



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

GERAÇÃO E AMPLIFICAÇÃO DE SINAIS ÓPTICOS PARA SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO DE ALTA CAPACIDADE

por

CLAUDIO MAZZALI

Orientação: PROF.DR. HUGO L. FRAGNITO

Tese de Doutorado apresentada ao
Instituto de Física “Gleb Wataghin” da
Universidade Estadual de Campinas.

Campinas, Novembro de 1997

BANCA EXAMINADORA:

DR. HUGO L. FRAGNITO	(ORIENTADOR - UNICAMP)
DR. CARLOS HENRIQUE DE BRITO CRUZ	(UNICAMP)
DR. ARTUR DA S. GOUVEIA NETO	(UFAL)
DR. SÉRGIO CELASCHI	(CPQD TELEBRÁS)
DR. WALTER MARGULIS	(PUC-RJ)
DR. FRANCISCO M. SMOLKA	(XTAL-FIBRAS ÓPTICAS)
DR. ARTÊMIO SCALABRIN	(UNICAMP)

Dedicatória

Aproveito este espaço para agradecer, ainda que de forma insuficiente, à minha mãe Nair Mazzali, pela dedicação, compreensão e ternura; e ao meu pai, Ruberval H. Mazzali, por sempre ter me dito para ir a escola aprender o que eu não deveria fazer...

Agradecimentos...

Não repetirei o óbvio de dizer que seria impossível citar aqui todos aqueles que merecem, de uma forma ou de outra, o meu agradecimento. Tenho certeza que todas estas pessoas sabem o quão grato sou a elas. No entanto aqui vai a tão esperada listinha daqueles cujo nome é realmente parte integrante deste trabalho.

Agradeço especialmente assim;

Ao Professor e amigo Hugo L. Fragnito, pela dedicação, pela oportunidade, pela liberdade e principalmente pela “física dos guardanapos” .

Aos professores do Grupo de Fenômenos Ultra-Rápidos e Comunicações Ópticas, Brito, Lenz e Barbosa, pelas dicas fora de hora...

Aos mestres Kiel e Caticha por terem me apresentado à verdadeira Física.

À inesquecível turma do “RA88”: Marcelinho, Dario, Alex, Chico , Ademir, Biza, ...

Aos companheiros de labuta no GFURCO: Alexandre, Tsuda, Mané, Dri, Leandro, Ricardo, Marcela, Zezé, Diego, Walter, Oscar, ...

À voz da experiência dos amigos Thoroh (e que voz...), Janúncio, Pedro, Ana, e do “amico” Elia Palange.

Aos sempre disponíveis: Dema, Ray, João Mendes, Rose 1, Rose 2, Martha, Stella, e mais do que especialmente, à inigualável Simone.

Ao pessoal do CPqD da Telebrás: Danilo, J.Batista, César Évora e Sérgio Celaschi.

Ao pessoal da secretaria de pós; Inêz, Márcia e Armando.

Ao pessoal da biblioteca do IF por, não sei como, nunca terem me suspenso...; Angela, Célia, Nilza, ...

Às instituições: IFGW-Unicamp, CAPES, CPqD Telebrás e FAEP.

E de coração agradeço a Larissa, uma menininha muito especial que apareceu na minha vida no começo desse trabalho, e que vem me acompanhando com amor, carinho e compreensão.

Uma página separada...

*Ao "Binho", meu irmão, pelo constante exemplo de
força e pelo "espelho" citado a cinco anos atrás...*

RESUMO

Esta tese apresenta estudos fundamentais e aplicados sobre os Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio (AFDE) e suas aplicações em sistemas de comunicação de alta capacidade.

Um modelo teórico da dinâmica de ganho de um AFDE baseado na resposta de um meio saturável, à uma excitação do tipo função degrau, foi desenvolvido e verificado experimentalmente. Este estudo culminou no desenvolvimento de um novo método de caracterização de parâmetros intrínsecos e operacionais de amplificadores ópticos e absorvedores saturáveis em guias de onda.

Desenvolvemos também uma nova configuração de laser em anel de fibra dopada com érbio, sintonizável na região de 1530 a 1565 nm e gerando pulsos de 10 ps em uma taxa de repetição de 2.5 GHz. Medidas de caracterização e experimentos de propagação demonstraram a natureza solitônica dos pulsos gerados por este laser.

Finalmente, no contexto dos sistemas propriamente ditos, um enlace de recirculação para simulações experimentais de sistemas de transmissão em longas distâncias (milhares de quilômetros), foi demonstrado usando amplificadores ópticos concatenados e operando no regime de ganho saturado.

ABSTRACT

This thesis presents experimental studies on Erbium Doped Fiber Amplifiers (EDFA) and their applications to high capacity optical communication systems.

A theoretical modeling of the gain dynamics of an EDFA was developed and verified experimentally. The model is based on the step function response of a saturable medium. This study culminated with the development of a novel characterization method for the intrinsic and operational parameters of optical amplifiers and saturable absorbers in waveguides.

A novel ring cavity configuration of erbium doped fiber laser is also presented. This laser is tunable in the 1530 to 1565 nm range, and generates 10 ps pulses at a repetition rate of 2.5 GHz. The solitonic nature of the pulses generated by this laser was demonstrated through characterization measurements and propagation experiments.

Finally, in the subject of communication system itself, an optical recirculating loop was demonstrated for experimental simulations of long distance (thousands of kilometers) transmission systems with concatenated optical amplifiers operating in the saturated gain regime.

ÍNDICE

<i>Banca Examinadora:</i>	3
<i>Resumo</i>	11
<i>Abstract</i>	13
<i>Índice</i>	15
<i>Lista de Tabelas</i>	19
<i>Lista de Figuras</i>	21
CAPÍTULO 1	31
INTRODUÇÃO.....	31
1.1 <i>A Física no Contexto dos Sistemas de Comunicação Óptica de Alta Capacidade</i>	31
1.2 <i>Considerações sobre a Filosofia do Trabalho Realizado</i>	35
CAPÍTULO 2	37
MODELAGEM DINÂMICA DE AMPLIFICADORES A FIBRA DOPADA COM ÉRBIO.....	37
2.1 <i>Introdução</i>	37
2.2 <i>Descrição de um Amplificador a Fibra Dopada com Érbio</i>	38
2.3 <i>Caracterização Básica de um AFDE</i>	44
2.4 <i>Resposta à Excitação do Tipo Função Degrau</i>	51
2.5 <i>Modelagem Dinâmica de Fibras Dopadas com Érbio</i>	52
2.6 <i>Método de Caracterização Intrínseca das Fibras Dopadas</i>	62
2.7 <i>Resultados: Obtenção de Parâmetros Intrínsecos</i>	64
2.8 <i>Dinâmica de Ganho de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio</i> :	76
2.9 <i>Resultados: Obtenção de Parâmetros Operacionais</i>	88
2.10 <i>Efeito da Atenuação Residual</i> :.....	91
2.11 <i>Dinâmica Resolvida Espectralmente</i>	97
CAPÍTULO 3	105
LASER SOLITÔNICO SINTONIZÁVEL DE ALTA TAXA DE REPETIÇÃO.....	105
3.1 <i>Introdução aos Lasers Geradores de Sólitons</i>	105
3.2 <i>Lasers de semicondutor</i>	106
3.2.1 <i>Laser de cavidade externa</i>	107

3.2.2 Laser Mode-Locked Passivo.....	108
3.2.3 Limitações dos lasers de semicondutor	109
3.2.4 Laser com Modulação Externa	110
3.2.5. Modulador eletro-óptico de amplitude.....	110
3.2.6 Modulador eletro-óptico de fase	111
3.2.7. Modulador por Eletro-absorção.....	111
3.3 Lasers de Fibra Dopada com Érbio.....	112
3.3.1 Laser de Fibra Mode-Locked	112
3.3.2 Opção por Laser em Fibra Dopada com Érbio.....	114
3.4 Descrição da Cavity Desenvolvida.....	115
3.4.1. Descrição dos Elementos que Compõem o Laser e o Sistema de Caracterização.....	116
3.5 Operação em Regime Contínuo (CW)	118
3.6 Operação em Regime Mode-Locked.....	124
3.7 Estabilidade em Regime Pulsado.....	137
3.8 Regime de Pulsação Transiente	140
3.9 Regime de Pulsação Espontânea	148
3.10 Autocorrelador Integrado.....	151
CAPÍTULO 4	157
EXPERIMENTOS SISTÊMICOS PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS DE ALTA CAPACIDADE	157
4.1 Introdução	157
4.2. Descrição Básica dos Efeitos de Propagação.....	158
4.2.1 Atenuação.....	158
4.2.2 Dispersão	159
4.2.3 Não Linearidades	162
Espalhamento Raman Estimulado:.....	162
Espalhamento Brillouin Estimulado:	163
Auto Modulação de Fase e Modulação de Fase Cruzada:	164
Mistura de Quatro Ondas:	164
4.3 Enlaces de Recirculação.....	165
4.3.1 Considerações Básicas no Projeto de Enlaces de Recirculação.	166
4.3.2 Enlace Experimental com Comprimento Variável.....	168
4.3.3 Influência da Dinâmica de Ganho dos AFDE em Sistemas de Transmissão de Pacotes.....	179
4.3.4 Enlace Experimental com Gerenciamento Dinâmico da Dispersão.....	189
4.4 Loop Óptico para Geração de PPM (Pulse Position Modulation).....	190
4.5 Solitons'	195

4.5.1 Breve Introdução Histórica.	196
4.5.2 Princípio Físico.....	199
4.5.3 Modelagem Matemática	203
4.5.4 Análises de Viabilização de um Sistema Solitônico.	211
4.5.5 Observações Experimentais Complementares	213
4.5.6 Considerações Finais Referentes aos Sistemas Solitônicos:.....	219
CAPÍTULO 5	223
CONCLUSÃO.....	223
<i>5.1 Fibras Dopadas com Érbio e Amplificadores Ópticos</i>	<i>223</i>
<i>5.2 Laser Solitônico</i>	<i>223</i>
<i>5.3 Experimentos Sistêmicos</i>	<i>224</i>
<i>5.4 Considerações Finais.....</i>	<i>225</i>
REFERÊNCIAS	223

LISTA DE TABELAS

Tabela 2-1: Parâmetros utilizados na simulação numérica.	59
Tabela 4-1: Parâmetros da propagação representada pela Figura 4-6.....	174
Tabela 4-2: Possíveis regimes de propagação de acordo com as características do pulso (fibra convencional).....	210
Tabela 4-3: Listagem de alguns dos mais recentes e relevantes experimentos de propagação solitônica.....	219

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-1: Representação artística de uma das torres que compunham o sistema de Chappe.....	33
Figura 2-1: Ganho de uma fibra de $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ como função da concentração de Érbio. A fibra foi bombeada com 20 mW em 1.48 μm e a linha tracejada é apenas uma interpolação.....	39
Figura 2-2: Espectro de atenuação de uma FDE. As setas indicam alguns comprimentos de onda (em nm) onde o Érbio pode ser bombeado.....	40
Figura 2-3: Configuração básica do Amplificador a Fibra Dopada com Érbio	41
Figura 2-4: Esquema representativo dos níveis de energia do érbio com o respectivo espectro de absorção e emissão na região de interesse ¹⁷	42
Figura 2-5: Espectro de ganho e de ASE para diferentes potências de sinal de entrada.	43
Figura 2-6: Montagem experimental para a caracterização de fibras dopadas com Érbio.	44
Figura 2-7: Curva da potência de saída do laser de bombeio em função da corrente de alimentação.	45
Figura 2-8: Espectro do laser de sinal utilizado para caracterização do AFDE quando sintonizado (não simultaneamente) nos dois comprimentos de onda nos quais a FDE utilizada apresenta picos de ganho.....	46
Figura 2-9: Ganho em função da potência de bombeio. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.....	46
Figura 2-10: Medidas da potência de saída em função da potência de bombeio para os dois comprimentos de onda onde a FDE utilizada possui picos de ganho. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.....	47
Figura 2-11: Ganho em função da potência de sinal para diferentes potências de bombeio. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.	48
Figura 2-12: Medidas da figura de ruído em função da potência de bombeio para os dois comprimentos de onda onde a FDE utilizada possui picos de ganho. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.	49

Figura 2-13: Espectro de saída do AFDE com sinal aplicado em 1533 nm para diferentes valores da potência de bombeamento.	50
Figura 2-14: Identificação dos <i>Pontos Fáceis</i> no sinal obtido pelo método.	56
Figura 2-15: Soluções numéricas das equações de taxa e de propagação representando a evolução temporal do pulso aplicado para várias posições no interior da FDE.	58
Figura 2-16: As mesmas soluções numéricas da Figura 2-15 apresentadas em um mesmo plano.	58
Figura 2-17: Evolução temporal da população do estado fundamental (n_1) para as diversas posições ao longo da FDE. A seta indica o sentido do eixo z.	60
Figura 2-18: Detalhe do comportamento da população do estado fundamental para os instantes iniciais do processo.	61
Figura 2-19: Evolução temporal da população do estado excitado (n_2) para seções subsequentes de FDE separadas por 1 m.	62
Figura 2-20: Representação esquemática da montagem experimental.	63
Figura 2-21: Curva de saída (experimental) para diferentes valores da potência de entrada ($\lambda=1550$ nm).	65
Figura 2-22: Curva de saída (experimental) para diferentes valores da potência de entrada ($\lambda=1532$ nm).	65
Figura 2-23: Valores obtidos para o primeiro “ponto fácil” P_1 com diferentes potências de entrada ($P_{IN} = P_0$).	66
Figura 2-24: Valores obtidos para o segundo “ponto fácil” dP_1/dt com diferentes potências de entrada.	68
Figura 2-25: Valores obtidos para o terceiro “ponto fácil” P_2 com diferentes potências de entrada.	69
Figura 2-26: Representação apenas ilustrativa do comportamento de P_2 para valores de potência de entrada superiores àqueles medidos.	70
Figura 2-27: Valores obtidos para a potência de saturação intrínseca em dois comprimentos de onda e para diferentes potências de entrada.	71
Figura 2-28: Variação do desvio padrão da expressão de P_{SAT} para diferentes valores do tempo de vida do estado excitado τ	72
Figura 2-29: Montagem experimental para obtenção do tempo de vida do estado excitado (τ).	73

Figura 2-30: Representação em escala logarítmica do decaimento espontâneo observado após o desligamento do pulso de entrada, para várias potências de entrada. No detalhe temos o valor da constante de decaimento.....	74
Figura 2-31: Resultado de simulação numérica utilizando diferenças finitas para a propagação de um pulso quadrado de sinal em uma fibra dopada com érbio.....	75
Figura 2-32: Resultados de simulação computacional mostrando a evolução ao longo da fibra de um pulso quadrado de 65 ms e 0.1 μ W. Os dois gráficos representam a visualização da fibra pelas duas extremidades, de acordo com o eixo de propagação.....	81
Figura 2-33: Resultado de simulação numérica mostrando o comportamento da potência de bombeio ao longo da fibra no caso da aplicação de um sinal quadrado de baixa potência.....	82
Figura 2-34: Simulação mostrando a evolução temporal e espacial das populações do estado fundamental e do primeiro estado excitado ao longo da fibra. Note que os gráficos estão com os eixos de propagação invertidos entre si.....	82
Figura 2-35: Simulação da evolução espacial e temporal de um pulso quadrado em uma FDE bombeada longitudinalmente. Note que os gráficos estão com os eixos de propagação invertidos entre si.....	83
Figura 2-36: Simulação da potência de sinal em função da posição na fibra para o início (linear) e fim (saturado) do pulso quadrado de entrada.....	84
Figura 2-37: Simulação da evolução do bombeio quando na presença de um pulso quadrado de sinal intenso.....	85
Figura 2-38: Simulação dos perfis do bombeio e do sinal em $\ell = 12$ m. A curva do sinal foi multiplicada por 40 e somada com uma constante para melhor visualização da proporcionalidade entre as derivadas.....	87
Figura 2-39: Simulações das populações do estado fundamental n_1 e do primeiro estado excitado n_2	87
Figura 2-40: Simulação da evolução da população do terceiro nível excitado (valores normalizados: $n_1+n_2+n_3=1$).....	88
Figura 2-41: Procedimento para obtenção da potência de saturação de sinal, ou potência de compressão de -3dB (medidas experimentais).....	90

Figura 2-42: Comportamento da borda inicial do pulso em quatro situações distintas. As curvas tracejadas representam a derivada temporal do sinal.	92
Figura 2-43: Medidas experimentais que mostram uma depressão no início da resposta da FDE à excitação degrau na situação de baixo bombeio (pot. de bombeio diferente para cada curva).	93
Figura 2-44: Resultado da simulação da resposta da FDE quando são considerados valores diferentes de atenuação residual.	95
Figura 2-45: Resultado das medidas experimentais com fibra normal e “torcida”, mostrando a contribuição do aumento da atenuação residual na resposta da FDE à excitação degrau.	95
Figura 2-46: Resultados experimentais mostrando o aparecimento da depressão em função da potência de bombeio. Na inserção vemos uma simulação numérica que reproduz o efeito.	96
Figura 2-47: Montagem experimental para medidas dinâmicas resolvidas espectralmente.	97
Figura 2-48: Dinâmica da ASE resolvida espectralmente. As linhas tracejadas são medidas experimentais dos limites (com laser ligado e desligado) obtidos em estado estacionário.	98
Figura 2-49: Visualização no osciloscópio do comportamento dinâmico de uma região espectral da ASE. A região sombreada indica o período em que houve sinal aplicado.	99
Figura 2-50: Dinâmica da ASE resolvida espectralmente. As linhas tracejadas são medidas experimentais dos limites (com laser ligado e desligado) obtidos em estado estacionário.	101
Figura 2-51: Visualização no osciloscópio do comportamento dinâmico de uma região espectral da ASE. A região sombreada indica o período em que houve sinal aplicado.	102
Figura 3-1: Configuração básica de um laser em anel de fibra.	113
Figura 3-2: Esquema da cavidade do laser a fibra dopada com érbio desenvolvido durante este trabalho de tese.	116
Figura 3-3: Diagrama do modulador eletro-óptico utilizado como mode-locker e acoplador de saída variável.	119
Figura 3-4: Comportamento do laser para diferentes tensões de polarização (V_{BIAS}) no modulador.	119

Figura 3-5: Representação da potência de saída de um laser em função da transmitância do acoplador de saída (espelho de saída) para diferentes perdas intrínsecas e assumindo $g_0 = 0.6$.	121
Figura 3-6: Os pontos experimentais representam a potência de saída do Laser em função da transmitância inferida pela potência de ASE. A linha representa um ajuste utilizando a expressão 3-4 .	122
Figura 3-7: Espectros de saída do laser para as tensões V_{BIAS} destacadas na Figura 3-4.	122
Figura 3-8: Espectro de saída do laser em operação CW. A curva sólida representa o espectro em escala linear (μW) enquanto que a curva tracejada representa o espectro em escala logarítmica (dBm) para uma melhor visualização do ruído de fundo (-42.5 dBm).	123
Figura 3-9: A curva da esquerda representa um pulso de 3ns (FWHM) obtido com uma modulação senoidal de 11.9 MHz. A curva da direita representa o trem de pulsos gerados quando a modulação foi feita com um sinal também senoidal de 622 MHz.	126
Figura 3-10: O gráfico a esquerda representa o sinal senoidal após amplificação, que é então aplicado ao Comb Generator (esquema) produzindo uma forma de onda com pulsos de tensão negativa.	127
Figura 3-11: Pulso elétrico obtido com a utilização do Comb generator.	128
Figura 3-12: Resposta em frequência do comb generator.	128
Figura 3-13: Espectro elétrico dos pulsos gerados pelo comb generator e que serão aplicados à entrada de RF do modulador de amplitude.	129
Figura 3-14: Pulsos ópticos gerados pelo laser. A curva sólida representa uma medida experimental típica. A curva pontilhada foi obtida com o modelo de laser mode-locked com $N = 10$ modos.	130
Figura 3-15: Potência de pico do laser em função da frequência de modulação.	131
Figura 3-16: Sinal de autocorrelação do pulso de saída do laser. Os círculos são pontos experimentais e a linha sólida é um ajuste utilizando-se uma função secante hiperbólica.	132
Figura 3-17: Traço de autocorrelação em escala logarítmica para melhor visualização do acordo entre o pulso do laser (curva sólida) e os ajustes gaussiano (curva pontilhada) e secante hiperbólica (curva tracejada).	133

Figura 3-18: Espectro da saída do laser quando em regime mode-locked com taxa de repetição de 2.27 GHz.	134
Figura 3-19: Ajuste do perfil espectral de saída do laser modulado com curvas do tipo gaussiana e secante hiperbólica.	135
Figura 3-20: Espectros de saída do laser com o λ de operação do filtro interno variado continuamente dentro da faixa de operação das FDE.	137
Figura 3-21: Acompanhamento cumulativo do pulso de saída do laser através de fotodetector rápido (22 ps) e osciloscópio de banda larga (50 GHz) durante 1 hora e 25 minutos em ambiente com condições térmicas e mecânicas estáveis.	138
Figura 3-22: Variação do sinal de saída do laser durante uma amostragem de 40 minutos. Laboratório com temperatura de 31 °C.	138
Figura 3-23: Variação temporal da potência de pico do laser com e sem resfriamento do modulador eletro-óptico.	139
Figura 3-24: Comportamento transitório do laser após pulsos de diferentes durações aplicados no V_{BIAS} do modulador.	141
Figura 3-25: Soluções transientes do sistema de equações 3-7 / 3-8 para a cavidade laser.	143
Figura 3-26: Representação num plano de fase da dinâmica evolutiva das oscilações relaxadas do laser. Esta curva foi obtida através das soluções numéricas apresentadas na Figura 3-25.	144
Figura 3-27: Acompanhamento da frequência e da constante de amortecimento das oscilações relaxadas para diferentes potências de bombeio.	147
Figura 3-28: Pulsos obtidos no regime de pulsação espontânea. O gráfico inferior é uma ampliação do pulso em destaque no gráfico superior.	149
Figura 3-29: Diagrama simplificado do processo de transferência de energia entre dois íons de érbio.	150
Figura 3-30: Dependência da frequência dos pulsos espontâneos com a potência de bombeio do laser.	150
Figura 3-31: Traço típico de autocorrelação mostrando a relação de 3 por 1 entre o pico do sinal e a linha de base.	153
Figura 3-32: Esquema experimental do Autocorrelador Integrado. Ênfase ao interferômetro feito totalmente em fibra óptica e à detecção direta no detetor de Silício, sem a utilização de cristal gerador de segundo harmônico.	154

Figura 3-33: Razões de transferência para as possíveis combinações de entrada e saída de sinal no acoplador 2X2.	155
Figura 4-1: Espectro de perdas para uma fibra convencional fabricada em 1989 (Fibra 1) e para uma fibra Corning DS fabricada em 1995 (Fibra 2).....	158
Figura 4-2: Índice de refração n e índice de refração de grupo n_g para uma fibra óptica convencional na região que compreende a segunda e terceira janela de comunicações ópticas.....	160
Figura 4-3: Representação da Dispersão de Velocidade de Grupo em uma fibra óptica convencional através da derivada segunda da constante de propagação (k') e do parâmetro típico D	161
Figura 4-4: Diagramas básicos de enlaces de recirculação ativo e passivo.	166
Figura 4-5: Configuração experimental de enlace de recirculação com comprimento equivalente variável.	170
Figura 4-6: Evolução do sinal após sucessivas recirculações pelo enlace, para diferentes ajustes do atenuador óptico variável.	173
Figura 4-7: Amplitude dos pacotes de pulsos em recirculação para algumas das curvas da Figura 4-6.....	175
Figura 4-8: Constante de decaimento da potência dos pulsos durante as recirculações pelo enlace. Valores calculados para o caso ideal linear e valores obtidos das curvas experimentais.	177
Figura 4-9: Esquema experimental para propagação de sinais com amplificadores em regime de ganho saturado.....	180
Figura 4-10: Destaque das primeiras recirculações no enlace da Figura 4-9	181
Figura 4-11: Monitoramento da propagação por 1485 km resultante de 33 recirculações em um enlace de 45 km.	183
Figura 4-12: Destaque para o crescimento do ruído devido a ASE dos amplificadores no período entre pacotes.....	184
Figura 4-13: Visualização auxiliar das grandezas relacionadas ao ruído quando em sistemas de transmissão de pacotes.....	185
Figura 4-14: Distribuição de probabilidades para as condições de presença (1) e ausência (0) de pacotes de pulsos. O destaque indica a área (probabilidade) de não se detectar um pulso quando este foi enviado.	186
Figura 4-15: Relação entre o parâmetro Q e a probabilidade de erro.....	187

Figura 4-16: Evolução do Parâmetro Q para as várias recirculações do experimento da Figura 4-11.....	188
Figura 4-17: Proposta de enlace de recirculação com gerenciamento dinâmico de dispersão.	190
Figura 4-18: Esquema de conversor óptico de FM para AM.	191
Figura 4-19: Resultado experimental obtido com o esquema de modulação PPM com variações de 1 a 4 kHz sobre a frequência básica do laser de 2.31 GHz.....	193
Figura 4-20: Utilização do esquema de geração PPM com roteador óptico.....	194
Figura 4-21: John Scott Russel.	196
Figura 4-22: Descrição esquemática original de Scott Russel para a primeira observação registrada de um Soliton ⁷⁷	197
Figura 4-23: Esquemas originais de Scott Russel para os modelos reduzidos das cubas onde foram então realizados os primeiros experimentos solitonicos registrados ⁷⁷	198
Figura 4-24: Recriação da observação original do sóliton.....	199
Figura 4-25: Perfil temporal de intensidade de um pulso e primeira derivada proporcional à frequência instantânea.....	201
Figura 4-26: Representação esquemática dos efeitos independentes que propiciam a propagação de pulsos em regime solitônico.	202
Figura 4-27: Alargamento temporal devido a dispersão de velocidade de grupo após propagação de um pulso por 20 km de fibra convencional fabricada no Brasil.	205
Figura 4-28: Comprimento de dispersão L_D em função da duração do pulso para fibras convencionais e DS (dispersion shifted).	211
Figura 4-29: Dependência do comprimento de não linearidade L_{NL} como potência de pico do pulso, para fibras com diferentes raios do núcleo.	212
Figura 4-30: Ordem do sóliton (N) para diferentes características do pulso e nos casos de fibra normal e fibra DS.....	213
Figura 4-31: Simulação computacional da propagação de um sóliton de segunda ordem. Na inserção vemos os mesmos pulsos normalizados e em escala logarítmica.	214
Figura 4-32: Resultados experimentais de sólitons de ordem superior obtidos após propagação por 25 km em uma fibra DS.	215

Figura 4-33: Espectros experimentais de sólitons de ordem superior obtidos após propagação por 25 km em uma fibra DS.....	216
Figura 4-34: Autocorrelação do pulso após propagação por 25 km de fibra DS. Nota-se a compressão da região central do pulso sobreposta a parcela dispersiva.....	217
Figura 4-35: Autocorrelação após 25 km de propagação em uma fibra Corning DS comprimindo o pulso para 2.3 ps (ou 1.5 ps supondo sech).	218

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

“Aprender é a única coisa de que a mente nunca se cansa, nunca tem medo e nunca se arrepende”

Leonardo da Vinci

1452 - 1519

1.1 A FÍSICA NO CONTEXTO DOS SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO ÓPTICA DE ALTA CAPACIDADE

Aproveito esta introdução para localizar este trabalho dentro de uma visão pessoal que tenho da estreita relação da Física com a tecnologia dos sistemas de comunicações.

O homem, como um ser inteligente, tem no uso diferenciado da informação a sua principal característica, e esta natureza faz com que a necessidade pela informação seja inesgotável. No entanto qualquer informação só se torna realmente útil após ser tratada e transmitida adequadamente.

As áreas tecnológicas nascidas deste mesmo processo informativo e que são responsáveis pelo tratamento e transmissão de informações são respectivamente a informática e as telecomunicações.

Atualmente estamos passando pela era da informação, onde estas duas tecnologias vêm evoluindo de forma explosiva, num ciclo de criação da própria demanda, ou seja, computadores e programas mais sofisticados e acessíveis são os responsáveis pela necessidade de computadores e programas ainda mais sofisticados e acessíveis. No caso das telecomunicações o mesmo acontece; novas tecnologias permitem serviços mais eficientes e também mais acessíveis, gerando por si só um aumento na demanda destes, que por sua vez gerará a necessidade de uma tecnologia ainda mais sofisticada.

Para aqueles que atualmente já se acostumaram a fazer da Internet a sua primeira fonte de pesquisa, fica quase impossível imaginar como tudo funcionava antes,

e note que a explosão de acesso à Internet ocorreu, no Brasil, a não mais do que três anos.

Algumas estimativas mostram que a demanda de bits de informação por habitante após a explosão da Internet vêm aumentando numa proporção da ordem de oito vezes ao ano. Números como estes são provas evidentes de que apenas as comunicações ópticas serão capazes de suprir tal demanda, e isto pode ser dito baseado apenas em princípios básicos de comparação entre a banda óptica disponível para transmissão em fibras, e a banda de microondas utilizada pelos sistemas de rádio-freqüência.

Apenas a título de ilustração, e para que possa ser passada uma idéia quantitativa do que estamos falando, a taxa de transmissão utilizada em alguns experimentos relatados nesta tese (2.5 Gbit/s) em apenas um canal, (uma fibra pode transmitir dezenas de canais em diferentes comprimentos de onda e em taxas bem superiores a esta) é capaz de transmitir toda a informação de uma enciclopédia (armazenada em um CD-ROM por exemplo) em apenas 2 segundos.

Dentro deste quadro evolutivo podemos agora tentar destacar a contribuição que a Física vêm dando na área específica das comunicações ópticas. Obviamente como toda tecnologia com reflexos sensíveis no âmbito social, o desenvolvimento das comunicações ópticas possui dentre os seus agentes impulsores, o aspecto econômico agindo de forma decisiva. Nunca podemos ignorar o fator custo quando analisamos os potenciais de diversas opções tecnológicas, no entanto a técnica atua indiretamente neste aspecto, sendo a responsável por inovações que irão determinar limites para este custo, definindo então a viabilidade de cada tecnologia. Esta relação de interdependência faz com que se intensifiquem tanto as pesquisas básicas, na busca de novos conceitos, como as aplicadas atuando na viabilização destes.

Para explicar melhor esta visão, iniciarei citando aquele que provavelmente pode ter sido o primeiro sistema de comunicação óptica baseado em conceitos mantidos até os dias atuais. Estou falando do sistema desenvolvido em 1790 por um francês chamado Claude Chappe¹ que, baseado em sinais ópticos, possibilitava a transmissão de informações por longas distâncias, em alta velocidade, e utilizando o princípio de repetidores.

Na Figura 1-1 vemos uma representação artística do dispositivo idealizado por Chappe para a transmissão de informações codificadas a distância. O sistema consistia de torres onde, braços móveis controlados por um operador local eram utilizados para transmitir sinais visuais. Um conjunto destas torres foi distribuído espacialmente de

forma a permitir que os operadores dos braços pudessem enxergar a torre vizinha, permitindo assim a transmissão das mensagens de torre para torre, na velocidade da luz, e atrasada apenas pelo tempo de repetição dos operadores humanos. Note que já naquela época o limite na velocidade de transmissão estava no repetidor e no sistema de codificação do sinal. Diz-se que muitas das vitórias de Napoleão sobre os demais países europeus foi em parte devida à utilização estratégica deste sistema.

Aproximadamente 100 anos após a invenção de Chappe, o próprio Alexander Graham Bell patenteou o primeiro telefone óptico, chamado por ele de “*Photophone*”, e que era baseado na transmissão de sinais ópticos pela atmosfera.

Dando agora mais um salto cronológico de aproximadamente 100 anos, chegamos a nossa história recente, onde então podemos citar alguns fatos que levaram a sensíveis evoluções tecnológicas e conseqüente ampliação nos limites das comunicações ópticas.

Na verdade, mesmo com o desenvolvimento das fibras, os sistemas de comunicações ópticas se tornaram realmente viáveis somente quando foram desenvolvidas técnicas de eliminação de moléculas de OH e de metais nas preformas de quartzo³, permitindo a confecção de fibras de alta pureza⁴.

Posteriormente, com o desenvolvimento das fibras monomodo e dos lasers semicondutores operando em um comprimento de onda no qual as fibras apresentam um mínimo de perdas, os sistemas ópticos evoluíram para aplicações em distâncias maiores, com a utilização de estações repetidoras eletrônicas nas quais o sinal óptico era detectado, transformado em sinal elétrico, amplificado e reformatado eletronicamente e então aplicado a um laser semiconductor local para ser novamente transformado em sinal óptico.

Neste momento passava-se por um período curto de amadurecimento tecnológico, durante o qual investiu-se fortemente na ampliação da malha óptica

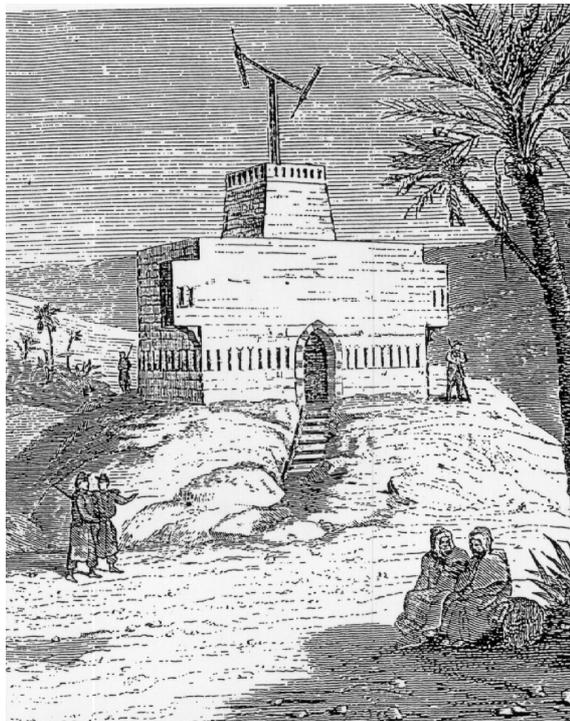


Figura 1-1: Representação artística de uma das torres que compunham o sistema de Chappe².

instalada, já que os sistemas se mostravam bastante confiáveis e competitivos em alguns nichos de aplicações.

Em 1986 iniciou-se uma nova fase na área dos sistemas ópticos de comunicações. Neste ano foi demonstrada a primeira fibra óptica dopada com íons de érbio capaz de proporcionar amplificação óptica no comprimento de onda de 1.5 μm , que é o mínimo absoluto no espectro de perdas das fibras ópticas, ainda menor do que aquele em 1.3 μm . Estes dispositivos substituíram de forma eficiente os repetidores eletrônicos, estendendo as taxas de transmissão para valores até então impossíveis.

No entanto este desenvolvimento teve um preço; o comprimento de onda de 1.3 μm além de ser um mínimo local no espectro de perdas das fibras, também era o ponto onde a dispersão destas era nula. A migração para o comprimento de onda no qual operam os amplificadores a fibra dopada com érbio resolveu eficientemente o problema da atenuação, mas piorou o desempenho do ponto de vista de dispersão, ou seja, com a alta dispersão das fibras em 1.5 μm , os pulsos eram fortemente alargados durante a propagação, fazendo com que a taxa máxima de transmissão ficasse limitada em valores bem inferiores àqueles possibilitados pelos amplificadores ópticos.

Iniciava-se assim um novo período cujo principal desafio a ser vencido não era mais a atenuação do sinal, mas sim a dispersão imposta a este pelas fibras convencionais (em $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$).

Novos tipos de fibras foram desenvolvidas nas quais tanto a dispersão cromática, como a variação desta com λ , na região de operação dos amplificadores ópticos, foi drasticamente reduzida permitindo assim, que pulsos curtos (espectros largos) propagassem por longas distâncias sem serem nocivamente alargados pela dispersão do meio.

Outras soluções também foram propostas, entre elas uma utilizava conceitos físicos fundamentais. Os sólitons são pulsos que não sofrem distorção devido a dispersão do meio justamente por estarem se propagando em condições com as quais a não linearidade da fibra compensa tais efeitos, permitindo assim que a forma do pulso mantenha-se constante (a menos da atenuação) durante a propagação por um meio dispersivo e não linear (como as fibras ópticas). Neste caso específico, a idéia de comunicações solitônicas apenas se tornou viável após os desenvolvimentos dos amplificadores a fibra dopada com érbio, como também das fibras com dispersão deslocada.

Atualmente os sistemas lineares com pulsos do tipo NRZ (non return to zero), juntamente com técnicas de gerenciamento de dispersão, e técnicas de multiplexação em vários comprimentos de onda (WDM), vêm sendo a alternativa mais viável para as

taxas e distâncias das aplicações atuais e do futuro próximo. No entanto a necessidade de redução no custo dos sistemas vêm causando um considerável aumento na distância entre os amplificadores ópticos, fazendo com que a potência na saída destes atinja também valores elevados, a ponto de tornarem os efeitos não lineares não mais desprezíveis. Podemos dizer que atualmente os anteriormente desprezados efeitos não lineares, já constituem uma das principais limitações para o produto taxa-distância em sistemas de comunicação de alta capacidade

Este fato das não linearidades estarem presentes nos sistemas reais faz com que um sistema intrinsecamente não linear, como o sólton, possa vir a ser uma opção viável.

1.2 CONSIDERAÇÕES SOBRE A FILOSOFIA DO TRABALHO REALIZADO

Nesta seção gostaríamos de tecer alguns comentários referentes à linha de atuação por nós escolhida durante a realização dos trabalhos que compuseram esta tese de doutoramento.

Como brevemente relatado na seção anterior, a física vêm atuando de maneira intensa na evolução dos sistemas de comunicações ópticas, e esta atuação abrange todas as três ramificações básicas de um sistema real, ou seja: análise de materiais, desenvolvimento de dispositivos e implementação de sistemas de propagação.

O capítulo 2 descreve os estudos realizados sobre a dinâmica de ganho dos íons de érbio quando dopantes de fibras para aplicações em amplificação óptica. O érbio foi o material responsável pela mais recente revolução na área das comunicações ópticas, permitindo o desenvolvimento de amplificadores totalmente ópticos e cuja banda de operação coincide com o comprimento de onda onde as fibras apresentam o mínimo de perdas.

Neste capítulo foram realizados estudos sobre a dinâmica das populações nos níveis eletrônicos do érbio, permitindo o desenvolvimento de um novo método de caracterização de parâmetros intrínsecos de fibras dopadas com érbio, bem como de amplificadores baseados nestas fibras. Estes mesmos estudos complementados com medidas espectrais sincronizadas temporalmente foram aplicados para uma melhor compreensão de efeitos dinâmicos sobre a emissão espontânea amplificada (ASE), que consiste no ruído gerado pelos amplificadores e cuja compreensão possui um aspecto prático de fundamental importância, principalmente nos atuais sistemas de comunicações baseados em multiplexação por comprimento de onda (WDM - wavelength division multiplexing) onde vários canais de informação modulados sobre

portadores de diferentes comprimentos de onda são transmitidos em uma mesma fibra e conseqüentemente amplificados por um mesmo amplificador óptico.

