influência das variações das potências e da quantidade de bombeios sobre o ganho líquido (NG) dos sinais, mantendo fixo as freqüências, a quantidade (47) e as potências dos canais DWDM, além do tamanho do enlace (L = 13,3km) da fibra ZWPF, que é comercialmente denominada de TrueWave.

Os quarenta e sete canais (47) canais DWDM, são compostos dos canais #64 ao #11 da grade ITU-T, sendo que os canais #64 ao #60 pertencem banda "S⁻", os canais #59 ao #15 fazem parte da banda "C", e os canais #13 e #11 estão na banda "L". Estes canais possuem espaçamento entre canais distintos, sendo de 100GHz, o espaçamento entre os canais #64 ao #25, enquanto, os canais #25 ao #11 possuirão espaçamento entre canais de 200GHz.

Estes quarenta e sete canais DWDM serão transmitidos a P_s =-22dBm para um amplificador C6cr à fibra ZWPF com L_{ZWPF} = 13,3km, segundo o esquema da figura 4.31, usando três configurações distintas de bombeios. Nas duas primeiras configurações (figuras 4.32 e 4.33), serão utilizados dois bombeios contra-propagantes com comprimentos de onda fixos e valores das potências dos bombeios trocadas entre estes dois bombeios, enquanto na terceira configuração (figura 4.34), será acrescentado um novo bombeio contra-propagante e fixado as potências destes três bombeios em 300mW.



Figura 4.31 - Esquema do enlace óptico utilizado durante as simulações para o segundo cenário.

Os ganho líquidos (NG) dos canais calculados (simulados) pelo código Raman.f, utilizando as três configurações de bombeios aplicadas ao amplificador (C6cr), foram comparados com resultados (teóricos) analíticos obtidos utilizando o Programa "MatLab" e dados experimentais medidos em um laboratório [9]. Os ganho líquidos (NG) destas três fontes foram agrupados nas figuras 4.32 a 4.34.



Figura 4.32 - Ganho líquido (NG) dos 47 canais DWDM em um amplificador (DRA) com dois bombeios (λ_{P_1} =1443,0nm e λ_{P_2} =1465,0nm, P_{P_1} =150mW e P_{P_2} =300mW) contra-propagantes.



Figura 4.33 - Ganho líquido (NG) dos 47 canais DWDM em um amplificador (DRA) com dois bombeios (λ_{P_1} =1443,0nm e λ_{P_2} =1465,0nm, P_{P1}=300mW e P_{P2}=150mW) contra-propagantes.



Figura 4.34 - Ganho líquido (NG) dos 47 canais DWDM em um amplificador (DRA) com três bombeios (λ_{P_1} =1443,0nm, λ_{P_2} =1455,0nm e λ_{P_2} =1465,0nm, P_{P_1} = P_{P_2} = P_{P_3} =300mW) contra-propagantes.

Na primeira configuração, foram fixados os parâmetros dos dois bombeios em $\lambda_{P1}=1443,0$ nm e $\lambda_{P2}=1465,0$ nm, $P_{P1}=150$ mW e $P_{P2}=300$ mW, utilizando estas informações, o código Raman.f calculou os ganhos líquidos para os quarenta e sete canais DWDM (#64 ao #11), seus valores juntamente com as medições experimentais e cálculos analíticos usando o MatLab, foram respectivamente representados sob as curvas "simulada", "experimental" e "teórica" no gráfico da figura 4.32. O desvio máximo ocorreu no canal #55 com 0,64715dB equivalente a 13,27%.

Na segunda configuração, foram fixados os parâmetros dos dois bombeios em $\lambda_{P1}=1443,0$ nm e $\lambda_{P2}=1465,0$ nm, $P_{P1}=300$ mW e $P_{P2}=150$ mW, para que o código Raman.f calculasse os ganhos líquidos para os mesmos quarenta e sete canais DWDM. Estes valores juntamente com as medições experimentais e cálculos, foram respectivamente representados sob as curvas "simulada", "experimental" e "teórica" no gráfico da figura 4.33. O desvio máximo também ocorreu no canal #55 com 0,93865dB ou 15,37%.

Na terceira configuração, os ganhos líquidos, para os mesmos quarenta e sete canais DWDM, foram calculados pelo código Raman.f, usando $\lambda_{P1}=1443,0nm$, $\lambda_{P2}=1455,0nm$ e $\lambda_{P2}=1465,0nm$, $P_{P1}=P_{P2}=P_{P3}=300mW$ como parâmetros para os três bombeios. Estes valores, aliados às medições experimentais e cálculos analíticos, foram respectivamente representados sob as curvas "simulada", "experimental" e "teórica" no gráfico da figura 4.34. Sendo que, o desvio máximo ocorreu no canal #63 com valor de 0,74997dB, que é equivalente a 5,95%. A análise das curvas do ganho líquido demostrou que os valores simulados com o Raman.f e os calculados analiticamente tiveram uma boa convergência para as três configurações, possuindo o desvio máximo de 0,93865dB (15,37%). Além disso, comprovou que houve boa convergência entre os valores simulados com o Raman.f e os obtidos experimentalmente na terceira configuração (figura 4.34) e os valores na faixa espectral entre 1535,04nm (#53) e 1558,98nm (#23) da primeira configuração (figura 4.32), embora nesta configuração tenha ocorrido a divergência máxima de 0,64715dB (13,27%) no canal #55. Na Segunda configuração, não houve uma boa convergência entre os valores simulados com o Raman.f e os obtidos experimentalmente, devido a grande dispersão ocorrida entre os valores experimentais do ganho líquido, possuindo a divergência máxima de 0,93865dB (15,37%) no canal #55, embora a curva simulada com o Raman.f não tenha se distanciado muito destes valores experimentais, conforme pode ser observado na figura 4.33.

Porém, verifica-se através das figuras 4.28, 4.30, 4.32 a 4.34, que as curvas dos ganhos (SG e NG) geradas pelo código Raman.f são concordantes com os padrões obtidos experimentalmente e analiticamente (teórico) disponíveis na literatura [9], mesmo que algumas medições experimentais tenham gerado desvios elevados. Portanto, a similaridade entre os valores do ganho do sinal (SG) e do ganho líquido (NG), aliado a convergência entre os padrões de suas curvas, permitem validar numericamente o código numérico Raman.f.

A validação numérica comprovada na seção 4.3, aliada a validação experimental realizada nesta seção, comprovam o correto funcionamento do código Raman.f, a convergência e a coerência de seus valores gerados. Estes motivos permitem validar numerico-experimentalmente o código numérico Raman.f.

4.5 - Obtenção dos parâmetros do amplificador (DRA) para implantação na rede GIGA.

A validação dos programas comerciais Mathematica e Optisystem, e do código Raman.f, permite a determinação, na seção 4.6, da distribuição das potências no amplificador (DRA). Porém, antes disto, deve-se conhecer as características do sistema e obter os parâmetros de seus amplificadores (DRA), através dos dois primeiros passos seqüenciais, esquematizados na figura 4.6, que constituem a rotina de otimização do Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática. Portanto, esta rotina determinará os parâmetros ou valores iniciais deste amplificador, compostos da quantidade, do comprimento de onda dos bombeios (λ_{Pj}) e das integrais de potência (A_j) determinado pelo Mathematica, e das potências otimizadas dos bombeios [$P_0(\lambda_{Pj})$] que serão obtidos pelo Optisystem.

A topologia em um anel óptico simplex da rede GIGA, aliada às características tipofuncionais de seus quatro amplificadores distribuídos (DRA) [10], presentes na tabela 3.1, permitem configurar quatro circuitos no anel Campinas-Petrópolis-Campinas. Nos quatro circuitos, visualizados na figura 4.35, serão simuladas transmissões de dezesseis (16) canais DWDM (#38 ao #23), com comprimentos de onda entre 1546,92nm e 1558,98nm, e espaçamento entre canais de 100GHz (0,8nm) [4].



Figura 4.35 - Alocação dos amplificadores (DRA) nos enlaces (A e B) Campinas-Petrópolis e (C e D) Petrópolis-Campinas na Rede GIGA, utilizando bombeios nas configurações (A e C) co-propagante e (B e D) contra-propagante. Os números se referem à quilometragem entre os nós da rede (Cidades).

Definida as especificações do sistema óptico, deve-se determinar a quantidade de bombeios necessária para minimizar a variação do ganho na banda de amplificação, que englobará todos os dezesseis canais. Para isto, o usuário deverá fornecer iterativamente a quantidade de bombeios, para que o Mathematica obtenha os comprimentos de ondas para estes bombeios, através de somas ponderados de curvas de ganho com amplitudes e deslocamentos distintos, conforme descrito nas seções 3.4.3 e 4.2.

Embora, a variação da curva de ganho em uma banda seja inversamente proporcional à quantidade de bombeios fornecidas ao sistema [11], em alguns casos e/ou dependendo da otimização, o acréscimo de novos bombeios poderá ocasionar alterações insignificantes na planificação da curva de ganho na banda desejada, ou até aumentar esta variação, conforme exemplificado na figura 4.36. Aliado a este fato, deve-se minimizar a quantidade de bombeios para minimização de custos de implantação e manutenção, e redução dos efeitos não-lineares detrimentais que poderão ser excitados, conforme descrito nas seções 2.3.1 e 3.4.3.



Figura 4.36 - Curvas de ganho na banda da rede GIGA, mediante o emprego de dois e três bombeios.