O capítulo 3 apresenta o desenvolvimento de uma fonte geradora de sólitons. Trata-se de um laser em anel de fibra dopada com érbio, cuja cavidade foi desenvolvida em uma configuração não usual, onde uma chave eletro-óptica de niobato de lítio atua como modulador e acoplador de saída simultaneamente. Este laser apresentou características interessantes quanto a flexibilidade, faixa de operação e qualidade do pulso de saída.

Neste terceiro capítulo são então apresentados também os resultados das diversas caracterizações deste dispositivo, tanto no regime CW como em travamento de modos (mode-locking), quando obtivemos pulsos com duração inferior a 10 ps e em uma taxa de repetição de 2.5 GHz. Ainda é apresentado neste capítulo uma nova configuração de autocorrelador integrado em fibra óptica, de construção simples e dedicada para sinais de comunicações ópticas.

No Capítulo 4 utilizamos os amplificadores estudados no capítulo 2 e o laser desenvolvido no capítulo 3 para a realização de experimentos de propagação por longas distâncias.

Os experimentos apresentados neste capítulo foram baseados em enlaces de recirculação de fibras (loops), com os quais realizamos estudos de propagação dos pulsos por distâncias de alguns milhares de quilômetros.

Basicamente neste capítulo estaremos interessados no desenvolvimento de sistemas experimentais de propagação propriamente ditos, considerando os detalhes de implementação das montagens e técnicas de monitoramento. Além disso foram realizados estudos da influência da dinâmica de ganho dos amplificadores ópticos (apresentada no capítulo 2) sobre sistemas de propagação de pacotes.

Ainda neste capítulo são apresentados alguns experimentos dedicados a visualização de efeitos de propagação não linear, quando basicamente foram observados sólitons de ordem superior em enlaces de fibras com dispersão deslocada.

Completam a tese então, esta introdução que julgamos útil pela localização do trabalho realizado no contexto da área, e um capítulo final de conclusões onde destacaremos as contribuições que esperamos ter trazido neste trabalho.

MODELAGEM DINÂMICA DE AMPLIFICADORES A FIBRA DOPADA COM ÉRPIO

2.1 INTRODUÇÃO

Os amplificadores ópticos que utilizam fibras dopadas com íons de terras raras, mais especificamente amplificadores a fibras dopadas com Érbio (AFDE), constituem um dos bons exemplos de transição de uma demonstração de laboratório para um produto comercial.

Obviamente o conceito de amplificação óptica deve ser atribuído já a Schawlow e Townes em 1958⁵, e a demonstração dos primeiros amplificadores ópticos em fibras foi feita em 1964⁶, no entanto somente em 1986 foi desenvolvida uma fibra óptica dopada com íons de Érbio^{7,8}, cujo comprimento de onda de emissão coincide com a região espectral de menor perda das fibras ópticas convencionais. Esta fibra iniciou uma nova era nos sistemas de comunicações ópticas, reativando conseqüentemente as pesquisas em sistemas de amplificação óptica e causando então a citada transição meteórica de um dispositivo de laboratório para um produto comercialmente aprovado em apenas 4 anos.

Atualmente, uma década após o desenvolvimento das fibras dopadas com Érbio, a bibliografia científica já apresenta aproximadamente 600 artigos descrevendo técnicas e análises teóricas dedicadas a uma melhor compreensão da física e das aplicações dos AFDE, dando uma razão de publicação média de 60 artigos por ano em revistas internacionais arbitradas.

Podemos dizer sem sombra de dúvida que a partir do início dos anos 90 os amplificadores a fibra dopada com érbio tornaram-se os elementos fundamentais para a nova geração dos sistemas de comunicação óptica. A evolução destes dispositivos vêm

continuamente permitindo a operação de enlaces ópticos com um aumento tanto na capacidade como na confiabilidade.

O trabalho desenvolvido durante esta tese esteve relacionado com os AFDE de três maneiras distintas; estudando a física envolvida na resposta dinâmica em regime transiente de um sistema atômico de dois ou três níveis, como o elemento ativo de um laser sintonizável e de alta taxa de repetição, e finalmente como um dispositivo necessário para o estudo da propagação de pulsos por longas distâncias em enlaces de recirculação de fibras ópticas.

Do ponto de vista da Física envolvida, temos também nesse dispositivo um rico elemento que permite uma agregação rara de características favoráveis à realização de experimentos, e análises esclarecedoras quanto à processos de interação da radiação eletromagnética com a matéria. Dentre estas características podemos citar o bombeio longitudinal, que assim sendo torna-se função do meio ativo e do sinal a ser amplificado, o alto tempo de vida do estado excitado, a possibilidade de modelamento como um sistema de dois ou três níveis, a larga banda espectral de operação, a influência da composição do material em efeitos de relaxação cruzada e transferência de energia, e finalmente o caráter homogêneo/não homogêneo do alargamento espectral.

2.2 DESCRIÇÃO DE UM AMPLIFICADOR A FIBRA DOPADA COM ÉRPIO

Não dedicaremos um grande espaço para descrevermos um AFDE básico, pois este dispositivo já é uma realidade comercial e existem inúmeras referências voltadas a esta descrição, no entanto apresentaremos aqui algumas caracterizações básicas de um dos dispositivos montados em laboratório e que será o elemento principal do laser de alta taxa de repetição que descreveremos no capítulo 3.

Podemos iniciar descrevendo sucintamente como é feito o elemento ativo dos AFDE, ou seja a própria fibra dopada com érbio (FDE).

Existes vários métodos de fabricação de FDE's. O processo de fabricação que descreveremos foi desenvolvido no CPqD/Telebrás usando o método da Deposição Química de Vapor Modificado (Modified Chemical Vapour Deposition - MCVD) e a Técnica da Dopagem por Solução.

Os primeiros passos do processo seguem o procedimento de fabricação de fibras convencionais, no qual um tubo de sílica é dopado internamente depositando-se várias camadas de $\text{SiO}_2\text{-P}_2\text{O}_5\text{-F}$ que constituirão a casca óptica. Na deposição da

camada do núcleo de $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ a temperatura de deposição é então reduzida para a obtenção de uma camada porosa não sinterizada.

A camada porosa que constituirá o núcleo da fibra é impregnada com uma solução de cloreto de Érbio (ErCl_3) e cloreto de alumínio (AlCl_3) em álcool etílico nas concentrações desejadas. A solução permanece durante um determinado tempo dentro do tubo substrato, após o qual o excesso da solução não aderida é removida e, finalmente, se faz vácuo para remover o solvente.

O tubo é então aquecido para acelerar o processo de oxidação do cloreto de Érbio e para uma efetiva desidratação da camada porosa. Após esta etapa a camada porosa é sinterizada e o tubo colapsado, obtendo-se assim a preforma. O puxamento da fibra segue o método convencional de puxamento de fibras ópticas.

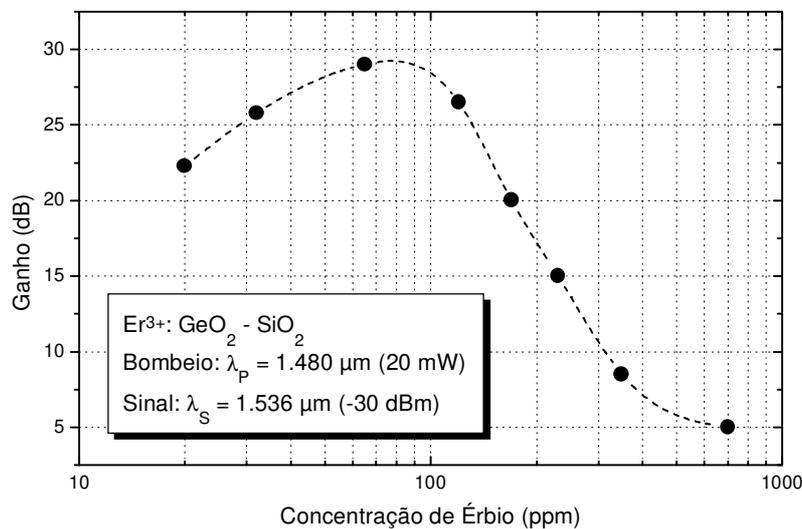


Figura 2-1: Ganho de uma fibra de $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ como função da concentração de Érbio. A fibra foi bombeada com 20 mW em $1.48 \mu\text{m}$ e a linha tracejada é apenas uma interpolação.

A Figura 2-1 mostra como o ganho máximo depende da concentração de Érbio. Nessas medidas foi utilizado para sinal um laser DFB (Distributed FeedBack) operando em $1.536 \mu\text{m}$ com -30 dBm de potência óptica. O comprimento de cada fibra de Érbio corresponde ao comprimento onde se obtém maior ganho. Esse comprimento (chamado $\ell_{\text{ótimo}}$) é inversamente proporcional à concentração de Érbio na fibra. Nas fibras fabricadas pelo CPqD Telebrás que apresentam os maiores ganhos, aproximadamente 30 dB, as concentrações de Er^{3+} são em torno de 80 ppm. Atualmente já existem fibras comerciais de alto ganho com dopagens superiores a 1000 ppm.

Nas fibras com baixas dopagens de Érbio (< 30 ppm), o comprimento necessário para se obter um alto ganho é da ordem de centenas de metros e neste caso a atenuação residual na fibra, em torno de 10 a 15 dB/km inerente ao processo de fabricação, faz com que o ganho líquido seja menor do que o obtido em fibras com dopagens maiores, as quais necessitam apenas de dezenas de metros. Já com altas concentrações de Er^{3+} em sílica, os íons tendem a se agrupar formando clusters nos quais acontecem fenômenos de transferência de energia que reduzem o tempo de vida de estado excitado e tornam a amplificação ineficiente. Este fato fez com que nos preocupássemos também com uma caracterização precisa do tempo de vida de estado excitado, pois vimos nesse um parâmetro muito útil como realimentação para os desenvolvedores de FDE. O tempo de vida permite uma estimativa quanto ao limite máximo permitido para a concentração de Er^{3+} .

Nas fibras dopadas com Érbio são realizadas uma série de caracterizações básicas e específicas. As caracterizações básicas são aquelas que se efetuam em toda fibra monomodo tais como: caracterização geométrica, comprimento de onda de corte, diâmetro do campo modal e atenuação espectral. A medida da atenuação espectral na região de 600 a 1700 nm em fibras dopadas com Érbio requer certos cuidados. Este espectro é determinado para fibras com diferentes comprimentos para se obter uma melhor precisão tanto nas regiões de alta absorção dos íons de Er^{3+} como nas regiões com baixa atenuação.

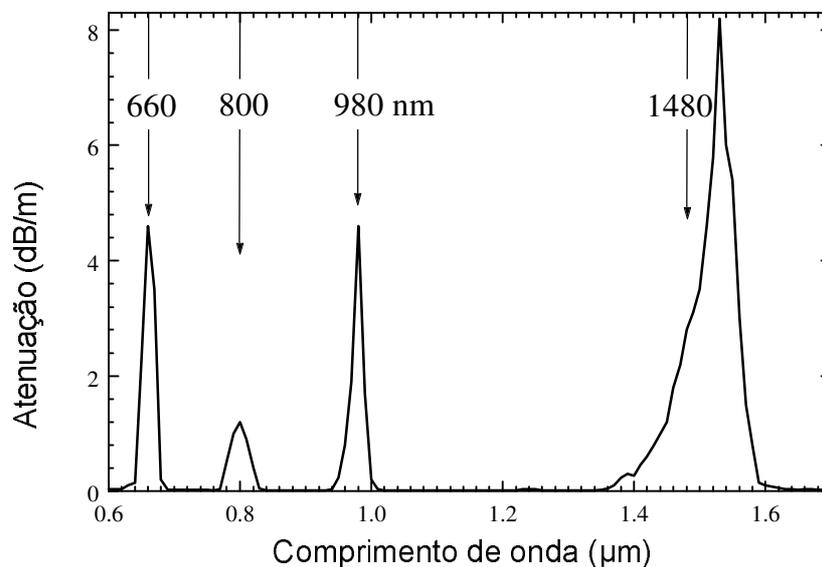


Figura 2-2: Espectro de atenuação de uma FDE. As setas indicam alguns comprimentos de onda (em nm) onde o Érbio pode ser bombeado.

A Figura 2-2 mostra um espectro típico com as principais bandas de absorção do érbio.

A configuração básica de um AFDE (Figura 2-3), consiste então de um laser semiconductor de bombeio operando em uma das bandas de absorção do Érbio (980 ou 1480 nm), de um acoplador WDM (Wavelength Division Multiplexer) cuja função é combinar a potência óptica do laser de bombeio e o sinal óptico a ser amplificado em uma mesma fibra, e de alguns metros de fibra óptica dopada com Érbio onde o processo de amplificação ocorre.

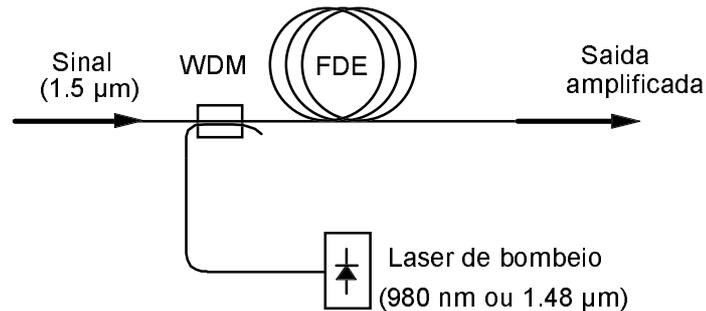


Figura 2-3: Configuração básica do Amplificador a Fibra Dopada com Érbio

A absorção da luz do laser de bombeio pelos íons de Er^{3+} da fibra dopada faz com que os íons no estado fundamental sejam excitados para níveis de energia mais altos. Na transição do estado excitado para o estado fundamental, um fóton é emitido na região de 1550 nm. Esta emissão poderá ser espontânea, representando a fonte de ruído do amplificador, ou estimulada, que é justamente o mecanismo de ganho do amplificador. O longo tempo de vida no estado excitado ($\approx 10\text{ms}$), faz com que a maioria dos íons de Érbio excitados sejam utilizados para amplificar o sinal por emissão estimulada ao invés de decaírem espontaneamente.

A Figura 2-4 mostra um esquema simplificado dos níveis de energia do Er^{3+} . A emissão em 1.5 μm , acontece na transição entre os subníveis do estado excitado $^4I_{13/2}$ e os do estado fundamental, $^4I_{15/2}$. O estado excitado pode ser bombeado diretamente ($\lambda_p = 1480\text{ nm}$) ou através da excitação de um estado de maior energia (com $\lambda_p = 514, 532, 660, 810$ ou 980 nm) seguido de relaxação rápida. Por exemplo, os íons podem ser excitados no estado $^4I_{11/2}$ por absorção de fótons com $\lambda_p = 980\text{ nm}$, de onde decaem rapidamente (aproximadamente em $1\ \mu\text{s}$) para o estado $^4I_{13/2}$.

No caso de excitação com um laser de 980 nm ($^4I_{11/2}$) devemos utilizar um modelo de três níveis para a descrição do processo, já no caso da chamada excitação direta em 1480 nm ($^4I_{13/2}$) um modelo simplificado de apenas dois níveis é suficiente

para uma compreensão dos fenômenos fundamentais envolvidos. Na verdade o tempo de decaimento do nível $^4I_{11/2}$ para o nível $^4I_{13/2}$ é de tal forma menor que o tempo de vida do estado meta-estável ($^4I_{15/2}$), que na maioria das situações um sistema de dois níveis é também adequado para o caso de bombeio em 980 nm.

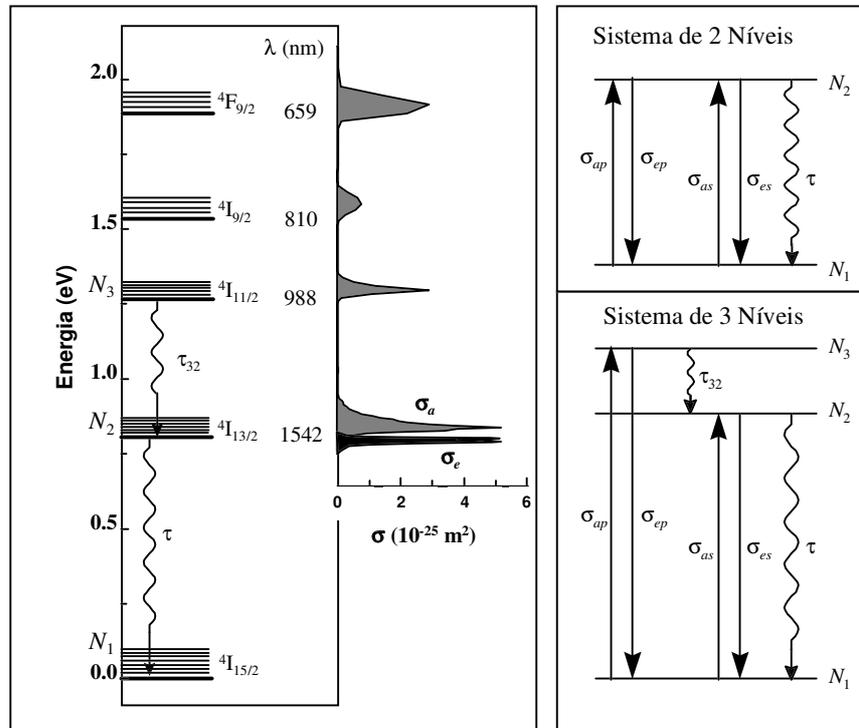


Figura 2-4: Esquema representativo dos níveis de energia do érbio com o respectivo espectro de absorção e emissão na região de interesse¹⁷.

A caracterização da Amplificação da Emissão Espontânea (ASE) é uma das medidas elementares a ser realizada na fibra de Érbio. A partir da medida do espectro de ASE é possível visualizar a potencialidade da fibra para a amplificação de sinais. Um resultado típico está mostrado na Figura 2-5, que foi obtido com um analisador de espectro óptico fazendo a varredura na região de 1525 a 1565 nm.

O espectro da ASE é fortemente dependente dos materiais utilizados no processo de fabricação das fibras dopadas, em particular nas fibras codopadas com Ge onde o espectro da ASE apresenta dois picos distintos, a escolha do comprimento de onda do laser DFB a ser utilizado como sinal fica limitada às duas regiões em torno desses picos. Para se evitar esta restrição e obter um amplificador óptico com a banda óptica mais larga e resposta espectral mais plana, a co-dopagem com Al_2O_3 e P_2O_5 é mais utilizada. Nestas fibras a largura espectral é de 35 nm, com uma variação menor que 5 dB tipicamente, para comprimentos de onda de sinal entre 1530 a 1565 nm.

Como o ganho em função do comprimento de onda do sinal, para sinais baixos (< -20 dBm) acompanha a curva da ASE, a medida do espectro da ASE é importante para identificar as regiões que potencialmente apresentam maior ganho.

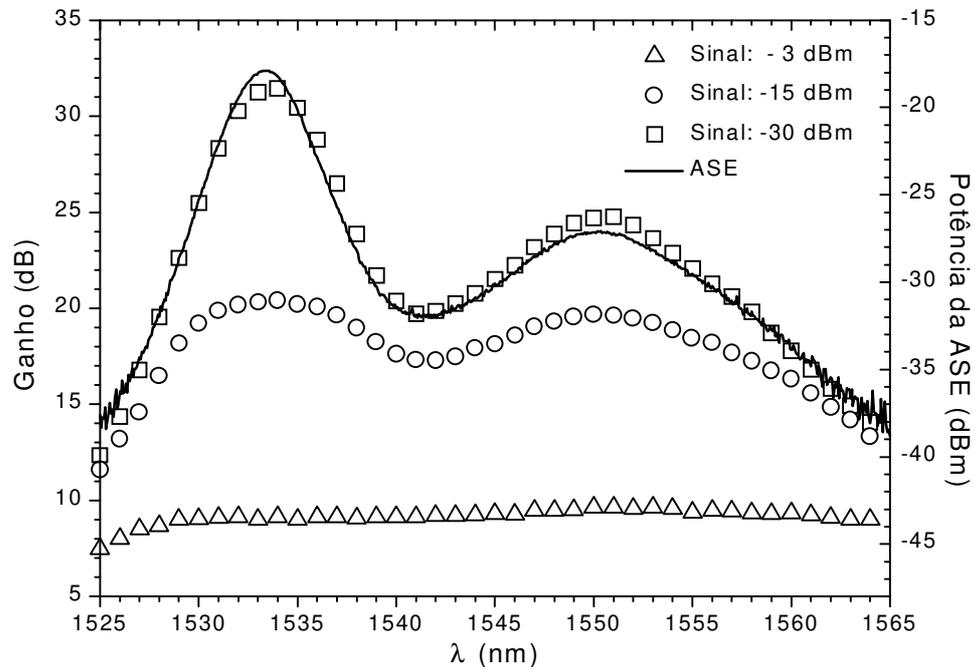


Figura 2-5: Espectro de ganho e de ASE para diferentes potências de sinal de entrada.

A Figura 2-5 ilustra dois conceitos simultaneamente; o primeiro diz respeito a este fato da curva da ASE (curva sólida) acompanhar a curva de ganho do amplificador (quadrados). O segundo conceito está relacionado com o efeito de compressão do ganho, que ocorre quando o sinal de entrada é potente o suficiente para saturar a transição ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Neste caso a curva de ASE pode diferir do comportamento espectral do ganho, como vemos nas medidas para sinais de -15 dBm (círculos) e -3 dBm (triângulos).

A dependência do ganho com o comprimento de onda do sinal é um dos tópicos de atual pesquisa em amplificadores ópticos. Os sistemas de comunicação com multiplexagem em comprimento de onda (WDM) requerem que o ganho não seja muito diferente para cada um dos canais, e para isso estão sendo propostos vários esquemas de realimentação óptica e eletrônica que possibilitam uma maior planicidade espectral do ganho⁹. No caso de sinais digitais de telecomunicações este efeito pode ser reduzido utilizando-se o amplificador em regime de saturação. Esta técnica porém apresenta algumas restrições quando em pré-amplificadores e é de aplicação

totalmente impossível no caso de transmissão de sinais de TV a cabo, pois neste caso a transmissão é feita através de sinais analógicos.

2.3 CARACTERIZAÇÃO BÁSICA DE UM AFDE.

Para a caracterização básica de um amplificador como um todo (e não da fibra isoladamente) utilizamos uma montagem experimental como a mostrada na Figura 2-6 e que consiste de um laser semiconductor de potência para o bombeio da fibra de Érbio, um laser semiconductor DFB operando na região de $1.55 \mu\text{m}$ que é utilizado como sinal a ser amplificado, um atenuador óptico variável calibrado para mudar o nível de potência do sinal, um acoplador WDM $1.48/1.55$ ou $980/1.55$ para acoplar o laser de sinal e o laser de bombeio na fibra de Érbio (um dos braços deste WDM pode ser aproveitado para monitorar o sinal de entrada na FDE), e um analisador de espectro óptico (OSA, Optical Spectrum Analyzer).

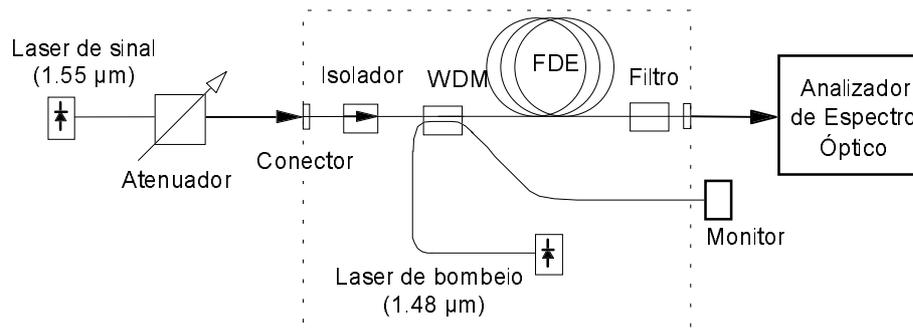


Figura 2-6: Montagem experimental para a caracterização de fibras dopadas com Érbio.

Note que quando se deseja caracterizar um amplificador, os instrumentos de medida são os mesmos, mas o ganho especificado deverá incluir as perdas em todos os componentes que formam parte do dispositivo. Assim, alguns amplificadores poderão incluir um filtro espectral que deixa passar apenas o sinal e rejeita o laser de bombeio e parte da ASE, ou isoladores ópticos para evitar que o sinal refletido e a ASE contrapropagante venham a afetar o laser de sinal. Costuma-se utilizar também conectores do tipo FC-APC (Fiber Connector / Angled Physical Contact) que ao menos minimizam as reflexões nos casos onde é impossível a utilização de soldas.

Durante os experimentos trabalhamos com bombeio tanto em 1480 nm como em 980 nm. É sabido que nestes dois comprimentos de onda o efeito de absorção de estado excitado é pequeno, o que aumenta a eficiência do dispositivo¹⁰.

As caracterizações básicas que apresentaremos a seguir foram realizadas com bombeio em 980 nm. A curva de potência de saída em função da corrente de alimentação do laser utilizado foi obtida experimentalmente em nosso laboratório e confirmou as especificações do fabricante. A curva experimental por nós obtida é apresentada na Figura 2-7.

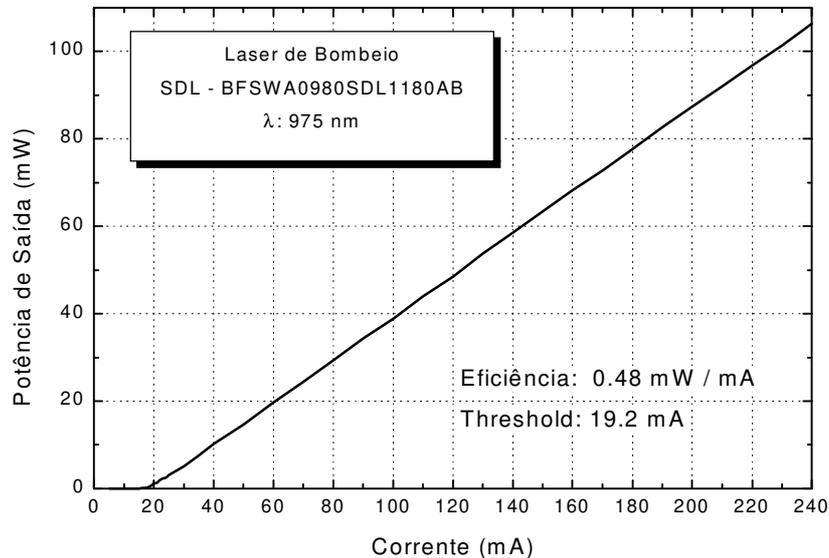


Figura 2-7: Curva da potência de saída do laser de bombeio em função da corrente de alimentação.

Apresentamos esta curva de resposta do laser para que fique claro o nível de potência óptica que dispomos para o bombeio da FDE (>100 mW), bem como os níveis de corrente necessários para operação do AFDE em várias condições de ganho.

Para simular o sinal a ser amplificado, utilizamos um laser semiconductor comercial de cavidade externa, sintonizável na região espectral compreendida entre 1500 e 1570 nm, e com potência de saída máxima de aproximadamente 3 mW. Na Figura 2-8 são superpostos os espectros do laser quando sintonizado nos comprimentos de onda de 1533.5 nm e 1554.2 nm, escolhidos por estarem localizados sobre os dois picos de ganho da FDE utilizada.

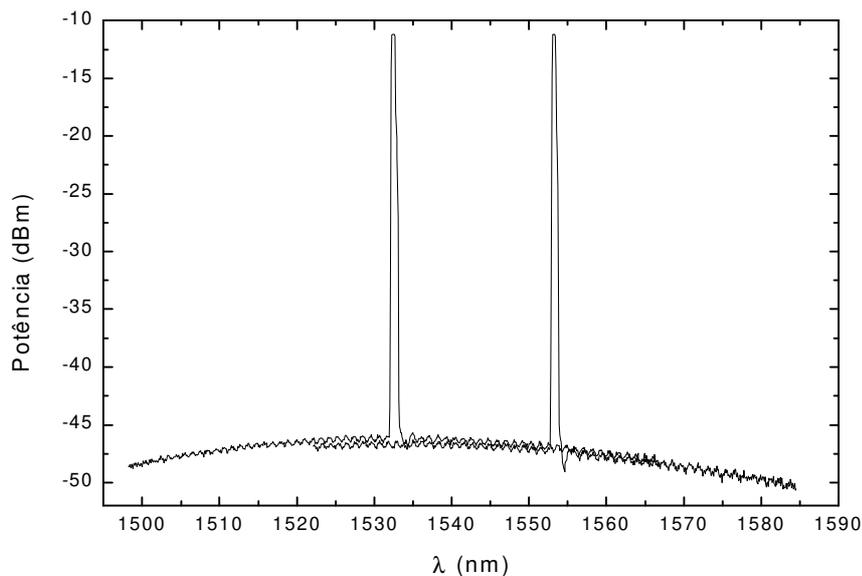


Figura 2-8: Espectro do laser de sinal utilizado para caracterização do AFDE quando sintonizado (não simultaneamente) nos dois comprimentos de onda nos quais a FDE utilizada apresenta picos de ganho.

Para a medida de ganho em função da potência de bombeio, um pedaço de fibra com o comprimento ótimo é soldada no WDM e, mantendo a potência do sinal de entrada constante, o sinal amplificado é medido variando-se a potência do laser de bombeio. Um resultado deste tipo de medida está mostrado na Figura 2-9.

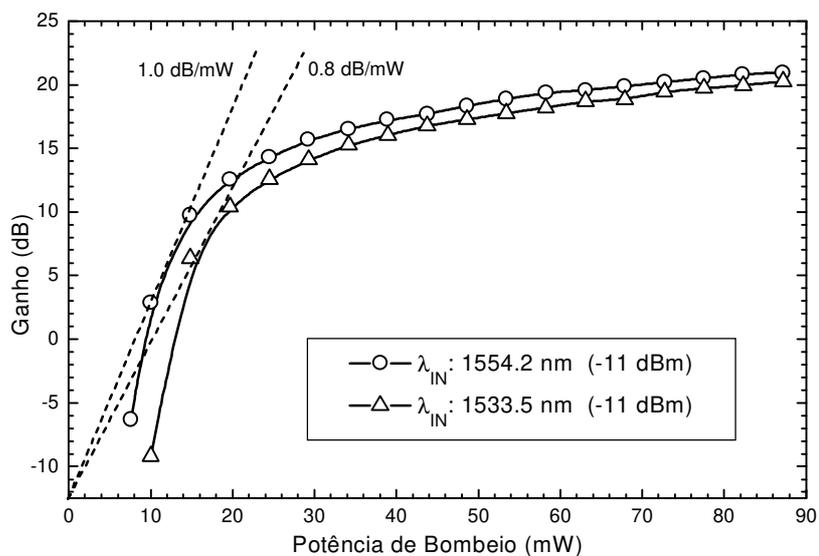


Figura 2-9: Ganho em função da potência de bombeio. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.

A partir desta medida é possível calcular uma figura de mérito freqüentemente utilizada para descrever a eficiência da fibra como amplificadora de sinais ópticos. Como mostrado na Figura 2-9, esta figura de mérito é definida como a tangente à curva de ganho em dB como função da potência de bombeio, partindo do ponto de ganho zero. Embora este parâmetro não indique a potência de bombeio necessária para se obter o maior ganho, ele é um indicativo de uma das características do desempenho da fibra. Outros métodos para avaliar a eficiência das fibras dopadas foram propostos com melhor confiabilidade, como é o caso da medida de Backward Amplified Spontaneous Emission²⁵.

Na Figura 2-9 estão apresentadas duas curvas, uma com o laser de sinal sintonizado em $\lambda=1533.5$ nm e outra com o laser de sinal sintonizado em $\lambda=1554.2$ nm, que correspondem às duas regiões espectrais nas quais a FDE utilizada possui picos de ganho, como pode ser confirmado na Figura 2-5.

Uma curva complementar à curva de ganho é a curva de potência de saída, que basicamente reproduz a anterior mas considera o sinal de entrada e é expressa em dBm (ou Watts).

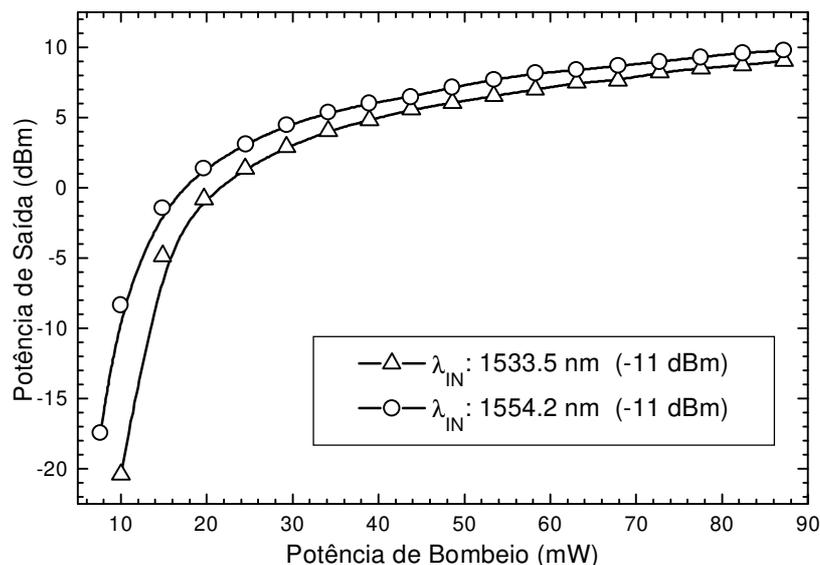


Figura 2-10: Medidas da potência de saída em função da potência de bombeio para os dois comprimentos de onda onde a FDE utilizada possui picos de ganho. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.

Outra medida típica para a caracterização de amplificadores é a chamada potência de saturação de sinal. Nesta medida, a potência do laser de bombeio é mantida fixa e o ganho para cada nível de potência do sinal de entrada é medido, quando então nova potência de bombeio é colocada e outra série de medidas para

diferentes níveis de sinal é realizada. Após graficar os resultados, obtêm-se o valor da potência de saturação (de sinal), definido no ponto onde o ganho diminui em 3 dB em relação ao ganho de baixo sinal como é ilustrado na Figura 2-11.

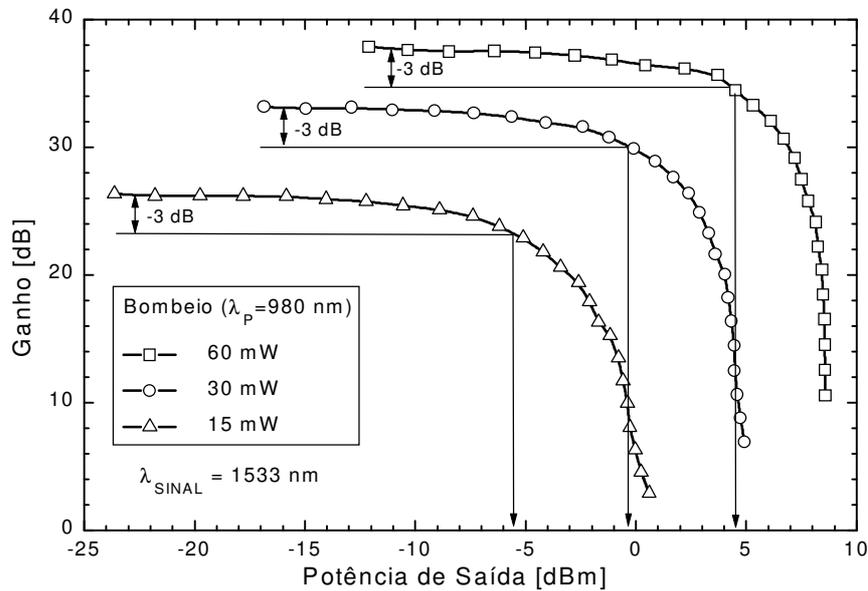


Figura 2-11: Ganho em função da potência de sinal para diferentes potências de bombeio. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.

Esta caracterização da potência de saturação de sinal é muito importante para a especificação de um amplificador óptico e, em particular nesse trabalho de tese foi desenvolvido um método dinâmico que permite a obtenção dessa parâmetro de forma mais rápida e com maior confiabilidade do que a maneira representada na Figura 2-11.

Para completar a obtenção destes parâmetros operacionais dos AFDE fizemos uma caracterização da figura de ruído¹¹ do amplificador por nós montado. As medidas também foram realizadas nos dois comprimentos de onda utilizados até agora e para diferentes potências de bombeio. A figura de ruído de um amplificador óptico é definida como a razão entre as relações sinal/ruído na entrada e na saída.

O menor ruído que podemos considerar durante o processo de medida do sinal de entrada (N_{IN}), considerando um detetor ideal, é aquele devido ao campo do vácuo, ou seja $N_D = h\nu B_0$, onde N_D representa este ruído de detecção e B_0 a banda espectral considerada. Já na saída do amplificador temos, além do ruído intrínseco de detecção, o ruído introduzido pela ASE, ou seja $N_{OUT} = N_D + N_{ASE}$.

Sabendo também que a razão entre o sinal de saída S_{OUT} e o sinal de entrada S_{IN} é dada pelo ganho G do amplificador, chegamos a expressão que define a figura de ruído:

$$FR = \frac{1}{G} \left(1 + \frac{N_{ASE}}{N_D} \right) \quad (2-1)$$

É interessante notarmos que para um amplificador linear (não saturado) e com ganho uniforme ao longo de toda a fibra, pode-se mostrar que a potência de ASE gerada na largura de banda B_0 é dada por:

$$N_{ASE} = 2 h\nu \frac{\sigma_e N_2}{\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1} (G-1) B_0 \quad (2-2)$$

permitindo-nos concluir que o valor mínimo para a figura de ruído é 1, obtido para o caso de ganho unitário. No extremo oposto, a situação de ganho máximo implica na inversão total de população, fazendo com que $N_1 \rightarrow 0$ e $G \rightarrow \infty$, resultando assim em $FR = 2$ (ou $FR = 3\text{dB}$), conhecido como o limite quântico.