Por estes motivos, serão utilizados apenas dois bombeios para amplificar os dezesseis canais DWDM da rede GIGA, que possuem comprimentos de onda variando de 1546,92nm a 1558,98nm. Estes dois bombeios deverão ser alocados em regiões espectralmente propícias e deslocados entre 100nm [6,12] (figura 3.9) e 106nm [1] da região espectral onde estão alocados os sinais. Portanto, estes bombeios seriam melhor alocados se estivessem espectralmente alocados entre 1440nm e 1459nm. Estes valores correspondem ao extremo superior da banda "E" [1360nm;1460nm].

O programa Mathematica alterou iterativamente os comprimentos de onda dos bombeios segundo informações da quantidade e da região espectral pré-definida de alocação dos bombeios [1440nm;1459nm]. Através desta iteração da composição linear das curvas de ganho destes bombeios, foram obtidas várias curvas de ganho planificadas e suas variações dos ganhos (*ripple*) no interior da região espectral correspondente à banda da rede GIGA, estas informações foram reunidas nas figuras 4.37 e 4.39.



Figura 4.37 - Variação do ganho do sinal (ripple), mediante o emprego de dois bombeios.

Esta simulação determinou que a menor variação das curvas de ganho planificadas, seria obtida com os bombeios otimizados alocados em " λ_{P1} =1448,42nm e λ_{P2} =1456,76nm", conforme apresentado na figura 4.38. Estes comprimentos de onda otimizados (λ_{P1} e λ_{P2}) serão aproximados para os valores de bombeios de " λ_{P1} =1448,5nm e λ_{P2} =1456,5nm", que são disponíveis comercialmente.



Figura 4.38 - Curvas de ganho dos canais DWDM na região otimizada pelo programa Mathematica, mediante o emprego de dois bombeios.



Figura 4.39 - Curvas de ganho planificadas na banda da rede GIGA, mediante o emprego de dois bombeios. Pode-se observar a desequalização existentes nas curvas de ganho do sinal na região espectral de alocação dos dezesseis canais [192,3THz;193,8THz].

O programa Mathematica modificou iterativamente os dois comprimentos de onda dos bombeios (λ_{P1} e λ_{P2}) em 2nm, dentro da região espectral pré-definida para alocação dos bombeios [1440nm;1459nm], para calcular a curva do ganho do sinal e sua variação, as quais foram agrupadas nos gráficos, mapa de contorno e do modelo de arame apresentados nas figuras 4.37 a 4.39. Além disso, algumas destas curvas de ganho foram representadas para demonstrarem os diversos formatos e desequalizações das curvas de ganho no interior da banda da rede GIGA mediante a posição espectral de alocação dos bombeios [1440nm;1459nm]. Estas curvas foram representadas através das letras "A" à "E" na figura 4.39 e letras "A" à "F" na figura 4.38.

A otimização realizada pelo Mathematica revelou que a menor variação das curvas de ganho planificadas, seria obtida para bombeios alocados em " λ_{P1} =1448,42nm e

 λ_{P2} =1456,76nm". Para comprovação da obtenção dos melhores bombeios otimizados, o Mathematica, alterou iterativamente os dois comprimentos de onda dos bombeios (λ_{P1} e λ_{P2}) a cada 0,5nm na região próxima dos bombeios otimizados (1448nm< λ_{P1} <1450nm e 1456nm< λ_{P2} <1458nm). Através desta simulação (figura 4.38) verificou-se que o Mathematica obteve apenas um ponto de mínimo local para otimização dos bombeios.

Determinados os comprimentos de onda dos bombeios ($\lambda_{P_1} e \lambda_{P_2}$) o Programa Optisystem será usado na segunda parte do problema reverso do amplificador, otimizando as potências destes bombeios ao longo dos enlaces da rede GIGA, mediante a minimização da variação do ganho do sinal (SG).

Porém, a topologia em anel simplex da rede GIGA possui cinco enlaces para cada circuito, e apenas quatro estágios amplificados, formados por quatro amplificadores cascateados (figura 4.35). Esta topologia impõe que sejam otimizadas as potências dos bombeios em cada um destes estágios amplificados. Nesta topologia, os bombeios distribuídos serão lançados nas cidades de Jundiaí/SP, Lorena/SP, Volta Redonda/RJ, e Piraí/RJ, e delimitarão os cinco enlaces desta rede, que serão compostos dos enlaces Campinas-Jundiaí ou Jundiaí-Campinas, Jundiaí-Lorena ou Lorena-Jundiaí, Lorena-Volta Redonda ou Volta Redonda-Lorena, Volta Redonda-Piraí ou Piraí-Volta Redonda, e Piraí-Petrópolis ou Petrópolis-Piraí [10].

Os lasers de bombeio adquiridos para topologia da rede GIGA possuem potência total pouco superior a 800mW, que é inferior a potência de saturação do laser.

Porém, a potência tipicamente acoplada na fibra é de aproximadamente 870mW [13], e limitará a potência dos dois bombeios, que possuiria o valor máximo de ([870 - $16xP_s$]/2 = 427mW, para $P_s = 0$ dBm). Entretanto, os ruídos e as parcelas espalhadas das potências dos sinais e dos bombeios reduzem ainda mais este valor. Aliado a isto, existe a possibilidade de expansão do sistema, que resultaria no aumento do número de canais para incrementar a capacidade do sistema, e exigiria o acréscimo na largura da banda plana, obtido mediante ao emprego de um novo laser de bombeio.

Estes fatores limitariam a potência, de um sistema utilizando Amplificadores Raman com três bombeios, a valores próximos de 300mW, que coincidiria com as potências comerciais para lasers de bombeio na faixa de 1,4 μ m (14XX nm) [6]. Além disso, o crescimento exponencial do SRS em função da potência [14] será utilizado para compensar a maior depleção [1] do bombeio de maior freqüência. Por estes motivos, a potência do laser de maior freqüência, que corresponderá ao primeiro bombeio, será fixada em P_{P1} = 320mW.

Utilizando os parâmetros do primeiro bombeio, a rotina de otimização do Optisystem obterá a potência do segundo bombeio através da resolução do problema reverso do primeiro enlace amplificado do sistema, mediante a otimização da curva de ganho, que minimize a variação das potências de saída dos dezesseis canais da rede GIGA.

Obtidos os parâmetros dos dois bombeios, o código Raman.f utilizará estes parâmetros dos bombeios para calcular a distribuição de potência no primeiro enlace do sistema e obter as potências de saída dos dezesseis canais DWDM no final deste primeiro enlace.

Finalizada o cálculo, o processamento numérico do Método da regressão não-linear com programação seqüencial determinará os parâmetros dos bombeios (λ_{P1} , λ_{P2} , P_{P1} , P_{P2}) e as potências de saída dos canais DWDM [$P_s(z = L_1)$] para o primeiro enlace do sistema. E será iniciado o processo para obtenção dos parâmetros dos bombeios para o segundo enlace amplificado.

Para realização do processamento numérico para o segundo enlace, será necessário obter uma curva de ganho que minimize a variação de potência de saída no segundo enlace, a partir da curva das potências dos dezesseis canais DWDM na saída do primeiro enlace. Desta forma, a curva de saída do primeiro enlace será a curva de entrada das potências dos canais para o segundo enlace.

Portanto, será realizada a rotina de otimização do Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática, para obtenção dos parâmetros dos bombeios para este segundo enlace.

O usuário novamente deverá fornecer iterativamente a quantidade de bombeios, observando as condições de redução de custos de implantação e manutenção, e minimização da excitação de efeitos não-lineares detrimentais.

Definida a quantidade de bombeios, o programa Mathematica, novamente realizará alterações nas amplitudes e deslocamentos iterativos nas curvas de ganho dos bombeios, visando minimizar a composição linear das curvas dos bombeios com a curva das potências de saída (do primeiro enlace) dos canais DWDM. Este processamento gerará dados que poderão ser agrupados, para produzirem gráficos semelhantes aos das figuras 4.37 a 4.38.

Estes gráficos serão analisados para determinação dos comprimentos de onda dos bombeios que minimizem a variação da curva de ganho para estes dezesseis canais DWDM.

Definido os comprimentos de onda dos bombeios, será realizada a segunda parte da rotina de otimização do Método da regressão não-linear com programação seqüencial quadrática para o segundo enlace.

Porém, antes de realizar esta etapa, torna-se conveniente reduzir o processamento numérico, mediante a estipulação da potência do primeiro bombeio, que poderá ser determinada através da relação entre a potência usualmente acoplada na fibra, e a potência total dos bombeios e dos sinais ([870 - $N_s x P_s$]/ N_p), onde N_s e N_p e P_s é a quantidade de sinais e de bombeios, e a potência dos canais DWDM, respectivamente.

A banda e as potências dos canais são suficientemente pequenas permitir que apenas dois bombeios planifiquem esta banda. Portanto, a potência atribuída ao primeiro bombeio será de $P_{P1} = 320$ mW, devido aos motivos relatados anteriormente.

Com estes valores definidos (λ_{P1} , λ_{P2} , P_{P1}), a rotina de otimização do Optisystem solucionará o problema reverso do segundo enlace do sistema, para obtenção da potência do segundo bombeio (P_{P2}), analogamente ao realizado para o primeiro enlace.

Após definir os parâmetros dos bombeios (λ_{P1} , λ_{P2} , P_{P1} , P_{P2}), finalmente, o código Raman.f determinará as distribuições de potência no interior do segundo enlace do sistema e as potências de saída (deste segundo enlace) dos dezesseis canais DWDM.

Este processo será realizado repetidamente, até que os programas Mathematica e Optisystem a obtenham os parâmetros dos bombeios do quarto enlace amplificado, para que o código Raman.f determine as distribuições de potências e as potências de saída dos dezesseis canais DWDM nos cinco enlaces do sistema, sendo quatro enlaces amplificados e um sem amplificação.

A otimização dos parâmetros dos bombeios, nos quatro enlaces amplificados, tornou-se necessária, devido aos canais possuírem diversas potências de entrada nos enlaces, e estarem submetidos a diferentes valores de interações bombeios-canais, a efeitos propagatórios distintos, como atenuações, efeitos não-lineares, deslocamento para o vermelho, interações espectrais indesejadas, entre outros. Estes efeitos provocam variações e desequalizações nas potências de saída (P_s) dos canais DWDM durante a propagação do sinal pelos enlaces do sistema.

Realizado este procedimento, terão sido determinados os parâmetros dos bombeios necessários para implantação de amplificadores Raman, que utilizem bombeios lançados em apenas uma direção no sistema.

Porém, os Amplificadores Raman podem ser elaborados utilizando três tipos direcionais de bombeios, sendo que os bombeios co-propagante, contra-propagante, e bidirecional, possuem características distintas, possuindo aplicabilidade de acordo com as características necessárias ao sistema, conforme descrito na seção 3.3.

Por este motivo, e considerando que nos circuitos da rede GIGA, todos os bombeios dos quatro enlaces amplificados sejam lançados na mesma direção, a determinação completa dos parâmetros dos bombeios do sistema somente será realizada através de quatro análises semelhantes à descrita anteriormente, ou seja, torna-se necessário determinar os parâmetros dos bombeios, para os bombeios co-propagantes e contra-propagante através de uma análise cada, e para os bombeios bidirecionais mediante a duas análises, devido às parcelas co-propagantes e contra-propagantes e contra-propagantes de análises isoladas.

Esta análise usualmente obterá $(2 \times 4 \times 4) = 32$ parâmetros (λ_{Pi} , P_{Pi}) distintos para otimizar os bombeios, que serão necessários à obtenção de um ganho plano na banda do sinal, para minimizar a variação das potências (P_s) dos canais DWDM ao longo dos enlaces do sistema.

Realizadas estas quatro análises de otimização dos bombeios, todos os parâmetros dos bombeios relacionados às suas possíveis de configurações direcionais estarão determinados, e os lasers dos blocos de bombeios poderão ser ajustados segundo os parâmetros obtidos através desta análise.

Desta forma, cada nó de amplificação possuirá quatro blocos de bombeio, sendo um bloco correspondente bombeio co-propagante, um bloco relativo ao contra-propagante, dois blocos relacionados ao bombeio bidirecional, conforme esquematizado na figura 4.40.



Figura 4.40 - Configuração (completa) dos bombeios em cada nó de amplificação.

Embora esta análise obtenha os parâmetros de bombeio, que minimize a variação das potências de saída dos canais DWDM para todos os circuitos da rede GIGA, sua utilização em um sistema óptico reais é questionável, devido à necessidade de utilização de quatro blocos de bombeios em cada nó de amplificação, conforme esquematizado na figura 4.40. Porém,

dependendo do tipo de amplificação exigido pelo sistema, no mínimo dois destes blocos permanecerão obsoletos, podendo até três blocos ficar sem utilização, caso o sistema necessite apenas dos bombeios co-propagantes ou contra-propagantes.

Além disso, os quatro conjuntos de lasers de bombeios dos blocos de bombeio, alocados em cada nó, possuirão parâmetros de bombeios distintos (λ_{Pi} , P_{Pi}), que inviabilizarão a flexibilidade nas configurações do amplificador, descrita na seção 4.4 e esquematizada na figura 4.25.

Estes fatores elevam os custos de implantação de manutenção da rede óptica, podendo, inclusive, tornar sua implantação inviável.

Para viabilizar a implantação destes sistemas ópticos, inicialmente será desconsiderado o uso de bombeios bidirecionais no sistema, que reduzirá dois blocos de bombeios em cada nó de amplificação. Além disso, para redução de custos e permitir a flexibilidade na configuração dos bombeios será utilizado apenas um bloco de bombeio em cada nó de amplificação, sendo o tipo de bombeio selecionado mediante a uma simples mudança em uma chave óptica, conforme esquematizado na figura 4.41.



Figura 4.41 - Esquema da seleção do tipo de bombeio através de uma chave óptica.

Os custos do sistema serão muito reduzidos utilizando esta configuração, embora a equalização dos canais conseguida através desta configuração, não seja tão eficiente quanto à obtida com quatro blocos de bombeios. Pois, a otimização será realizada somente através da alteração das potências dos bombeios, mantendo fixos seus comprimentos de onda para as configurações co-propagantes e contra-propagantes. Portanto, o Mathematica obterá os comprimentos de onda (λ_{P1} , λ_{P2}) para os bombeios co-propagantes "**ou**" para os bombeios contra-propagantes, o valor destes comprimentos de onda (λ_{P1} , λ_{P2})serão utilizados como parâmetro inicial para o Optisystem calculará iterativamente as potências dos bombeios

bombeios co-propagantes "e" as potências dos bombeios contra-propagantes, que serão lançados nos quatro nós de amplificação dos circuitos Campinas-Petrópolis e Petrópolis-Campinas.

A otimização iterativa das potência dos bombeios segundo a variação do ganho (*ripple*), representada através das figuras 4.42 e 4.43, possuirá uma região de mínimo, conforme esquematizado na figura 4.7, que será o valor da potência otimizada para os bombeios. Estes valores otimizados correspondem às potências que serão aplicados nos nós de amplificação de cada circuito, e serão influenciado pela configuração do amplificador. Estes valores estarão reunidos na tabela 4.7.



Figura 4.42 - Obtenção iterativa da potência do bombeio 2 mediante a minimização da variação da curva do ganho no circuito Campinas-Petrópolis.



Figura 4.43 - Obtenção iterativa da potência do bombeio 2 mediante a minimização da variação da curva do ganho no circuito Petrópolis-Campinas.

Embora, esta topologia dos bombeios reduza os custos do sistema, estes custos poderiam ser reduzidos ainda mais, caso todos os blocos de bombeios utilizassem as mesmas potências. Portanto, seus bombeios não utilizariam as potências otimizadas.

Para avaliar o impacto da otimização das potências dos bombeios, sobre as equalizações das potências de saída dos canais DWDM nos quatro circuitos da rede GIGA, serão analisadas três possibilidades de otimização das potências. No primeiro caso, será considerada a otimização total das potências dos bombeios, conforme descrita na parte inicial desta seção, e representada pelas figuras 4.42 e 4.43 e seus valores serão reunidos na tabela 4.7. No segundo caso, será considerada a otimização das potências dos bombeios, ou seja, o Optisystem realizará somente uma iteração de otimização das potências de bombeio, e atribuirá os valores das potências otimizadas no enlace Campinas-Jundiaí do circuito Campinas-Petrópolis com amplificadores C6cr, para todos os demais bombeios. Portanto, todas as potências dos bombeios aplicadas em todos os nós de amplificação serão de $P_{P1} = 320,0mW$ e $P_{P2} = 247,2mW$. E no terceiro caso, será não será considerada a otimização dos bombeios, neste caso, serão atribuídos a todos os bombeios o valor máximo disponível para seus lasers, ou seja, $P_{P1} = P_{P2} = 320,0mW$.

Durante a simulação numérica destes três casos, serão utilizados amplificadores Raman distribuídos com bombeios co-propagantes (C6cf) ou contra-propagantes (C6cr), para a transmissão de dezesseis canais DWDM equalizados na entrada dos circuitos (T_x), com $P_s = 0$ dBm, alocados entre os canais #38 e #23. Para realização de uma análise comparativa, as potências destes canais em cada nó de amplificação e nas saídas dos quatro circuitos da rede GIGA, serão normalizadas segundo a potência máxima dentre os canais nestes pontos, sendo atribuído o valor de 0dBm para esta potência máxima, conforme será apresentado nas figuras 4.44 a 4.49. Esta normalização facilitará a verificar a variação (desequalização) das potências dos canais em cada um destes pontos da rede GIGA.



Figura 4.44 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de potências de bombeios otimizadas aplicados aos amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.



Figura 4.45 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de potências de bombeios otimizadas aplicados aos amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.



Figura 4.46 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de potências de bombeios parcialmente otimizadas ($P_{P1} = 320,0$ mW e $P_{P2} = 247,2$ mW) aplicados aos amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.



Figura 4.47 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de potências de bombeios parcialmente otimizadas ($P_{P1} = 320,0$ mW e $P_{P2} = 247,2$ mW) aplicados aos amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.



Figura 4.48 - Desequalização dos canais no circuito Campinas-Petrópolis mediante a utilização de potências de bombeios não otimizadas ($P_{P1} = P_{P2} = 320,0$ mW) aplicados aos amplificadores (A) C6cf e amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.



Figura 4.49 - Desequalização dos canais no circuito Petrópolis-Campinas mediante a utilização de potências de bombeios não otimizadas ($P_{P1} = P_{P2} = 320,0$ mW) aplicados aos amplificadores (A) C6cf e (B) C6cr nos nós de amplificação.