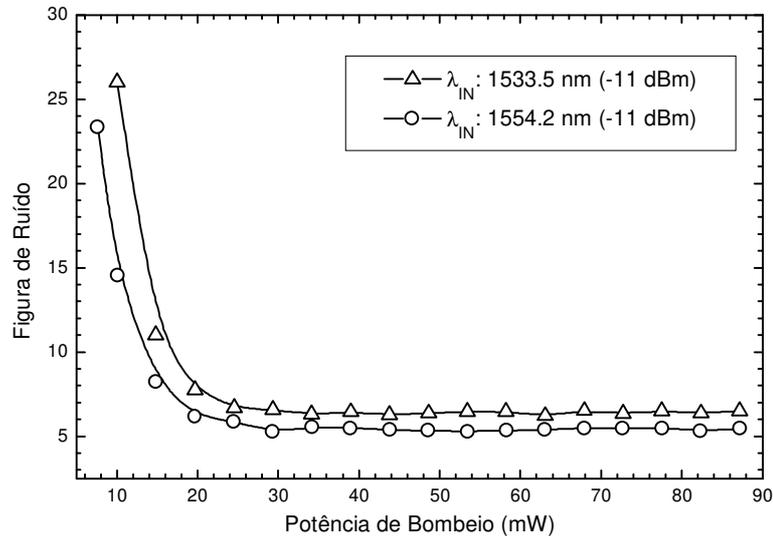


Figura 2-12: Medidas da figura de ruído em função da potência de bombeio para os dois comprimentos de onda onde a FDE utilizada possui picos de ganho. As curvas são uma interpolação matemática dos pontos experimentais.

Para a obtenção dos valores experimentais apresentados foi considerada uma banda B_0 de 1 nm. Este valor é adotado como um padrão para este tipo de medida e permite uma análise fundamentalmente comparativa entre diferentes dispositivos. O valor obtido desta forma para a figura de ruído é, ao meu ver, discutível do ponto de vista absoluto, dependendo do laser de sinal utilizado como amostra e também da resolução do equipamento de medida.

A Figura 2-12 mostra como a figura de ruído dos amplificadores ópticos cai rapidamente com o aumento da potência de bombeio, mantendo-se posteriormente

praticamente constante com um valor próximo a 6 dB para toda a faixa de operação do dispositivo. Novamente, em caráter comparativo com os valores reportados de figura de ruído para amplificadores similares ao nosso, o valor obtido de 6 dB está dentro da faixa aceitável.

Finalizando esta etapa de caracterização básica, apresentamos uma seqüência de espectros obtidos na saída da FDE com um sinal aplicado sobre o primeiro pico de ganho (1533 nm) e para várias potências de bombeio.

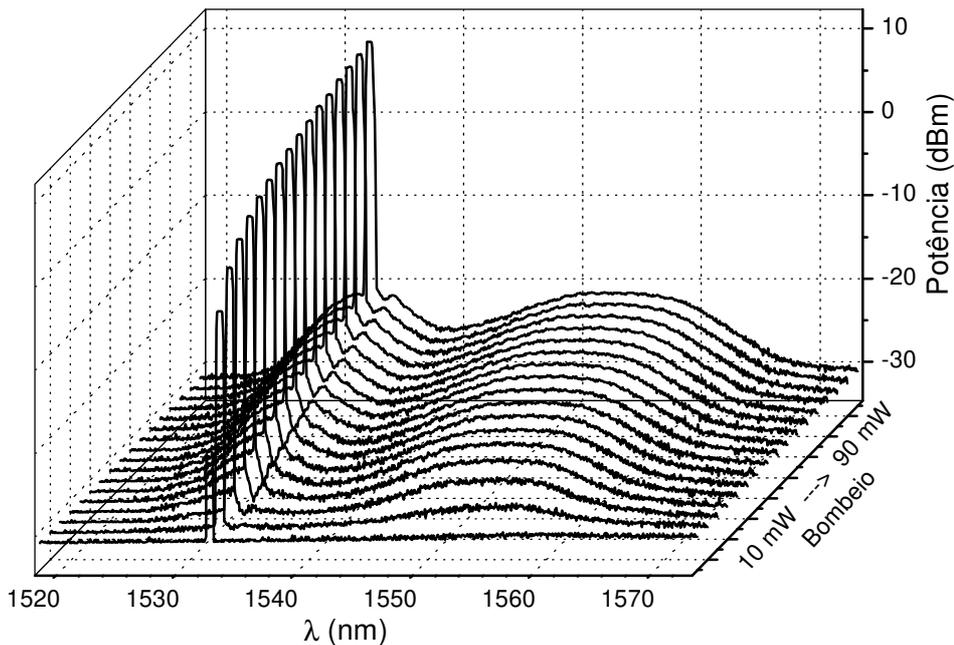


Figura 2-13: Espectro de saída do AFDE com sinal aplicado em 1533 nm para diferentes valores da potência de bombeamento.

Esta seqüência, representada Figura 2-13 mostra de forma qualitativa, o efeito da potência de bombeio sobre as várias características do AFDE. Podemos notar a variação da potência de saída (e conseqüentemente do ganho), bem como o aumento do ruído devido a amplificação da emissão espontânea. Além disso podemos perceber de forma indireta a alteração na planicidade espectral do ganho e o fato de estarmos tratando com um sistema caracterizado pelo processo de alargamento inhomogêneo, pois notamos uma depressão local ao redor da posição espectral onde foi sintonizado o laser de sinal. Estas observações serão discutidas com maior completeza ainda neste capítulo.

2.4 RESPOSTA À EXCITAÇÃO DO TIPO FUNÇÃO DEGRAU

Para que se possa melhor compreender os processos envolvidos na interação da radiação eletromagnética com um determinado meio material, é comum utilizar-se técnicas espectroscópicas resolvidas temporalmente, como por exemplo experimentos de bombeio e amostragem (pump and probe technique).

As fibras dopadas com érbio utilizadas para aplicações em amplificadores ópticos, possuem algumas características que devem ser consideradas quando planejamos a implementação de um experimento de caracterização de parâmetros intrínsecos. Um sistema eficiente de caracterização para estas fibras deve ser parametrizado basicamente sobre três grandezas; o sistema atômico modelado, o tempo de resposta característico e o tempo de permanência da radiação no interior da amostra.

O fato de que, neste caso, um sistema de apenas dois níveis explica satisfatoriamente os principais efeitos envolvidos, faz com que possamos focalizar a atenção sobre apenas uma pequena região do espectro para um primeiro estudo do comportamento dinâmico do meio.

Em segundo lugar o tempo de vida do estado excitado do érbio é muito longo, chegando a valores maiores do que 10 ms. Isto faz com que a resposta das populações e conseqüentemente a resolução temporal dos experimentos de análise sejam desta mesma ordem de milisegundos.

Finalmente a última constatação relaciona-se ao fato de que estas fibras aplicadas em amplificadores ópticos possuem um comprimento típico de algumas dezenas de metros, resultando em tempos de propagação de centenas de nanosegundos, ou seja, cinco vezes menores do que o tempo de resposta do material.

Constatados estes três fatos chegamos a conclusão de que a análise da resposta de fibras dopadas com érbio à uma excitação óptica do tipo função degrau, pode nos fornecer uma quantidade de informação equivalente àquela obtível com um experimento convencional de bombeio e amostragem. Teríamos ainda consideráveis simplificações tanto no arranjo experimental, como também no modelo matemático, perdendo apenas na simplicidade da interpretação dos resultados, que pode ser um pouco mais sutil no caso de uma excitação tipo degrau de longa duração.

Completando o quadro descrito acima, podemos adicionar o fato de que os AFDE vêm sendo desenvolvidos, desde sua idealização, para aplicações em sistemas de comunicações ópticas de altas taxas, o que fez com que a resposta dinâmica lenta,

ou seja aquela dependente da evolução temporal das populações, fosse comumente desprezada nos estudos e principalmente nos métodos de caracterização.

Nas duas seções subsequentes apresentaremos uma modelagem da dinâmica de ganho dos AFDE, suportada pelos experimentos de resposta à excitação degrau, em diferentes condições de inversão de população. Estes estudos culminaram então no desenvolvimento de novos métodos de obtenção tanto de parâmetros intrínsecos das FDE como também de parâmetros operacionais dos amplificadores ópticos.

Adiantamos que estes processos lentos normalmente ignorados, podem nos fornecer muita informação tanto da física envolvida, como também da influência dos AFDE em sistemas de transmissão de pacotes, como será concluído no capítulo 4.

2. 5 MODELAGEM DINÂMICA DE FIBRAS DOPADAS COM ÉRPIO.

A modelagem de fibras dopadas com Érbio já foi adequadamente apresentada na literatura^{12,13}, porém estes trabalhos foram baseados em soluções numéricas e necessitam de um amplo conhecimento da fibra, pois requerem parâmetros de difícil obtenção, como a densidade de íons de érbio, as seções de choque de emissão e absorção, os fatores de confinamento para cada comprimento de onda, e ainda a distribuição dos íons ao longo da seção transversal da fibra. Este tipo de modelagem é adequado quando temos acesso a todos estes parâmetros da fibra de forma precisa e confiável. Além disso os parâmetros utilizados para o projeto de dispositivos baseados em FDE diferem dos parâmetros utilizados nestas modelagens, tornando ineficiente a utilização dos mesmos para fins práticos.

Apresentaremos a seguir uma modelagem da resposta dinâmica das fibras dopadas, considerando um sistema de apenas dois níveis e na ausência total de um campo de bombeamento, ou seja a população não está invertida inicialmente.

A propagação de um pulso numa fibra ativa pode ser descrita por:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\Gamma\sigma_a N_1 P + \Gamma\sigma_e N_2 P - \alpha_B P \quad (2-3)$$

onde P é a potência óptica do pulso que está se propagando, Γ é o fator de overlap entre o modo da fibra e a distribuição de érbio, σ_a e σ_e são respectivamente as seções de choque de absorção e emissão, N_1 e N_2 as populações do estado fundamental e do estado excitado, α_B um coeficiente de atenuação residual ou de *background* e z o eixo de propagação. Novamente lembramos que todos estes parâmetros são dependentes do λ do sinal aplicado, logo o resultado obtido está restrito à apenas este comprimento de onda.

A equação 2-3 pode ser rescrita da seguinte forma,

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z} = -(\alpha + \alpha_B) + \alpha n_2 \frac{\sigma_a + \sigma_e}{\sigma_a} \quad (2-4)$$

cuja integração direta leva a

$$P(z,t) = P(0,t) e^{-(\alpha + \alpha_B)z} \exp \left[\left(\frac{\sigma_e}{\sigma_a} + 1 \right) \alpha \int_0^z n_2(z',t) dz' \right] \quad (2-5)$$

onde $\alpha = \Gamma \sigma_a N$ é o coeficiente de absorção do Érbio para o comprimento de onda do laser, $n_2 = N_2 / N$, é a fração de íons de Érbio no estado excitado e $N = N_1 + N_2$ é a densidade de íons de Érbio da fibra dopada.

Nota-se que a resposta temporal da fibra ao pulso inicial é determinada apenas pela dinâmica da população do nível excitado $n_2(z,t)$, logo temos que resolver as equações de taxa para os dois níveis considerados no nosso sistema.

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{\Gamma \sigma_a}{h\nu A} P n_1 - \frac{\Gamma \sigma_e}{h\nu A} P n_2 - \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (2-6)$$

aqui τ_{21} é o tempo de vida do estado excitado, ou tempo de decaimento espontâneo e lembramos que a ASE não será considerada neste desenvolvimento teórico. A equação de taxa para n_1 pode ser obtida diretamente a partir da equação para n_2 e da condição $n_1 + n_2 = 1$.

Rescrevendo a equação **Error! Reference source not found.** numa forma de visualização mais simples, teremos:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{n_2}{\tau_{eff}} = \frac{\Gamma \sigma_a}{h\nu A} P \quad (2-7)$$

onde

$$\tau_{eff} = \left[\frac{\Gamma P}{h\nu A} (\sigma_a + \sigma_e) + \frac{1}{\tau_{21}} \right]^{-1} \quad (2-8)$$

ou

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_{21}}{1 + \frac{P}{P_{SAT}}} \quad (2-9)$$

quando definimos então a Potência de Saturação Intrínseca:

$$P_{SAT} = \frac{h\nu A}{\Gamma(\sigma_e + \sigma_a)\tau} \quad (2-10)$$

O tempo efetivo de estado excitado τ_{eff} e a potência de saturação intrínseca P_{SAT} são dois parâmetros fundamentais para o projeto de dispositivos baseados em FDE. Ao contrário do que dissemos no início desta seção com relação às variáveis básicas utilizadas pelas modelagens existentes de FDE, que ao nosso ver não são úteis quando desejamos aplicar os modelos para projetos de dispositivos, parâmetros como P_{SAT} englobam várias grandezas fundamentais de uma forma mensurável e de aplicação direta no desenvolvimento de projetos de componentes baseados em FDE. Note que a medida direta da área efetiva A , do fator de overlap Γ e das seções de choque de emissão e de absorção (σ_a e σ_e) é muito difícil, se não impossível em alguns casos, no entanto o que realmente interessa para entender (e prever) o comportamento do AFDE é o agrupamento destes parâmetros em uma grandeza mensurável como a P_{SAT} , que permite uma caracterização precisa, confiável, e principalmente rápida.

Supondo agora que a excitação aplicada à fibra consiste num pulso quadrado cuja duração deve ser bem superior ao tempo característico τ_{21} , podemos considerar o fim do pulso como já estando num regime de estado estacionário, onde

$$n_2(t \gg \tau) = \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_a + \sigma_e} \right) \frac{P/P_{SAT}}{1 + P/P_{SAT}}. \quad (2-11)$$

Indo um pouco além na manipulação destas equações vemos que a potência de saturação intrínseca é aquela que faz com que a população do estado excitado atinja a metade do máximo valor possível que obteríamos com potência infinita, $n_2(P \rightarrow \infty) = \sigma_a/(\sigma_a + \sigma_e)$, ou seja,

se $P = P_{SAT} \Rightarrow n_2 = \frac{1}{2} \frac{\sigma_a}{\sigma_a + \sigma_e} \quad (2-12)$

Para uma melhor visualização física deste parâmetro podemos pensar no caso de seções de choque idênticas para emissão e absorção. Neste caso a potência de saturação é aquela que leva N_2 a um quarto de N , já que neste caso o valor máximo de n_2 seria 1/2 (50% dos íons no estado excitado).

O tempo de vida efetivo τ_{eff} rege a dinâmica temporal das populações na presença de um campo externo intenso, ou seja, os íons de Érbio presentes na fibra possuem um certo tempo característico de decaimento espontâneo do estado excitado para o estado fundamental (τ_{21}), porém a presença da radiação laser dentro da fibra faz com que o tempo de resposta do meio seja inferior ao τ_{21} intrínseco. Este efeito está

diretamente representado pela expressão 2-9 onde vemos que para $P = 0$ temos $\tau_{eff} = \tau_{21}$, enquanto que para $P = P_{SAT}$ o τ_{eff} é igual a metade de τ_{21} .

Este tempo efetivo τ_{eff} foi aqui destacado porque desenvolvemos também um método¹⁴ que permite a obtenção de diversos parâmetros intrínsecos das FDE de maneira ligeiramente menos precisa porém mais rápida e direta, utilizando-se justamente o valor de τ_{eff} obtido de uma montagem onde propagam pela fibra um pulso de bombeio e um de sinal parcialmente sobrepostos temporalmente.

De posse agora de uma expressão para n_2 no caso estacionário, podemos voltar à equação **Error! Reference source not found.** para obtermos

$$\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{t \gg \tau} = -(\alpha + \alpha_B)P + \alpha \frac{P^2/P_{SAT}}{1 + P/P_{SAT}} \quad (2-13)$$

cuja integração resulta em

$$\ln \left[\frac{P(z, t \gg \tau)}{P(0, t \gg \tau)} \right] + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \ln \left[\frac{\varepsilon P(z, t \gg \tau) + P_{SAT}}{\varepsilon P(0, t \gg \tau) + P_{SAT}} \right] = -(\alpha + \alpha_B)z \quad (2-14)$$

onde ε é definido com $\varepsilon = \alpha_B / (\alpha + \alpha_B)$, logo se assumirmos que a atenuação devida a absorção linear da fibra (α) é muito maior que aquela devida a atenuação residual ou de background (α_B), podemos tomar o limite da expressão acima para $\varepsilon \rightarrow 0$, obtendo

$$\ln \left[\frac{P(z, t \gg \tau)}{P(0, t \gg \tau)} \right] + \frac{P(z, t \gg \tau) - P(0, t \gg \tau)}{P_{SAT}} = -\alpha z \quad (2-15)$$

Aplicaremos as expressões obtidas até agora para o caso de uma excitação do tipo função degrau. Relembramos que este tipo de excitação é necessária não só pela sua simplicidade experimental, mas principalmente porque durante o desenvolvimento matemático faremos uso de simplificações propiciadas pelas propriedades de um pulso quadrado, como por exemplo derivada nula para $t > 0$.

Considerando como condição inicial a totalidade dos íons de Érbio no estado fundamental de energia, ou seja, $n_2 = 0$ para $t = 0$, obtemos então da equação 2-5 ,

$$P(\ell, 0) = P(0, 0)e^{-\alpha \ell} \quad (2-16)$$

Deste primeiro resultado já podemos concluir que a amplitude inicial ($t=0$) do pulso obtido na saída da fibra, pode nos fornecer diretamente o coeficiente de absorção linear α da fibra, necessitando apenas do comprimento da fibra ℓ e da potência óptica aplicada no início da mesma $P(0,0)$.

Prosseguindo com nossa análise, uma outra característica de fácil visualização do nosso sinal é a derivada inicial, e se voltarmos à equação 2-5 e derivá-mo-la em relação ao tempo, no instante inicial e para o fim da fibra, teremos

$$\frac{\partial P(\ell,0)}{\partial t} = \frac{P(\ell,0)}{\tau} \left[\frac{P(0,0) - P(\ell,0)}{P_{SAT}} \right] \quad (2-17)$$

Agora utilizando as três últimas expressões podemos isolar P_{SAT} obtendo então a seguinte expressão:

$$P_{SAT} = \frac{P(\ell, t \gg \tau) - P(\ell,0)}{\frac{\tau}{P(\ell,0)} \left(\frac{\partial P(\ell,t)}{\partial t} \right)_{t=0} - \ln \left[\frac{P(\ell, t \gg \tau)}{P(\ell,0)} \right]} \frac{1}{\eta_{out}}. \quad (2-18)$$

Como dissemos, a expressão 2-18 só depende das potências em $z = \ell$, ou seja, um detetor captando o sinal no fim da fibra é suficiente para se obter as informações necessárias, deixando o sistema independente do fator de acoplamento de entrada.

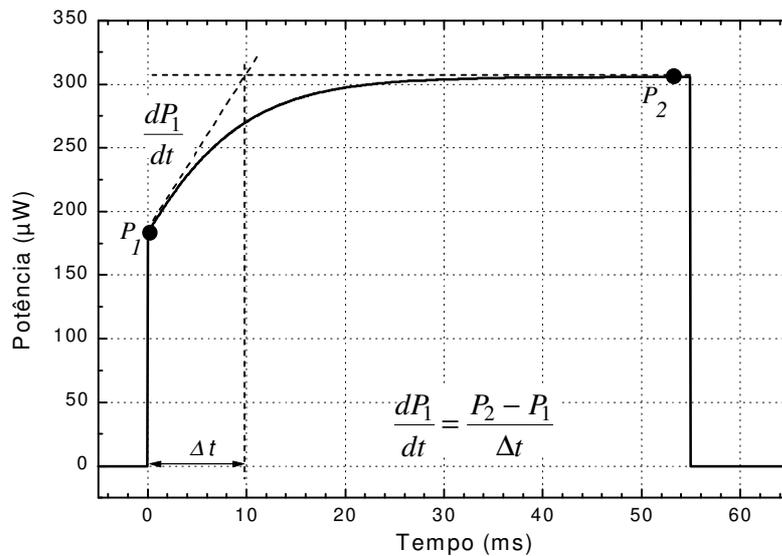


Figura 2-14: Identificação dos Pontos Fáceis no sinal obtido pelo método.

A Figura 2-14 mostra o sinal típico observado na saída da FDE como resposta a uma excitação degrau (no caso um pulso quadrado). Podemos identificar os pontos desta curva que estão presentes na expressão 2-18 .

Definimos assim os “pontos fáceis” $P_1 = P(\ell,0)$ e $P_2 = P(\ell, t \gg \tau)$, obtidos a partir de condições que facilitaram o desenvolvimento matemático bem como o experimental.

A expressão geral da resposta de uma FDE à excitação degrau, pode ser expressa então em termos dos pontos fáceis como:

$$P_{SAT} = \frac{P_2 - P_1}{\eta_{out} \left[\frac{\tau}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial t} - \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \right]} \quad (2-19)$$

onde η_{out} foi adicionado como sendo um fator de acoplamento entre a saída da fibra dopada com érbio e o detetor utilizado. Assim sendo $\eta_{OUT} = 1$ indica que toda a radiação que estava no interior da fibra foi captada e registrada.

A modelagem apresentada até agora, bem como as demais análises que apresentaremos neste trabalho serão preferencialmente analíticas, pois cremos que esta linha de atuação beneficia uma melhor compreensão dos fenômenos físicos responsáveis pelos efeitos observados experimentalmente, no entanto neste ponto do trabalho achamos conveniente o desenvolvimento de um código computacional capaz de resolver numericamente o sistema em questão, para que tivéssemos então, uma ferramenta capaz não só de testar os limites obtidos analiticamente, mas principalmente fornecer representações visuais dos comportamentos dos campos e das populações nos domínios do tempo e do espaço.

Para aproveitarmos toda a potencialidade das soluções numéricas, optamos pela consideração de um sistema de três níveis, sendo que ao impormos um tempo de vida muito pequeno para este terceiro nível, estaríamos retornando ao caso de apenas dois níveis.

O código baseia-se então na solução de cinco equações diferenciais parciais acopladas, sendo uma para cada um dos 3 níveis eletrônicos e duas para os campos propagantes (pois já introduzimos no código a possibilidade de estudo em meios bombeados com um segundo comprimento de onda, como veremos no final deste capítulo).

A primeira aplicação do código foi então a visualização da evolução temporal e espacial de um pulso quadrado aplicado no início de uma FDE com comprimento de onda ressonante com o primeiro nível energético do Er^{3+} .

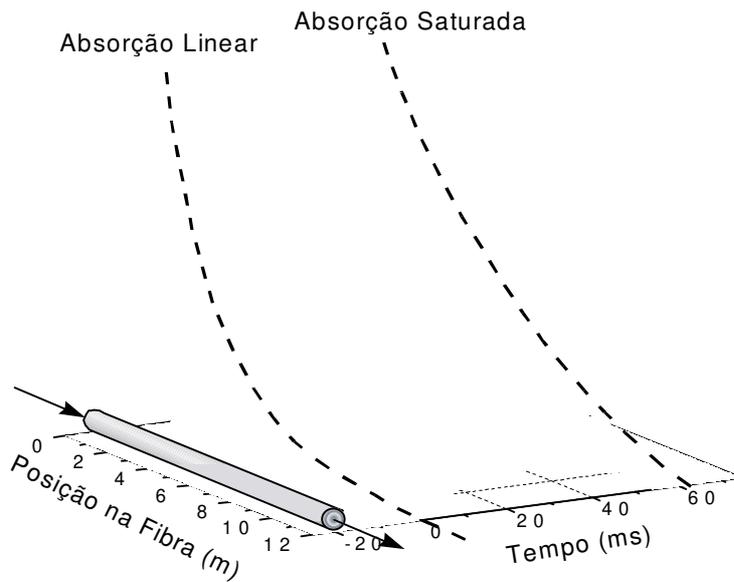


Figura 2-15: Soluções numéricas das equações de taxa e de propagação representando a evolução temporal do pulso aplicado para várias posições no interior da FDE.

A Figura 2-15 mostra a evolução deste pulso quadrado de 0.5 mW aplicado no início de uma FDE com 15 m de comprimento. O sistema de eixos desta figura, em particular o plano tempo x espaço, foi girado a fim de possibilitar uma melhor visualização da região de interesse das curvas. Esta mesma figura pode também ser apresentada projetando-se todas as curvas em um mesmo plano, com o auxílio de uma seta que indica o sentido de evolução da resposta ao longo do eixo de propagação (z). É o que vemos na Figura 2-16.

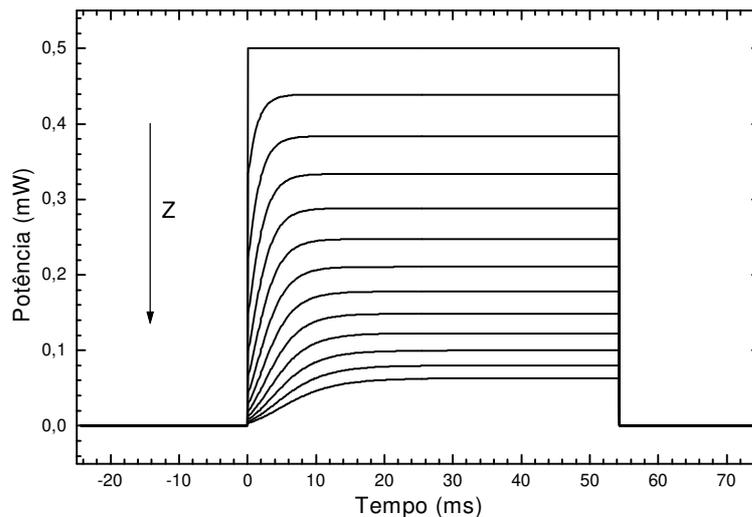


Figura 2-16: As mesmas soluções numéricas da Figura 2-15 apresentadas em um mesmo plano.

Cada curva apresentada representa a evolução do pulso quadrado ao passar por seções de 1 m de fibra dopada com érbio. Estas figuras possuem um caráter fundamentalmente qualitativo, porém para fim de completeza os parâmetros utilizados na simulação foram:

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Seção de choque de abs. do bombeio	σ_{ap}	6.6×10^{-25}	m^2
Seção de choque de abs. do sinal	σ_{as}	5.7×10^{-25}	m^2
Seção de choque de emissão do sinal	σ_{es}	7.0×10^{-25}	m^2
Fator de acoplamento do bombeio	Γ_p	0.63	
Fator de acoplamento do sinal	Γ_s	0.63	
Potência de Sat. Intrínseca do bombeio	P_{sat}^p	248	μW
Potência de Sat. Intrínseca do sinal	P_{sat}^s	123	μW
Concentração de Íons de Er^{3+}	ρ	9.28×10^{23}	m^{-3}
Tempo de vida do 1° estado excitado	τ	10	ms
Tempo de vida do 2° estado excitado	τ_{32}	0.1	ms
Comprimento da fibra	ℓ	15	m

Tabela 2-1: Parâmetros utilizados na simulação numérica.

Vemos que a resposta da FDE a uma excitação degrau é notada primordialmente como uma deformação na borda de subida do pulso. Isto por sua vez faz com que o decaimento da potência ao longo da fibra possua perfis diferentes no início e no final do pulso aplicado, como representado pelas duas curvas tracejadas da Figura 2-15. A primeira destas curvas foi obtida ligando-se os pontos P_1 para cada posição da fibra, representando assim a absorção linear ao longo da fibra. Já a outra, obtida conectando-se os pontos P_2 ao longo das várias posições na fibra, representa a absorção saturada.

Voltando agora à equação 2-15 vemos que na ausência do segundo termo do primeiro membro, a potência na saída da fibra é dada somente pela absorção linear [$P_1 = P(\ell, 0) = P(0) \exp(-\alpha \ell)$]. O efeito da saturação fica então determinado pela razão entre a potência absorvida pela fibra no estado estacionário e a potência de saturação intrínseca. Assim sendo, podemos dizer que existe uma evolução temporal da absorção linear para a saturada.

Vejamos o que acontece então com a população do nível fundamental n_1 (normalizada por $N=N_1+N_2$), também para as diferentes seções da FDE.

Na Figura 2-17 temos a representação da variação temporal da população n_1 para as diferentes posições na fibra. A seta que indica o sentido do eixo z mostra então que no início da fibra a população do estado fundamental é fortemente perturbada, variando aproximadamente 30% do valor inicial, enquanto que com o aumento de z

esta variação cai monotonamente até aproximadamente 15% no final dos 15 metros de fibra.

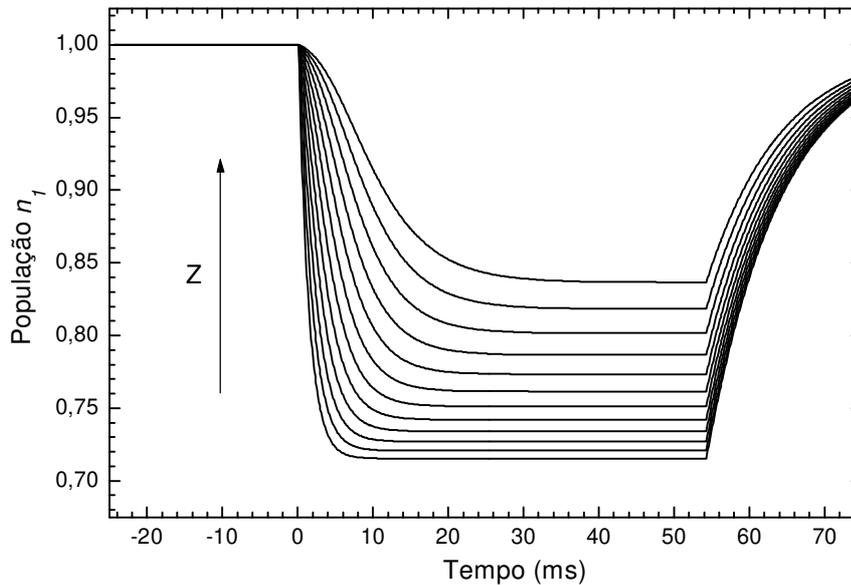


Figura 2-17: Evolução temporal da população do estado fundamental (n_1) para as diversas posições ao longo da FDE. A seta indica o sentido do eixo z.

Novamente, queremos direcionar nossa análise ao aspecto qualitativo destas soluções, em especial à dinâmica lenta deste processo. Notamos primeiramente que ao final do pulso aplicado, em $t=55$ ms, a população que já havia atingido o seu valor de estado estacionário, volta a crescer devido ao decaimento espontâneo dos íons excitados durante a ação do pulso. No caso desta simulação onde a ASE foi desprezada, a dinâmica deste decaimento é governada apenas pelo tempo de vida do estado excitado τ_{21} , que possui um valor de 10 ms.

Note que o gráfico da população do estado fundamental obviamente não reproduz o degrau rápido (pontos P_1) observado no sinal óptico obtido no final da fibra. Ao contrário, após o início do processo as curvas da dinâmica de n_1 para as várias seções são suaves e com primeiras derivadas contínuas. A transição rápida no início dos pulsos que se propagaram pela FDE consiste como já havíamos dito, na parte da radiação que atravessa a fibra antes que a evolução temporal das populações dos níveis eletrônicos comecem a atuar alterando a absorção, passando a mesma de linear para saturada.

As FDE utilizadas em amplificadores ou lasers possuem um comprimento típico de algumas dezenas de metros, o que corresponde a um tempo de propagação da ordem de algumas centenas de nanosegundos, vejamos então com maior detalhe, o

quão importante é a variação da população do estado fundamental bem no início da passagem do pulso:

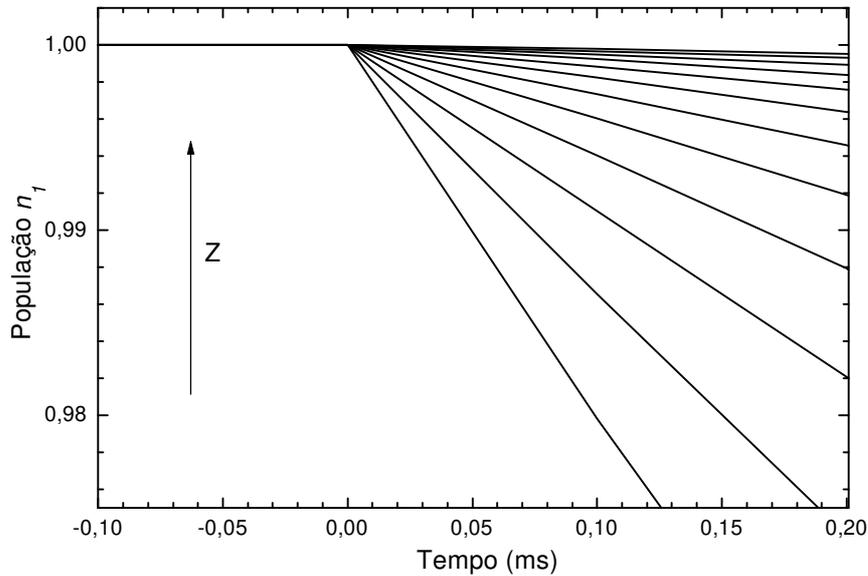


Figura 2-18: Detalhe do comportamento da população do estado fundamental para os instantes iniciais do processo.

A Figura 2-18, que é apenas uma amplificação da Figura 2-17 na região inicial do processo, mostra claramente que na escala de tempo da passagem do pulso pela fibra ($<1\mu\text{s}$) a população n_1 , mesmo no início da fibra, sofre uma alteração menor do que 0.1%. Isto valida a nossa hipótese anterior de que no instante inicial (P_1) a absorção imposta ao pulso é totalmente linear (obviamente esta afirmação só é válida quando consideramos toda a população no estado fundamental no instante imediatamente anterior a aplicação do pulso).

Esta consideração porém deve ser feita com algum cuidado, principalmente no caso de elementos ativos como as FDE que operam em temperatura ambiente. No nosso caso, a energia da transição ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$ é aproximadamente 30 vezes maior que a energia térmica na temperatura ambiente, desta forma cremos que a suposição de estado inicial feita é adequada dentro das aproximações já impostas ao modelo.

Finalizando essa visualização das diversas grandezas envolvidas no processo, apresentamos a seguir a evolução temporal da população do estado excitado também para as diversas posições da fibra:

A Figura 2-19 tem uma interpretação imediata dado que consideramos o campo incidente ressonante com o primeiro estado excitado. Desta forma a soma das populações do estado fundamental e do primeiro estado excitado é uma constante e as curvas da Figura 2-19 são complementares às curvas da Figura 2-17.

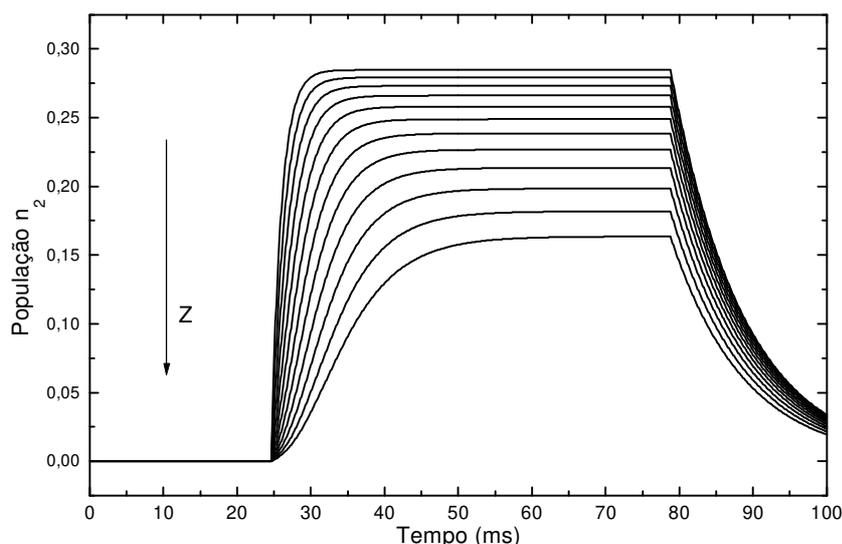


Figura 2-19: Evolução temporal da população do estado excitado (n_2) para seções subsequentes de FDE separadas por 1 m.

2.6 MÉTODO DE CARACTERIZAÇÃO INTRÍNSECA DAS FIBRAS DOPADAS

Em 1990, Saleh *et al*¹⁵ desenvolveram um método que através de medidas de transmitância e da solução de uma equação transcendental, possibilita a obtenção da chamada potência de saturação intrínseca, que juntamente com o coeficiente de absorção linear e o tempo de vida de estado excitado formam um conjunto suficiente de parâmetros necessários para o projeto de dispositivos baseados em FDE.

O método de Saleh foi por nós experimentado e os resultados obtidos¹⁶ nos levaram à conclusão de que o mesmo, embora comparativamente mais simples e prático do que os existentes até então, deixa a desejar quanto à precisão, reproduzibilidade, e eficiência na obtenção dos resultados.

O fator fundamental que fez com que concluíssemos a não adequação do método de Saleh provém da necessidade de obtermos pontos experimentais numa ampla faixa de variação da potência aplicada na fibra, ou seja, para que o ajuste da curva do modelo teórico com os dados experimentais seja suficientemente confiável, é necessária a obtenção de pontos experimentais na condição de saturação de absorção da FDE. Para obtermos estes pontos precisamos aplicar potências ópticas razoavelmente altas no início da fibra, o que faz com que a quantidade de ASE presente nesta não seja desprezível. Esta ASE porém não é prevista pelo modelo de Saleh e assim sendo torna duvidoso os resultados obtidos com este método.

A partir do estudo da resposta das FDE à uma excitação degrau, como descrito na seção anterior, propomos um método de caracterização diferente daquele proposto por Saleh. O estudo da dinâmica da resposta das FDE é o diferencial que permite a obtenção de uma maior quantidade de informação com também maior confiabilidade.

Como já vimos, a teoria desenvolvida para o modelamento deste método está sujeita às mesmas restrições daquela apresentada por Saleh, ou seja, ausência de absorção de estado excitado (ESA), o que é adequado para fibras bombeadas em 1.48 μm e 980 nm, e desconsideração dos efeitos devidos a ASE. Em relação a este último, veremos no decorrer deste trabalho que mesmo estando certos da ocorrência da ASE em nossas medidas, podemos experimentalmente reduzir significativamente a influência desta nos resultados finais.

A Figura 2-20 mostra o esquema da montagem experimental bem como a forma do pulso aplicado no início da fibra $P(0,t)$, e do pulso após se propagar por alguns metros de fibra dopada com Érbio $P(\ell,t)$, onde ℓ é o comprimento da fibra.