As figuras 4.44 a 4.49 mostram as desequalizações dos canais nos circuitos Campinas-Petrópolis (figuras 4.44, 4.46 e 4.48) e Petrópolis-Campinas (figuras 4.45, 4.47 e 4.49) utilizando amplificadores C6cf (4.44A a 4.49A) e C6cf (4.44B a 4.49B), mediante aos três tipos de otimização das potências dos bombeios, que fornecem potências dos bombeios totalmente otimizadas (4.44 e 4.45), parcialmente otimizadas (4.46 e 4.47), e não-otimizada (4.48 e 4.49). Observa-se que não há desequalização das potências dos canais na entrada dos circuitos, devido a todos os seus canais possuírem potência inicial (de entrada) de P_s = 0dBm. Portanto, a desequalização será originada durante a propagação dos canais ao longo circuito, e tenderá a se acentuar à medida que os canais se propaguem através dos enlaces amplificados.

Percebe-se que as variações das desequalizações no último enlace são insignificantes nos circuitos Campinas-Petrópolis utilizando amplificadores C6cr (figuras 4.44B, 4.46B e 4.48B) e Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cf (figuras 4.45A, 4.47A e 4.49A), devido à ausência de transferências bombeio-sinal (efeitos SRG e SRL) neste enlace final. Por este motivo, esta pequena desequalização é principalmente originada pelos efeitos da atenuação, espalhamento Rayleigh e deslocamento para o vermelho.

Além disso, houve aumento na desequalização máxima no último enlace do circuito Campinas-Petrópolis utilizando amplificadores C6cf (figuras 4.44A, 4.46A e 4.48A) e redução na desequalização máxima no último enlace do circuito Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cf (figuras 4.45B, 4.47B e 4.49B).

Após verificar a desequalização dos canais, provocadas pelos três casos de otimização para as potências dos bombeios durante todo enlace dos circuitos, ou seja, as desequalizações dos canais, na entrada e saída dos circuitos, e em cada nó de amplificação. Provocada devido aos diferentes tipos de otimização, será realizada uma análise comparativa das desequalizações que cada tipo de otimização para as potências dos bombeios provocariam aos dezesseis canais DWDM, nos pontos (saída dos circuitos e nos nós de amplificação) de cada um dos quatro circuitos da Rede GIGA. Os resultados destas simulações serão apresentados nas figuras 4.50 e 4.54.

Conforme explicado anteriormente, não haverá desequalizações na entrada dos circuitos, devido a todos os canais terem sido fornecidos com mesma potência de entrada ($P_s = 0dBm$). Por este motivo, não será representadas as configurações das potências dos canais neste ponto, pois, seu gráfico apresentaria sobreposição de todos os tipos de otimizações em todos os canais, e todas as potências destes canais possuiriam o valor de 0dBm.



Figura 4.50 - Desequalização dos canais, para os três tipos de otimização das potências dos bombeios, no nó da cidade de Jundiaí nos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas.



Figura 4.51 - Desequalização dos canais, para os três tipos de otimização das potências dos bombeios, no nó da cidade de Lorena nos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas.



Figura 4.52 - Desequalização dos canais, para os três tipos de otimização das potências dos bombeios, no nó da cidade de Volta Redonda nos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas.



Figura 4.53 - Desequalização dos canais, para os três tipos de otimização das potências dos bombeios, no nó da cidade de Piraí nos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas.



Figura 4.54 - Desequalização dos canais, para os três tipos de otimização das potências dos bombeios, na saída dos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas.

As figuras 4.50 a 4.54 mostram as desequalizações dos dezesseis canais DWDM mediante aos três casos (possibilidades) de otimização das potências dos bombeios, nos quatro circuitos da rede GIGA (figura 4.35), sendo dois circuitos Campinas-Petrópolis (A) e dois circuitos Petrópolis-Campinas (B). Estas desequalizações foram obtidas na saída dos circuitos (figura 4.54) e nos pontos de aplicação dos bombeios (nós de amplificação) de Jundiaí (figura 4.50), Lorena (figura 4.51), Volta Redonda (figura 4.52) e Piraí (figura 4.53).

A figura 4.50 exibe as desequalizações destes canais DWDM no nó da cidade de Jundiaí, mediante aos tipos de otimização das potências dos bombeios. As pequenas desequalizações ocasionadas pelos dois circuitos Campinas-Petrópolis contrasta com as desequalizações provocadas pelos dois circuitos Petrópolis-Campinas. Este fato está relacionado ao período da atuação dos efeitos lineares e não-lineares, das interações espectrais indesejadas, do esmaecimento do bombeio e das transferências bombeio-sinal (efeitos SRG e

SRL) sobre os canais DWDM propagantes nos enlaces, Pois, a intensidade destes efeitos é proporcional às distâncias percorridas (enlace) pelos canais DWDM em cada circuito. Por este motivo, o enlace de 560km dos circuitos Petrópolis-Campinas (B) provoca maiores desequalizações que o enlace de 36km dos circuitos Campinas-Petrópolis (A). Além disso, observa-se a insignificante desequalização provocada no nó de Jundiaí, pelo uso de amplificadores C6cf no circuito Campinas-Petrópolis, que é ocasionada pela ausência de transferências bombeio-sinal (efeitos SRG e SRL), devido aos bombeios co-propagantes dos amplificadores C6cf somente atuarem no enlace seguinte (de 284km entre Jundiaí e Lorena). Portanto, esta pequena desequalização é principalmente originada pelos efeitos da atenuação, espalhamento Rayleigh e deslocamento para o vermelho.

A figura 4.51 mostra as desequalizações destes canais DWDM no nó da cidade de Lorena, segundo os tipos de otimização das potências dos bombeios. Observa-se que as desequalizações possuem padrões semelhantes nos quatro circuitos, possuindo valores máximos de desequalizações na ordem de 2,1dB. Este comportamento é resultado da semelhança da intensidade dos efeitos propagatórios atuantes sobre os canais presentes nos quatro circuitos, que é ocasionado pelo nó da cidade de Lorena situar-se quase na posição central dos quatro circuitos, possuindo o enlace Campinas-Lorena com 284km e o enlace Lorena-Petrópolis com 312km. Percebe-se ainda que houve aumento nas desequalizações dos circuitos Campinas-Petrópolis, principalmente no circuito utilizando amplificadores C6cf, no qual os efeitos lineares e não-lineares, as interações espectrais indesejadas, o esmaecimento do bombeio e as transferências bombeio-sinal (efeitos SRG e SRL) começaram a atuar neste circuito. Além disso, houve redução na desequalização dos circuitos Petrópolis-Campinas, devido à redução de 248km no tamanho deste enlace, ocasionada pela maior proximidade da cidade de Lorena à Petrópolis.

A figura 4.52 apresenta as desequalizações destes canais DWDM nó da cidade de Volta Redonda, gerados pelos tipos de otimização das potências dos bombeios. O aumento neste nó, do tamanho do enlace nos circuitos pertencentes a Campinas-Petrópolis e a redução do tamanho do enlace nos circuitos Petrópolis-Campinas, ocasionaram desequalizações diretamente proporcionais às variações ocorrida nos tamanhos dos enlaces de seus circuitos. Portanto, a desequalização máxima aumentou aproximadamente 0,8dB nos circuitos Campinas-Petrópolis e reduziu cerca de 0,6dB nos circuitos Petrópolis-Campinas.

Este comportamento também foi observado na figura 4.53. Esta figura mostra as desequalizações destes canais DWDM no nó da cidade de Piraí, gerados pelos tipos de

otimização das potências dos bombeios. Porém, devido à proximidade entre as cidades de Volta Redonda e Piraí, a desequalização ocorreu com menor intensidade neste enlace, e o valor da desequalização máxima aumentou cerca de 0,5dB nos circuitos Campinas-Petrópolis e reduziu aproximadamente 0,4dB nos circuitos Petrópolis-Campinas.

A figura 4.54 exibe as desequalizações destes canais DWDM na saída dos enlaces, mediante aos tipos de otimização das potências dos bombeios. Estes canais percorreram distâncias distintas de diferentes enlaces finais, para atingirem o receptor, ou seja, os canais percorreram 173km do enlace Piraí-Petrópolis e 36km do enlace Jundiaí-Campinas. Devido a esta diferença de tamanho dos enlaces e intensidade dos efeitos propagatórios sobre os canais, as desequalizações nos quatro circuitos tiveram comportamentos distintos.

Nestes enlaces finais, os circuitos Campinas-Petrópolis utilizando amplificadores C6cr e Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cf tiveram desequalizações muito pequena. Este comportamento é ocasionado, devido aos bombeios terem sido lançados no enlace anterior, portanto, não possuirão potências para ocasionar transferências bombeio-sinal (efeitos SRG e SRL) em seus enlaces finais. Por este motivo, esta insignificante desequalização é provocada principalmente pelos efeitos da atenuação, espalhamento Rayleigh e deslocamento para o vermelho.

Além disso, os circuitos Campinas-Petrópolis utilizando amplificadores C6cf e Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cr possuem bombeios lançados em seus enlaces finais, possuíram variações nas desequalizações dos canais. Estas variações aumentaram o valor das desequalização máxima em cerca de 0,6dB no circuito Campinas-Petrópolis utilizando amplificadores C6cf e reduziu a desequalização máxima em aproximadamente 0,5dB Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cr.