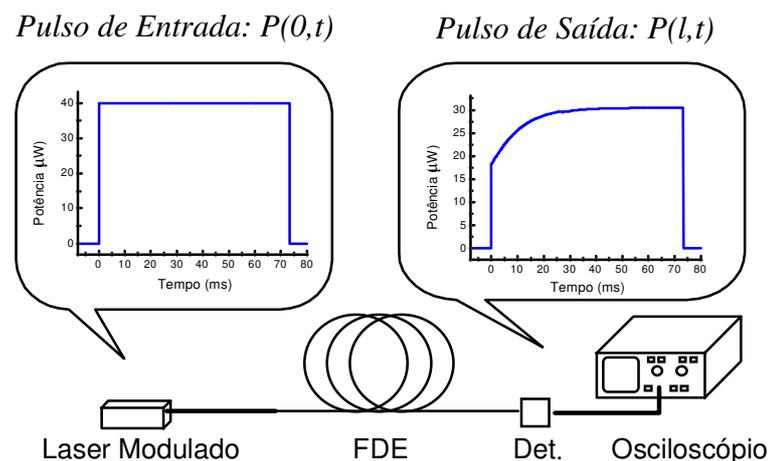


Figura 2-20: Representação esquemática da montagem experimental.

Analisando-se a Figura 2-20 nota-se que o set-up é muito simples, sendo constituído apenas por um laser no comprimento de onda de interesse modulado com um sinal quadrado, a fibra a ser caracterizada, um detetor com resolução temporal bem menor do que o tempo de vida do Érbio na fibra (milissegundos), e um osciloscópio. Utilizamos ainda um microcomputador conectado diretamente no osciloscópio que permite o armazenamento e a análise automatizada das curvas.

A modulação do laser pode ser feita diretamente pela fonte de corrente, já que trata-se de um pulso quadrado de duração bem alta, aproximadamente 50 ms (ou através de um chopper). Deve-se apenas tomar o cuidado para que o tempo de subida e de descida do pulso óptico aplicado no início da fibra seja também bem menor do que

o tempo de vida do estado excitado do Érbio. Em valores práticos, tempos de subida menores do que 100 μs podem ser considerados como instantâneos quando comparados aos tempos envolvidos no processo.

O procedimento para a realização das medidas resume-se então na aplicação de um pulso quadrado na entrada da fibra e observação do mesmo na saída. Na verdade é necessária a observação de apenas dois pontos no sinal obtido na saída da fibra (pontos fáceis).

A Figura 2-14 destacou os pontos P_1 e P_2 por nós denominados “pontos fáceis”. Através da sua direta visualização no osciloscópio podemos obter a potência de saturação intrínseca P_{SAT} e o coeficiente de absorção linear α . Estes pontos particulares da curva de resposta gerada pela FDE foram escolhidos com embasamento teórico e experimental ou seja, estes pontos são de fácil obtenção experimental e possuem características que possibilitam a validação de algumas considerações impostas ao desenvolvimento matemático. Fisicamente podemos dizer que no ponto P_1 as populações dos dois níveis do érbio envolvidos no processo ainda não foram consideravelmente alteradas, fazendo com que neste ponto a fibra atue simplesmente como um elemento atenuador linear (absorvedor). Já no ponto P_2 temos a liberdade de considerarmos o sistema em estado estacionário, pois este ponto é obtido para tempos bem superiores ao tempo de vida de estado excitado do érbio. Finalizando, a derivada temporal inicial tomada no ponto P_1 completa a informação que necessitamos, pois esta nos fornece uma medida do tempo de resposta das populações do érbio quando da aplicação de uma excitação.

2.7 RESULTADOS: OBTENÇÃO DE PARÂMETROS INTRÍNSECOS.

Apresentaremos nesta seção uma seqüência de medidas experimentais que foram feitas não só para extrair os parâmetros intrínsecos das FDE como discutido na seção anterior, mas também para verificarmos a validade do método proposto.

Basicamente então devemos observar o que acontece com um pulso quadrado após se propagar por alguns metros de fibra dopada com érbio. Na Figura 2-21 apresentamos uma primeira seqüência de resultados obtidos com um sinal de $\lambda = 1550$ nm, localizado sobre o segundo pico de ganho da fibra estudada. Nesta seqüência registramos o sinal de saída para diferentes potências de entrada.

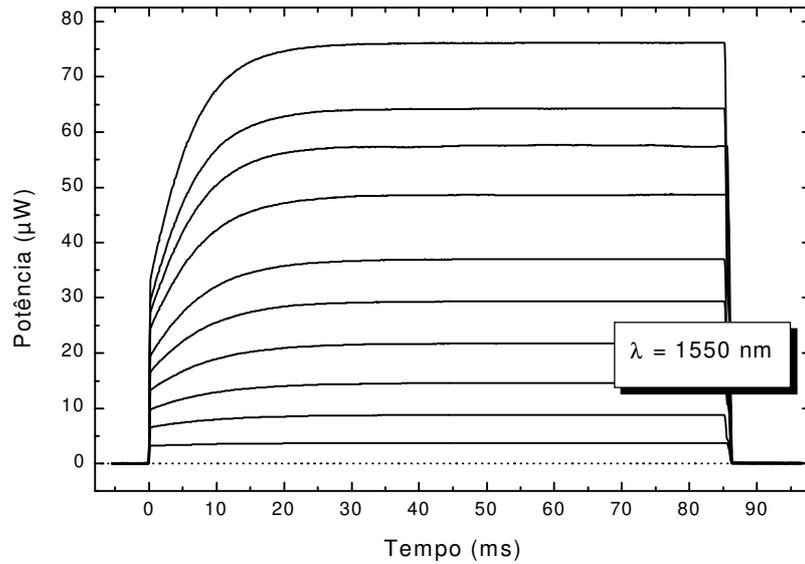


Figura 2-21: Curva de saída (experimental) para diferentes valores da potência de entrada ($\lambda=1550$ nm).

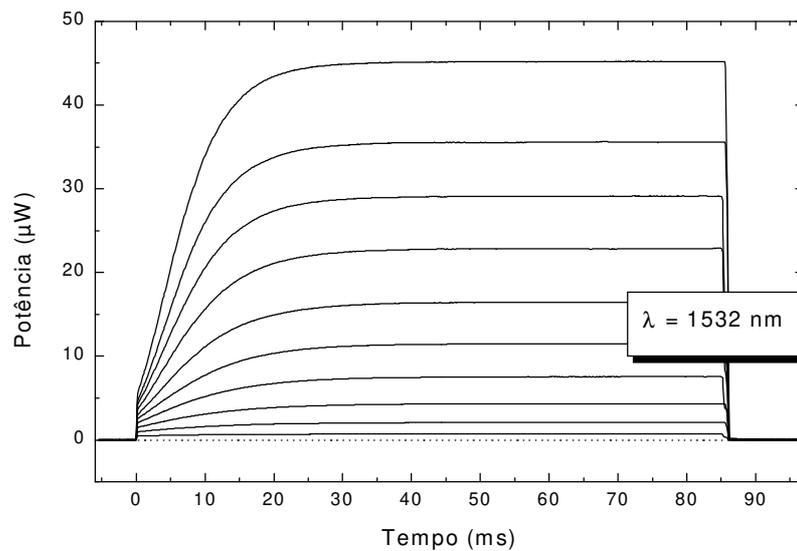


Figura 2-22: Curva de saída (experimental) para diferentes valores da potência de entrada ($\lambda=1532$ nm).

A primeira conclusão obtida a partir desta figura consta da limpeza do sinal obtido. As curvas possuem um ruído experimental quase desprezível, o que torna a extração dos pontos fáceis altamente confiável. Para obtermos curvas com esta qualidade utilizamos apenas o recurso de média do próprio osciloscópio, tomando os devidos cuidados para que este recurso não alterasse qualquer característica útil das curvas.

Na Figura 2-22 temos uma seqüência similar, obtida com o mesmo conjunto de potências de entrada e para a mesma FDE, no entanto neste caso o laser estava sintonizado em $\lambda = 1532$ nm, localizado espectralmente sobre o primeiro pico de ganho da FDE estudada.

Faremos a seguir uma análise mais detalhada do comportamento dos “pontos fáceis” descritos na seção anterior, no entanto perceberemos ao fim deste estudo que a simples observação visual e comparativa destas curvas para condições ou fibras diferentes já pode nos fornecer informações qualitativas que indicam o desempenho da fibra como meio amplificador.

Iniciaremos com o acompanhamento dos valores que P_1 assume para diferentes potências de entrada, bem como para os dois comprimentos de onda escolhidos para análise.

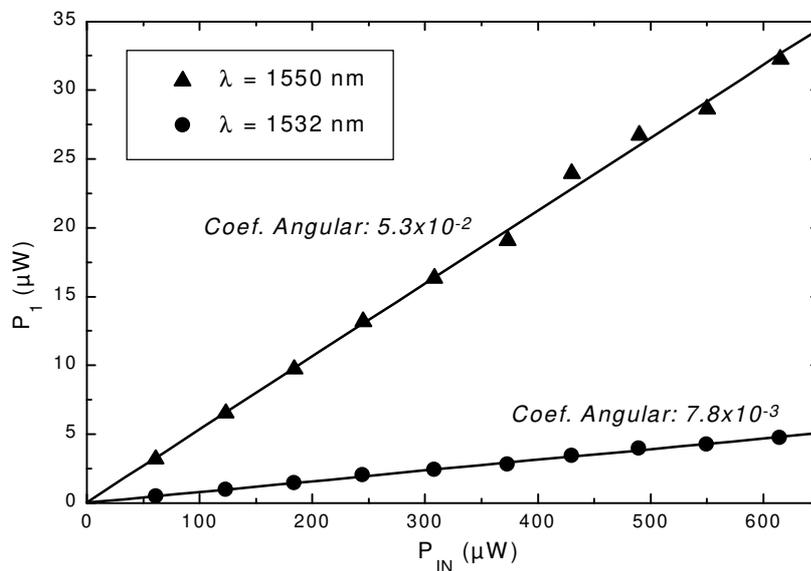


Figura 2-23: Valores obtidos para o primeiro “ponto fácil” P_1 com diferentes potências de entrada ($P_{IN} = P_0$).

Pela análise da Figura 2-23 vemos que P_1 acompanha linearmente a potência de entrada, o que era esperado já que a expressão 2-16 pode ser reescrita como:

$$P_1 = P_0 e^{-\alpha \ell} \quad (2-20)$$

O coeficiente angular das retas obtidas na Figura 2-23 representa então o fator $e^{-\alpha \ell}$, e sendo 3 m o comprimento ℓ da fibra utilizado vemos que o coeficiente de absorção linear α da fibra possui o valor de 0.98 m^{-1} em $\lambda=1550$ nm e 1.62 m^{-1} em $\lambda=1532$ nm. É comum expressarmos estes valores em [dB/m], logo temos uma atenuação de 4.3 dB/m em $\lambda=1550$ nm e 7.0 dB/m em $\lambda=1532$ nm.

Este primeiro resultado que nos dá o coeficiente de absorção linear pode em princípio parecer trivial, sem nada acrescentar ao tradicional método de *cutting-back*¹⁰ onde mede-se a transmitância da FDE para diversos comprimentos de fibra. No entanto, todos os métodos estáticos ou seja, aqueles que trabalham com lasers em regime CW não estão imunes aos efeitos de origem não linear inerente aos processos ocorrentes no interior das fibras dopadas. Quando aplicamos um sinal contínuo e medimos a atenuação causada pela fibra, não temos como saber se a potência aplicada é baixa o suficiente para que a absorção da fibra já não esteja num regime saturado. Se isto acontecer não estaremos medindo o coeficiente de atenuação linear α . O nosso método nos dá a certeza de que o P_1 de onde extraímos os valores da potência transmitida ainda está em regime linear, qualquer que seja a potência aplicada na fibra. Esta certeza decorre como já comentado do fato das populações do érbio não responderem rapidamente à excitação externa. Vemos assim a primeira vantagem de estarmos trabalhando com a dinâmica temporal da resposta da FDE.

É bom deixarmos claro que a análise acima é válida quando sabemos com precisão a potência de entrada P_0 , o que a princípio pode parecer trivial mas não o é no caso de fibras dopadas. Na verdade é muito difícil determinarmos a quantidade de luz que está realmente sendo acoplada na fibra sem fazermos uso de um método destrutivo, o que não desejamos. Veremos no prosseguimento deste capítulo que o nosso método é capaz de obter o coeficiente de absorção linear, e indiretamente o valor real da potência aplicada na fibra de uma maneira simples e não destrutiva.

Continuando com nossa análise, passamos agora para a observação da derivada inicial dP_1/dt para as diversas curvas apresentadas na Figura 2-21 e na Figura 2-22. A Figura 2-24 representa os valores da derivada inicial expressos em [mW/s] em função da potência de entrada e para os dois comprimentos de onda que estamos trabalhando.

Novamente podemos rescrever a equação 2-17 em termos dos pontos fáceis da seguinte forma:

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{P_1}{\tau} \left[\frac{P_0 - P_1}{P_{SAT}} \right] \quad (2-21)$$

e se usarmos 2-20 teremos:

$$\frac{dP_1}{dt} = P_0^2 \left[\frac{e^{-\alpha l} - e^{-2\alpha l}}{\tau P_{SAT}} \right] = P_1^2 \frac{e^{\alpha l} - 1}{\tau P_{SAT}} \quad (2-22)$$

onde então vemos que a derivada inicial deve depender de forma quadrática com a potência de entrada (P_0), ou de saída (P_1), exatamente como confirmado pela Figura 2-24. Além disso um ajuste dos dados experimentais com uma parábola natural nos fornece o valor da constante multiplicativa que estará então relacionada com o produto do tempo de vida pela potência de saturação.

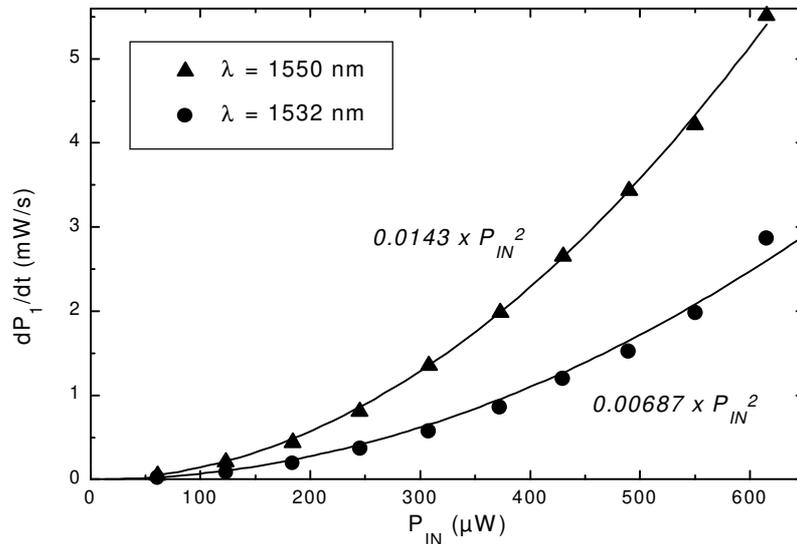


Figura 2-24: Valores obtidos para o segundo “ponto fácil” dP_1/dt com diferentes potências de entrada.

Finalizando esta análise individual dos “pontos fáceis” devemos repetir o procedimento seguido até então para o caso do P_2 , como é então mostrado na Figura 2-25. No caso de P_2 temos basicamente as informações fornecidas pelo método de Saleh¹⁵, pois sendo este ponto escolhido quando o sistema já está em estado estacionário, estaremos obtendo a mesma resposta da fibra que teríamos caso aplicássemos um sinal CW. Desta forma fica claro que o método dinâmico proposto contém o método de Saleh e acrescenta elementos que o tornam mais completo e flexível, e contrariamente ao que se possa imaginar, com uma maior facilidade experimental na obtenção dos valores desejados.

A expressão que governa o comportamento de P_2 pode ser obtida de forma inversa através da expressão final que obtivemos (eq. 2-18).

$$P_2 = \eta_{out} P_0 \exp \left[-\alpha \ell + \frac{P_0 - (P_2 / \eta_{out})}{P_{SAT}} \right] \quad (2-23)$$

O método de Saleh como dissemos consiste então de um ajuste dos valores obtidos para a transmitância da FDE (P_2/P_0) com a expressão 2-23 . Deve-se notar porém que trata-se de uma equação transcendental que torna o ajuste relativamente

instável, principalmente porque no método de Saleh tanto a potência de saturação intrínseca como o coeficiente de absorção linear são parâmetros deste mesmo ajuste.

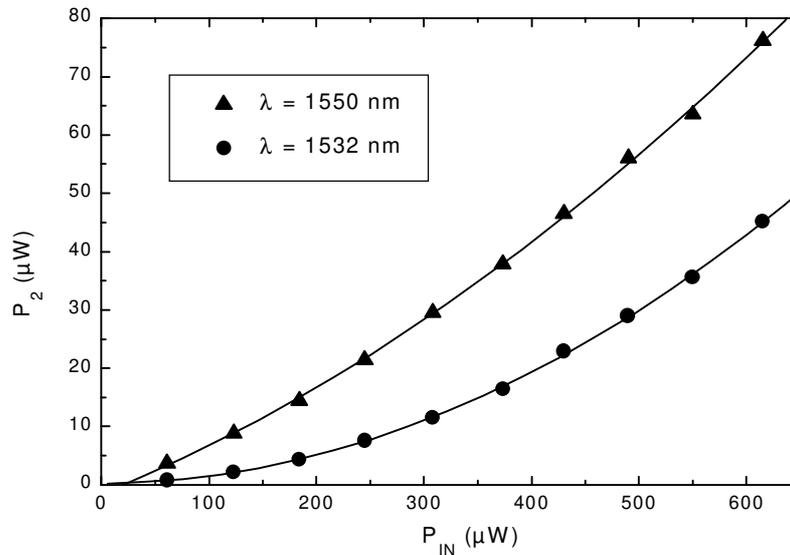


Figura 2-25: Valores obtidos para o terceiro “ponto fácil” P_2 com diferentes potências de entrada.

Além disso o comportamento de absorvedor saturável da FDE é expresso justamente pelo valor de P_2 ou seja, ao aumentarmos a potência de entrada a curva de P_2 é morfologicamente similar à uma função sigmoideal, com um ponto de inflexão central que separa uma região (para baixas potências) com uma derivada segunda positiva, de uma segunda região (para altas potências) com derivada segunda negativa e derivada primeira tendendo a zero, como representamos esquematicamente na Figura 2-26.

Note que nas nossas medidas apresentadas na Figura 2-25 obtivemos valores correspondentes apenas ao início da curva total de transmitância da fibra, como está destacado na Figura 2-26. Do ponto de vista experimental o método dinâmico ou método dos “pontos fáceis” necessita de uma variação da potência de entrada bem inferior ao método de Saleh. Neste último verificamos experimentalmente que existe a necessidade de obtermos ao menos alguns pontos experimentais com a fibra em estado de intensa saturação ou seja, após o ponto de inflexão da Figura 2-26, caso contrário a obtenção dos valores de α e P_{SAT} como parâmetros do ajuste perde muito em confiabilidade.

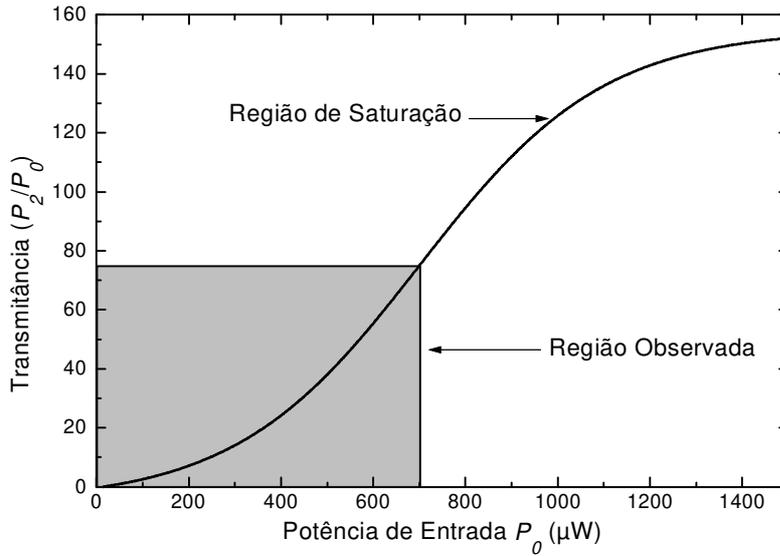


Figura 2-26: Representação apenas ilustrativa do comportamento de P_2 para valores de potência de entrada superiores àqueles medidos.

Afirmamos a alguns parágrafos que o nosso método permite a obtenção do coeficiente de absorção linear e conseqüentemente da potência de entrada P_0 de forma não destrutiva. Manipulando algebricamente as expressões 2-17 e 2-18 obtemos:

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = \frac{P_1^2}{\tau P_{sat}} [e^{\alpha \ell} - 1] \quad (2-24)$$

a derivada dP_1/dt , o ponto P_1 , e a potência de saturação intrínseca P_{SAT} podem ser determinada independentemente da potência de entrada, logo:

$$e^{\alpha \ell} = 1 + \frac{\tau \eta_{out} P_{sat}}{P_1^2} \frac{\partial P_1}{\partial t} \quad (2-25)$$

ou seja, sabendo-se o comprimento da fibra ℓ e com a aplicação do nosso método podemos obter de forma não destrutiva o coeficiente de absorção linear α .

Finalizada esta análise pormenorizada de todos os aspectos envolvidos no sistema dinâmico de obtenção de parâmetros intrínsecos, devemos agora testá-lo praticamente para confirmarmos tanto a validade como a viabilidade de uso.

Em princípio não existe um método equivalente que pudéssemos utilizar para então compararmos os resultados obtidos, o mais próximo seria o método de Saleh que como já mostrado está praticamente incluído no nosso método dinâmico e conseqüentemente uma comparação com este não passaria de redundância. No entanto podemos realizar dois testes complementares para provarmos ao menos a confiabilidade do método proposto.

A primeira maneira de testarmos a consistência do método está em aplicarmos a expressão 2-19 para as duas seqüência de curvas obtidas e apresentadas na Figura 2-21 e na Figura 2-22. Cada uma destas curvas foi obtida com potências de entrada diferentes, o que implica em valores de P_1 , dP_1/dt e P_2 diferentes, no entanto a potência de saturação (P_{SAT}) obtida deve ser a mesma, pois trata-se de um parâmetro intrínseco da fibra que não deve depender da potência aplicada durante o processo de medida.

Na Figura 2-27 temos então os valores obtidos para a potência de saturação intrínseca em função da potência do pulso quadrado aplicado para a realização das medidas.

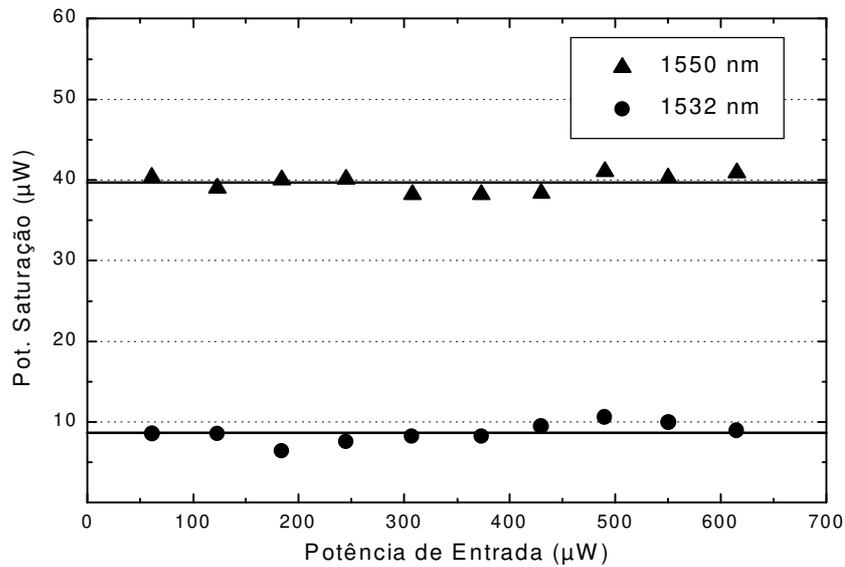


Figura 2-27: Valores obtidos para a potência de saturação intrínseca em dois comprimentos de onda e para diferentes potências de entrada.

Notamos que como esperado, os valores obtidos para a P_{SAT} são independentes da potência aplicada à fibra, com um desvio padrão entre 5% e 10%. Vemos também que os valores variaram muito com o comprimento de onda, o que também é esperado já que as seções de choque de emissão e absorção variam muito entre os dois comprimentos de onda escolhidos.

Devemos destacar um fator muito interessante observado quando da aplicação do nosso método; como dissemos, sendo a P_{SAT} um parâmetro intrínseco da FDE, não deve depender da potência de entrada e portanto deve assumir os mesmos valores para vários conjuntos de “pontos fáceis”, no entanto estamos tratando com uma expressão não linear e esta afirmação só é válida para um determinado valor do tempo de vida de estado excitado (τ_{21}) que também entra na expressão utilizada.

O parágrafo anterior ficará mais claro da seguinte forma: tomaremos os vários conjuntos de pontos fáceis (P_1 , dP_1/dt e P_2) obtidos nas 20 curvas (10 em cada comprimento de onda) e aplicaremos a expressão 2-19 para vários valores diferentes de τ . Feito isso observaremos o desvio padrão dos resultados para a P_{SAT} . Esta análise está apresentada na Figura 2-28.

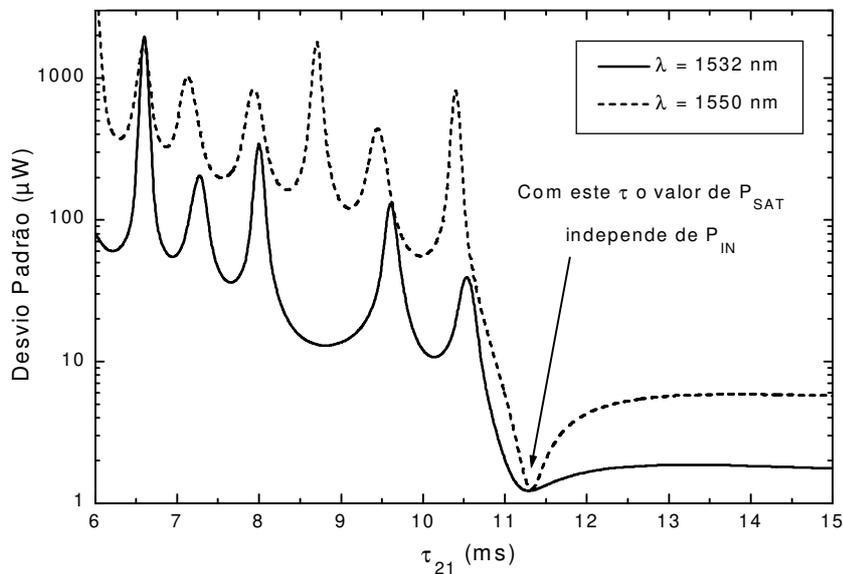


Figura 2-28: Variação do desvio padrão da expressão de P_{SAT} para diferentes valores do tempo de vida do estado excitado τ .

Notamos então um interessante comportamento do desvio padrão para valores de τ_{21} entre 6 ms e 15 ms, com um ponto de mínimo em 11.3 ms, ou seja este valor para o tempo de vida do estado excitado é o único que faz com que a P_{SAT} obtida através da expressão 2-19 seja realmente independente da potência de entrada aplicada a FDE. Este resultado é extremamente interessante, pois cria uma correlação obrigatória entre medidas completamente independentes.

Devemos agora completar esta análise com uma medida independente do tempo de vida do estado excitado (τ_{21}) de forma a completar a caracterização feita até então e confirmar o ponto de mínimo no desvio padrão como descrito no parágrafo anterior.

A determinação experimental de τ_{21} contribui não só para a obtenção da potência de saturação intrínseca, mas também como um seguro indicativo da qualidade da fibra. Sabe-se que fibras com baixos tempos de vida indicam a ocorrência de troca de energia entre íons causado pela possível formação de clusters, o que pode então ser utilizado pelo fabricante de fibra como um parâmetro de realimentação que

determina a máxima concentração de érbio que pode ser utilizada para uma determinada configuração.

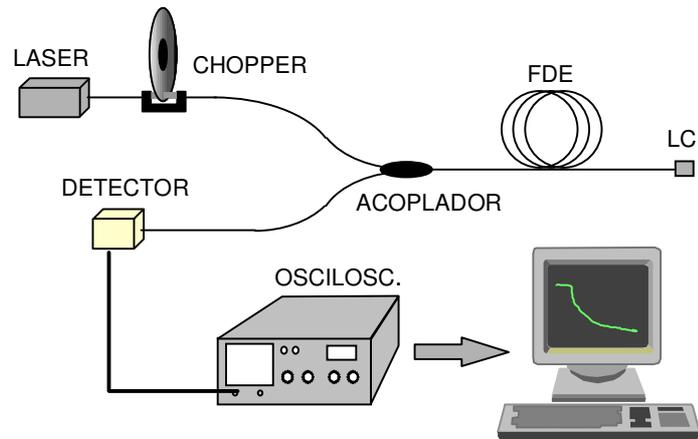


Figura 2-29: Montagem experimental para obtenção do tempo de vida do estado excitado (τ).

A Figura 2-29 mostra o esquema da montagem experimental utilizada para a obtenção do tempo de vida τ_{21} . Nesta montagem utilizamos um acoplador para aplicar na fibra dopada a ser caracterizada um pulso de luz que pode ter tanto o comprimento de onda do bombeamento como do próprio sinal, pois ambos levam (indiretamente ou diretamente) os íons de Er^{3+} para o estado excitado. Este pulso de luz deve possuir um tempo de descida bem inferior ao tempo de vida que desejamos medir, ou seja pulsos com decaimento menores do que $100 \mu\text{s}$ são bastante adequados. A outra extremidade da FDE não é conectada a nada, devendo-se apenas tomar os cuidados necessários para reduzir a reflexão na interface fibra-ar (por exemplo utilizando-se um líquido casador de índice - LCI). Veja que o pulso de bombeamento passa pela fibra excitando os íons de Érbio e depois sai da mesma, não sendo captado pelo detector. Já o sinal devido ao decaimento espontâneo dos íons de Érbio é gerado dentro da fibra sem sentido preferencial, ou seja, co-propagante e contra-propagante em relação ao pulso de bombeamento. A parte deste sinal co-propagante é eliminada no fim da FDE juntamente com a porção do pulso de bombeamento que não foi absorvido, enquanto que a porção contra-propagante retorna ao WDM e toma o caminho do braço de $1.55 \mu\text{m}$, chegando então até o detector. Esta configuração evita uma possível saturação do detector com a alta potência do bombeamento, principalmente no caso de fibras curtas onde a porção de bombeamento não absorvida é muito maior do que o sinal gerado espontaneamente pelo érbio.

Para determinarmos τ_{21} observamos então no osciloscópio um sinal do tipo exponencial decrescente que aparece após o desligamento do laser, devido justamente aos fótons gerados pela emissão dos íons de érbio. Um ajuste exponencial desta curva permite a extração da constante de decaimento que seria justamente o τ_{21} desejado. A Figura 2-30 a seguir apresenta as exponenciais decrescentes obtidas com a técnica descrita para diferentes potências do pulso de bombeamento. Nesta figura a ordenada está em escala logarítmica e a aparência linear das curvas confirma a hipótese de decaimento exponencial.

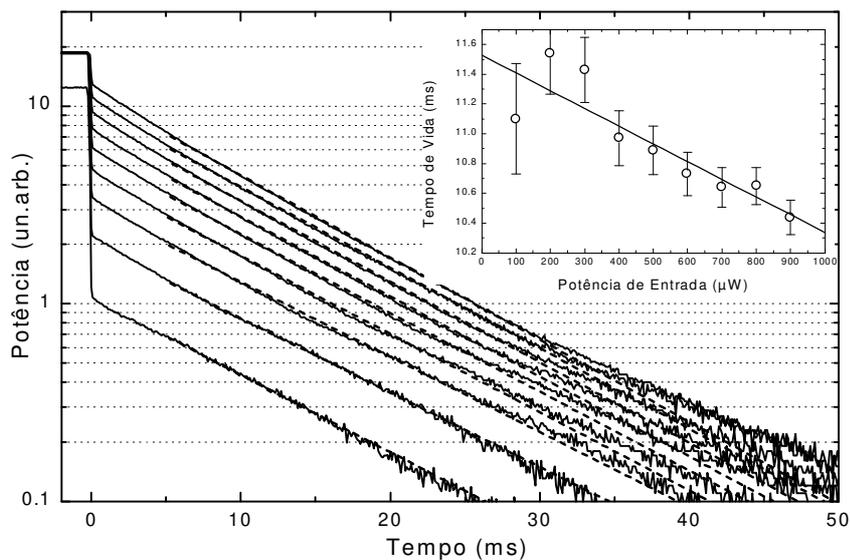


Figura 2-30: Representação em escala logarítmica do decaimento espontâneo observado após o desligamento do pulso de entrada, para várias potências de entrada. No detalhe temos o valor da constante de decaimento.

Em princípio, apenas uma medida seria suficiente para obtermos, através do ajuste matemático, a constante de decaimento e conseqüentemente o τ_{21} , no entanto como já mencionado, estamos cientes da presença de uma quantidade considerável de ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) que atua por um determinado tempo mesmo após a ausência do sinal aplicado. A influência desta ASE nos valores obtidos pode ser melhor compreendida fazendo-se uma analogia com a expressão 2-9, onde a potência do sinal aplicado faz com que tenhamos um τ_{eff} menor do que o τ_{21} intrínseco do érbio na fibra. A ASE atua da mesma forma, causando também uma redução no tempo de decaimento observado, e para eliminarmos este efeito fazemos uma seqüência de medidas com potências de bombeio cada vez menores, o que nos permite a obtenção (através de extrapolação) do valor de τ_{21} para o caso de ausência total de ASE. Esta extrapolação pode ser vista na inserção da Figura 2-1.

Além da proporcionalidade inversa entre o tempo obtido e a potência do pulso aplicado (e consequentemente da ASE), vemos que o valor obtido foi próximo a 11.5 ms, o que está de acordo com o mínimo na curva de desvio padrão (Figura 2-28).

Fizemos ainda um outro teste que como dissemos, é complementar ao primeiro e visa analisar de forma quantitativa tanto as aproximações utilizadas durante a modelagem, como principalmente o erro sistemático devido à extração dos “pontos fáceis” da curva de sinal transmitido.

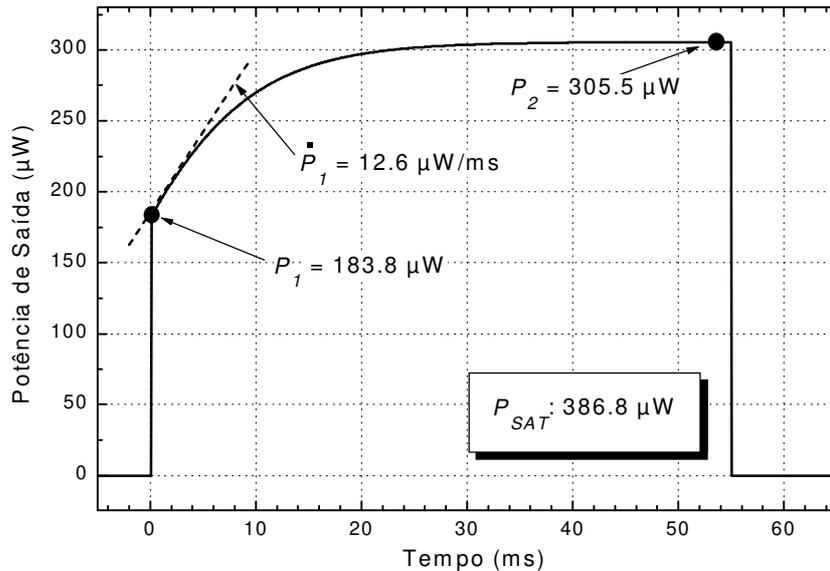


Figura 2-31: Resultado de simulação numérica utilizando diferenças finitas para a propagação de um pulso quadrado de sinal em uma fibra dopada com érbio.

Para a realização deste teste resolvemos numericamente o sistema de quatro equações composto pela equação de propagação e pelas três equações de taxa (nesta simulação consideramos bombeamento indireto, com um tempo de vida do estado bombeado (terceiro nível) muito inferior ao tempo de vida do estado excitado, o que faz com que a população deste terceiro nível seja muito menor do que as populações n_1 e n_2).

Estas equações foram resolvidas numericamente utilizando um método padrão de diferenças finitas e um resultado típico pode ser visto na Figura 2-31.

No caso da curva apresentada utilizamos os seguintes parâmetros para a simulação numérica: $\sigma_a = 3.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$, $\sigma_e = 5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$, $\Gamma_p = 0.7$, $\Gamma_s = 0.4$, $\tau_{21} = 12 \text{ ms}$, e $P_s^{\text{IN}} = 500 \mu\text{W}$. Com estes parâmetros a potência de saturação intrínseca tem, por definição (expressão 2-10), o valor de $394.4 \mu\text{W}$. No entanto se extrairmos os valores dos “pontos fáceis” da curva obtida numericamente, e aplicarmos a equação final para o

nosso método (eq. 2-19) obteremos $P_{SAT} = 387 \mu W$. Este procedimento nos mostra que nossa modelagem analítica está de acordo com a solução numérica do sistema, e além disso podemos atribuir um erro de aproximadamente 2% unicamente ao processo de extração dos pontos fáceis diretamente da curva obtida.

2.8 DINÂMICA DE GANHO DE AMPLIFICADORES A FIBRA DOPADA COM ÉRBITO¹⁷:

Nas seções anteriores trabalhamos, tanto na modelagem teórica como na realização dos experimentos, com a fibra dopada como sendo o elemento a ser estudado e caracterizado. O método empregado para obtermos os parâmetros intrínsecos fizeram uso de apenas um sinal propagando pela fibra, ou seja, podemos dizer que a fibra era a nossa amostra a ser estudada.

Nesta seção estaremos interessados no amplificador como um todo, não do ponto de vista de dispositivo ou seja, não estaremos interessados especificamente na análise dos vários elementos que compõe o AFDE como isoladores, acopladores WDM, filtros, etc. Dizemos que agora queremos estudar o amplificador porque nosso trabalho considerará a propagação de um sinal pela fibra quando esta está em diversas condições de inversão de população.

Podemos dizer que as análises seguintes visam uma caracterização do AFDE quando já montado, não objetivando a extração de parâmetros intrínsecos mas sim de características sistêmicas como por exemplo a potência de saturação de sinal, ou seja, a potência de sinal na entrada do amplificador que faz com que o ganho reduza à metade do ganho para pequeno sinal (chamado ponto de -3dB).