Durante a propagação dos canais nos circuitos, foi observado que os bombeios não-otimizados provocaram maiores desequalizações nos canais, enquanto os bombeios otimizados e parcialmente otimizados provocaram desequalizações com valores quase similares, sendo que as desequalizações segundo os bombeios otimizados possuíram valores pouco inferiores aos obtidos com bombeios parcialmente otimizados.

A similaridade entre as desequalizações dos canais DWDM mediante as potências otimizadas ou parcialmente otimizadas dos bombeios, não permite a escolha clara e objetiva do tipo de otimização de potências que será empregado para os bombeios da rede GIGA. Para elucidar esta questão será realizado um teste comparativo segundo as potências de saída dos canais obtidos através destes três tipos de otimização.

A comparação destas potências de saída, visualizada na figura 4.55, mostrou que suas distribuições são inversamente proporcionais nos circuitos Campinas-Petrópolis e Petrópolis-Campinas, com os valores médios das potências otimizadas superando os valores médios das potências parcialmente otimizadas. Além disso, destaca-se negativamente o baixo nível de potência de saída dos canais no circuito Campinas-Petrópolis fornecidos por amplificadores C6cf utilizando bombeios parcialmente otimizados, que inviabilizaria seu emprego em sistemas ópticos utilizando receptores PIN. Pois, os níveis de potência dos canais estariam aquém da sensibilidade deste dispositivo ($P_{rx} = -42dBm$) [14]. Estes fatores determinaram a escolha da otimização total como método de otimização dos bombeios.



Figura 4.55 - potências de saída dos dezesseis canais nos circuitos (A) Campinas-Petrópolis e (B) Petrópolis-Campinas, mediante aos três tipos de otimização dos bombeios.

Portanto, os valores das potências destinados aos bombeios para amplificar os canais na rede GIGA, durante a simulação que será realizada na seção 4.6, foram obtidos através da otimização total das potências dos bombeios.

A otimização dos bombeios obtida pela técnica de otimização total dos bombeios foi graficamente representada nas figuras 4.42 e 4.43, e os valores das potências dos bombeios estão reunidos na tabela 4.7. Nesta tabela, os nomes dos nós (cidades), escritos em maiúsculas, representam os nós de amplificação, e correspondem aos pontos onde os bombeios serão lançados no sistema, enquanto os demais nós serão pontos de derivação e inserção de canais no sistema. Por este motivo, as potências de bombeios nestes pontos estão todas zeradas.

Enlace	Campinas-Petrópolis				Petrópolis-Campinas				
Amplificadores	C6cr		C6cf		C6cr		C6cf		
Figura	4.35B		4.35A		4.35D		4.35C		
Potências	Pp1	Pp ₂	Pp1	Pp ₂	Pp1	Pp ₂	Pp1	Pp ₂	
Nós da rede	(mW)	(mW)	(mW)	(mW)	(mW)	(mW)	(mW)	(mW)	
Campinas	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
JUNDIAÍ	320,0	247,2	320,0	280,8	320,0	295,6	320,0	273,7	
São Paulo	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
São José dos Campos	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
LORENA	320,0	274,5	320,0	275,9	320,0	275,8	320,0	295,6	
Cachoeira Paulista	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
VOLTA REDONDA	320,0	275,9	320,0	274,3	320,0	274,2	320,0	275,9	
PIRAÍ	320,0	274,3	320,0	284,7	320,0	263,6	320,0	274,3	
Rio de Janeiro	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
Niterói	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	
Petrópolis	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	

Tabela 4.7 - Potências iniciais dos bombeios lançadas nos nós da rede GIGA, segundo os circuitos (enlaces) desta rede (figura 4.35). As cidades em "maiúsculas" correspondem aos nós onde serão lançados os bombeios distribuídos nesta rede [10]. Algumas potências foram extrapoladas (estimadas) devido à limitação do Programa Optisystem em operar com potências de entrada inferiores a -40dBm.

4.6 - Simulação de transmissão de dados na rede do Projeto Giga utilizando amplificadores (DRA) em um sistema DWDM.

Esta seção analisará o comportamento dos Amplificadores Raman (DRA) durante a transmissão de dados não-regenerados entre cidades percorridas pela rede GIGA (figura 4.2), sendo transmitidos de dezesseis canais DWDM (#38 ao #23), com comprimentos de onda entre 1546,92nm e 1558,98nm, e espaçamento entre canais de 100GHz (0,8nm) [4].

O código Raman.f usará os parâmetros dos bombeios determinados na seção 4.5, para o calculo dos parâmetros de desempenho do sistema (SG, NG, OSNR e NF), da distribuição de potências, e das potências de saída destes dezesseis canais DWDM transmitidos nos quatro circuitos (figura 4.35) no anel Campinas-Petrópolis-Campinas da rede GIGA.

Porém, antes da determinação numérica da distribuição das potências dos canais DWDM, deve-se escolher através de que modo de polarização os sinais deverão ser transmitidos. Esta escolha determinará também o modo de polarização dos bombeios, pois ambos deverão ser similares, devido à superioridade da transferência de potencia da polarização paralela, conforme foi explicado na seção 2.5.1.

As informações obtidas através da simulação da transmissão dos dezesseis canais DWDM (#38 ao #23), utilizando lasers de sinais com polarização coerente (constante Γ =1 da equação 3.17) e com polarização misturada (constante Γ =2 da equação 3.17), foram representados no gráfico da figura 4.56.



Figura 4.56 - Potências de saída dos canais mediante a polarização dos lasers de sinal.

Analisando estes dados mediante a sensibilidade dos fotodiodos, sendo de -42dBm para fotodiodos PIN e de -49dBm para fotodiodos APD [14], verificou que os sistemas utilizando fotodiodos APD viabilizariam transmissões de quaisquer circuitos para canais polarizados coerentemente (Γ =1) e apenas para os circuitos Petrópolis-Campinas com polarização misturada (Γ =2), embora o uso de amplificadores C6cf, neste circuito, tornariam a transmissão marginalmente viável. Além disso, observou-se que os sistemas utilizando fotodiodos PIN somente viabilizariam transmissões para canais polarizados coerentemente.

Esta limitação do tipo de fotodiodo que seria utilizado nos receptores do sistema óptico, descartará a utilização da polarização misturada (constante Γ =2), e tornará necessária a análise das configurações dos amplificadores, enlaces e tipos de fotodiodos que viabilizariam a transmissão na rede GIGA, para os dezesseis canais DWDM (#38 ao #23) polarizados coerentemente (constante Γ =1).

Esta análise das potências de saída dos dezesseis canais DWDM mediante a sensibilidade do receptor, verificou que esta transmissão seria viável que para todas as configurações em todos os circuitos da rede GIGA, utilizando receptores constituídos de fotodiodos PIN ou ADP, conforme visualizado no gráfico da figura 4.57. Porém, a configuração C6cr do enlace Campinas-Petrópolis será marginalmente viável, devido às potências de saída dos sinais variarem entre -41,73dBm e -40,14dBm, cujos valores estão próximos do valor da sensibilidade dos fotodiodos PIN, que é de "-42dBm" [14]. Por este motivo, seria aconselhável utilizar fotodiodos APD, como receptores na topologia da rede GIGA, pois estes dispositivos possuem sensibilidades superiores à sensibilidade dos fotodiodos PIN.



Figura 4.57 - Potências de saída dos canais nos circuitos da rede GIGA mediante à sensibilidade dos fotodiodos.

O código numérico Raman.f utilizará os parâmetros dos bombeios obtidos pelo Mathematica e pelo Optisystem na seção 4.5 e os recém determinados nesta seção, para calcular, em passo único¹, a distribuição de potência dos canais DWDM da rede GIGA em todo enlace (Tx-Rx) (figura 4.58). Com isso, obterá valores mais precisos para analise do comportamento dos canais DWDM. Pois, os sinais, ruídos e bombeios residuais poderão propagar-se entre os estágios, sem a suposição numérica, que os espectros inexpressivos ou de baixa potência tenham sido eliminados ou filtrados no final de cada estágio.

¹ O cálculo da distribuição de potência acontecerá em uma única etapa, realizado entre o transmissor e o receptor (Tx - Rx). Portanto, esta distribuição não será a composição de resultados calculados em cada estágio separadamente, os quais serão os trechos entre o transmissor e o primeiro Amplificador, entre Amplificadores (ILA), e entre o último Amplificador e o receptor.



Figura 4.58 - Distribuição de potências de saída dos canais nos enlaces (A) entre transmissor (Tx) e receptor (Rx) para o canal #31, e (B) entre Campinas/SP e Petrópolis/RJ para os canais #31 e #23 (que possuem a maior diferença de potências de saída). Foram escolhidos apenas estes dois canais para evitar que o gráfico ficasse sobrecarregado.

Após determinar o comportamento e distribuição das potências destes canais DWDM, deve-se analisar a viabilidade deste sistema para transmissão de canais DWDM mediante o orçamento de potências, a dispersão, a taxa de erros de bits, entre outros.

A dispersão é depreciativa aos sinais, alarga seus pulsos, ocasiona distorções [15] e interferências intersimbólicas [16] no sinal. Isto degradará a EOP, prejudicará a amostragem do sinal no receptor, e limitará o tamanho do enlace não-regenerado [17].

Porém, neste trabalho, os canais DWDM e bombeios são fornecidos ao sistema através de lasers de onda contínua (CW) e sem modulação externa, isto fará que seus canais não possuam pulsos sob a forma de bits. Portanto, não será efetuada a análise dos efeitos dispersivos nestes sinais, nem o estudo sobre sua taxa de erros de bit (BER), EOP, entre outros. Por este motivo, a análise da viabilidade da transmissão destes canais na rede GIGA, utilizando receptores APD, recairá sobre suas perdas, e será realizada através do orçamento de

potência (equação 4.2a).

Nesta rede existem perdas nos acoplamentos, em conectores, em emendas, atenuações na fibra e em dispositivos ópticos, entre outros. Estas perdas limitam o tamanho do enlace, e podem impossibilitar a amostragem do sinal dentro da qualidade de serviço estipulado no projeto, pois reduziriam as potências de saída dos canais (P_s) a valores inferiores ao nível de sensibilidade do fotodiodo receptor, que é de -42dBm para fotodiodos PIN e de -49dBm para fotodiodos APD [14].

Para o cálculo do orçamento de potência para nos enlaces (circuitos) Campinas-Petrópolis e Petrópolis-Campinas serão consideradas as seguintes informações:

- Potência do sinal ($P_{tx} = P_s = 0 dBm$).

- Sensibilidade dos fotodiodos receptores APD ($P_{rx} = -49$ dBm) [14].
- Perdas por emenda ($\alpha_e = 0.05$ dB) [18-19].
- Perdas nos conectores ($\alpha_c = 0,3dB$) [11].
- Perdas nos acoplamentos ($\alpha_a = 1,0dB$) [19].
- Perdas na fibra (0,1894 < α_f < 0,1896) [dB/km], serão consideradas 0,19dB/km (pior caso).
- Comprimento dos cabos nas bobinas (entre 5 e 10km) [14], será considerada 10km.
- Margem de segurança ($M_s = 6$ dB) [18].
- Ganho líquido (NG), a ser calculado.

$$P_{Rx} > P_{Tx} - \alpha_f - \alpha_c - \alpha_a - \alpha_e - M_s + NG$$
(4.2a)

$$NG > -49 - 0 + (0,19x596) + (4x1) + (0,3x10) + (0,05+60) + 6$$
(4.2b)

$$NG > 72,24dB \tag{4.2c}$$

A análise e verificação da viabilidade dos enlaces (circuitos) segundo o orçamento de potência, mostra que os ganhos líquidos do sistema deverão ser superiores a "NG > 72,24dB". Segundo a figura 4.60, este valor somente não é atingido pela configuração C6cr do enlace Campinas-Petrópolis. Para permitir a viabilidade desta configuração será necessário um acréscimo superior a 1,5dB na potência de seus canais ($P_{tx} = P_s > 1,5dBm$)

Avaliada a viabilidade de transmissão dos canais DWDM mediante o orçamento de potências e potências de saída destes canais, será examinado o comportamento dos canais DWDM segundo os parâmetros de desempenho dos ganhos líquido (NG) e de sinal (SG), figura de ruído (NF) e relação sinal-ruído óptica (OSNR), durante sua transmissão nos enlaces (Tx-Rx) dos quatro circuitos configuráveis na rede GIGA (figura 4.35). As informações sobre o desempenho da rede estão reunidas na tabela 4.10, e o comportamento dos parâmetros de

desempenho mediante aos canais estão graficamente representados nas figuras 4.59 a 4.63.



Figura 4.59 - Ganho do sinal (SG) para os dezesseis canais DWDM nos quatro circuitos da rede GIGA.

A figura 4.59 exibe o ganho de sinal para os dezesseis canais DWDM obtido na saída do sistema, ou seja, no receptor. Suas curvas possuem formatos similares com crescimento tendendo a ser proporcional ao comprimento de onda do canal, porém, ocorrendo o mínimo no canal #38 e máximo no canal #31. O comportamento destes canais pode ser explicado pelo principal bombeio $P_{P1}=320$ mW ($\lambda_{P1}=1448,50$ nm; $f_{P1}=206,968$ THz) estar alocado a aproximadamente 13THz do canal #31 ($\lambda_{\#31}=1552,55$ nm; $f_{\#31}=193,097$ THz), que lhe proporcionará maior intensidade na transferência de potência devido ao efeito SRS, conforme descrito na seção 3.1 e esquematizado na figura 3.9. Enquanto o ganho mínimo do canal #38 seria ocasionado, pela atuação dos efeitos da interação sinal-sinal, e do deslocamento para o vermelho, esquematizado na figura 3.12, que se manifesta com maior intensidade neste canal.

Verifica-se que os canais transmitidos no circuito Petrópolis-Campinas possuem ganhos mais elevados, devido ao nó amplificado localizado na cidade de Jundiaí estar próximo do receptor, permitindo maiores transferências de potências para os canais devido ao efeito SRG e reduzido efeito do esmaecimento do bombeio. A pequena superioridade do ganho do fornecido aos canais pelo amplificador C6cr pode ser justificada, pela compensação da atenuação do enlace Jundiaí-Campinas fornecidas pelo bombeio contra-propagante.

Além disso, os menores ganhos fornecidos pelo circuito Campinas-Petrópolis pode ser justificado pelo grande tamanho do enlace final (Piraí-Petrópolis) que infligem perdas superiores a 32,5dB aos canais.

O padrão das curvas do gráfico das potências de saída será igual aos formatos das curvas do ganho do sinal, devido à relação existente entre as potências de saída e as curvas do ganho do sinal (SG), expressa segundo a equação 3.21. Os valores de seus gráficos também serão análogos, devido aos canais terem sido transmitidos a 0dBm ($P_{Tx} = 1,0$ mW).



Figura 4.60 - Ganho líquido (NG) para os dezesseis canais DWDM nos quatro circuitos da rede GIGA.

A figura 4.60 exibe o ganho de líquido dos dezesseis canais DWDM obtido na saída, no receptor do sistema. Suas curvas apresentam formatos similares com crescimento tendendo a ser proporcional ao comprimento de onda do canal, ocorrendo o mínimo no canal #38 e máximo no canal #23.

A pequena variação dos coeficientes de atenuação e espalhamento Rayleigh nos dezesseis canais torna as potências de saída dos canais com o amplificador desligado ($G_R = 0$) quase constante, justificando, segundo a equação 3.22, as semelhanças nos padrões das curvas dos ganhos do sinal (SG) e líquido (NG). Conforme observado nas figuras 4.59 e 4.60.

Pode-se observar que os canais transmitidos no circuito Petrópolis-Campinas possuíram maiores ganhos, com destaque ao ganho fornecido pelo amplificador C6cr, e os menores ganhos serão fornecidos pelo circuito Campinas-Petrópolis pelos mesmos motivos relatados para o ganho do sinal (SG).

Deve-se destacar, que os valores apresentados no gráfico 4.60 não são usuais, sendo valores elevados devido ao grande enlace amplificado dos circuitos Campinas-Petrópolis e Petrópolis-Campinas, correspondendo respectivamente a 560km e 423km, respectivamente.



Figura 4.61 - Configuração do ruído de saída nos dezesseis canais nos quatro circuitos da rede GIGA.

Os ruídos de saída nos dezesseis canais DWDM foram apresentados no gráfico da figura 4.61. Suas curvas apresentam formatos similares para transmissões no mesmo circuito, independente da direção do bombeio. Os valores dos ruídos no circuito Petrópolis-Campinas são praticamente iguais para os dezesseis canais, enquanto seus valores no circuito Campinas-Petrópolis tendem a crescer para canais superiores ao canal #35, e permanecer praticamente estacionários para os demais.

Pode-se observar que os ruídos inerentes aos canais transmitidos no circuito Petrópolis-Campinas são superiores aos do circuito Campinas-Petrópolis, sendo que o maior ruído foi gerado no circuito Petrópolis-Campinas utilizando amplificadores C6cr, este comportamento possui explicação similar à descrita para o ganho do sinal (SG).



Figura 4.62 - Figura de ruído (NF) dos dezesseis canais DWDM nos quatro circuitos da rede GIGA.

A figura 4.62 mostra a figura de ruído nos dezesseis canais DWDM. Suas curvas apresentam formatos similares com crescimento tendendo a ser inversamente proporcional ao comprimento de onda do canal, ocorrendo o mínimo no canal #23 e máximo no canal #38. O comportamento das curvas da figura de ruído pode ser explicado, através da relação existente entre a potência de ruído de saída e o ganho do sinal, representada na equação 3.24b.

Os valores máximos e mínimos para a figura de ruído ocorrem para o circuito Campinas-Petrópolis, sendo que a utilização de amplificadores C6cf resultará em maiores valores para este parâmetro.



Figura 4.63 - Configuração da Relação Sinal-Ruído óptica (OSNR) dos dezesseis canais DWDM nos quatro circuitos da rede GIGA.

A relação da potência de saída do sinal com a potência de saída do ruído espectralmente idêntico (OSNR) está representada no gráfico da figura 4.63. Suas curvas apresentam formatos similares com crescimento tendendo a ser proporcional ao comprimento de onda do canal, ocorrendo o mínimo no canal #38 e máximo no canal #23. Além disso, o comportamento de suas curvas mediante a direção do bombeio tende a ser inversamente proporcional ao comportamento verificado com as curvas do ganho líquido.

Através da análise destas curvas, verifica-se que o circuito Campinas-Petrópolis possui valores de OSNR superiores, principalmente mediante ao uso de amplificadores C6cr.

Os menores valores para a Relação sinal-ruído óptica devem-se aos baixos níveis das potências de saída do sinal, que fazem o sistema operar na região do ruído devido à proximidade dos níveis de saída dos canais com as potências dos ruídos, conforme poderá ser observado na figura 4.64B.