O modelamento analítico apresentado na seção anterior considerava apenas um sinal sendo propagado pela fibra. No caso de termos também uma potência de bombeio, a equação de taxa para o sistema de dois níveis fica:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \left(\frac{\sigma_{as} I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_{ap} I_p}{h\nu_p} \right) N_1 - \left(\frac{\sigma_{es} I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_{ep} I_p}{h\nu_p} \right) N_2 - \frac{N_2}{\tau} - W \quad (2-26)$$

onde I_s e I_p são as intensidades de sinal e bombeio respectivamente, σ_{as} , σ_{ap} , σ_{es} , σ_{ep} são também respectivamente as seções eficazes de absorção do sinal, absorção do bombeio, emissão do sinal e emissão do bombeio. O termo W representa a taxa de transição devida à amplificação da emissão espontânea (ASE) e será desconsiderada no prosseguimento deste modelamento.

Além da equação de taxa, necessitamos agora de duas equações de propagação; uma para a radiação com o comprimento de onda do sinal e outra para a radiação com o comprimento de onda do bombeio:

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_s}{\partial z} &= -N_1\sigma_{as}I_s + N_2\sigma_{es}I_s - \alpha_{bs}I_s \\ \frac{\partial I_p}{\partial z} &= -N_1\sigma_{ap}I_p + N_2\sigma_{ep}I_p - \alpha_{bp}I_p\end{aligned}\quad (2-27)$$

onde os coeficientes α_{bs} e α_{bp} representam a atenuação residual (ou de background) devida apenas aos efeitos de espalhamento intrínsecos de uma fibra óptica, mesmo sem a presença de elementos ativos como o érbio. Estas equações podem ser rescritas de forma mais compacta quando fazemos a suposição de sistema de dois níveis onde temos a população total constante $N=N_1+N_2$.

Rigorosamente devemos considerar as distribuições radiais tanto das intensidades ópticas como das populações, no entanto tais distribuições estarão contidas em fatores de overlapping que caracterizarão o acoplamento entre o modo da radiação e a distribuição transversal dos íons de érbio. Com estes fatores podemos integrar as intensidades sobre toda a área eficaz da fibra para obter as potências propagantes.

No caso das populações estaremos trabalhando sempre com um valor médio equivalente sobre toda a área de seção da fibra.

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_s}{\partial z} &= -N\sigma_{as}I_s + N_2(\sigma_{as} + \sigma_{es})I_s - \alpha_{bs}I_s \\ \frac{\partial I_p}{\partial z} &= -N\sigma_{ap}I_p + N_2(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})I_p - \alpha_{bp}I_p\end{aligned}\quad (2-28)$$

A potência de saturação intrínseca cujo método de caracterização foi descrito em seção anterior agora possuirá um sub-índice que indica se a mesma refere-se ao comprimento de onda do sinal ou do bombeio:

$$P_S^{SAT} = \frac{h\nu_s A}{\Gamma_s(\sigma_{es} + \sigma_{as})\tau} \quad ; \quad P_P^{SAT} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_p(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\tau} \quad (2-29)$$

Definiremos ainda as potências normalizadas S e P e os coeficientes auxiliares β_s e β_p :

$$S = \frac{P_S}{P_S^{sat}} \quad ; \quad P = \frac{P_P}{P_P^{sat}} \quad (2-30)$$

$$\beta_s = \frac{\alpha_s}{(\sigma_{es} + \sigma_{as})\Gamma_s N} \quad ; \quad \beta_p = \frac{\alpha_p}{(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})\Gamma_p N} \quad (2-31)$$

Podemos então rescrever a equação de taxa da seguinte forma:

$$\frac{\tau}{N} \frac{\partial N_2}{\partial t} = \beta_s S + \beta_p P - (S + P) \frac{N_2}{N} - \frac{N_2}{N} \quad (2-32)$$

e considerando também que para as situações que estudaremos a absorção residual é muito menor do que a absorção devida à presença dos íons de érbio, podemos desprezar momentaneamente os coeficientes α_{bp} e α_{bs} e rescrever as equações de propagação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial z} &= -\alpha_s S + \frac{\alpha_s}{\beta_s} S \frac{N_2}{N} \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= -\alpha_p P + \frac{\alpha_p}{\beta_p} P \frac{N_2}{N} \end{aligned} \quad (2-33)$$

As equações obtidas, já com as aproximações impostas, ainda constituem um sistema acoplado e bidimensional em z e t .

A solução numérica deste sistema é direta e comumente utilizada nos projetos de dispositivos baseados em FDE. Alteramos o código descrito na seção anterior para o caso de propagação de dois sinais, em comprimentos de onda diferentes. Com isso pudemos obter as potências ópticas (para o sinal e para o bombeio) e as populações dos níveis energéticos (N_1 , N_2 e possivelmente N_3) em qualquer ponto da fibra e para qualquer instante de tempo. Os resultados obtidos com este software serão apresentados ainda neste capítulo, no entanto iremos um pouco mais além no desenvolvimento analítico do modelo para chegarmos à expressões que possam nos fornecer ao menos os perfis de comportamento das diversas grandezas envolvidas no sistema.

Creemos que procedimentos analíticos deste tipo são úteis principalmente quando a visualização intuitiva dos fenômenos envolvidos é fundamental para uma compreensão estruturada da física envolvida.

Para continuarmos então com o modelo analítico iremos aplicar nas equações de propagação a mesma técnica que utilizamos para as distribuições transversais de érbio e campo, ou seja, integraremos as grandezas envolvidas ao longo da fibra definindo os seguintes valores médios equivalentes:

$$\bar{n} = \frac{1}{z} \int_0^z \frac{N_2}{N} dz \quad ; \quad \bar{P} = \frac{1}{z} \int_0^z P dz \quad ; \quad \bar{S} = \frac{1}{z} \int_0^z S dz \quad (2-34)$$

que nos permite escrever uma equação de taxa válida não pontualmente, mas para a fibra como um todo:

$$\tau \dot{\bar{n}} = \beta_s \bar{S} + \beta_p \bar{P} - \bar{n}(\bar{S} + \bar{P}) - \bar{n} \quad (2-35)$$

e as equações de propagação quando integradas em z se transformam em equações que relacionam apenas as potências na entrada e na saída da fibra. Desta forma utilizaremos ao invés da coordenada z , já o próprio comprimento da fibra ℓ (limite de integração).

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{S}{S_{in}}\right) &= \alpha_s \ell \left(\frac{\bar{n}}{\beta_s} - 1\right) \\ \ln\left(\frac{P}{P_{in}}\right) &= \alpha_p \ell \left(\frac{\bar{n}}{\beta_p} - 1\right) \end{aligned} \quad (2-36)$$

onde agora S e P indicam as potências de sinal e bombeio no ponto $z = \ell$, ou no fim da fibra, enquanto que S_{in} e P_{in} são as potências aplicadas no início da fibra.

Eliminando a inversão de população média (\bar{n}), chegamos a uma expressão que relaciona a variação de potência de sinal entre entrada e saída da fibra com a variação equivalente para o bombeio, ou seja:

$$\ln\left(\frac{S}{S_{in}}\right) = \beta \ln\left(\frac{P}{P_{in}}\right) + \beta \alpha_p \ell - \alpha_s \ell \quad (2-37)$$

onde β é definido como:

$$\beta = \frac{\beta_p \alpha_s}{\beta_s \alpha_p} = \frac{\Gamma_s (\sigma_{es} + \sigma_{as})}{\Gamma_p (\sigma_{ep} + \sigma_{ap})} \quad (2-38)$$

A equação 2-37 já pode nos fornecer valiosas informações quanto aos processos ocorridos durante a amplificação óptica. Em primeiro lugar, podemos rescrevê-la da seguinte forma:

$$S = S_{in} \left(\frac{P}{P_{in}}\right)^\beta e^{(\beta \alpha_p - \alpha_s) \ell} \quad (2-39)$$

mostrando que o ganho de sinal depende intrinsecamente apenas da razão entre as potências de saturação para o comprimento de onda do sinal e do bombeio e dos

coeficientes de absorção linear, justamente os parâmetros que extraímos com o método dinâmico apresentado na seção 2.6 .

Além disso vemos também que o ganho de sinal está relacionado de maneira dinâmica com a absorção do bombeio ao longo da fibra, o que era esperado para o caso de bombeio longitudinal. Note que se tivermos uma fibra já devidamente caracterizada quanto aos parâmetros intrínsecos citados acima, bastará sabermos a potência remanescente ou residual de bombeio no fim da fibra para determinarmos tanto o ganho como a potência de saída de sinal.

Este fato nos faz pensar em uma alteração do desenho padrão de AFDE. Comumente utiliza-se um acoplador de 1% a 5% na saída do amplificador para tomar uma amostra do sinal e monitorar o desempenho do dispositivo. Utiliza-se ainda filtros que impedem a passagem do bombeio residual para que este não se torne um ruído indesejável na linha de transmissão. Poderíamos então utilizar um acoplador WDM na saída do AFDE com a função de separar o bombeio residual presente na saída da FDE. A análise diferencial da potência de bombeio na entrada e na saída do AFDE permitiria, a partir da expressão 2-39 , sabermos o ganho atual do amplificador e se há ou não sinal sendo amplificado.

Note que esta configuração faz com que o WDM da saída tenha as funções de “tap” de monitoramento e filtro, com a vantagem complementar de não interferir sobre o sinal a ser amplificado.

Nosso maior interesse agora está no estudo do comportamento transiente do amplificador quando este está saturado pelo sinal, ou seja quando o sinal aplicado e amplificado ao longo da fibra atinge níveis de potência capazes de perturbar consideravelmente as populações dos estados eletrônicos, fazendo assim com que a resposta do meio dependa da dinâmica populacional.

Ficou claro que o modelamento analítico que estamos apresentando é extremamente útil do ponto de vista prático por estabelecer relações entre as potências ópticas de ambos os campos presentes na entrada e na saída da fibra, justamente as grandezas que temos acesso experimentalmente, no entanto o estudo numérico deste sistema permite a visualização do processo ao longo da fibra, o que contribui em muito para a compressão da dinâmica do sistema.

Existem a priori duas situações a serem observadas: A evolução temporal e espacial do sistema bombeado constantemente e na presença de um pulso quadrado de pequeno sinal, e o sistema na mesma situação porém com um pulso de sinal relativamente mais potente, atingindo assim o estado de saturação comentado.

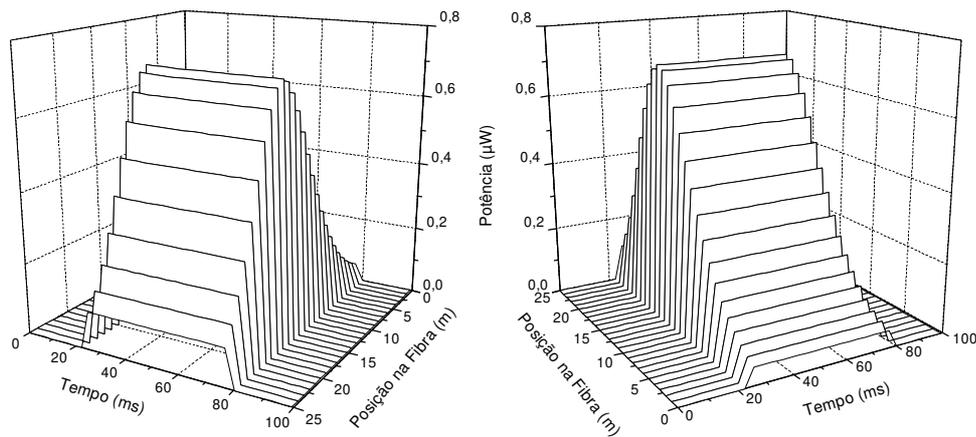


Figura 2-32: Resultados de simulação computacional mostrando a evolução ao longo da fibra de um pulso quadrado de 65 ms e $0.1 \mu\text{W}$. Os dois gráficos representam a visualização da fibra pelas duas extremidades, de acordo com o eixo de propagação.

Iniciemos com a apresentação das simulações para o caso de pequeno sinal. Trata-se então da aplicação de um pulso quadrado de aproximadamente 60 ms e $0.1 \mu\text{W}$ em uma fibra dopada com érbio de 25 metros de comprimento, e demais características idênticas àquelas apresentadas na Tabela 2-1. O bombeio neste caso foi de 15 mW ressonante com o segundo estado excitado (relembrando que o tempo de vida deste segundo nível é de $100 \mu\text{s}$, fazendo com que tenhamos algo muito próximo de um sistema de apenas dois níveis na escala de tempo de ms).

A Figura 2-32 mostra a evolução do pulso ao longo da fibra, com um pico de potência em $\ell = 16$ metros. Este comprimento da fibra onde ocorre o máximo de potência do sinal recebe o nome de comprimento ótimo ($\ell_{\text{ótimo}}$) e é justamente onde a fibra deve ser cortada para maior eficiência de amplificação. Fibras com comprimentos superiores a $\ell_{\text{ótimo}}$ sofrem do efeito de reabsorção do sinal, pois os metros de FDE adicionais não estarão na condição de população invertida.

Note que neste caso de pequeno sinal, a amplificação é feita com uma distorção desprezível ao pulso inicial. Seria interessante observarmos agora como que a potência de bombeio se comporta na presença deste sinal.

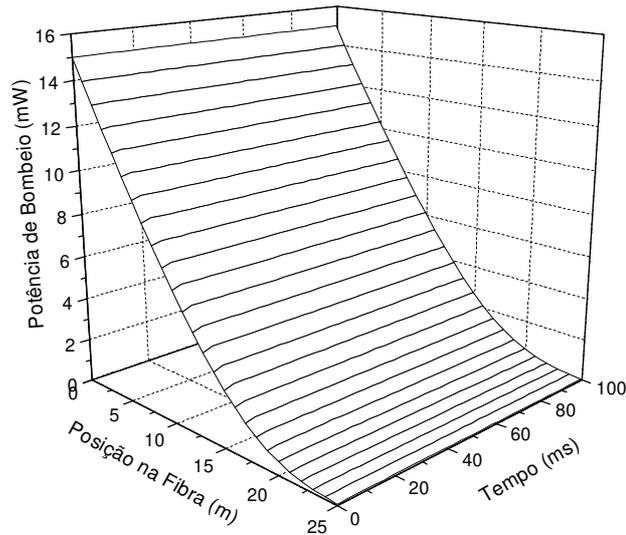


Figura 2-33: Resultado de simulação numérica mostrando o comportamento da potência de bombeio ao longo da fibra no caso da aplicação de um sinal quadrado de baixa potência.

Nesta Figura 2-33 vemos que a potência de bombeio, inicialmente em 15 mW, cai exponencialmente como esperado pela absorção ao longo da fibra, sem sofrer qualquer interferência quando da aplicação do pulso de sinal.

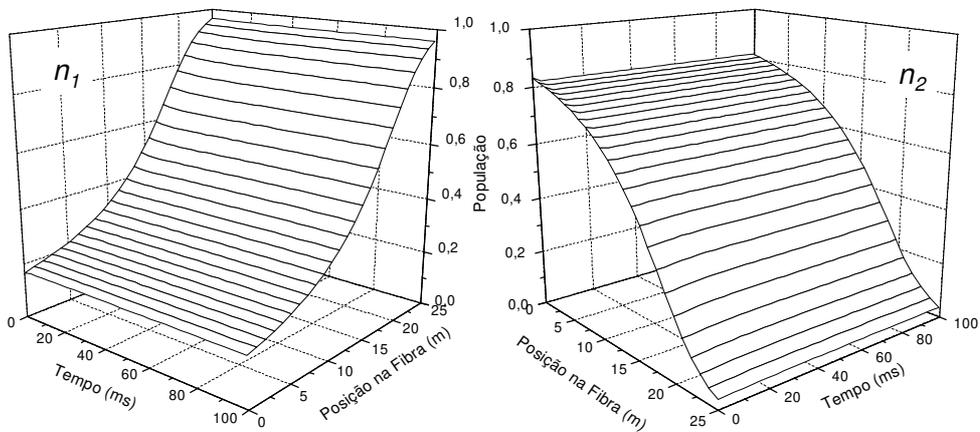


Figura 2-34: Simulação mostrando a evolução temporal e espacial das populações do estado fundamental e do primeiro estado excitado ao longo da fibra. Note que os gráficos estão com os eixos de propagação invertidos entre si.

Este comportamento indiferente ao laser de sinal é refletido também na evolução temporal e espacial das populações dos níveis fundamental e excitado, como apresentado na Figura 2-34, e de modo geral é idêntico àquele que teríamos no caso de uma fibra apenas bombeada e sem a presença de um sinal ressonante com o estado excitado. Note porém que o perfil espacial apresentado não é o mais comum em

meios amplificadores, e a diferença está no fato de termos aqui um bombeio longitudinal, que decai ao longo da fibra causando um similar comportamento na distribuição espacial da inversão de população.

Este detalhe de termos um bombeamento longitudinal é o responsável pela ocorrência de alguns efeitos baseados na possibilidade de termos, na região final da fibra, situações onde a potência de sinal já razoavelmente amplificada seja maior do que o bombeio, em sua maior parte absorvido na região inicial da FDE.

Vamos observar então como é o comportamento do sinal ao se propagar pela mesma fibra, bombeada com a mesma potência de 15 mW, mas no caso do pulso quadrado inicial possuir uma potência na entrada da fibra de 10 μ W.

A característica mais notável das curvas apresentadas na Figura 2-35 é certamente o pico de potência que ocorre no instante inicial da aplicação do sinal, característico de um regime de dinâmica transiente. Nota-se ainda que o tempo de subida é extremamente rápido enquanto que a queda exponencial que se segue ao pico possui uma constante de tempo dada pelo τ_{eff} (eq. 2-9), resultando em um decaimento na escala de milisegundos.

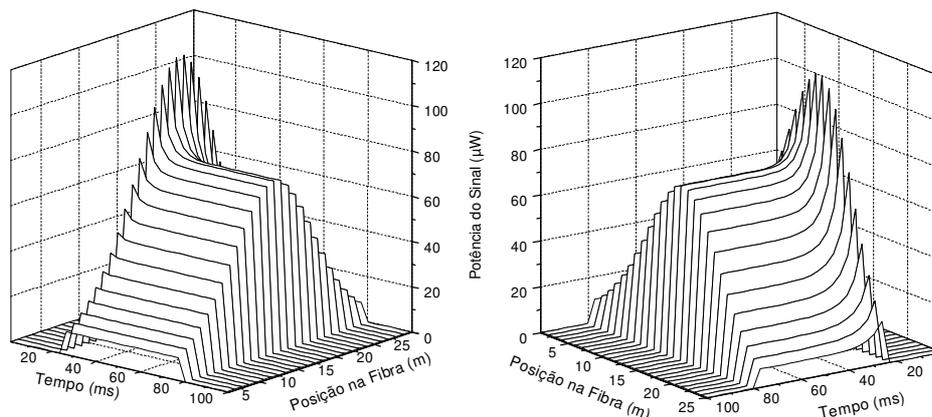


Figura 2-35: Simulação da evolução espacial e temporal de um pulso quadrado em uma FDE bombeada longitudinalmente. Note que os gráficos estão com os eixos de propagação invertidos entre si.

A origem física deste processo transiente de saturação é bem conhecida e foi discutida em vários trabalhos^{18,19,20}, tratando-se basicamente de uma interação dinâmica natural entre os campos e as populações atômicas. De forma resumida, o início do pulso é atuado por um ganho do meio ativo quando este está em estado de população invertida, de acordo com a intensidade do campo de bombeio. Os fótons do início do pulso de sinal iniciam um processo de decaimento estimulado responsável pela amplificação do sinal, mas que simultaneamente reduz a população do estado excitado,

alterando a condição de inversão de população, e conseqüentemente o ganho que atuará sobre o restante do pulso de sinal. No entanto a maioria destes trabalhos citados fazia algumas considerações que não são validas no nosso caso, como por exemplo pulsos com duração bem inferior ao tempo de propagação e desprezo aos efeitos devidos à dinâmica do campo de bombeamento. Mais recentemente, já aplicado ao caso de fibras dopadas com érbio, foram realizados alguns trabalhos¹² que tratam este assunto de maneira mais adequada. A conclusão fundamental destes trabalhos é que a dinâmica lenta de ganho dos AFDE pode ser ignorada quando trabalhamos com sistemas de altas taxas, onde os tempos característicos (ps) são bem inferiores a constante de tempo das populações.

No nosso caso estamos interessados não só na compreensão dos processos ocorrentes nestes sistemas com bombeio longitudinal, mas principalmente na utilização dos conceitos envolvidos nestes processos como um meio de obtenção de parâmetros que caracterizam o meio amplificador quando em operação.

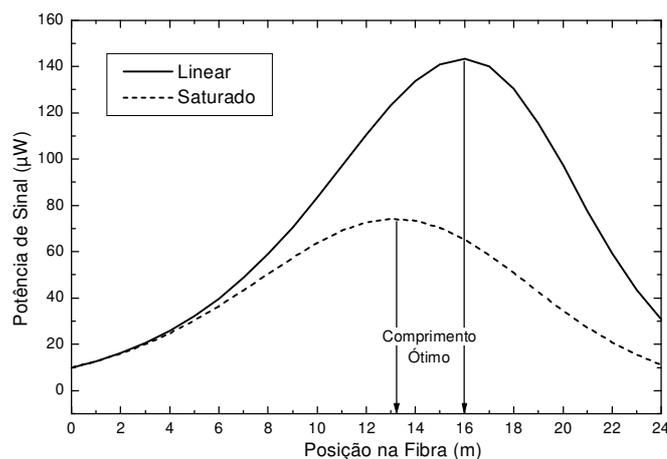


Figura 2-36: Simulação da potência de sinal em função da posição na fibra para o início (linear) e fim (saturado) do pulso quadrado de entrada.

A Figura 2-35 mostra explicitamente o comprimento da fibra onde temos a maior potência de sinal, ou seja, o comprimento ótimo que maximiza o ganho do amplificador. Note porem que o pico de ganho linear (no início do pulso) não coincide com o pico de ganho saturado (no final do pulso). Este efeito pode ser melhor observado se graficarmos a potência do sinal em função da posição na fibra para os instantes imediatamente após a aplicação do pulso e imediatamente antes do término do pulso de sinal (já em estado estacionário).

Com a Figura 2-36 fica claro que o comprimento ótimo em regime linear foi aproximadamente 3 metros maior do que o comprimento ótimo saturado no caso de uma fibra com as características apresentadas na Tabela 2-1 e com potência de bombeio de 15 mW respectivamente.

Esta observação possui implicação direta no desenvolvimento de dispositivos práticos, pois é comum o conceito de um comprimento ótimo de fibra para uma dada potência de bombeio, sem maiores discriminações quanto a potência de sinal que será aplicada ao amplificador. Adiciona-se a isto o fato de que o método atualmente empregado para a determinação do comprimento ótimo utiliza o esquema “cut-back” onde monitora-se o ganho da fibra para diferentes comprimentos. Se esta monitoração for feita com a aplicação de um sinal que não reproduz o nível de potência que será realmente aplicado ao EDFA, o ponto de ganho máximo não refletirá a condição prática mais eficiente. Vejamos agora o que acontece com a evolução do sinal de bombeio quando na presença simultânea deste pulso de sinal e na condição de saturação de ganho.

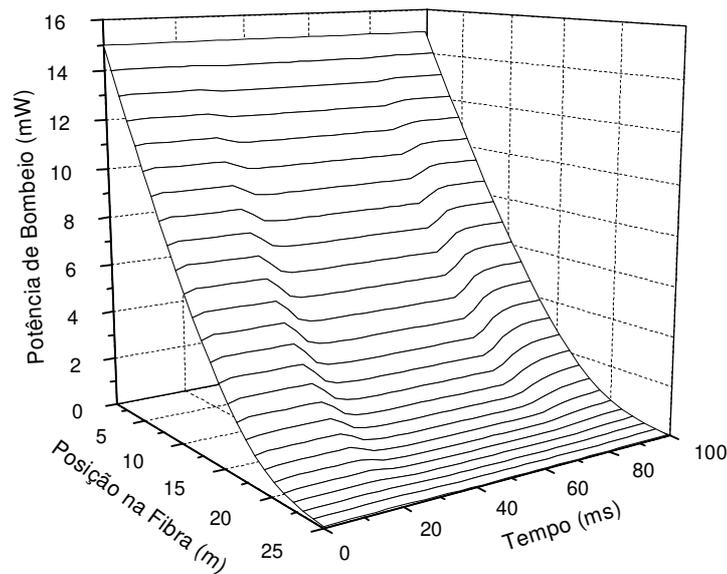


Figura 2-37: Simulação da evolução do bombeio quando na presença de um pulso quadrado de sinal intenso.

A interpretação da Figura 2-37 é baseada na consideração de que a presença de um sinal intenso atua de forma a reduzir a população do nível excitado (n_2) através do processo de emissão estimulada. Esta depopulação de n_2 por sua vez aumenta consideravelmente a absorção do bombeio, gerando a depressão observada nas curvas.

Devemos atentar para o fato de que as derivadas temporais das curvas do sinal e do bombeio para uma mesma posição na fibra são proporcionais. Na verdade este comportamento é previsto na modelagem analítica através da equação 2-37 , pois vemos que o único termo que pode variar com o tempo no caso de sinais de entrada constantes, é o bombeio residual (P), pois os demais parâmetros são características da FDE e não variam com o tempo e nem com o campo incidente.

Esta observação a princípio pode parecer óbvia ou trivial, porém a consideramos fundamental para analisarmos o caso da resposta a uma função degrau. Neste caso o sinal de entrada é constante mas temos uma resposta em regime transiente que pode ser observada durante períodos da ordem de algumas dezenas de milisegundos. Derivando-se temporalmente a equação 2-37 obtemos:

$$\frac{\dot{S}}{S} - \frac{\dot{S}_{in}}{S_{in}} = \beta \left[\frac{\dot{P}}{P} - \frac{\dot{P}_{in}}{P_{in}} \right] \quad (2-40)$$

que no caso de sinais de entrada constantes, as derivadas do sinal e do bombeio na saída da fibra são proporcionais, através da relação:

$$\dot{P} = \frac{P}{\beta S} \dot{S} \quad (2-41)$$

Assim sendo, todo o comportamento transiente observado em um dos comprimentos de onda, será reproduzido (a menos de um fator multiplicativo) no outro comprimento de onda, como demonstrado na Figura 2-38 .

Este cross-talk entre o sinal e o bombeio fica bem reduzido pelo fator β , e sendo de origem populacional é extremamente lento, sendo irrelevante no caso de amplificação de sinais em altas taxas, mas pode em alguns casos ser utilizado para fins de monitoramento ou controle de ganho no caso de sistemas de transmissão de pacotes, quando o AFDE permanece inoperante (porem bombeado) por longos períodos de tempo, como veremos no capítulo 4.

Finalizando este acompanhamento das grandezas envolvidas resta-nos compreender o efeito da propagação dos campos como descritos sobre as populações atômicas do meio ativo.

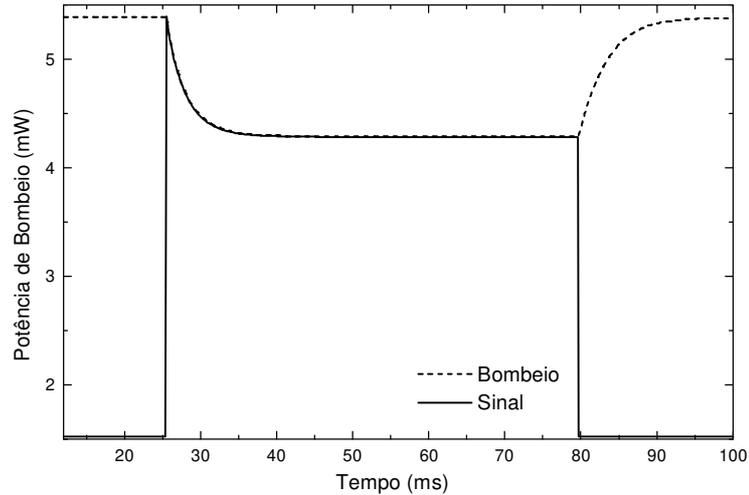


Figura 2-38: Simulação dos perfis do bombeio e do sinal em $\ell = 12$ m. A curva do sinal foi multiplicada por 40 e somada com uma constante para melhor visualização da proporcionalidade entre as derivadas.

Relembramos que no caso de pequeno sinal, tanto o campo do bombeio como as populações ficaram indiferentes à aplicação do pulso quadrado. Em condição altamente saturada, podemos observar alterações relevantes nas populações durante a presença do sinal.

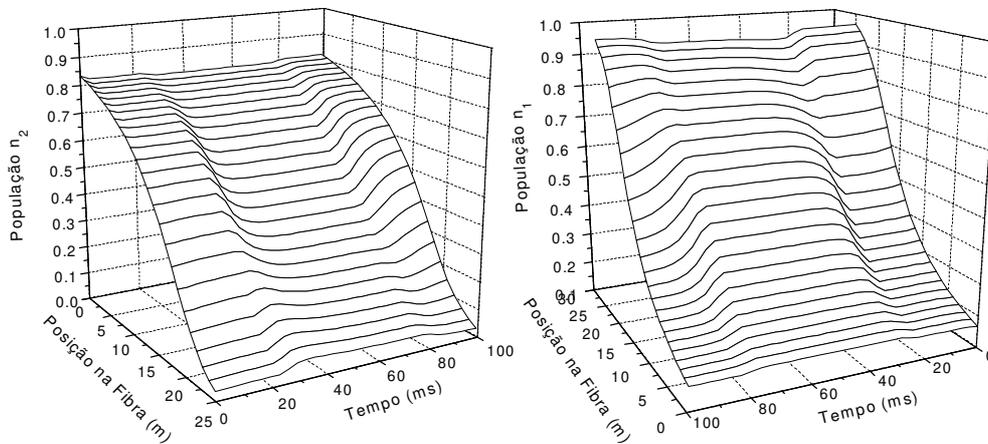


Figura 2-39: Simulações das populações do estado fundamental n_1 e do primeiro estado excitado n_2 .

A Figura 2-39 mostra a evolução das populações do estado fundamental n_1 e do primeiro estado excitado n_2 . Vemos que além do decaimento ao longo da fibra devido à característica longitudinal do bombeio já comentada, temos também uma alteração local destas populações durante a aplicação do pulso quadrado de sinal. Como visto na descrição da Figura 2-37, este comportamento é intuitivamente bem entendido, já que a presença do sinal depopula o estado excitado através do processo de decaimento

estimulado. Percebemos também que esta depopulação depende da posição na fibra, de acordo com a relação entre as potências de sinal e de bombeio.

Na verdade, dependendo da intensidade dos campos aplicados, podemos ter no final da fibra uma situação na qual o bombeio já foi de tal forma absorvido que o campo de sinal (já amplificado na seção inicial da fibra) atua como bombeio, aumentando a população do estado excitado, como é nítido na evolução de n_2 apresentada na Figura 2-39. Obviamente tal efeito não ocorre no caso de uma fibra com tamanho igual ao comprimento ótimo.

Esta consideração pode ser visualizada ao observarmos a evolução temporal e espacial da população deste terceiro nível (nível de bombeamento) durante a passagem do pulso quadrado saturante.

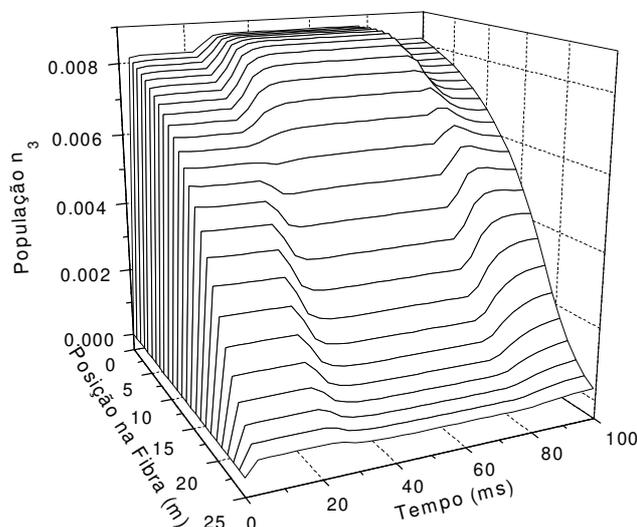


Figura 2-40: Simulação da evolução da população do terceiro nível excitado (valores normalizados: $n_1+n_2+n_3=1$).

Como mostrado na Figura 2-40, a população n_3 varia entre valores de duas a três ordens de grandeza inferior às populações dos dois primeiros níveis, com influência desprezível sobre os perfis tempo-espaciais dos campos ópticos.

2.9 RESULTADOS: OBTENÇÃO DE PARÂMETROS OPERACIONAIS.

Com o modelo dos processos dinâmicos já apresentado, partimos agora para a utilização das relações obtidas para a obtenção de alguns parâmetros operacionais do amplificador.

Basicamente apresentaremos resultados relacionados com três parâmetros fundamentais para a caracterização do amplificador: Potência de bombeio de limiar (ou threshold), potência de saturação de sinal e perda de inserção.

De acordo com a descrição da resposta dinâmica do amplificador a uma função degrau, ficou claro que é observada uma transição temporal entre os regimes linear e saturado durante a aplicação do sinal de entrada. Na verdade podemos dizer que agora estudaremos a resposta do amplificador a uma função degrau para diferentes condições de inversão de população.

Na seção 2.6 mostramos que a distorção que uma fibra impõe a uma função degrau à esta aplicada, permite-nos obter os principais parâmetros de caracterização intrínseca desta fibra. Naquele momento mostramos que o ponto inicial do sinal após a fibra (P_1) caracterizava a absorção linear da fibra, enquanto de o estado estacionário (P_2) determinava a absorção saturada.

Na seção passada vimos que o mesmo pulso quadrado aplicado a uma fibra bombeada, ou seja com uma condição de inversão de população diferente, pode apresentar ganho, também nos regimes linear e saturado.

Com estas observações fica imediata a conclusão de que a condição intermediária entre os regimes de absorção saturada e ganho saturado acontece somente quando temos o amplificador operando com ganho unitário, ou seja, a potência de bombeio inverte a população de tal forma a deixar a fibra transparente ao pulso de sinal aplicado.

Do ponto de vista prático, basta-nos então aplicar um sinal com perfil temporal de uma função degrau e variarmos a potência de bombeio até que o sinal na saída da fibra reproduza este perfil, sem qualquer efeito de absorção ou ganho saturado. Com este procedimento podemos então determinar com precisão e de forma rápida, a potência de limiar (ou threshold) de bombeio, ou seja o limite mínimo para que o amplificador atue realmente como um dispositivo amplificador.

Note que o caráter dinâmico deste método é fundamental, pois com sinais contínuos (CW) não teríamos como discriminar entre os regimes de ganho ou absorção.

Deste mesmo procedimento podemos também obter um outro parâmetro operacional do amplificador cuja obtenção é crítica em sistemas convencionais. Trata-se da chamada perda de inserção, aquela perda de potência que o sinal sofre desde o conector de entrada do amplificador até o início do meio ativo propriamente dito. Estas perdas são devidas às emendas nas fibras, ao próprio conector e principalmente ao WDM de entrada utilizado para acoplar o sinal e o bombeio na FDE.

A determinação desta perda de inserção fica imediata dado que já sabemos como ajustar o amplificador para operação com ganho unitário. Ajustada a potência de bombeio para que o sinal de saída reproduza o perfil temporal da função degrau aplicada, teremos a potência do sinal de saída idêntica àquela aplicada no início do meio ativo (FDE), bastando então somente compararmos esta potência com àquela aplicada no conector de entrada do amplificador, para determinarmos também com precisão e rapidez a perda de inserção do amplificador.

Finalizando, um terceiro parâmetro importante para a caracterização operacional do amplificador é a chamada potência de saturação de sinal ou potência de compressão de ganho de -3dB. Já falamos sobre este parâmetro no início deste capítulo (Figura 2-11), onde mostramos que o procedimento típico para obtenção deste parâmetro consiste no levantamento da curva de ganho como função da potência de sinal. Nota-se naquela figura que o ganho se mantém constante na região de pequenos sinais, começando a decrescer quando o sinal aplicado inicia o processo de saturação. Obtém-se desta curva então o valor da potência de sinal que faz com que o ganho caia a metade (-3dB) do ganho para pequeno sinal.

Novamente utilizando a resposta dinâmica do amplificador a uma função degrau, podemos também obter este parâmetro com grande precisão e rapidez.

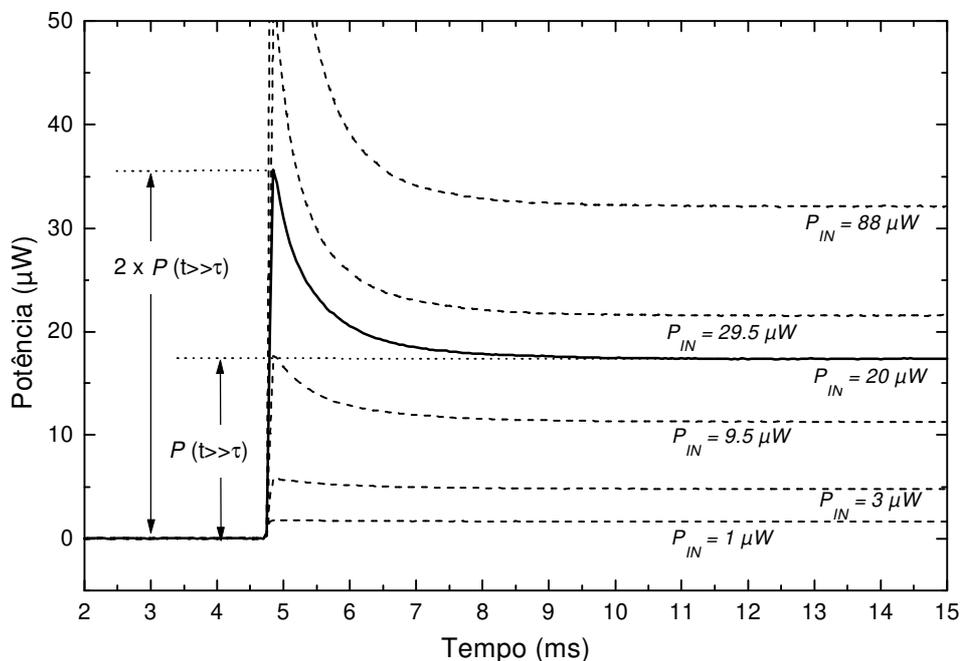


Figura 2-41: Procedimento para obtenção da potência de saturação de sinal, ou potência de compressão de -3dB (medidas experimentais).

A Figura 2-41 ilustra a base do procedimento de obtenção deste parâmetro. O método consiste basicamente em, para uma dada potência de bombeio, variamos a potência do sinal até que o pico inicial seja o dobro do valor de estado estacionário. Quando esta condição for satisfeita, a potência então aplicada ao amplificador será a potência de compressão de ganho de -3dB.