Figura 4.64 - (A) Distribuição de potências dos ruídos, e (B) Comparação das potências dos ruídos e dos sinais no canal de referência (#31), nos enlaces entre Campinas-Petrópolis-Campinas.

Através dos gráficos dos parâmetros de desempenho (figura 4.59 a 4.63) pode-se estimar o desempenho do sistema mediante a transmissão dos dezesseis canais na rede GIGA, e a variação destes parâmetros de desempenho entre os canais DWDM, após sua propagação no sistema, foi reunido na tabela 4.8.

Enlace	Campin	as-Petróp	olis	_	Petrópolis-Campinas				
Amplificadores	C6cf	C6cf	C6cr	C6cr	C6cf	C6cf	C6cr	C6cr	
	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação	dB	Variação	
SG	1,5928	4,35%	1,5882	3,81%	1,3005	3,66%	0,7365	2,13%	
Ruído	1,0865	2,56%	1,0135	2,01%	0,2673	0,66%	0,2686	0,74%	
OSNR	0,6637	11,35%	0,8171	9,38%	1,1513	22,32%	0,4718	27,79%	
NG	1,5973	2,09%	1,6367	2,30%	1,2985	1,68%	0,6577	0,84%	
NF	0,6262	0,72%	0,9458	1,19%	1,0537	1,29%	0,4294	0,50%	

Tabela 4.8 - Desvios máximos dos Parâmetros de desempenho nos canais DWDM da rede GIGA, obtidos com o código Raman.f.

A distribuição ideal de potências ao longo do amplificador deveria se situar no limiar entre as regiões linear e não-linear, conforme ocorre com a distribuição de potências do amplificador (DRA) da figura 3.8. Isto minimizaria a excitação de efeitos não-lineares detrimentais e minimizaria acréscimos de ruídos que seriam adicionados aos canais.

Porém, a alocação dos amplificadores na rede GIGA permite que as potências dos sinais sejam perigosamente atenuadas próximas ao nível de ruído² (figura 4.64), a ponto dos ruídos serem significativamente adicionados aos canais [15]. Nem a superioridade da OSNR existente em topologias com amplificadores cascateados em relação à topologia do amplificador isolado [15], permitiu que a rede GIGA possuísse maiores valores de OSNR.

A melhoria dos parâmetros do sistema seria obtida mediante ao aumento das potências dos bombeios ou a quantidade de amplificadores no enlace [15]. Elevando as potências dos bombeios aumentaria o NG, e teria discreto acréscimo na OSNR [15]. Enquanto o aumento de amplificadores reduziria o NF e os ruídos, e aumentaria o SG, o NG, a OSNR, e os custos de instalação e manutenção do sistema.

Antes da construção efetiva da rede GIGA utilizando somente amplificadores Raman distribuídos, seus parâmetros, obtidos numericamente, deverão ser validados experimentalmente em um laboratório, utilizando um anel de recirculação [4].

² Os enlaces longos entre Amplificadores da rede GIGA são os principais responsáveis pela redução das potências dos sinais. Por exemplo, os enlaces Jundiaí-Lorena e Lorena-Jundiaí infringem perdas superiores a 35dB aos sinais.
Referências do capítulo 4.

- [1] LOPEZ-BARBERO, A. P.; et al. Numerical routines for the optimization of pumps power and wavelength in distributed Raman amplifiers. Fiber and Integrated Optics, v. 25, p. 347-361, [S.I.], 2006.
- [2] PROJETO GIGA. Projeto GIGA Rede Experimental de Alta Velocidade, [S.l.], 2005. Disponível em: <www.projetogiga.org.br>. Acesso em: 24 dez 2005.
- [3] FURIATI, G. A mil por hora-artigo RNP na mídia, Rio de Janeiro, 16/02/2004. Disponível em: http://www.rnp.br/noticias/imprensa/2004/not-imp-040216.html>. Acesso em: 24 dez 2005.
- [4] SCARABUCCI, R. R; et al. Projeto GIGA: Rede Experimental de Alta Velocidade. In: XXI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações-SBT'04. Belém, set 2004.
- [5] STANTON, M.; CASTRO, N. Projeto GIGA. Rede Experimental de Alta Velocidade. In: 6º Workshop RNP (WRNP). Fortaleza, mai 2005.
- [6] ISLAM, M. N. Raman Amplifiers for Telecommunications 1-Physical principles. New York, NY (USA): Springer-Verlag New York, Inc., 2004.
- [7] WANG, S.; FAN, C. Generalised attenuation coefficients and a novel simulation model for Raman fibre amplifiers. Optoelectronics, IEE Proceedings, v. 148, p. 156-159, [S.I.], Jun 2001.
- [8] SOUZA, E. C. Implementação Experimental de Amplificador Raman Distribuído. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2006.
- [9] CANI, S. P. N.; et al. Experimental validation of a new analytical model for gain of Broadband Raman Amplifiers. In: 6th Conference on Telecommunications, Conftele 2007. Peniche (PRT), mai 2007.
- [10] PONTES R. Rede do Projeto GIGA. In: 10° Seminário RNP de Capacitação e Inovação, Recife, dez.2004.
- [11] AGRAWAL, G. P.; HEADLEY, C. Raman Amplification in fiber optical communication systems. San Diego, CA (USA): Elsevier Academic Press, 2005.
- [12] FERNANDES, L. F. C. Amplificadores Raman-Tutorial. Teleco. Disponível em: http://www.teleco.com.br/tutorials/tutorialraman/default.asp. Acesso em: 10 fev 2006.
- [13] BILLINGTON, R. Measurement Methods for Stimulated Raman and Brillouin Scattering in optical fibres. NPL Report COEM 31, [London (GBR)], 1999.
- [14] AGRAWAL, G. P. Fiber-optic communication systems, 3rd Ed., New York, NY (USA): John Wiley & Sons, 2002.
- [15] CANI, S. P. N. Análise de sinais em Amplificadores Raman. Vitória: Universidade Federal do Espírito Santo, 2003.
- [16] HODŽIĆ, A. Investigations of high bit rate optical transmission systems employing a channel data rate of 40 Gb/s. Berlin (DEU): Fakultät Elektrotechnik und Informatik der Technischen Universität Berlin, 2004.
- [17] PINTO, A. H. M. N. Análise e Optimização de sistemas de comunicação ópticos baseados em solitões. Aveiro (PRT): Universidade de Aveiro, 1999.
- [18] ABREU, F. Sistemas DWDM-Dense Wavelength Division Multiplexing. Niterói: Universidade Federal Fluminense, 2002.
- [19] GIOZZA, W. F.; CONFORTI, E.; WALDMAN, H. Fibras Ópticas Tecnologia e Projeto de Sistemas. São Paulo: Makron Books do Brasil, 1991.

5 - Conclusão.

Este trabalho abordou um dispositivo ou subsistema óptico chamado amplificador óptico, o qual é responsável por prover ganhos de potência, mediante o aumento da intensidade da potência em sinais tênues e/ou a compensação das perdas ocasionadas pelo meio de transmissão e demais dispositivos existentes no enlace.

Dentre os diversos tipos de amplificadores apresentados na seção 3.1, este trabalho enfocou o amplificador óptico baseado no efeito não-linear do espalhamento Raman estimulado (SRS), o qual é usualmente denominado de Amplificador Raman (FRA) em Sistemas de comunicações ópticas (SCO).

Embora o efeito não-linear do espalhamento Raman estimulado (SRS), descrito na seção 2.5.1, seja o "coração" deste amplificador, a modelagem deste dispositivo não é realizada utilizando somente este efeito, pois outros efeitos de propagação, as características do sistema (SCO), a modulação e a multiplexação de seus sinais também influenciam os sinais propagantes neste amplificador, conforme descritos nos capítulos 2 e 3.

Reunindo e modelando as informações sobre a influência dos efeitos relevantes sobre os campos eletromagnéticos propagantes, foi possível determinar a equação 3.17, que descreveu o comportamento dos campos eletromagnéticos dos sinais, bombeios e ruídos propagantes, através de suas distribuições de potências ao longo do enlace e do amplificador, conforme descrito na seção 3.4.1. Esta equação se tornou fundamental no projeto de um amplificador (FRA) que melhor se adequasse às características topológico-funcionais exigidas pelo sistema (SCO). Esta etapa do projeto é denominada de planejamento reverso do amplificador.

Portanto, o planejamento reverso modelou numericamente o amplificador óptico através de um sistema de equações não-lineares, cuja resolução determinou os parâmetros dos bombeios, constituídos de sua quantidade, freqüências e potências. Porém, devido à inviabilidade da resolução desta resolução através do método algébrico direto, ocasionado pela não-linearidade dos termos destas equações, tornou necessária a utilização de um método iterativo robusto para resolução do planejamento reverso, que comprovou a viabilidade do projeto de amplificadores ópticos baseados no efeito Raman estimulado destinado a um sistema óptico comercial.

Porém, antes da realização deste planejamento através de um método numérico, este método deverá ser validado para comprovação de sua eficácia.

Neste trabalho, foi elaborado um código numérico chamado Raman.f destinado a este planejamento. Segundo o procedimento realizado para quaisquer algoritmos numéricos, os resultados obtidos pelo código Raman.f foram comparados e validados experimentalmente e numericamente através de valores produzidos por programas comerciais e pelas informações disponíveis na literatura, conforme comprovado nas seções 4.3 e 4.4.