Não há necessidade de provarmos tal conclusão, pois a mesma é correta por definição. Como já vimos, o pico inicial do sinal representa o ganho linear, enquanto que o valor de estado estacionário representa o ganho saturado, assim sendo, quando impormos a condição de que o ganho saturado seja a metade do ganho linear (ou de pequeno sinal) teremos obviamente a potência de saturação de sinal.

Na Figura 2-41 apresentamos curvas para várias potências de entrada. A condição acima descrita foi obtida com uma potência de 20 μW para uma determinada potência de bombeio.

Na verdade escolhemos uma potência de bombeio *sui generis* para que pudéssemos observar mais um detalhe interessante. Note que para a curva em destaque, aquela obtida com potência de entrada de 20 μW , a potência de saída no estado estacionário é menor do que 20 μW . Este fato é a princípio incoerente já que o perfil temporal da resposta do amplificador mostra estar este em regime de amplificação saturada (e não absorção), logo é impossível termos uma potência de saída (mesmo com ganho saturado) menor do que a potência de entrada.

A explicação para este fato está na já comentada perda de inserção do amplificador. Os 20 μW citados, foram aplicados na entrada do amplificador e não diretamente na entrada da FDE. Utilizando o procedimento já descrito para obtenção da perda de inserção deste dispositivo em particular, obtivemos um valor de 4.8 dB que é muito alto se comparado com dispositivos comerciais, mas razoável em montagens de laboratório onde preferimos ter a flexibilidade de conectores e elementos ajustáveis. Esta perda de 4.8 dB faz com que a potência real na entrada da FDE seja de 6.2 μW . Este número pode ser interessante para explicarmos a incoerência citada, mas do ponto de vista de aplicação prática, o valor da potência de saturação de sinal é realmente 20 μW , pois a perda de inserção faz parte do amplificador e deve ser considerada na determinação de todos os parâmetros operacionais.

2.10 EFEITO DA ATENUAÇÃO RESIDUAL:

Nesta seção trataremos de um comportamento da resposta da FDE, que em princípio não podia ser previsto pela nossa modelagem, mas que após um estudo mais aprofundado se mostrou interessante por trazer informações complementares a

respeito da absorção residual das fibras dopadas com érbio, parâmetro importante e de difícil caracterização experimental.

Já vimos que um pulso quadrado ao se propagar por uma fibra dopada com érbio sofre uma distorção que consiste basicamente em uma deformação da borda de subida, governada por um tempo característico (τ_{eff}), e devida ao efeito de saturação da absorção. Similarmente, na seção anterior vimos que se o mesmo pulso quadrado se propagar por uma fibra dopada com érbio na presença de um campo de bombeio, a distorção do pulso será devida ao efeito de saturação do ganho, resultando em um pico inicial (ganho linear) e subsequente queda exponencial até atingir o valor de ganho saturado.

Nesta seção estaremos interessados em uma condição intermediária cuja reportagem na bibliografia é escassa. Esta condição intermediária consiste em uma depressão com um ponto de mínimo que ocorre após o pico inicial, e é observada experimentalmente em casos onde o bombeio é pequeno (próximo ao valor de ransparência) e a potência de sinal é razoavelmente elevada.

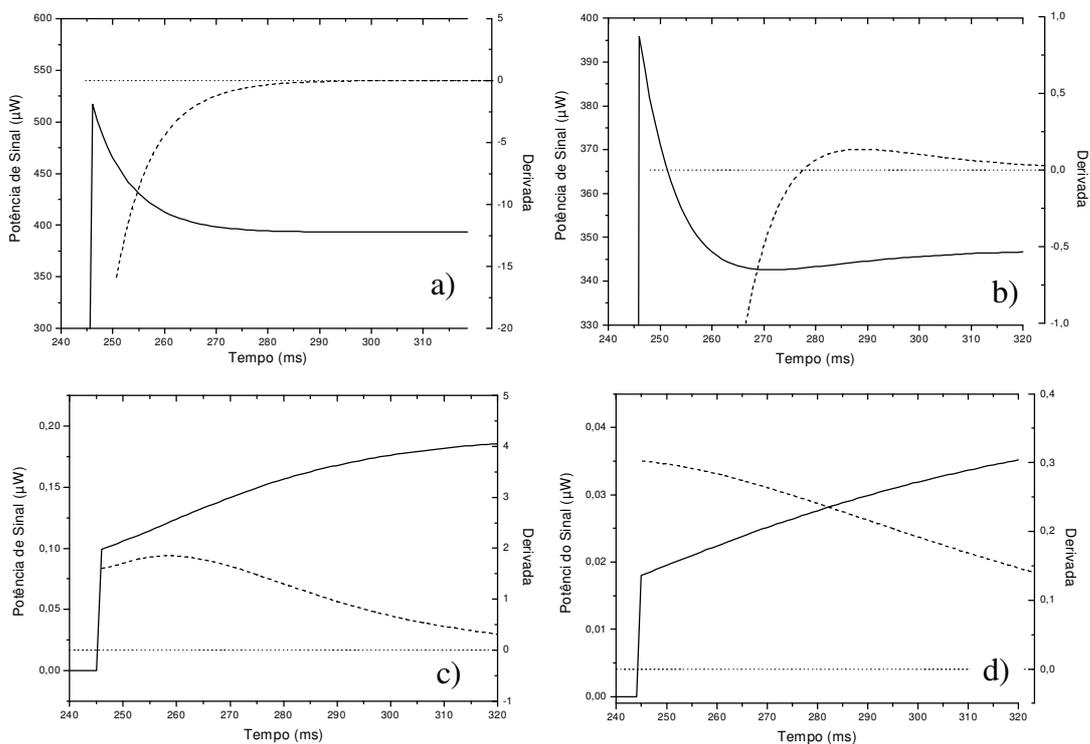


Figura 2-42: Comportamento da borda inicial do pulso em quatro situações distintas. As curvas tracejadas representam a derivada temporal do sinal.

A Figura 2-42 representa as quatro situações observadas durante a passagem de um pulso quadrado por uma fibra dopada bombeada. O gráfico a) já foi devidamente

descrito e trata-se de um pico inicial seguido por uma queda devida ao efeito típico de saturação do ganho.

O gráfico d) consiste na deformação sofrida pelo pulso quando a potência de bombeio é muito baixa, insuficiente para promover uma inversão de população, e resultando conseqüentemente em um efeito líquido de absorção. A figura c) apresenta um ponto de inflexão (máximo na derivada) e é obtida por exemplo em fibras muito longas com bombeio insuficiente.

O ponto que nos interessa aqui relaciona-se com o gráfico b), onde vemos uma depressão com um ponto de mínimo local (note que a derivada possui um máximo como no caso c), mas agora esta passou anteriormente por um ponto de zero, invertendo de sinal.)

Este comportamento pode parecer óbvio mas não o é. A Figura 2-43 mostra de forma pictórica a depressão observada experimentalmente nos instantes de tempo que sucedem ao pico inicial da resposta da FDE.

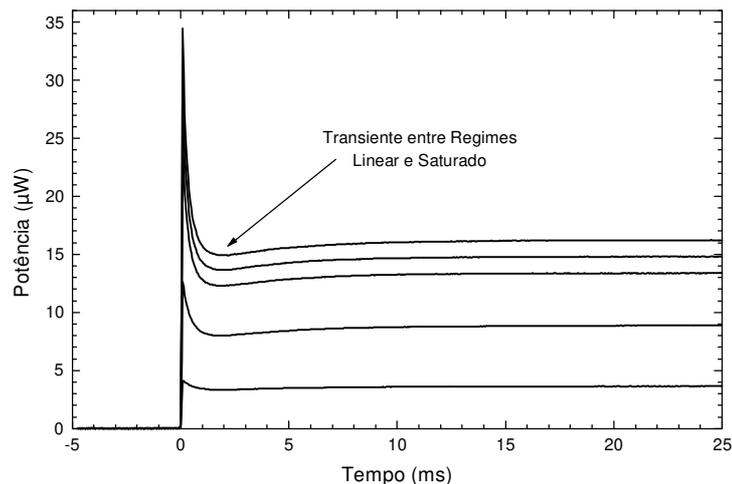


Figura 2-43: Medidas experimentais que mostram uma depressão no início da resposta da FDE à excitação degrau na situação de baixo bombeio (pot. de bombeio diferente para cada curva).

O ponto intrigante que nos chamou a atenção é justamente o fato de que a modelagem que apresentamos neste capítulo, prevê soluções monótonas para quaisquer situações de bombeio e sinal, ou seja não podemos com o nosso modelo, ou mais especificamente com as expressões 2-37 e 2-40 , prever soluções que possuam um ponto de mínimo.

Feita esta constatação, fizemos alguns testes para nos certificarmos de que o efeito acontecia em fibras diferentes, com detetores diferentes, etc., comprovando que não se tratava de um artefato experimental. Além disso, a solução numérica do sistema

de equações de taxa e de propagação também não previam a depressão, assim sendo partimos para a identificação da consideração feita no modelo que pudesse levar à não previsão deste comportamento. Intuitivamente chegamos a conclusão de que as considerações feitas que poderiam causar implicações mais sérias seriam o desprezo da ASE e da atenuação residual da fibra.

Inicialmente realizamos uma medida da resposta da FDE nas condições propícias para a visualização do comportamento em questão, porém adicionando dois filtros, colocados em série, na saída do amplificador. Estes filtros (um Fabry-Perot e um interferencial) juntos apresentavam uma banda passante inferior a 1 nm, e quando sintonizados no comprimento de onda que maximizava o sinal no osciloscópio, nos dava a certeza de que a porção de ASE chegando ao detetor era realmente desprezível (>60 dB abaixo do sinal). No entanto, mesmo assim a depressão continuou aparecendo logo após o pico inicial, e com uma intensidade similar àquela observada na ausência dos filtros. Além disso ainda consideramos no programa de simulação, a presença de um sinal adicional, como um componente da ASE, localizado exatamente no mesmo comprimento de onda do sinal, pois assim sendo este passaria pelos filtros e poderia ser o responsável pelo efeito, no entanto o programa não conseguiu prever a depressão, fazendo com que descartássemos a hipótese da ASE como causadora do efeito.

Partimos então para a adição no programa de um termo responsável pela atenuação residual da fibra (α_{bs} e α_{bp} nas equações 2-27), ou seja aquela não devida à absorção dos íons de érbio. Este efeito é muito pequeno quando comparado a atenuação causada pela absorção ressonante da radiação pelos íons de érbio, e por isso é normalmente desconsiderada nos modelos. A adição deste termo é feita nas equações de propagação tanto para o sinal como para o bombeio, e o resultado da simulação pode ser visto na Figura 2-44.

A Figura 2-44 mostra que a inclusão do termo de atenuação residual faz com que tenhamos soluções não monótonas e que apresentam a depressão observada experimentalmente. Além disso fizemos duas simulações com diferentes valores deste coeficiente de atenuação residual, sendo que para cada simulação o coeficiente foi variado em apenas 0.01 dB. A subtração entre estas duas curvas simuladas é também mostrada na Figura 2-44, como uma representação da componente na resposta da FDE devida a esta alteração de 0.01 dB no coeficiente de atenuação residual. Na figura o termo $\Delta\alpha_{RES}$ refere-se tanto ao α_{bs} como ao α_{bp} .

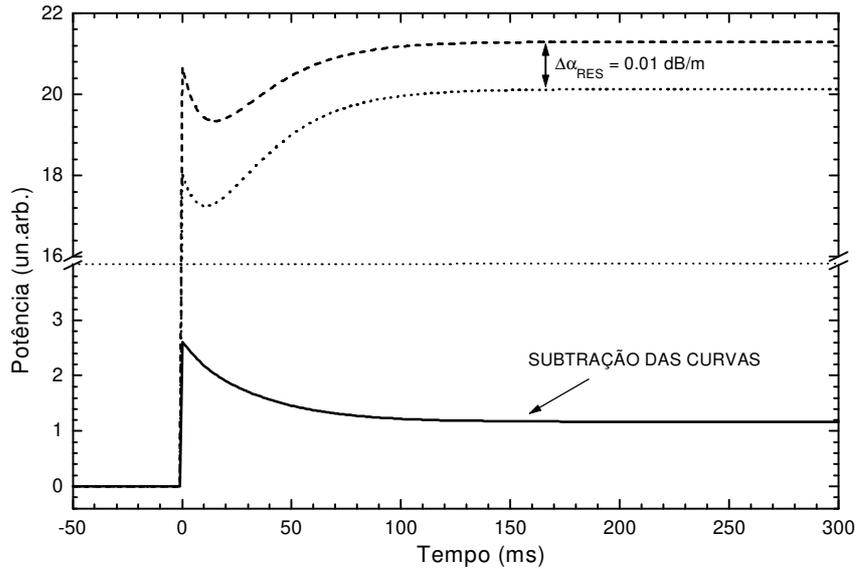


Figura 2-44: Resultado da simulação da resposta da FDE quando são considerados valores diferentes de atenuação residual.

Com o intuito de uma confirmação final da causa do comportamento em questão, tentamos realizar uma medida (não muito convencional) que de alguma forma nos desse uma prova experimental do que observamos na simulação numérica.

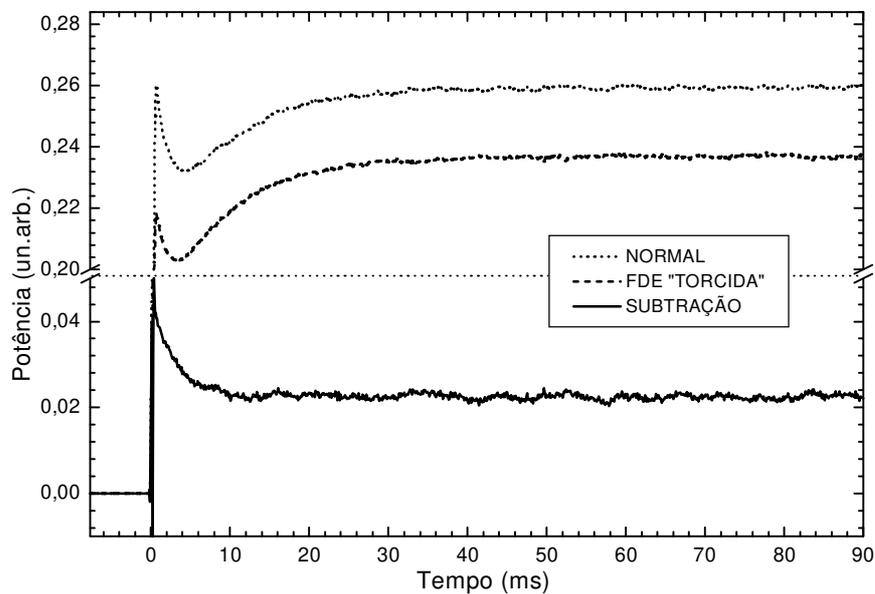


Figura 2-45: Resultado das medidas experimentais com fibra normal e "torcida", mostrando a contribuição do aumento da atenuação residual na resposta da FDE à excitação degrau.

Registramos uma curva nas condições onde aparece a depressão. Feito isso enrolamos a FDE em um diâmetro de aproximadamente 10 cm e aplicamos uma torção

mecânica nesta, de tal forma a causar curvaturas de pequenos raios distribuídos ao longo da fibra. Imaginamos que assim estaríamos reproduzindo um aumento na atenuação residual da FDE (perdas por curvatura).

Como pode ser visto na Figura 2-45, a torção imposta a fibra pode aparentemente ter causado apenas uma atenuação que reduz a resposta da FDE de forma constante no tempo, no entanto subtraindo-se as duas curvas obtidas, (como feito na simulação) vemos que a componente da resposta devida a torção na FDE, é uma função do tempo que comporta-se de forma idêntica àquela obtida com a simulação.

Na Figura 2-46 apresentamos uma seqüência de curvas experimentais obtidas com diferentes potências de bombeio. Queremos mostrar com estas curvas que a depressão que estamos discutindo nesta seção aparece em condições intermediárias de bombeio, ou seja, entre as regiões de ganho saturado e absorção saturada, próximo a condição de transparência.

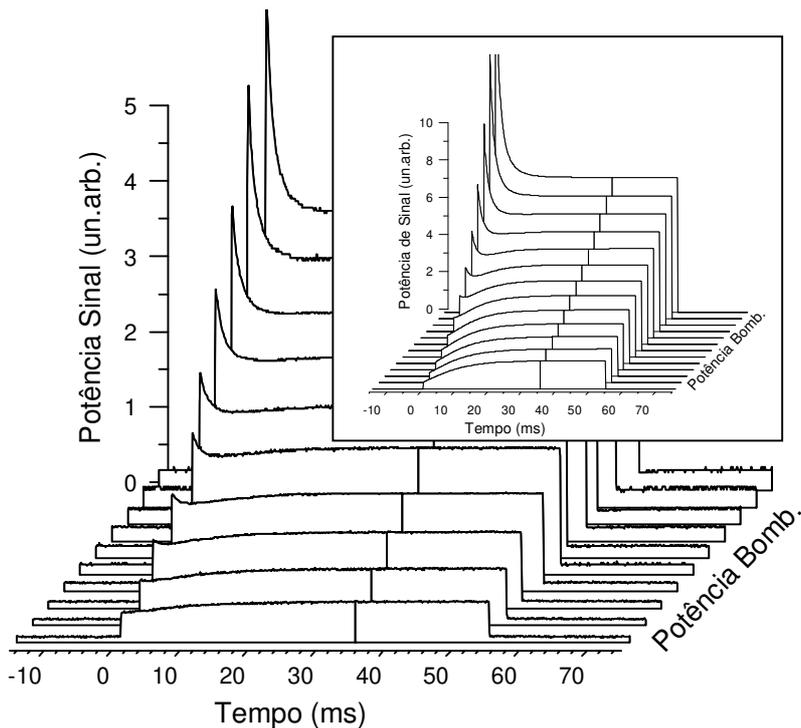


Figura 2-46: Resultados experimentais mostrando o aparecimento da depressão em função da potência de bombeio. Na inserção vemos uma simulação numérica que reproduz o efeito.

Na inserção desta mesma Figura 2-46, vemos o resultado de simulações numéricas feitas para diferentes potências de bombeio, quando o termo de atenuação residual foi inserido nas equações de propagação.

O estudo deste efeito foi interessante por diversos motivos; em primeiro lugar pela simples constatação do fato de que uma grandeza constante pode causar, quando associada em uma equação de propagação, efeitos com dependência temporal, o que não é intuitivo a primeira vista. Além disso consideramos importante a análise feita nesta seção porque a atenuação residual é sempre desprezada nos modelos, e ao nosso ver uma análise deste efeito só é possível utilizando-se processos dinâmicos como aqueles por nós utilizados. Finalmente concluímos que esta pequena depressão vista na resposta da FDE à excitação degrau pode ser uma maneira simples e eficiente de caracterização direta do coeficiente de atenuação residual.

2.11 DINÂMICA RESOLVIDA ESPECTRALMENTE²¹

Finalizando este capítulo, apresentaremos nesta seção uma seqüência de medidas da dinâmica das FDE resolvidas espectralmente. Com estas medidas pudemos analisar o comportamento da resposta das FDE simultaneamente em todo o espectro do érbio, possibilitando assim um acompanhamento da dinâmica do ganho e do ruído (ASE) dos amplificadores para cada comprimento de onda. Este tipo de medida pode ser muito interessante no caso de análises específicas para sistemas WDM.

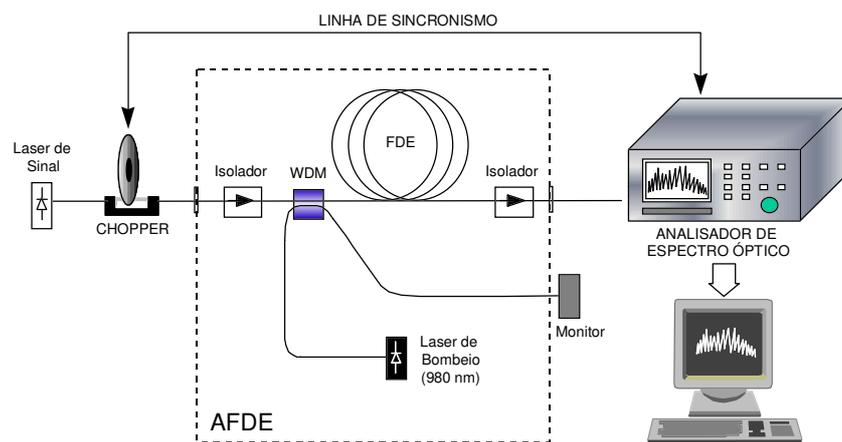


Figura 2-47: Montagem experimental para medidas dinâmicas resolvidas espectralmente.

A Figura 2-47 mostra a montagem experimental utilizada. Trata-se da montagem convencional utilizada para obtenção da resposta da FDE à excitação degrau (Figura 2-20) porém com a detecção feita diretamente em um analisador de espectro óptico, e

com uma linha de sincronização entre a modulação do laser de sinal (no caso, um chopper) e a varredura do analisador.

Com este esquema experimental e alguns ajustes de sincronismo, podemos fazer com que vários pulsos quadrados de larga duração, (dezenas de milissegundos) sejam aplicados a FDE durante cada varredura da grade do analisador de espectro. Dessa forma fica possível a observação da resposta dinâmica da FDE em vários comprimentos de onda simultaneamente, trazendo informações no domínio do tempo e da frequência em uma única curva.

A análise que faremos agora estará voltada aos comprimentos de onda onde não temos sinal aplicado, ou seja observaremos a dinâmica da ASE quando da aplicação de pulsos quadrados em um determinado comprimento de onda. Este estudo possui aplicações imediatas, já que dá uma medida direta da variação que um canal pode causar sobre o ruído no comprimento de onda do outro canal. Além disso podemos também ter uma estimativa do comportamento da compressão dinâmica do ganho nos outros comprimentos de ondas, já que como vimos ao analisar a Figura 2-5, o espectro de ganho dos amplificadores acompanha, sob certas condições, a curva de ASE.

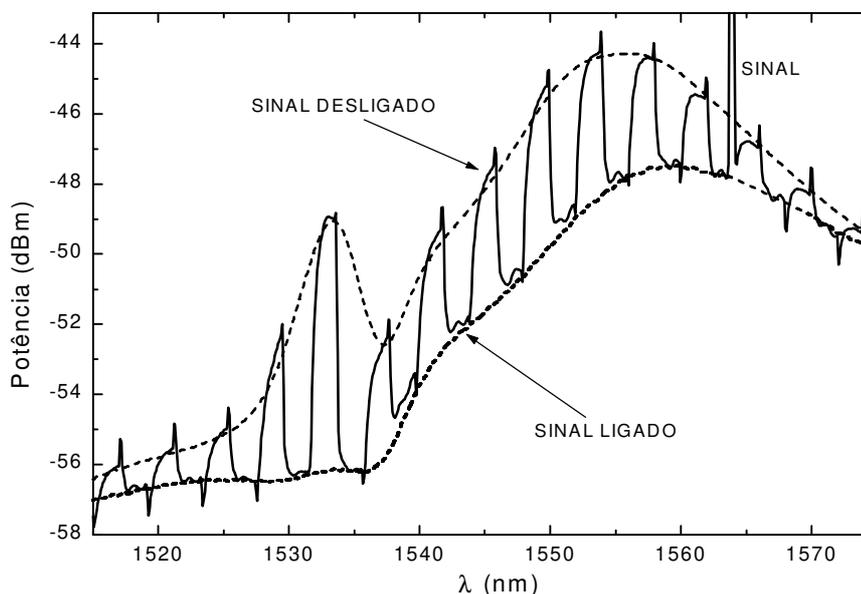


Figura 2-48: Dinâmica da ASE resolvida espectralmente. As linhas tracejadas são medidas experimentais dos limites (com laser ligado e desligado) obtidos em estado estacionário.

Na Figura 2-48 apresentamos uma medida típica da dinâmica da ASE visualizada com a técnica descrita, simultaneamente sobre todo o espectro do érbio. Todas as curvas desta figura foram obtidas experimentalmente, sendo que a linha

tracejada superior representa o espectro de ASE do amplificador apenas bombeado, enquanto que a linha tracejada inferior representa o mesmo espectro de ASE, porém agora sofrendo os efeitos de compressão causados por um intenso sinal (CW) aplicado em 1564 nm.

A curva representada com a linha sólida oscilante foi obtida então fazendo-se com que o laser (em 1564 nm) fosse ligado e desligado seguidamente em intervalos de 40 ms. Ajustando-se o tempo de varredura do analisador de espectro para aproximadamente 0.56 segundos, obtivemos a aplicação de 14 pulsos quadrados durante uma varredura, resultando na curva apresentada. Atenção deve ser tomada durante a “leitura” deste gráfico para que não ocorram enganos de interpretação entre os domínios temporal e espectral. Na verdade, um determinado ponto da curva sólida mostra como que aquela região espectral da ASE se comporta no tempo durante a aplicação de funções degrau em 1564 nm.

O primeiro detalhe notável é que o comportamento dinâmico da ASE não respeita os limites observados em estado estacionário, como é claro pelos *overshoots* e *undershoots* da curva sólida que ultrapassam as linhas tracejadas. Antes de comentarmos este comportamento, devemos ressaltar a importância desta técnica permitir a visualização deste ruído transiente bem como a sua dependência com o comprimento de onda.

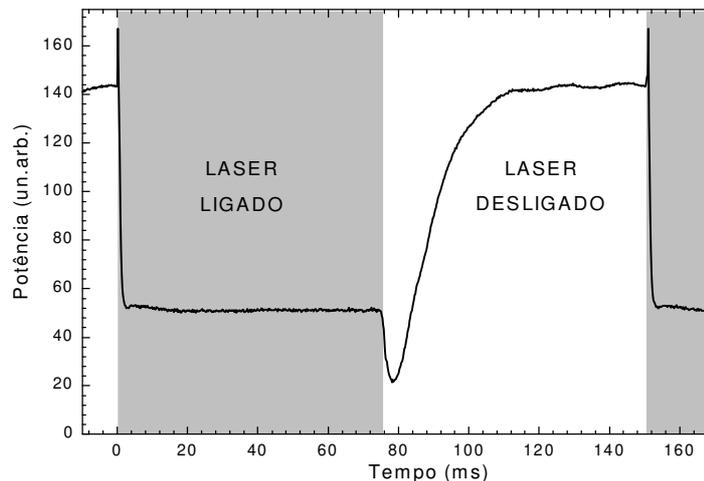


Figura 2-49: Visualização no osciloscópio do comportamento dinâmico de uma região espectral da ASE. A região sombreada indica o período em que houve sinal aplicado.

Vamos agora manter as mesmas condições experimentais e selecionar, com um filtro óptico, apenas uma seção do espectro de ASE para visualização direta em um

osciloscópio. A Figura 2-49 mostra como a dinâmica de apenas uma região espectral da ASE é observada em um osciloscópio. Com esta figura podemos melhor observar alguns detalhes da Figura 2-48. Em primeiro lugar vemos que no início da aplicação do pulso de sinal, a ASE apresenta um rápido *overshoot* seguido de uma também rápida queda e estabilizando no valor de estado estacionário com sinal aplicado (ASE comprimida).

A compressão da ASE no estado estacionário é facilmente compreendida, já que a aplicação do sinal em 1564 nm depopula o estado excitado do érbio, reduzindo conseqüentemente a emissão espontânea. O *overshoot* inicial é muito rápido quando comparado ao tempo característico da dinâmica populacional, assim sendo a causa do mesmo provém do ganho linear sobre a linha de base do laser. Melhor explicando, se voltarmos a Figura 2-8 podemos ver que o laser utilizado como sinal possui uma emissão não desprezível sobre toda a banda do érbio, qualquer que seja o λ escolhido para sintonia. Esta “emissão de base” quando aplicada sobre o AFDE é amplificada como um sinal qualquer, sendo somada a ASE.

A confirmação experimental desta explicação foi feita chaveando-se a potência do laser acima do valor de limiar (threshold), pois dessa forma a “emissão de base” manteve-se sempre presente (com e sem sinal), e o *overshoot* desapareceu.

Ao desligarmos o sinal, foi observado um *undershoot* mais lento, seguido de uma recuperação também mais lenta da ASE. Esta recuperação mais lenta é entendida através da expressão 2-9, já que com o sinal desligado o τ_{eff} possui um valor maior. Já o *undershoot* pode ser explicado lembrando-se que estamos operando o amplificador com baixo bombeio, neste caso a contribuição que o campo de sinal faz para o aumento da população do estado excitado não é desprezível, ou seja o sinal está também contribuindo para o bombeamento dos íons de érbio (sistema de dois níveis). Quando desligamos repentinamente este campo de sinal, o sistema sofre um efeito semelhante àquele que aconteceria se abaixássemos repentinamente a potência de bombeio, ou seja a ASE tende a decair. No entanto, após este efeito transiente, a falta do sinal reduz também a emissão estimulada, fazendo com que a população do nível excitado, e conseqüentemente a ASE, retornem ao valor de estado estacionário na ausência de sinal.

Apresentaremos a seguir mais dois resultados experimentais obtidos com a mesma técnica, mas com o sinal aplicado em $\lambda=1514$ nm.

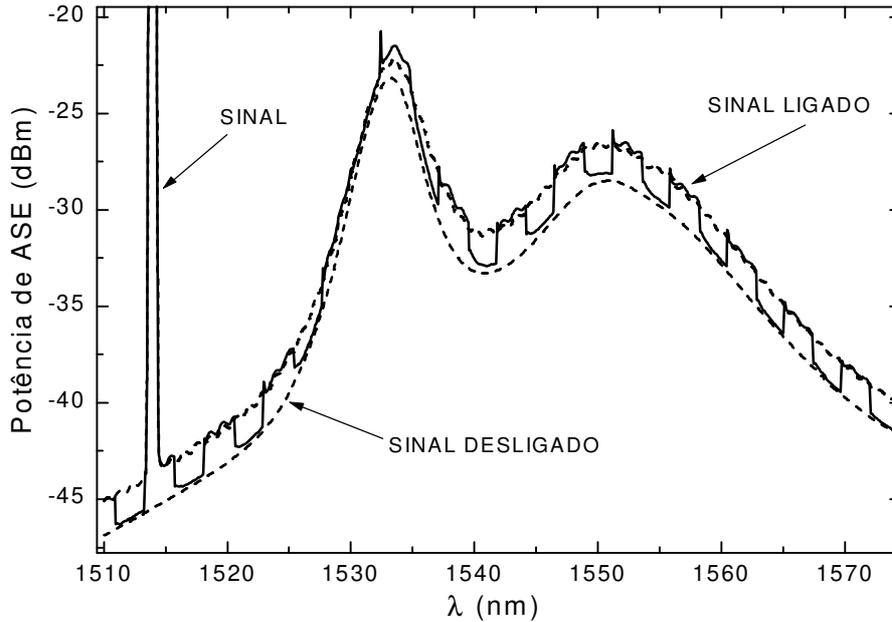


Figura 2-50: Dinâmica da ASE resolvida espectralmente. As linhas tracejadas são medidas experimentais dos limites (com laser ligado e desligado) obtidos em estado estacionário.

Várias informações complementares podem ser extraídas deste segundo conjunto de curvas. Na Figura 2-50 podemos de imediato notar uma inversão no comportamento da ASE de estado estacionário; agora o nível da ASE aumenta ao ligarmos o sinal. Isto acontece porque o sinal aplicado em 1514 nm está bem na extremidade do espectro do érbio, fazendo com que seja desprezível o efeito de depopulação, que resultaria na compressão da ASE como visto na Figura 2-48. No entanto a “emissão de base” do laser de sinal continua existindo e nesse caso acaba sendo somada a ASE do EDFA, causando o aumento observado sobre todo o espectro. Isto pode ser confirmado pelas pequenas oscilações que notamos tanto na linha tracejada superior, como também na linha sólida, durante os momentos em que o sinal está sendo aplicado. Estas oscilações são características da emissão de base do laser como podemos novamente observar na Figura 2-8.

Para melhor visualizarmos os detalhes da dinâmica, obtivemos novamente um registro da evolução temporal de uma porção da ASE diretamente no osciloscópio, e agora ainda o fizemos para três diferentes potências de bombeio.

A Figura 2-51 mostra as três curvas obtidas com o laser de sinal em 1514 nm e com o laser de bombeio ajustado em três diferentes potências. Para o bombeio muito baixo, a ASE reproduz a resposta da FDE a uma excitação degrau (absorção saturada), como já exaustivamente comentado. Isto era esperado já que a ASE é um sinal como

outro qualquer (com algumas peculiaridades) . Este comportamento continua também para maiores potências de bombeio, onde notamos tanto o pico característico da transição entre ganho linear e saturado como também a depressão causada pela absorção residual da fibra, descrita na seção **Error! Reference source not found.**

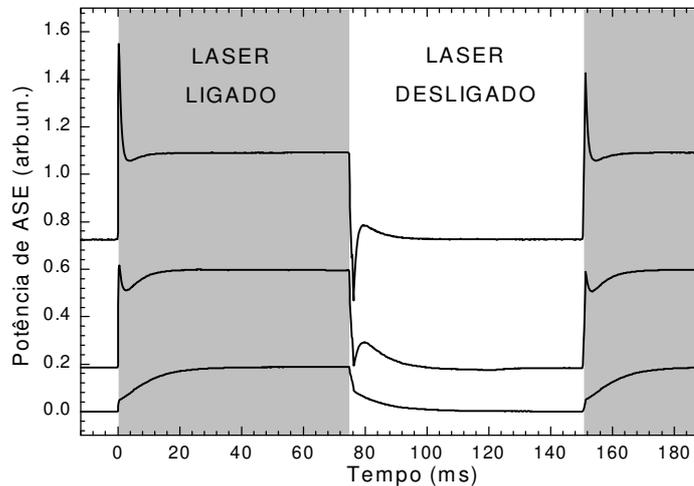


Figura 2-51: Visualização no osciloscópio do comportamento dinâmico de uma região espectral da ASE. A região sombreada indica o período em que houve sinal aplicado.

A característica interessante nesta curva está justamente no período em que o sinal é desligado. Podemos ver que na região não sombreada da Figura 2-51 o comportamento do nível da ASE reproduz de forma oposta aquele da região sombreada (na presença do sinal). Este efeito nada mais é do que o *cross-talk* entre o sinal aplicado e a ASE em observação, já que agora o efeito de compressão não existe. Em outras palavras, como a emissão de base do laser está sendo somada à ASE do EDFA, ao desligarmos o laser estaremos simplesmente reduzindo o sinal efetivo aplicado no comprimento de onda sob observação, e isto também causará uma resposta dependente do tempo com a já comentada transição entre regimes linear e saturado, resultando assim no comportamento invertido observado nos instantes sem laser.

Finalizando, gostaríamos de alertar novamente para o fato desta dinâmica de ruído e ganho possuir uma componente dependente do comprimento de onda, cuja visualização direta pode ser feita com a técnica aqui apresentada. Em particular vemos na Figura 2-50 que os *overshoots* acontecem apenas na região central do espectro onde certamente temos um ganho líquido. Já na Figura 2-48 percebe-se que o *undershoot* é menor na região central do espectro, onde a relação entre o coeficiente de emissão e de absorção para o sinal modulado faz com que a utilização da potência

do laser de sinal para bombeamento dos íons de érbio seja muito pequena (quando comparada com a emissão), o que não acontece nas bordas do espectro.

LASER SOLITÔNICO SINTONIZÁVEL DE ALTA TAXA DE REPETIÇÃO

3.1 INTRODUÇÃO AOS LASERS GERADORES DE SÓLITONS.

Iniciaremos este capítulo com uma visão geral do estado da arte em fontes disponíveis para sistemas solitônicos na terceira janela de comunicações ópticas (em 1.55 μ m). Feito isso, passaremos a descrição detalhada do laser solitônico desenvolvido durante esta trabalho de tese, enfatizando os novos conceitos e características desta fonte.

Dentre o universo de fontes laser existentes atualmente, vamos nos restringir àquelas que cumprem os requisitos mínimos para pertencerem a dois subgrupos simultaneamente; ao subgrupo das fontes de sistemas de comunicação óptica e ao subgrupo das fontes geradoras de sólitons.

As fontes de sistemas de comunicações ópticas são caracterizadas por operarem na região de 1.3 μ m ou 1.55 μ m, por gerarem trens de pulsos em taxas elevadas (>1 GHz), e por serem compactas e de baixo custo. Quando já no estágio comercial de desenvolvimento, a confiabilidade e a estabilidade completam esta lista de requisitos obrigatórios.

Para ser caracterizada como uma fonte solitônica, o laser deve gerar um pulso de saída com um perfil espectro-temporal definido pela equação de Schrödinger Não Linear que rege a propagação de sólitons em fibras ópticas. Estes pulsos, quando na chamada primeira ordem, possuem uma secante hiperbólica como envoltória e uma ausência total de varredura interna de frequência (*chirp*). Além disso pertencem a classe dos pulsos limitados por transformada, vinculando os perfis espectral e temporal de forma a manter o produto $\Delta\nu\Delta t$ no seu mínimo (0.315).

Lembramos que na bibliografia atual é comum a denominação de fonte solitônica (ou *soliton source*) para os lasers capazes de gerarem pulsos de saída com pureza espectral, ou seja, pulsos sem excesso de largura de banda, mas no escopo

desta tese apenas chamaremos fonte solitônica àquelas que cumprirem os requisitos acima mencionados.

No próximo capítulo será descrito em detalhes as condições necessárias para termos a propagação de sólitons em primeira ordem e em ordens superiores, no entanto cabe antecipar aqui que um pulso qualquer, até mesmo um pulso quadrado, se possuir energia suficiente poderá se transformar em um sóliton após alguns quilômetros de propagação em uma determinada fibra óptica. Fica então a pergunta natural; porque a necessidade de uma fonte que gere diretamente um sóliton? A resposta para esta questão deve ser dada no escopo da aplicação destinada ao pulso solitônico. Se este pulso representará um bit num sistema de comunicação óptica digital, deve-se ter em mente que a confiabilidade da transmissão está diretamente ligada ao nível de ruído presente no sistema, e como ficará claro também no próximo capítulo, um pulso de uma forma variável pode realmente se transformar em um sóliton, mas esta transformação se dá às custas do desacoplamento da parte não solitônica do pulso, ou seja, um pulso quadrado se transforma numa secante hiperbólica através da perda de uma quantidade razoável de energia na forma de ondas dispersivas que se transformam em um indesejável ruído.

Outro fato que deve ser considerado é a atual utilização de amplificadores ópticos no lugar dos antigos regeneradores de sinal. Os regeneradores eletrônicos tinham a função de converter o sinal óptico em elétrico, procederem uma recuperação de potência e reformatarem o pulso, compensando os efeitos da dispersão e atenuação sofridos durante a propagação no enlace anterior. Este pulso reformatado era então convertido novamente em sinal óptico e re-lançado no enlace seguinte de fibra. Com os AFDE, o sinal óptico é convertido em sinal elétrico apenas no final do enlace, e os efeitos devidos à dispersão e à não linearidade intrínseca das fibras são acumulados durante centenas ou milhares de quilômetros. Uma das maneiras de minimizarmos tais efeitos consiste em garantirmos a propagação de pulsos com um perfil espectro-temporal puro, ou seja, pulsos limitados por transformada. Podemos ainda dizer que uma prova convincente da qualidade dos pulsos gerados por um determinado tipo de laser, é justamente a demonstração de transmissão de sólitons por longas distâncias.

Nas seções 3.2 e 3.3 descreveremos sucintamente algumas fontes solitônicas bem como outras destinadas a sistemas de comunicações ópticas de altas taxas.

3.2 LASERS DE SEMICONDUTOR²²

Podemos dizer que o laser de semicondutor é o dispositivo mais compacto, simples e econômico que temos atualmente. Estes lasers são de baixa potência mas,

desde a invenção do AFDE, isto não representa uma limitação severa. Nesta seção analisamos o estado da arte de diodos laser de 1.5 μm capazes de gerar pulsos solitônicos em taxas acima dos 2.5 GHz. Consideramos lasers onde a modulação é efetuada no ganho (i.e., corrente de injeção modulada) ou por efeitos ópticos não lineares (p.e., absorção saturável) dentro da cavidade. Grandes progressos foram obtidos nos últimos anos em termos de taxa, banda de modulação, potência, duração dos pulsos e estabilidade.

Os lasers de semicondutor disponíveis comercialmente podem ser modulados diretamente até taxas bem elevadas. Para gerar pulsos com menos de 100 ps de duração, a largura de banda de modulação direta deve exceder aproximadamente 8 GHz, independentemente da taxa de repetição dos pulsos. Lasers de InGaAsP de múltiplos poços quânticos (*Multiple Quantum Wells*) foram demonstrados em laboratório operando a 25 GHz com modulação direta. Este tipo de laser pode operar possivelmente até 40 GHz²³. Porém, os lasers de modulação direta de altas taxas são ineficientes devido à dificuldade de se acoplar frequências tão altas, e padecem de instabilidades quando o conteúdo espectral de modulação tem componentes que entram em ressonância com a frequência natural da cavidade laser (50 a 100 GHz, dependendo do comprimento da cavidade e do índice de refração do semicondutor). Neste caso o laser tende a operar transitoriamente no regime de travamento de modos (*mode-locking*) mas com ruído excessivo, devido à flutuações de modos.

Excitando com pulsos de alta corrente e curta duração (utilizando, por exemplo, *comb generators*) o diodo laser opera no regime de chaveamento de ganho (*gain switching*), onde pode gerar pulsos de luz mais curtos que o de corrente. Por exemplo, excitando com pulsos de corrente de 70 ps é possível obter pulsos laser de 12 ps²⁴. Os pulsos gerados com esta técnica não são limitados por transformada, mas o excesso de largura de banda pode ser reduzido utilizando-se um filtro espectral de banda passante fina²⁵. Propagação de sólitons foi demonstrada utilizando este tipo de laser²⁶.

3.2.1 Laser de cavidade externa

Modulando a corrente de injeção diretamente em ressonância com a frequência fundamental da cavidade óptica, o laser é forçado a operar no regime de *mode-locking* ativo, onde o sincronismo entre as frequências é crítico e difícil de se manter, dada a grande sensibilidade do índice de refração dos materiais semicondutores com a corrente de injeção e com a temperatura. Porém, para taxas de até 2.5 GHz o *mode-locking* de lasers de cavidade externa é relativamente estável e capaz de gerar

sólitons²⁷. Uma grande vantagem do laser de cavidade externa é que pode ser sintonizável em uma grande faixa de comprimentos de onda (70 nm tipicamente). Para isto o refletor externo é constituído de uma grade de difração. Para cada comprimento de onda escolhido a fonte de RF deve ser sintonizada de modo a satisfazer a condição de *mode-locking*. Existem comercialmente alguns modelos onde, através de um dispositivo mecânico, o comprimento da cavidade varia ao mesmo tempo que gira a grade, mantendo inalterada a condição de *mode-locking*. Este aparato mecânico torna a fonte onerosa e reduz consideravelmente a confiabilidade e estabilidade da mesma.

O refletor externo do laser pode também ser substituído por uma fibra com uma grade de Bragg, resultando assim um dispositivo compacto e integrado em fibra²⁸ (embora não sintonizável) com o qual foi demonstrada a transmissão de sólitons²⁹. Recentemente foi demonstrado um dispositivo com todas essas virtudes e ainda sintonizável³⁰. A fibra de Bragg foi construída com o período espacial variando linearmente ao longo da fibra. Deste modo, variando a frequência de modulação, o laser se adapta emitindo em outro comprimento de onda. A desvantagem é que não se pode variar independentemente o comprimento de onda e a taxa de operação.

3.2.2 Laser Mode-Locked Passivo

Uma alternativa ao *mode-locking* ativo é o *mode-locking passivo*, onde a modulação é realizada por algum meio óptico não linear, i.e., cujo índice de refração (meio Kerr) ou coeficiente de absorção (absorvedor saturável) dependem da intensidade da luz. Um dispositivo deste tipo é o assim chamado laser CPM (*Colliding Pulse Mode-Locking*)³⁵. Neste, o meio laser ativo e um absorvedor saturável intracavidade são *Multiple Quantum Wells* integrados monoliticamente³¹. O laser é excitado com corrente contínua mas gera pulsos de femtossegundos, pode ser sintonizável^{32,33} e, devido às suas dimensões reduzidas, pode operar em taxas acima dos 80 GHz³⁴. O absorvedor saturável favorece a formação de pulsos de duração ultracurta (femtossegundos) por filtragem dos picos de emissão mais intensos durante as flutuações iniciais da emissão espontânea. O laser atinge um estado estacionário de *mode-locking passivo* no qual dois pulsos contrapropagantes colidem no absorvedor saturável³⁵.

Uma característica do laser CPM (e, em geral, de todos os lasers com *mode-locking* passivo) é que não requer um gerador de RF para obter os pulsos de alta taxa. Este fato pode parecer uma grande vantagem sobre os lasers de modulação direta, dado que o custo de um gerador de alta taxa estável é muito elevado atualmente. Notemos porém que para sincronizar e imprimir informação no trem contínuo de pulsos

emitido pelo laser CPM ainda são necessários instrumentos eletrônicos de RF. Por outro lado, não é claro que o laser CPM seja um relógio suficientemente estável.

Na prática, várias condições relativamente críticas devem ser satisfeitas para atingir o regime CPM, o que limita a sua operação a um intervalo estreito de valores dos parâmetros do laser (ganho, perdas, tempo de recuperação do absorvedor saturável, tempo de vida dos portadores na região de ganho e dispersão de velocidade de grupo da cavidade). Devido ao balanço delicado e interdependências entre esses parâmetros, é difícil projetar um laser CPM estável e que tolere a dispersão de parâmetros típica de uma produção em massa.

3.2.3 Limitações dos lasers de semicondutor

De modo geral, os pulsos emitidos por lasers de semicondutor não são limitados por largura de banda, i.e., têm sempre presente uma varredura de frequência (*chirp*). Uma parte do *chirp* é determinístico e pode ser cancelado mediante a passagem do pulso por uma linha de retardo dispersiva (p.e., uma fibra óptica) com *chirp* de sinal oposto. No caso dos lasers que operam no regime de *gain switching*, o *chirp* não é linear e, portanto, não compensável pelas técnicas conhecidas³⁵. Uma forma de reduzir este *chirp*, mas às expensas de perda da potência disponível, é mediante uma filtragem espectral do pulso com, p.e., um filtro Fabry-Perot ou uma grade de Bragg em fibra. Outra solução é passar o pulso por um modulador de fase de alta frequência, que é um dispositivo atualmente caro.

Outra parte do *chirp* é *aleatório* e se traduz em ruído FM. O ruído FM é aparentemente inevitável em todo tipo de laser de semicondutor de modulação direta, seja este *gain switched* ou *mode-locked*. Este fato limita o uso deste tipo de lasers a sistemas onde o produto *taxa* \times *comprimento* seja menor que alguns poucos milhares de Gbps.km³⁶.

Concluindo, o laser de semicondutor não permite explorar a capacidade final de um sistema solitônico (onde o limite de Gordon-Haus é de aproximadamente 30 Tbps.km). Apesar das suas limitações, o laser de semicondutor mode-locked com cavidade externa continua sendo o único laser sintonizável disponível comercialmente para gerar sólitons na taxa de 5 Gbps.

3.2.4 Laser com Modulação Externa

Um laser contínuo pode ser modulado externamente para formatar a saída do laser na forma de pulsos solitônicos. Dado que um laser contínuo é um dispositivo muito estável e barato, e que os moduladores de alta frequência de alto desempenho estão já disponíveis no mercado, esta combinação está sendo explorada nos últimos anos e está dando bons resultados como geradores de sólitons. O modulador pode ser de amplitude ou, de fase seguido de um filtro espectral. O uso de um modulador de amplitude é conceitualmente mais simples, mas requer mais equipamento de micro-ondas, o que encarece o dispositivo.

A modulação de amplitude de um laser contínuo pode ser efetuada utilizando um modulador eletro-óptico ou um modulador a eletro-absorção.

Para geração de sólitons em altas taxas são necessários dois moduladores, sendo o primeiro para gerar pulsos limitados por transformada e o segundo (de amplitude) para codificar a informação no formato digital.

3.2.5. Modulador eletro-óptico de amplitude

Em 1994 Veselka e Korotki³⁷ descreveram um laser com modulação externa capaz de gerar sólitons de 12 a 32 ps a 5 GHz. Um modulador de Mach-Zehnder fabricado em Niobato de Lítio, com duas entradas de modulação foi utilizado para modular a saída de um diodo laser DFB com isolador óptico, operando em 1.55 μm . O modulador é polarizado para máxima potência de saída e, duas ondas de RF, uma a 5 GHz e outra a 10 GHz são aplicadas aos dois eletrodos. As ondas de 5 GHz estão defasadas de 180° e, somente com estas, na saída do modulador se obtém sólitons de 32 ps. Somando agora ondas de 10 GHz não defasadas, os pulsos de saída adquirem um *chirp* aproximadamente linear e positivo que ao passar por 5 km de fibra normal (dispersão -18 ps/km.nm) se comprimem até 12 ps.

As potências de RF necessárias nos moduladores de Niobato de Lítio representam um problema. No laser de Veselka e Korotki por exemplo, para a onda de 5 GHz a potência utilizada foi de 155 mW (22 dBm) em cada eletrodo, e, para produzir o *chirp*, as potências de RF em 10 GHz foram de 448 mW (26.5 dBm) em cada eletrodo. É importante chamar a atenção para as potências de RF por duas razões: a primeira é o custo e complexidade dos circuitos de RF de alta potência, a segunda é que, no total, são quase 100 dBm de RF aplicados no modulador, o que deve alterar a

temperatura do dispositivo e, conseqüentemente, mudar o ponto de polarização. De fato, o dispositivo precisa de realimentação para estabilizar este ponto.

3.2.6 Modulador eletro-óptico de fase

Recentemente foi proposto e demonstrado por P.Mamyshev³⁸ um gerador laser de pulsos de picossegundos composto por um diodo laser DFB (*Distributed FeedBack*) operando em 1.5 μm no regime contínuo, acoplado a um modulador de fase de Niobato de Lítio alimentado por radiofrequência (2.5 ou 5 GHz). O sinal resultante passa então por um filtro de banda estreita.

A modulação de fase implica em uma modulação da frequência instantânea da luz. O filtro deixa passar a luz apenas durante a fração do tempo na qual o espectro instantâneo de entrada cai dentro da sua faixa passante. Na saída temos então pulsos de luz com uma duração que pode ser controlada pela amplitude do sinal de RF e pelas características espectrais do filtro. Escolhendo convenientemente o comprimento de onda do laser e a amplitude de modulação, este sistema pode gerar dois sólitons em diferentes comprimentos de onda o que o torna muito conveniente para sistemas WDM. Em relação ao laser *mode-locked* descrito anteriormente, este sistema oferece as vantagens de simplicidade, menor custo e maior estabilidade, pois o modulador de fase é menos sensível a problemas de deriva do que o modulador de amplitude.

O filtro de corte abrupto é uma grade de Bragg gravada com luz ultravioleta em uma fibra convencional dopada com Germânio.

3.2.7. Modulador por Eletro-absorção

Uma outra maneira utilizada na modulação de amplitude de um laser contínuo é através da eletro-absorção em semicondutores. A eletro-absorção é um mecanismo pelo qual a banda de absorção se desloca por aplicação de um campo elétrico. O deslocamento do espectro é maior nas vizinhanças do *gap* do semicondutor. Utilizando-se este princípio é possível modular a taxas de até 15 a 20 GHz^{39, 40}. Por ser o modulador de eletro-absorção (MEA) um dispositivo semicondutor, é possível integrar monoliticamente o laser contínuo e o eletro-modulador em um mesmo *chip*. Ainda mais, é possível integrar dois moduladores, um para formatar os sólitons e o segundo para codificar os dados digitais em altas taxas⁴¹. A performance de lasers modulados por eletro-absorção como geradores de sólitons está sendo pesquisada e já foram realizados experimentos⁴² que demonstram as suas potencialidades. Lasers de 1.5 μm

com MEA integrado, capazes de operar em taxas de até 10 Gbps estão disponíveis comercialmente.

Nos dispositivos a eletro-absorção há uma série de efeitos secundários: juntamente com o espectro de absorção, o espectro de dispersão também se desloca pela aplicação de um campo, o que é uma consequência direta da relação de Kramers-Kronig entre o coeficiente de absorção e o índice de refração. Este efeito de eletro-refração produz uma modulação de fase nos pulsos, gerando o chamado chirp e impossibilitando a geração de pulsos limitados por transformada.

3.3 LASERS DE FIBRA DOPADA COM ÉRPIO

Como visto na seção anterior com os lasers semicondutores, os lasers baseados em fibras dopadas com Érbio também podem operar em regimes de mode-locking ativo, passivo, e com modulação externa. O regime de modulação externa não será discutido devido ao fato da qualidade do pulso depender apenas do modulador, e este já foi comentado na seção destinada aos semicondutores.

O laser de fibra é um sério concorrente do laser de semicondutor dado que o ruído FM, o *chirp* e a dispersão intracavidade são mais fáceis de controlar nas fibras. Muitos componentes ópticos como polarizadores, filtros e moduladores estão disponíveis comercialmente em versões integradas (*fiber pigtailed*). Com estes componentes é possível montar lasers de fibra razoavelmente compactos. No lado negativo, estes lasers padecem de instabilidades por flutuações de polarização e por variação do comprimento de fibra com a temperatura.

Nas subseções seguintes daremos uma visão do estado da arte em lasers baseados em fibras dopadas com Érbio para aplicações em sistemas RZ de comunicação óptica. Detalhes de funcionamento e características técnicas serão deixadas para o final deste capítulo onde apresentaremos a fonte solitônica desenvolvida como parte deste trabalho de doutoramento.

3.3.1 Laser de Fibra Mode-Locked

O laser de fibra dopada com Érbio (FDE) pode ser *mode-locked* em forma passiva, aproveitando um meio não linear, ou ativa, mediante um modulador intracavidade. O *mode-locking* passivo opera em princípio na taxa determinada pela frequência da cavidade óptica que, no caso de fibras de pelo menos um metro de comprimento, não passa de 100 MHz. Dado que estamos interessados em lasers de pelo menos 2.5 GHz, limitaremos nossa discussão apenas ao caso de *mode-locking* ativo.

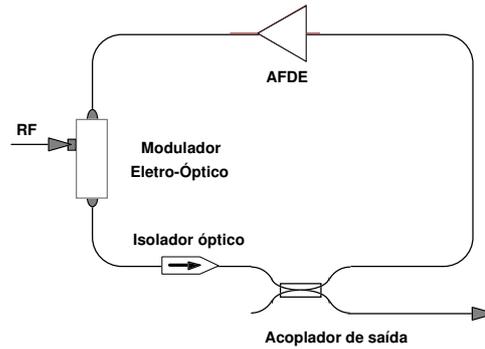


Figura 3-1: Configuração básica de um laser em anel de fibra.

A Figura 3-1 mostra uma configuração básica deste tipo de laser onde todos os componentes são integrados já em fibra. O modulador eletro-óptico de Niobato de Lítio (tipo Mach-Zehnder) introduz uma modulação de amplitude em uma frequência ajustada para ser um múltiplo exato da frequência natural da cavidade laser, forçando o laser a operar no regime de *harmonic-mode-locking* na frequência do modulador. Esta modulação da perda da cavidade pode também ser realizada mediante um modulador semiconductor de eletro-absorção ou utilizando um amplificador a semiconductor alimentado por RF⁴³.

A presença de um isolador óptico no interior da cavidade garante a operação do laser na configuração de anel unidirecional, na qual se evitam ondas estacionárias que diminuem a eficiência do laser e produzem instabilidades espectrais. O laser pode incorporar ainda um filtro espectral tipo Fabry-Perot sintonizável ou uma fibra de Bragg (cujo período pode ser variado esticando a fibra mediante um piezo-elétrico) para o controle do espectro e sintonia em comprimento de onda.

Se as fibras são do tipo que não preservam a polarização, é necessário introduzir um polarizador (ou utilizar um isolador óptico sensível à polarização) e controladores de polarização dentro da cavidade laser. Definir a polarização é uma exigência do modulador eletro-óptico e, principalmente, uma necessidade para minimizar as instabilidades causadas pelas flutuações de polarização nas fibras.

Um dos exemplos mais clássicos da literatura deste tipo de laser é o de Harvey e Mollenauer⁴⁴. Este sistema possui um etalon para sintonizar o laser, filtros de interferência para eliminar outras ordens do etalon, um Fabry-Perot acoplado com a frequência do modulador de Niobato de Lítio, uma linha de retardo para ajustar o comprimento da cavidade, um isolador e um controlador de polarização. Para compensar as variações do comprimento da fibra com a temperatura, esta foi



metalizada e a passagem de uma corrente elétrica possibilita uma estabilização da temperatura da fibra através de um circuito de realimentação.

O laser de Harvey et al., permite a geração de pulsos com duração entre 5 e 100 ps, na taxa de 5 Gbps e sintonizável entre 1.52 e 1.58 μm . Esta configuração foi utilizada nas demonstrações de transmissão de sólitons livre de erro ($\text{BER} < 10^{-9}$) de 10 Gbps (2 canais WDM) por mais e 20000 km⁴⁵.

3.3.2 Opção por Laser em Fibra Dopada com Érbio

Alguns aspectos devem ser considerados quando devemos optar por uma determinada fonte solitônica. As fontes baseadas em lasers semicondutores são vantajosas quando são priorizadas características como integração, estabilidade e preço. Já as fontes construídas utilizando-se fibras dopadas com érbio como meio ativo se mostram superiores quando são críticos os parâmetros relacionados com a pureza espectral dos pulsos de saída, integrabilidade com enlaces de fibra e principalmente versatilidade para aplicações em pesquisas.

Optamos neste trabalho por uma fonte solitônica em fibra dopada com érbio por um conjunto de motivos descritos a seguir:

- Flexibilidade no desenvolvimento de diversas configurações de cavidades, o que não é permitido em fontes semicondutoras devido à integração monolítica destas.
- Maior pureza espectral, ou menor excesso de largura de banda, possibilitando a geração de pulsos mais próximos ao limite imposto pela transformada de Fourier. Esta característica é fundamental para o estudo de propagação de sólitons, como já comentado.
- Redução na complexidade experimental e consequentemente aumento da estabilidade mecânica devido a montagem ser totalmente integrada em fibra.
- Certeza de geração de um sinal transversalmente monomodo.
- Possibilidade de utilização de um meio ativo desenvolvido nos laboratórios do CPqD da Telebrás. (A fibra dopada com érbio utilizada no laser aqui apresentado foi cedida gentilmente pelo grupo de fibras ópticas do CPqD)
- Experiência anterior no projeto, montagem e caracterização de amplificadores baseados em fibras dopadas com érbio.
- Dada esta experiência, vislumbramos a possibilidade de uma complementação da caracterização da FDE já descrita no capítulo 2, quando utilizada como meio ativo em uma cavidade laser.

- E finalmente, a possibilidade do desenvolvimento de uma configuração de caverna não conhecida até o momento, onde um modulador eletro-óptico atua simultaneamente como acoplador de saída e elemento responsável pelo travamento dos modos longitudinais (*mode-locker*).

3.4 DESCRIÇÃO DA CAVIDADE DESENVOLVIDA

Farei aqui algumas considerações preliminares para que o leitor acostumado com lasers convencionais possa compreender de forma mais clara a lógica de desenvolvimento de nossa caverna.

Todos os dispositivos que farão parte da caverna são de óptica integrada na configuração *pigtail*, ou seja, todos já possuem conexões de entrada e saída em fibra óptica monomodo, seja esta convencional ou do tipo que mantêm a polarização. Este fato reduz consideravelmente os problemas de alinhamento dos vários componentes utilizados, fator este crítico na confecção de lasers convencionais.

Além disso, uma caverna laser confeccionada totalmente em fibra óptica privilegia a configuração em anel, pois esta resume-se em conectar os extremos da caverna através de um conector ou mesmo de uma emenda óptica, eliminando a necessidade de espelhos e de uma óptica de colimação estável e delicada.

Com o dito acima em mente, partimos para o projeto de um laser em fibra dopada com érbio, cujas características deveriam atender aos requisitos abaixo listados:

1. Gerar pulsos curtos (<100ps) para que pudéssemos ter um período do sóliton (z_0) de uma grandeza compatível com nossas possibilidades imediatas de observação da propagação solitônica.
2. Taxa de repetição com utilidade prática não somente em aplicações de pesquisa básica, mas principalmente em aplicações voltadas a telecomunicações. Optamos pela taxa de 2.5 GHz por ser este o valor do próximo *upgrade* dos sistemas ópticos instalados no Brasil.
3. Possibilidade de sintonia espectral na faixa de operação dos amplificadores a fibra dopada com érbio.

A Figura 3-2 apresenta o esquema completo da caverna utilizada para a realização dos experimentos que serão descritos no prosseguimento deste trabalho. Em alguns casos foram retirados elementos internos à caverna para a realização de experimentos específicos, e estas alterações serão destacadas quando necessário.

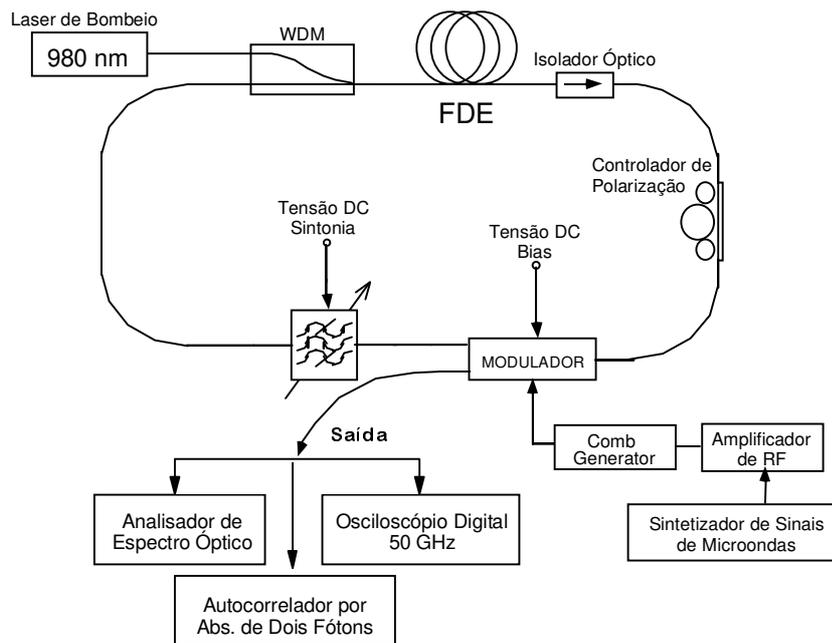


Figura 3-2: Esquema da cavidade do laser a fibra dopada com érbio desenvolvido durante este trabalho de tese.

3.4.1. Descrição dos Elementos que Compõem o Laser e o Sistema de Caracterização.

1. **Meio Ativo:** 28 metros da Fibra dopada com Érbio ErAl 061, desenvolvida no Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás. Esta fibra possui uma concentração de íons de érbio de aproximadamente 80 ppm (partes por milhão). A caracterização desta fibra foi feita com o método apresentado no capítulo 2.
2. **Bombeio:** Diodo laser semiconductor SDL, modelo BFSWA0980SDL1180AB, com pico de emissão em 979.13 nm, largura de linha inferior a 1nm possibilitada pela configuração de cavidade estendida através de uma grade de difração alojada na fibra de saída, corrente de limiar de 22 mA, potência máxima de saída de aproximadamente 130 mW em regime contínuo e taxa de eficiência de conversão elétrica-óptica (η) de 0.47 (mW/mA). Este laser possui um refrigerador integrado que opera por efeito Peltier, possibilitando uma estabilização em temperatura.
3. **WDM (Wavelength Division Multiplexer):** Acoplador por multiplexação de comprimento de onda (980 nm - 1550 nm) da E-TEK, modelo SWDMC200PSA10, com perda de inserção de 0.4 dB, isolação mínima de 20 dB, largura de banda de ± 10 nm, diretividade maior que 55 dB e perdas dependentes da polarização inferiores a 0.1 dB. Estas características são típicas do catálogo do fabricante e nem todas foram confirmadas experimentalmente neste trabalho.

4. **Isolador:** Isolador óptico insensível à polarização da E-TEK, modelo PIFI22PS44100, com isolamento no pico (1550 nm) maior que 42 dB e isolamento mínima maior que 32 dB, perdas de inserção típica de 0.3 dB, perda dependente da polarização inferior a 0.05 dB e dispersão de modos de polarização menor que 0.2 ps. Estas características são típicas do catálogo do fabricante e nem todas foram confirmadas experimentalmente neste trabalho.
5. **Controlador de Polarização:** Modelo mecânico convencional tipo “Mickey-Mouse” que efetua o controle de polarização do campo no interior da fibra. Através da aplicação de tensões mecânicas, eixos principais são criados privilegiando a propagação com uma polarização fixa⁴⁶.
6. **Filtro Fabry-Perot:** Filtro sintonizável E-TEK, modelo TOFC-1000, com λ central em 1550 nm, largura de banda de 0.6 nm, “free spectral range” de 60 nm, finesse de 100, perda de inserção de 2 dB, tensão máxima de controle de 15 V e potência óptica máxima aceitável de 300 mW.
7. **Modulador:** Modulador eletro-óptico de Niobato de Lítio da UTP modelo 4532, com duas saídas AM, otimizado para operação em 1.55 μ m, frequência de corte em 1 GHz, perda de inserção de 4dB, razão de extinção de 20 dB e V_{π} de 5.5 V. Este é o componente fundamental desta cavidade, atua simultaneamente como elemento travador de modos (*mode-locker*) e acoplador de saída.
8. **Gerador de RF:** Sintetizador de Sinais de RF Hewlett-Packard modelo 83732A. Faixa de operação entre 10 MHz e 20 GHz, modulação AM ou FM.
9. **Amplificador de RF:** Amplificador de potência Mini-Circuits modelo ZVE-8G. Faixa de operação entre 2 GHz e 8 GHz, ganho para baixo sinal de 30 dB e potência de saturação de saída de +30 dBm.
10. **Gerador de Pulsos:** Comb Generator Hewlett-Packard modelo 33005CH33, com ressonância nominal em 2.5 GHz e ressonância comprovada experimentalmente em 2.33 GHz. Este componente foi cedido gentilmente pelo Dr.Linn Mollenauer dos laboratórios Bell/Lucent.
11. **Analizador de Espectro:** Optical Spectrum Analyzer Hewlett-Packard modelo 70951A. Faixa de operação entre 600 e 1700 nm e resolução espectral de 0.1 nm.
12. **Osciloscópio Digital:** Communications Signal Analyzer Tektronix modelo CSA803, com possibilidade de amostragem de sinais de até 50 GHz.
13. **Detetor 1:** Cabeça óptica Tektronix SA-46 com banda de 20 GHz, tempo de subida de 22 ps e sensibilidade inversa nominal de 35 μ W/mV.

14. **Detetor 2:** Cabeça óptica NewFocus 1014 com banda de 45 GHz, tempo de subida de 14 ps e sensibilidade nominal de 14.1 mV/mW (agradecemos o gentil empréstimo deste detetor ao Dr. Sérgio Celaschi do CPqD Telebrás).

Esta cavidade possui um comprimento total que, dependendo da configuração e da quantidade de elementos internos utilizados, variou entre 40 e 50 metros, sendo 28 desses metros pertencentes ao meio ativo (FDE). Este tamanho proporciona um tempo de vôo dos fótons (*round-trip time*) de aproximadamente 22 μ s, ou seja uma taxa de repetição fundamental de 4.5 MHz. Estes valores demonstram claramente a necessidade de operação do laser em um regime de *harmonic mode-locking*, no qual temos vários pulsos propagando simultaneamente no interior da cavidade. Somente assim poderemos fazer com que esta fonte gere trens de pulsos nas altas taxas de repetição exigidas para aplicações nos modernos sistemas de comunicações ópticas.

3.5 OPERAÇÃO EM REGIME CONTÍNUO (CW)

Sendo uma fibra dopada com érbio o meio ativo deste laser, e considerando a análise feita deste meio no capítulo 2, achamos desnecessária uma rerepresentação da teoria de dinâmica de ganho através de equações de taxa e de propagação, assim sendo preferimos nos dedicar neste capítulo às características de operação da cavidade propriamente dita, com referências oportunas às conclusões já apresentadas no capítulo citado.

Esta fonte foi desenvolvida visando uma operação em alta taxa de repetição (2.5 GHz), no entanto mostrou-se útil também como fonte contínua e sintonizável para fins de caracterização de dispositivos de comunicações ópticas que operam na terceira janela.

Para operação em regime contínuo a cavidade utilizada é aquela da Figura 3-2, porem sem a utilização dos equipamentos responsáveis pela geração do sinal de rádio frequência utilizado para controlar o modulador; este continua porém sendo utilizado e controlado por uma tensão de polarização DC (V_{BIAS}) que determina o acoplamento de saída da cavidade laser.

O ponto que distingue este laser das configurações convencionais é justamente a utilização de um modulador eletro-óptico como modulador que proporciona o travamento dos modos longitudinais (*mode-locker*) e como acoplador de saída variável simultaneamente. A Figura 3-3 representa o esquema deste modulador, onde notamos que os eletrodos de RF e de polarização DC atuam, a menos da resposta em

freqüência, de maneira similar no funcionamento do dispositivo, permitindo que o utilizemos como um acoplador de saída variável na operação CW do laser.

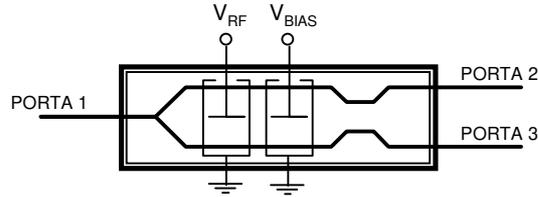


Figura 3-3: Diagrama do modulador eletro-óptico utilizado como mode-locker e acoplador de saída variável.

Para uma melhor compreensão do funcionamento neste regime, foi realizada uma seqüência de medidas para diferentes tensões de polarização DC no modulador, o que equívale à observarmos cavidades com acopladores de saída com transmitâncias diferentes.

Na Figura 3-4 os triângulos representam a potência de pico (em dBm) do laser para diferentes V_{BIAS} . Já os quadrados representam a potência de ASE na saída, extraída da base da linha espectral do laser, e os círculos representam a subtração das duas medidas anteriores, ou seja a relação sinal ruído expressa em dB. A nomenclatura “potência de pico” no caso CW pode causar alguma confusão, caso isto ocorra a Figura 3-7 pode ser consultada para esclarecer como foram obtidos os pontos experimentais apresentados na Figura 3-4.

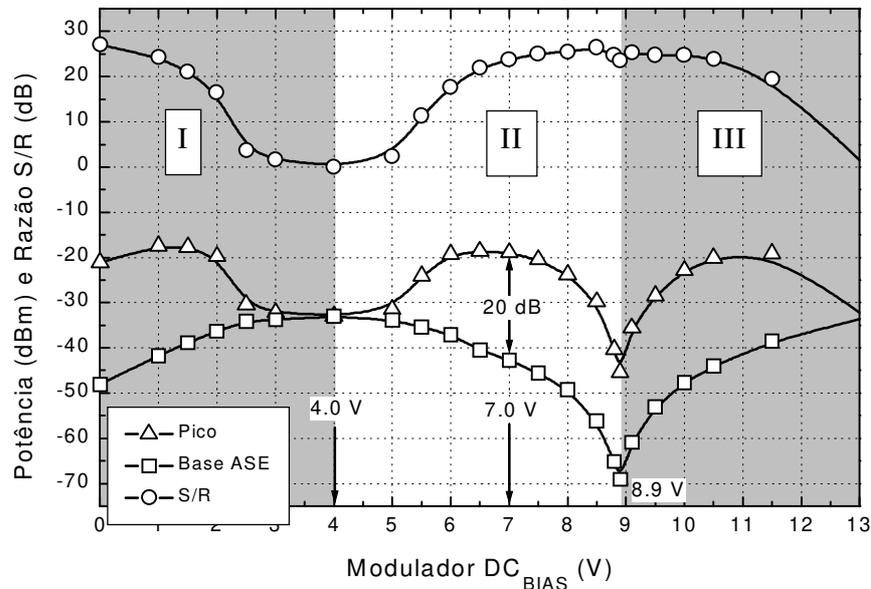


Figura 3-4: Comportamento do laser para diferentes tensões de polarização (V_{BIAS}) no modulador.

A interpretação desta Figura 3-4 inicia percebendo-se que a curva da potência de ASE é proporcional à transmitância do acoplador de saída da cavidade, ou seja, se aplicarmos um V_{BIAS} que abra totalmente a cavidade (transmitância de 100%) não teremos a oscilação laser e a saída observada será igual à ASE gerada pela FDE. Ao diminuirmos esta transmitância, a ASE na saída também é reduzida e inicia-se então a realimentação responsável pela operação laser.

Notamos na Figura 3-4 três regiões de variação desta transmitância; a região I aumentando entre 0 e 4 volts, a região II diminuindo entre 4 e 9 volts e voltando a aumentar na região III entre 9 e 13 volts. Vamos nos fixar na região II (as demais comportam-se similarmente).

Queremos então modelar a potência de saída do laser como função da transmitância do acoplador de saída e isto pode ser feito a partir da condição de oscilação de uma cavidade:

$$e^{\gamma\ell}(1-L) = 1 \quad (3-1)$$

onde L representa a perda total sofrida em cada passagem da radiação pela cavidade, γ o coeficiente de ganho exponencial e ℓ o tamanho da cavidade. Para o caso de pequenas perdas podemos ainda considerar $\gamma\ell = L$. Já o coeficiente de ganho pode ser expressado em termos de seu valor não saturado γ_0 , da potência emitida pelo meio P_E e da potência de saturação P_S :

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{P_E}{P_S}} \quad (3-2)$$

Se definirmos agora g_0 como o ganho (não saturado) por passagem $\gamma_0\ell$ e identificarmos as perdas L como sendo compostas por uma perda intrínseca do meio L_i e uma perda devida à transmitância do acoplador de saída ($L = L_i + T$), podemos escrever:

$$P_E = P_S \left(\frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) \quad (3-3)$$

e a fração da potência emitida pelo meio ativo que é disponível na saída do laser é dada por $T/(L_i+T)$, logo a potência na saída será:

$$P_E = P_S \left(\frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) \frac{T}{L_i + T}. \quad (3-4)$$

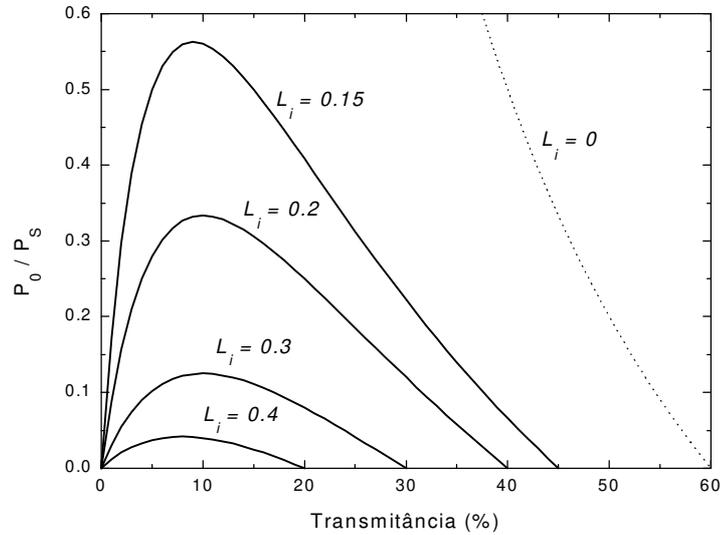


Figura 3-5: Representação da potência de saída de um laser em função da transmitância do acoplador de saída (espelho de saída) para diferentes perdas intrínsecas e assumindo $g_0 = 0.6$.

A Figura 3-5 representa a função da expressão 3-4 normalizada por P_S e com $g_0 = 0.6$. Notamos que variando-se a transmitância do acoplador, a potência de saída possui um ponto de máximo cuja posição depende das perdas internas da cavidade. Nota-se também que esta transmitância está limitada por $g_0 - L_i$, que corresponde a fazermos $P_E = 0$ na equação 3-4.

Este gráfico pode ser comparado diretamente com a região II da Figura 3-4 ($4V < V_{BIAS} < 9V$). Nesta região a transmitância passa por um ciclo completo de variação e aproximadamente no centro deste encontramos um pico na curva da potência de saída (aproximadamente em $V_{BIAS} = 7$).