Verificado o correto funcionamento do código Raman.f e validado seus valores, este código foi utilizado para determinar a distribuição de potências dos sinais nos possíveis circuitos da rede GIGA, os quais foram ilustrados na figura 4.35. Além disso, foi verificada a viabilidade da transmissão de dados DWDM nestes circuitos através dos parâmetros de qualidade do sistema e do orçamento de potências, conforme descrito na seção 4.6.

Apesar deste trabalho abordar vários tópicos relacionados ao Amplificador Raman e seus mecanismos de funcionamento, o leitor não deve considerar esta dissertação como um trabalho completo. Pois, diversas contribuições poderão ser acrescidas a esta dissertação e alguns de seus tópicos poderão contribuir com informações para elaboração de futuros trabalhos na área de sistemas de comunicações ópticas.

Embora o número de possíveis sugestões para futuros trabalhos seja muito grande, mesmo assim, alguns tópicos poderiam ser sugeridos:

Pode-se investigar a influência de efeitos dispersivos e não-lineares desconsiderados neste trabalho, realizando o modelamento destes efeitos através da análise da suscetibilidade elétrica e/ou da variação do índice de refração em função dos estados vibratórios. Este estudo determinaria o comportamento dos campos e as distribuições de potências presentes desde redes ópticas até em dispositivos ópticos integrados. Além disso, estes efeitos poderão ser

analisados atuando isoladamente ou mutuamente sobre o sistema óptico, e verificando a correlação e a interação existentes entre eles.

O modelamento destes efeitos poderia ser realizado usando-se as Equações não-lineares de Schrödinger (NLSE) e/ou a Lei de Beer, as quais seriam solucionadas através de métodos descritos na seção 3.4.3, e seus resultados seriam comparados com os obtidos pelo método numérico utilizado neste trabalho. Além disso, poderiam se estudar as possíveis relações entre estas equações.

Diversos circuitos de variadas redes poderiam ser elaborados para explorarem ganho plano sobre uma banda larga, minimização da figura de ruído e/ou dos efeitos não-lineares detrimentais, entre outros, mediante a correta determinação das características funcionais dos amplificadores, realizada através da escolha do tipo, configuração e parâmetros destes dispositivos. Outras topologias dos circuitos da rede GIGA também poderiam ser analisadas, mediante alterações no número e tamanhos dos enlaces, ou mudanças na configuração dos amplificadores (C1 _ _ , C2 _ _ , C3 _ _ , C_ _ + A_ _), utilizando tipos variados de modulações de multiplexações de seus sinais. Estas configurações seriam comparadas através de testes de desempenho dos sistemas, e analisadas através do orçamento de potência, e dos parâmetros de desempenho do sistema, constituídos do *ripple*, SG, NG, OSNR, NF, EOP, entre outros.

GLOSSÁRIO.

Acrônimo	Termo em Português	Termo Estrangeiro
3R	Reamplificação, Reformatação, Reposicionamento	Reamplification, Reshaping, Retiming
APD	Fotodiodo Avalanche	Avalanche photodiode
ASE	Emissão espontânea amplificada	Amplified Spontaneous Emission
BA	Amplificador de potência	Booster (Amplifier)
BER	Taxa de Erro de Bit	Bit error rate
CARS	Espalhamento Raman Anti-Stokes Coerente	Coherence Anti-Stokes Raman Scattering
CPqD	Centro de pesquisa e desenvolvimento em Telecomunicações	-
CSRS	Espalhamento Raman Stokes Coerente	Coherence Stokes Raman Scattering
CW	Onda contínua	Continuous wave
CWDM	Multiplexação esparsa por divisão de comprimento de onda	Coarse Wavelength Division Multiplexing
DCF	Fibra compensadora de dispersão	Dispersion-compensating fiber
DFF	Fibras com dispersão plana	Dispersion flattened fiber
DGO	Distribuidor geral óptico	Fiber distribution frames
D _{Mat}	Dispersão material	Material dispersion
DRA	Amplificador Raman Distribuído	Distributed Raman Amplification
DRB	Duplo Retro-espalhamento Rayleigh	Double Rayleigh backscatter
DRS	Duplo Espalhamento Rayleigh	Double Rayleigh scattering
DSF	Fibras com dispersão deslocada	Dispersion-shifted fiber
DTFT	Transformada discreta de Fourier (domínio do tempo)	Discrete Time Fourier Transform
DWDM	Multiplexação densa por divisão de comprimento de onda	Dense Wavelength Division Multiplexing
D _{Wg}	Dispersão do guia de onda	Waveguide dispersion
EDF	Fibra dopada com érbio	Erbium doped fiber
EDFA	Amplificador dopado a érbio	Erbium doped fiber Amplifier
EDWA	Amplificador óptico em guia de onda semicondutor dopado a érbio	Erbium doped waveguide Amplifier
EOP	Penalidade de abertura do olho (Diagrama de olho)	Eye-opening penality
EYDFA	Amplificador dopado a itérbio	Erbium Ytterbium doped fiber Amplifier
FDM	Multiplexação em divisão de freqüência	Frequency-Division Multiplexing
FRA	Amplificador Raman em fibra	Fiber Raman Amplifier
FWHM	Largura espectral a meia altura	Full-width at half-maximum
FWM	Mistura de quatro ondas	Four-Wave Mixing
GA	Algoritmo genético	Genetic Algorithm
GVD	Dispersão de Velocidade de Grupo	Group-velocity dispersion
Hybrid GA	Algoritmo genético híbrido	Hybrid Genetic Algorithm
IDF	Fibras com dispersão inversa	Inverse dispersion fiber
ILA	Amplificador de linha	In-line Amplifier
IP	Protocolo de Internet	Internet Protocol

Acrônimo	Termo em Português	Termo Estrangeiro
ISI	Interferência inter-simbólica	Intersymbol interference
LED	Diodo emissor de luz	Light-emitting diode
LH	Distância longa	Long-haul
LRA	Amplificador Raman Concentrado	Lumped Raman Amplifiers
MONET	Rede MONET	Multiwavelength Optical NETworking
MW-FRA	Amplificador Raman com bombeios múltiplos	Fiber Raman Amplifier pumped at multiple wavelengths
NF	Figura de ruído	Noise Figure
NG	Ganho líquido	Net Gain
NLS ou NLSE	Equação não-linear de Schrödinger	Nonlinear Schrödinger equation
NZDSF	Fibra com dispersão residual	Non-zero dispersion-shifted fiber
O-E-O	Conversões, óptico para elétrico e elétrico para óptico	Optical-to-Electrical-to-Optical
OFA	Amplificadores Ópticos baseados em Fibras Ópticas	Optical Fiber Amplifiers
OPGW	Cabo óptico no fio terra (elétrico)	OPtical Ground Wire
OSA	Analisador de Espectro Óptico	Optical Spectrum Analyzer
OSNR	Relação sinal-ruído	Optical signal-to-noise rate
OTDM	Multiplexação em divisão no tempo (domínio óptico)	Optical time-division multiplexing
OWGA	Amplificadores ópticos em guias de onda dielétricos	Optical waveguide Amplifier
PA	Pré-amplificador	Pre-Amplifier or Pre-Amp
PCM	Método de Preditor-corretor	Predictor-Corrector method
PDFFA	Amplificador dopado a praseodímio	Praseodymium doped fluoride fiber Amplifier
PMD	Dispersão do modo de polarização	Polarization Mode Dispersion
PMF	Fibra mantenedora de polarização	Polarization maintaining fiber
PVC	Policloreto de vinila	Polyvinyl chloride
RA	Amplificador Raman	Raman Amplifier
RDF	Fibras com dispersão reversa	Reverse-dispersion fiber
REDF	Fibra dopada com terras raras	Rare-Earth Doped active Fibers
RNP	Rede Nacional de Pesquisa	Brazilian National Research Network
SBS	Espalhamento Brillouin Estimulado	Spontaneous Brillouin scattering
SC-DCF	Fibras com dispersão e inclinação compensadas	Slope-compensating
SCO OU SCOS	Sistemas de comunicações ónticos	Ontic Communications Systems
SC 00 BCOS	Ganho do sinal	Signal gain
SMF	Fibra (monomodo) padrão	Single mode fiber
SOA	Amplificador óptico à semicondutor	Semiconductor Optical Amplifier
SPM	Auto-modulação de fase	Self-phase modulation
SOP	Programação següencial quadrática	Sequential augdratic programming (method)
SRG ou SRGS	Amplificação (ganho de potência) do espectro	Stokes-Raman gain (scattering)
SRL ou SRLS	Depleção (perda de potência) do espectro	Stokes-Raman loss (scattering)
SRS	Espalhamento Raman Estimulado	Stimulated Raman scattering
TDFA	Amplificador dopado a térbio	Terbium doped fiber Amplifier
TDFFA	Amplificador dopado a túlio	Thulium doped fluoride fiber Amplifier
TWSLA	Amplificador de onda propagante	Travelling Wave Semiconductor Laser
ULH	Distância ultra-longa	Illtra long-haul
VOA	Atenuador óptico variável	Variable optical attenuator
WAN	Redes de longa distância	Wide-area network
WDM	Multiplexação/Multiplexador por divisão do	Wavelength Division Multiplexing/Multiplex
WWDM	Multiplexação ampla em comprimento de onda	Wide Wavelength Division Multiplexing
XPM	Modulação de fase cruzada	Cross-phase modulation
ZWPF	Fibra seca	Zero-water-peak fiber