A análise fica mais clara se inferirmos a transmitância do acoplador de saída pela curva que representa a potência de ASE na base do espectro da linha do laser, ou seja, em $V_{BIAS} = 4$ V onde temos uma potência de ASE de aproximadamente -32 dBm, consideraremos como transmitância de 100%. Similarmente o ponto de $V_{BIAS} = 8.9$ V, com potência de ASE de -70 dBm, representará uma transmitância de 0%. Linearizando as expressões logarítmicas (expressas em dBm) e graficando a potência de saída do laser em função desta transmitância inferida, obtemos os dados apresentados (círculos) na Figura 3-6

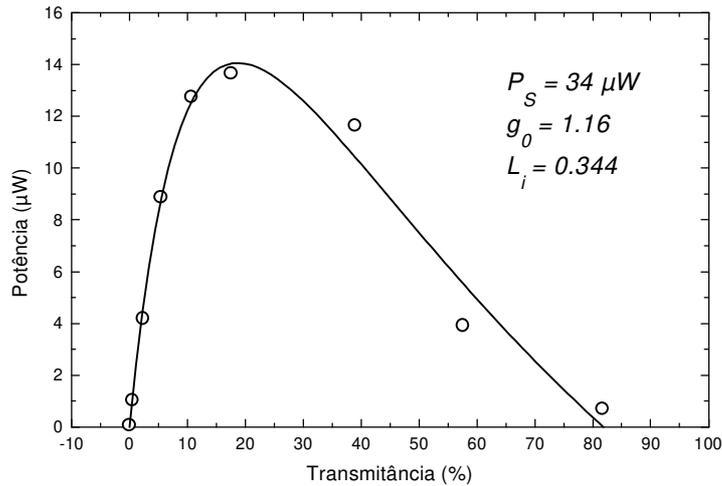


Figura 3-6: Os pontos experimentais representam a potência de saída do Laser em função da transmitância inferida pela potência de ASE. A linha representa um ajuste utilizando a expressão 3-4 .

Nota-se que os pontos experimentais podem ser modelados adequadamente com a expressão 3-4 , utilizando-se $P_S = 34 \mu\text{W}$, $g_0 = 1.16$ e $L_i = 0.344$ (linha sólida).

Os três pontos destacados na Figura 3-4 representam justamente os valores limites da faixa de variação da transmitância, e o valor onde temos o pico máximo na potência de saída. O espectro de saída do laser foi adquirido nestas três condições de operação e graficados na Figura 3-7.

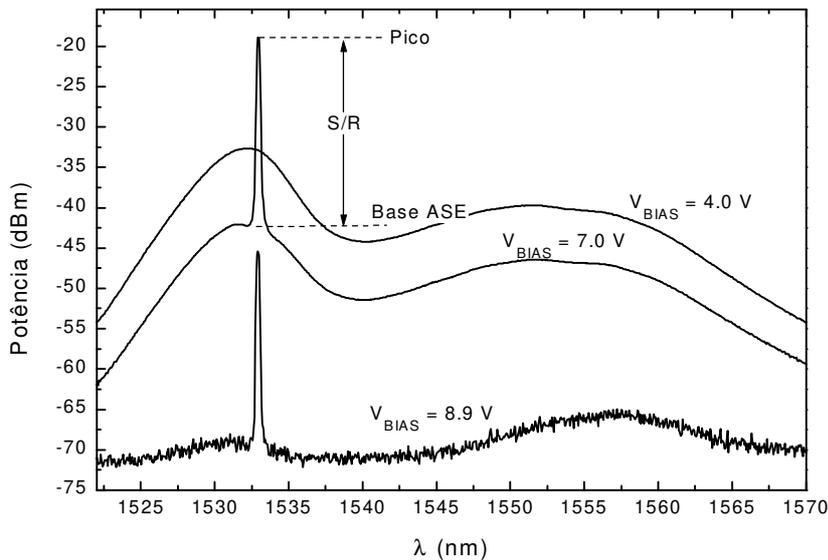


Figura 3-7: Espectros de saída do laser para as tensões V_{BIAS} destacadas na Figura 3-4.

Nesta figura fica claro que com um alto valor para a transmitância do acoplador de saída ($V_{\text{BIAS}} = 4 \text{ V}$), não há realimentação suficiente para que tenhamos a oscilação

laser, desta forma o espectro de saída reproduz àquele da ASE de uma FDE fortemente bombeada. No extremo oposto ($V_{\text{BIAS}} = 9 \text{ V}$) a transmitância está com um valor bem baixo, fazendo com que tanto o ruído de fundo (ASE) como a potência da radiação laser tenham valores bem reduzidos. Já com $V_{\text{BIAS}} = 7 \text{ V}$ podemos observar o espectro de saída da situação onde foi obtida a máxima potência do laser (para uma dada potência de bombeio).

Analisando agora a curva da relação sinal/ruído na Figura 3-4 vemos que a mesma apresenta um mínimo na região onde o acoplador de saída está totalmente aberto ($V_{\text{BIAS}} = 4 \text{ V}$), o que é esperado. No entanto um fato que merece atenção é a região com V_{BIAS} entre 7 V e 10.5 V . Nesta região a transmitância passa do seu valor máximo para o mínimo e então retorna ao máximo, fazendo com que a potência de saída do laser possua dois pontos de máximo, um em $V_{\text{BIAS}} = 7 \text{ V}$ e outro em $V_{\text{BIAS}} = 10.5 \text{ V}$ e um ponto de mínimo em $V_{\text{BIAS}} = 9 \text{ V}$, no entanto dentro de toda esta faixa a relação sinal/ruído mantêm-se praticamente constante.

Este comportamento permite-nos optar por uma operação com alta potência de saída ($V_{\text{BIAS}} = 7 \text{ V}$ ou $V_{\text{BIAS}} = 10.5 \text{ V}$) ou com um baixo ruído ($V_{\text{BIAS}} = 9 \text{ V}$), sendo a mesma relação sinal ruído para ambos os casos, e com a opção feita através do simples ajuste da tensão de polarização DC do modulador eletro-óptico.

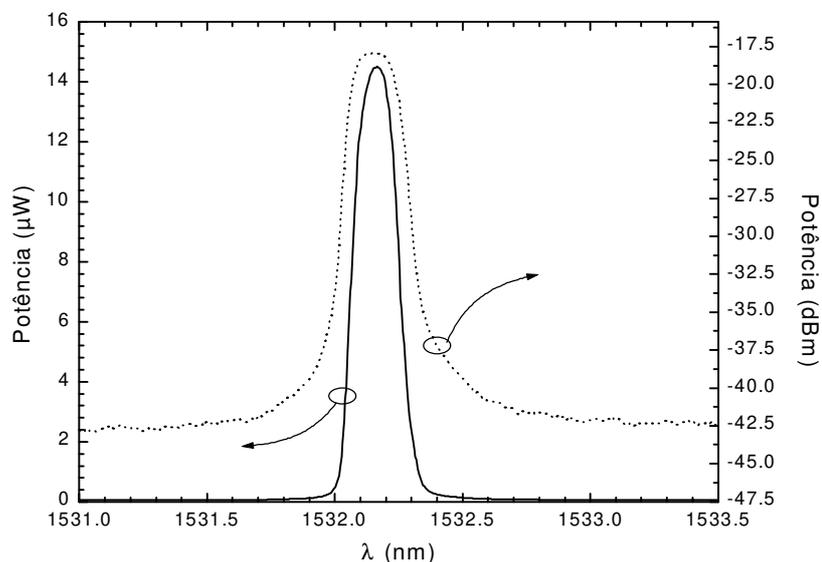


Figura 3-8: Espectro de saída do laser em operação CW. A curva sólida representa o espectro em escala linear (μW) enquanto que a curva tracejada representa o espectro em escala logarítmica (dBm) para uma melhor visualização do ruído de fundo (-42.5 dBm).

Finalizando esta análise da operação em regime CW, apresentamos na Figura 3-8 o espectro de saída do laser em escala linear (μW) e logarítmica (dBm). A curva

logarítmica permite uma melhor visualização tanto do ruído de fundo (-42.5 dBm) como da relação sinal ruído (25 dB). Este valores variam em função da potência de bombeio e do comprimento de onda sintonizado, podendo chegar à um relação sinal-ruído superior a 30 dB.

3.6 OPERAÇÃO EM REGIME MODE-LOCKED

Como comentado na introdução deste capítulo, para que uma fonte laser seja útil para aplicações em sistemas de comunicações ópticas de faixa larga, é essencial que a mesma seja capaz de operar em regime pulsado com uma alta taxa de repetição. Este regime pode ser obtido através de um modulador externo ou através da condição de travamento de modos (*mode-locking*). A geração com modulador externo não será aqui comentada pois os pulsos gerados dependem exclusivamente do desempenho do modulador.

O regime de mode-locking pode ser passivo ou ativo. No caso passivo um elemento não linear, geralmente um absorvedor saturável^{47,48}, é inserido na cavidade fazendo com que as perdas sejam suficientemente altas durante as primeiras passagens da radiação pelo meio ativo, impedindo assim a oscilação laser. A partir de uma certa potência de limiar ou de saturação, o absorvedor torna-se praticamente transparente reduzindo as perdas internas da cavidade de maneira brusca e gerando assim um pulso intenso e rápido de radiação laser. Desta forma fica claro que o regime de mode-locking passivo não permite uma atuação externa decisiva sobre a geração do trem de pulsos, e justamente por isso não constitui-se numa boa opção para fontes para comunicações ópticas.

O laser aqui apresentado pode operar em regime de mode-locking ativo, bastando para isso a aplicação de um sinal de rádio-freqüência na entrada de RF do modulador eletro-óptico. Como visto na seção anterior, a luz que passa pelo modulador pode ser direcionada para fora da cavidade ou ser reinjetada nesta a uma taxa dada pela freqüência de RF. Se esta freqüência coincide com a freqüência natural da cavidade, ou um múltiplo desta, o laser entrará em regime de mode-locking ativo.

O princípio da operação mode-locked⁴⁹ consiste em projetarmos uma cavidade laser que satisfaça duas condições fundamentais: permita que o ganho seja maior do que as perdas para vários modos longitudinais e que de alguma maneira a fase relativa entre estes modos seja constante. No nosso caso o meio ativo utilizado (FDE) possui uma banda espectral muito larga (aproximadamente 30 nm = 3.75 THz). Além disso a separação em freqüência entre dois modos adjacentes é dada simplesmente pelo comprimento da cavidade ($\Delta\nu = c/n\ell$).

No laser em questão temos uma cavidade de aproximadamente 40 m, e supondo o índice de refração da fibra de 1.5, teremos $\Delta\nu \approx 5$ MHz, o que demonstra que o número de modos possíveis dentro da banda de amplificação do érbio é realmente muito alto, no entanto devemos perceber que a região onde o ganho supera as perdas é na realidade uma pequena fração desta banda de emissão, o que diminui consideravelmente o número de modos longitudinais permitidos.

Matematicamente o campo elétrico resultante no interior da cavidade com a presença de um número M de modos é:

$$E(t) = \sum_{m=1}^M \epsilon_m e^{i\phi_m + i(\omega_0 + m\Delta\omega)t} + c.c. \quad (3-5)$$

Se a fase de cada modo individual (ϕ_m) não possui correlação com os demais modos, a expressão 3-6 representa um sinal aleatório ainda se as amplitudes são constantes ($\epsilon_m = E_0$), porém se utilizarmos algum dispositivo no interior da cavidade que faça com que a fase relativa permaneça constante, a expressão 3-6 poderá então ser calculada analiticamente resultando em:

$$E(t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{M}{2}(\Delta\omega t + \Delta\phi)\right]}{\sin\left[\frac{(\Delta\omega t + \Delta\phi)}{2}\right]} e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} + c.c. \quad (3-6)$$

onde $\Delta\phi$ representa a diferença de fase constante $\Delta\phi = \phi_m - \phi_{m-1} = \text{constante}$.

O modulador de amplitude, quando acionado numa frequência que seja um múltiplo da frequência natural da cavidade, tem justamente esta função de permitir que apenas os modos em fase tenham sua propagação pela cavidade mantida. Os possíveis modos existentes que não estiverem em fase com a operação do modulador “sentirão” uma perda interna da cavidade muito grande e não serão amplificados.

Além da frequência de modulação, outro fator importante é a chamada profundidade de modulação, ou seja a relação entre a transmitância do modulador nas condições de altas e baixas perdas. Comparando a configuração do laser aqui apresentado com as configurações tradicionais, encontramos aí uma outra divergência, pois nos esquemas clássicos tenta-se manter a profundidade de modulação do modulador intracavidade com os máximos valores possíveis, o que não pode ser feito no caso desta cavidade. Se imaginarmos uma profundidade de 100 %, toda a radiação seria desacoplada da cavidade (modulador totalmente aberto) e não teríamos a realimentação do meio ativo, fundamental para operação mode-locked. Podemos

imaginar que neste caso teríamos o equivalente à um fonte CW de espectro largo (ASE) gerando pulsos através de uma modulação externa.

Para gerar o sinal de rádio-freqüência que controla o modulador eletro-óptico de amplitude, utilizamos um sintetizador de sinais de RF da Hewlett-Packard modelo 83732A capaz de gerar um sinal senoidal com freqüência entre 10 MHz e 20 GHz. Este sinal é então amplificado por um amplificador de RF Mini-Circuits modelo ZVE-8G que fornece um sinal levemente distorcido porém com uma potência máxima de saída de 30 dBm (1 W).

Com este sinal senoidal aplicado ao modulador o laser pode operar em uma ampla faixa de taxas de repetição, no entanto focalizaremos nossa atenção para operação em taxas superiores a 1 GHz. A título apenas de ilustração a Figura 3-9 apresenta pulsos obtidos com taxas de repetição de 11.9 MHz e 622 MHz.

Nesta figura notamos que com uma taxa de repetição de 11.9 MHz, foram obtidos pulsos de 3 ns com uma forma temporal levemente assimétrica. Já com uma modulação de 622 MHz (freqüência esta escolhida por ser um dos padrões dos sistemas de comunicações ópticas, e é justamente este um valor atualmente utilizado na rede óptica brasileira.) obtivemos pulsos com uma relação sinal ruído muito boa, porém alguns pulsos intermediários podem também ser vistos (indicados pelas setas na Figura 3-9). A aparição destes pequenos pulsos intermediários pode ser explicada através de uma possível dinâmica caótica, porém determinística, da geração de pulsos em lasers com cavidade em anel. Este tema foi e continua sendo estudado por grupos especializados em sistemas dinâmicos e não faremos aqui uma análise pormenorizada do assunto^{50,51}.

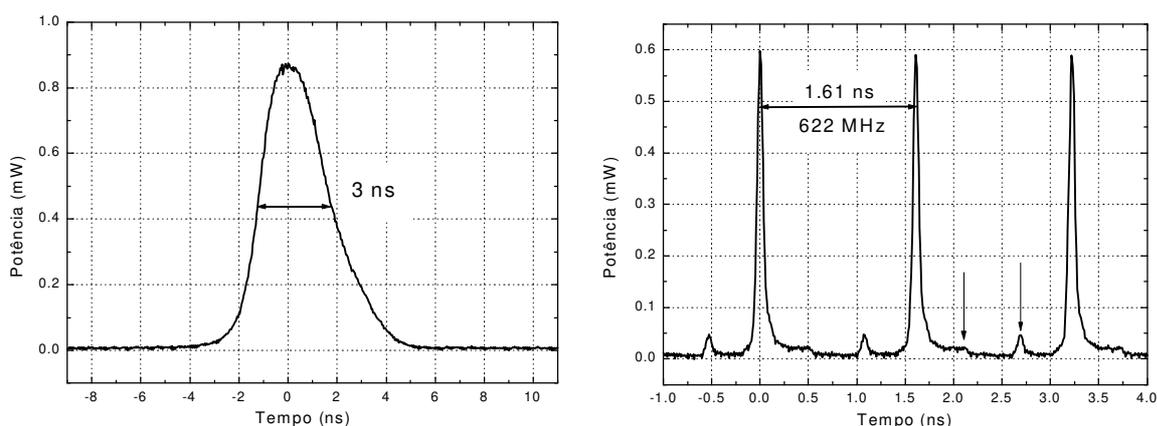


Figura 3-9: A curva da esquerda representa um pulso de 3ns (FWHM) obtido com uma modulação senoidal de 11.9 MHz. A curva da direita representa o trem de pulsos gerados quando a modulação foi feita com um sinal também senoidal de 622 MHz.

Como vimos acima, o sinal de RF (senoidal) amplificado já é adequado para ser utilizado como controle do modulador, no entanto para que obtivéssemos pulsos mais curtos, utilizamos um circuito ressonante projetado para transformar o sinal senoidal num trem de pulsos com o mesmo período. Este circuito é chamado de Comb Generator (gerador de pente), constitui-se de uma associação de indutores, capacitores e um diodo especial (*step-recovery diode*)⁵² e é normalmente utilizado para gerar harmônicos da freqüência de RF. Para melhor entendermos o funcionamento do laser, vamos apresentar uma caracterização elétrica do comb generator; considerando oportuno esta inserção por se tratar de um dispositivo pouco conhecido. Para os nossos objetivos, achamos mais eficiente uma apresentação do efeito causado por este circuito ao invés de uma explanação teórica da sua função de transferência.

Na Figura 3-10 podemos observar o sinal de saída do amplificador de RF (senóide levemente distorcida) que foi aplicada ao Comb Generator e o sinal pulsado gerado por este.

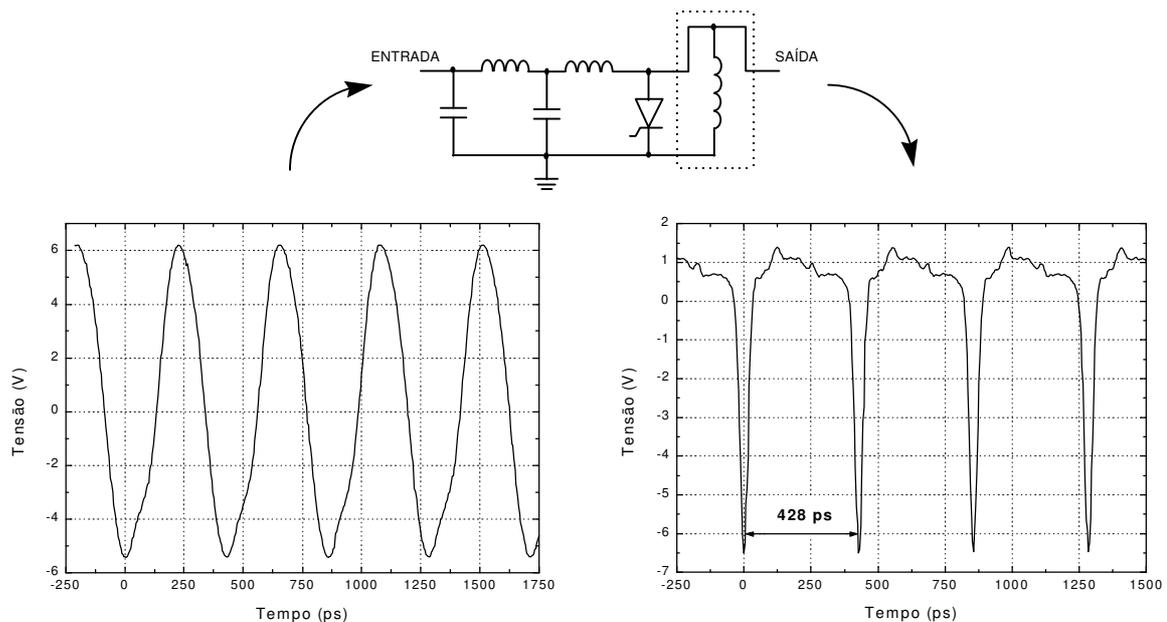


Figura 3-10: O gráfico a esquerda representa o sinal senoidal após amplificação, que é então aplicado ao Comb Generator (esquema) produzindo uma forma de onda com pulsos de tensão negativa.

Como vemos, o comb generator produz um trem de pulsos com a mesma freqüência do sinal de entrada, com polarização negativa mas com pequeno patamar irregular de tensão positiva.

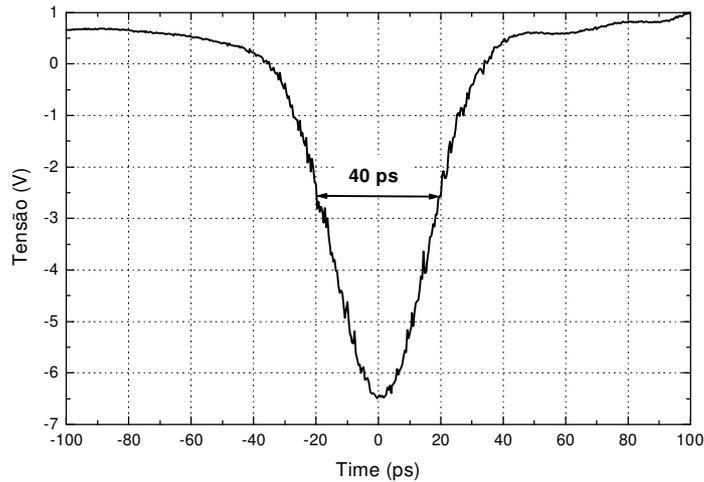


Figura 3-11: Pulso elétrico obtido com a utilização do Comb generator.

Os pulsos elétricos produzidos variam em forma e em largura temporal dependendo da tensão e da frequência do sinal aplicado. Um pulso obtido com os parâmetros de tensão e frequência otimizados pode ser observado na Figura 3-11. O esquema elétrico do comb generator apresentado na Figura 3-10 mostra a característica ressonante deste circuito, no entanto é interessante observarmos a resposta em frequência pois esta, além de apresentar oscilações, justifica a escolha de operação do laser em torno de 2.33 GHz. Na verdade o comb generator deveria operar nominalmente em 2.488 GHz, que é uma frequência típica dos sistemas de comunicações ópticas e é justamente a escolhida para o próximo up-grade dos enlaces da rede óptica brasileira.

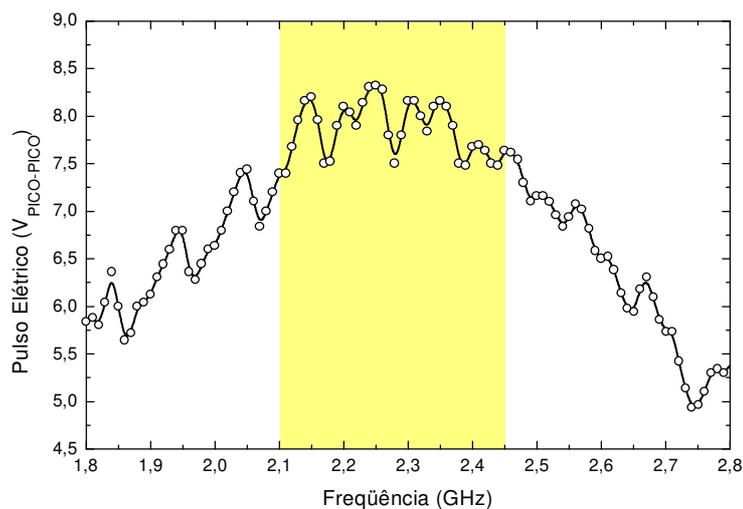


Figura 3-12: Resposta em frequência do comb generator.

Nesta curva da resposta em frequência podemos identificar uma região entre aproximadamente 2.10 e 2.45 GHz onde a amplitude dos pulsos elétricos gerados passa por oscilações sobrepostas à um ponto de máximo, no entanto a amplitude dos pulsos elétricos é importante porém não fundamental para o desempenho do laser. É comum optarmos por taxas de repetição que não estão exatamente no pico desta curva de resposta, mas que proporcionam pulsos com forma e largura temporal mais adequadas às aplicações propostas.

Uma maneira complementar de analisar os pulsos gerados pelo subconjunto de rádio-freqüência (sintetizador + amplificador + comb gen.) que controla o modulador de amplitude é através da análise espectral elétrica. A Figura 3-13 que foi obtida a partir de uma transformada de Fourier rápida realizada diretamente pelo osciloscópio sobre o sinal elétrico, mostra que o comb generator opera a partir da geração de um conjunto de harmônicos da freqüência original do sinal de entrada. As várias linhas espectrais apresentadas no gráfico estão separadas por 2.33 GHz que foi a freqüência utilizada quando da realização desta medida. Além disso podemos inferir um envoltório destas linhas (linha tracejada) que possui uma largura na base de 25 GHz. Este limite de operação, além do qual os harmônicos gerados possuem amplitude desprezível, determina também a largura dos pulsos no domínio do tempo, o que pode ser confirmado na Figura 3-11 onde observa-se pulsos com largura de 40 ps que é justamente o recíproco de 25 GHz no domínio do tempo.

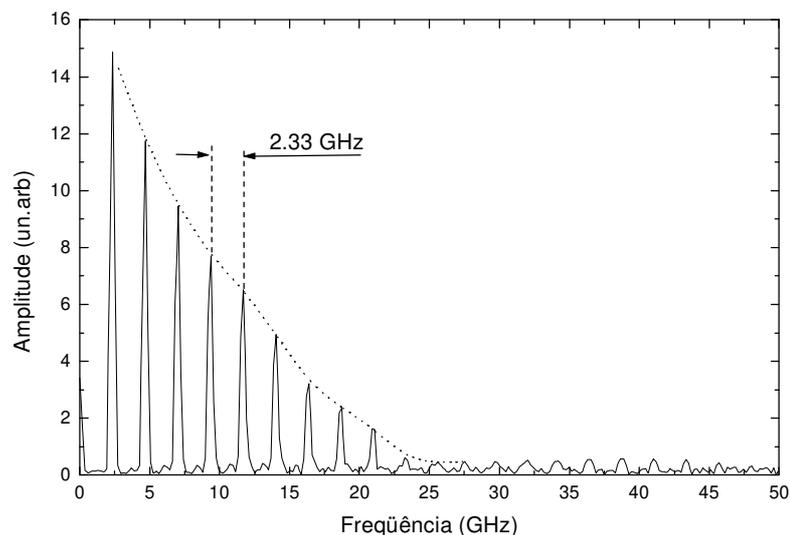


Figura 3-13: Espectro elétrico dos pulsos gerados pelo comb generator e que serão aplicados à entrada de RF do modulador de amplitude.

A forma de linha desse envoltório pode nos dar também a forma do pulso gerado no domínio do tempo, no entanto a resolução de amostragem para cada linha espectral não é suficientemente alta para permitir uma determinação dos valores máximos dessas linhas dentro de um erro aceitável, e são justamente esses valores de pico das linhas espectrais que determinariam a forma exata do envoltório no domínio da frequência.

Com a etapa de controle elétrico devidamente caracterizada, passamos para a caracterização óptica do laser em regime de mode-locking harmônico.

Aplicando o sinal elétrico de saída do comb generator ao modulador, obtemos um trem de pulsos bem definido, como apresentado na Figura 3-14.

Este sinal de saída foi obtido com uma tensão de RF de aproximadamente 7 volts de pico a pico e com uma polarização DC (V_{BIAS}) em torno de 4.5 volts. A linha contínua é uma medida experimental da intensidade de saída do laser, captada diretamente em um osciloscópio digital com banda de 50 GHz e um fotodetetor rápido (tempo de subida de 14 ps). A linha tracejada foi obtida a partir da expressão 3-6 com $M = 10$ modos.

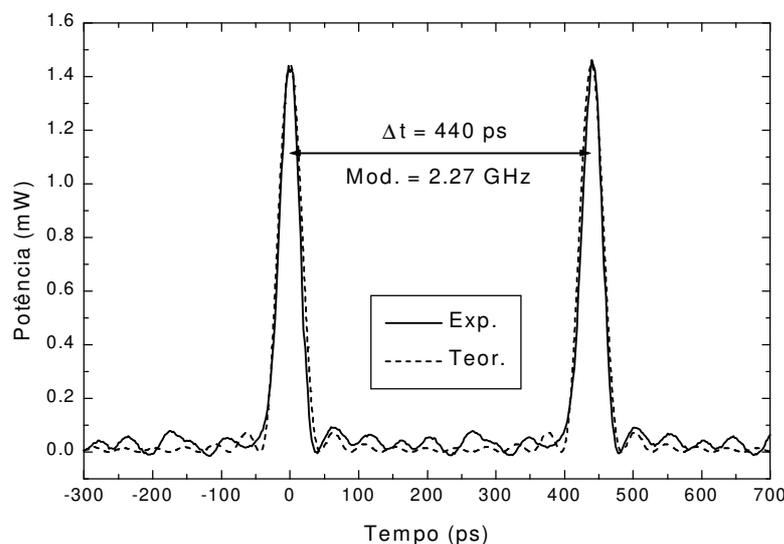


Figura 3-14: Pulsos ópticos gerados pelo laser. A curva sólida representa uma medida experimental típica. A curva pontilhada foi obtida com o modelo de laser mode-locked com $N = 10$ modos.

A oscilação presente na linha de base da curva experimental não coincide exatamente com a curva teórica neste caso de poucos modos. As causas mais prováveis desta discrepância estão em uma porção de ruído de fundo e na influência da resposta do fotodetetor.

Este procedimento de ajuste do sinal de saída com a expressão típica para sinais mode-locked é válido, ilustrativo, porém não definitivo para uma confirmação de que o laser está realmente operando em regime de travamento de modos. Para comprovarmos tal hipótese, realizamos um experimento complementar cujo resultado pode ser observado na Figura 3-15.

O experimento que resultou nesta figura foi realizado variando-se a frequência do sinal de RF aplicado ao modulador sem o comb generator e medindo-se, para cada valor ajustado, a potência de pico na saída do laser.

Note que o laser apresenta valores máximos de potência de pico em valores específicos de taxa de repetição separados por um $\Delta\nu$ de 4.52 MHz, que é justamente a frequência recíproca ao tamanho da cavidade, ou seja $\Delta\nu = v/\ell = c/n\ell$, e considerando a cavidade com $\ell = 44$ m e o índice de refração da fibra $n \approx 1.5$ obteremos o $\Delta\nu$ de 4.52 MHz apresentado na Figura 3-15,

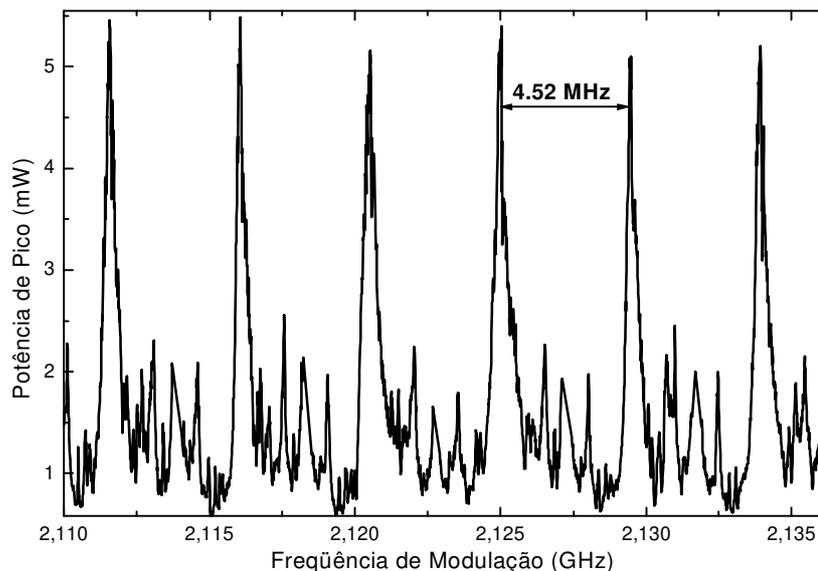


Figura 3-15: Potência de pico do laser em função da frequência de modulação.

Este resultado apresentado é mais uma confirmação da operação mode-locked harmônico do laser, e a cada um dos picos acima é aumentado um pulso no interior da cavidade, ou seja, observado a Figura 3-15 notamos que o laser possui uma alta potência de saída operando na taxa de repetição de 2.125 GHz, que dividido por 4.52 MHz resulta num número de 470 pulsos no interior da cavidade (mode-locking harmônico de ordem 470). Para o próximo pico, próximo a 2.13 GHz teremos 471 pulsos no interior da cavidade.

Este fato de termos um número grande de pulsos simultaneamente no interior da cavidade faz com que a potência óptica média obtida com o meio ativo seja dividida entre todos os pulsos, reduzindo assim a potência de pico de saída do laser, no entanto esta é uma condição necessária para obtermos um trem de pulsos com um taxa de repetição compatível com as aplicações em comunicações ópticas objetivadas.

A ilustração dos pulsos detectados diretamente com um detetor rápido (14 ps) e um osciloscópio de faixa larga (50 GHz) é muito conveniente para uma observação da estabilidade do sinal, relação sinal-ruído e também para uma visualização do chamado jitter ou seja, a variação temporal da distância entre pulsos consecutivos. No entanto o tempo de resposta do fotodetetor utilizado (que, cabe ressaltar, foi utilizado o fotodiodo comercialmente disponível de maior velocidade existente até o momento da realização deste trabalho) não permite que tenhamos uma medida real da largura temporal do pulso, e sendo este possivelmente muito inferior ao tempo de resposta do fotodetetor, um procedimento de deconvolução também não seria válido. Desta forma optamos pela montagem de um autocorrelador capaz de medir a largura temporal do pulso de forma mais apropriada. O autocorrelador montado neste trabalho não possui a configuração convencional, diferenciando-se tanto no interferômetro como no sistema de detecção do sinal, assim preferimos dedicar uma seção ao final deste capítulo relacionada apenas com o autocorrelador por nós desenvolvido.

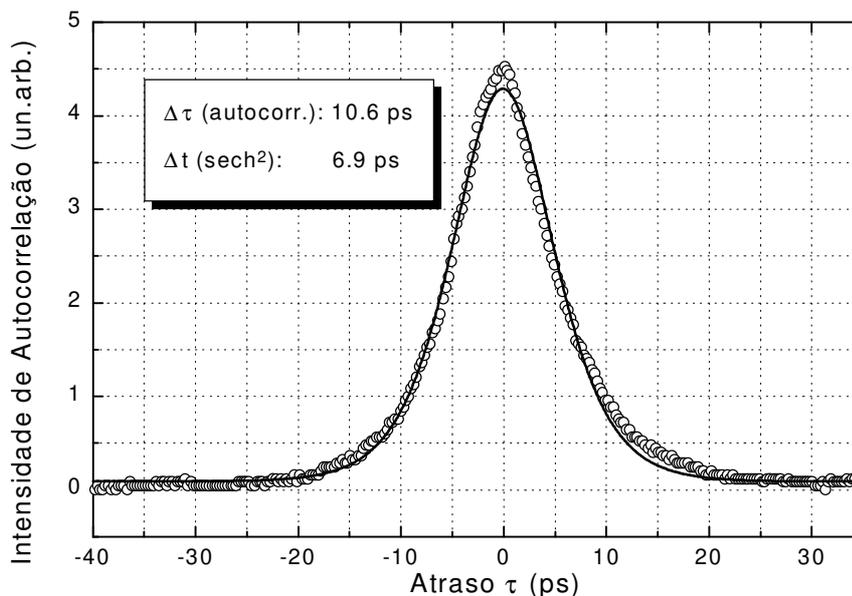


Figura 3-16: Sinal de autocorrelação do pulso de saída do laser. Os círculos são pontos experimentais e a linha sólida é um ajuste utilizando-se uma função secante hiperbólica.

Na Figura 3-16 apresentamos o sinal de autocorrelação do pulso de saída do laser. A abcissa $\Delta\tau$ representa o atraso entre os pulsos e utilizando-se o fator de correção para o caso do pulso ser uma secante hiperbólica⁵⁵ (0.6482) obtemos uma largura temporal do pulso de aproximadamente 7 ps.

São necessários aqui alguns esclarecimentos sobre a Figura 3-16; em primeiro lugar a linha de base é um parâmetro importante nos sinais de autocorrelação, e como descreveremos em detalhe na seção específica ao final deste capítulo, no caso do nosso autocorrelador o sinal obedece a relação padrão de 3 para 1, ou seja o pico do sinal deve ser três vezes maior do que o nível representado pela linha de base. No caso da Figura 3-16 esta linha de base foi eliminada (nível zero) durante o processo de digitalização do sinal pelo osciloscópio, no entanto a validade da relação de 3x1 foi confirmada durante a realização dos experimentos.

O segundo ponto a ser destacado nesta figura relaciona-se com uma pequena, porém notável, assimetria na curva de autocorrelação. Esta pode ser vista na região de decaimento do pulso (em $\tau \approx 15$ ps) onde percebemos um desacordo local entre os dados experimentais e a curva do ajuste teórico. Este desacordo é oriundo do tempo de integração utilizado pelo lock-in (vide Figura 3-32). Quando eliminamos completamente este tempo de integração o sinal apresenta-se perfeitamente simétrico, porém com um ruído que prejudicaria a visualização da pulso propriamente dito.

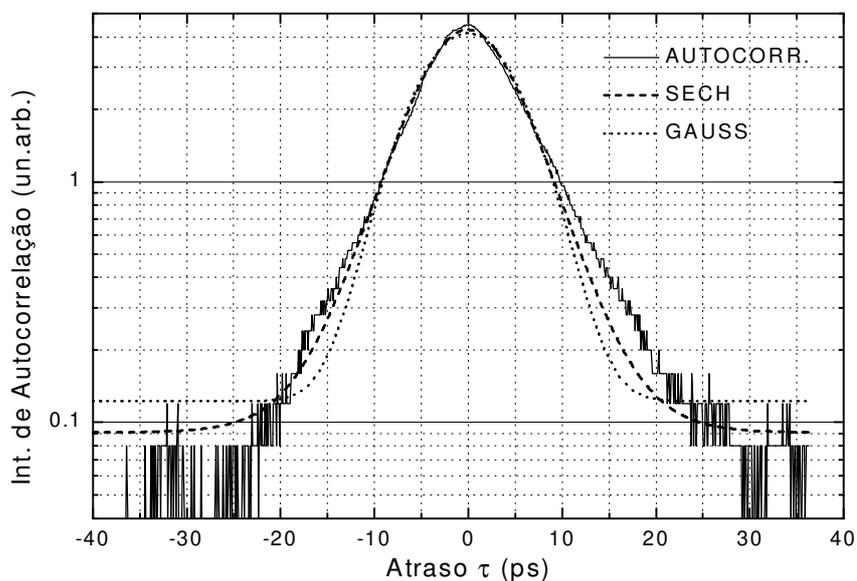


Figura 3-17: Traço de autocorrelação em escala logarítmica para melhor visualização do acordo entre o pulso do laser (curva sólida) e os ajustes gaussiano (curva pontilhada) e secante hiperbólica (curva tracejada).

O ajuste teórico foi feito utilizando-se uma função secante hiperbólica por supormos a princípio que o funcionamento do laser quando em regime mode-locked estável deveria estar sendo governado pela compressão solitônica, como será comentado adiante, no entanto cabe a dúvida se um ajuste gaussiano não seria mais adequado para o pulso obtido experimentalmente. Para esclarecer esta questão apresentamos na Figura 3-17 o mesmo traço de autocorrelação com a ordenada em escala logarítmica.

Notamos observando esta figura que uma curva do tipo secante hiperbólica (tracejada) ajusta-se melhor aos dados experimentais do que a curva gaussiana (pontilhada), principalmente na base do pulso. Esta representação logarítmica também facilita a visualização da assimetria comentada anteriormente.

Agora que temos uma representação confiável do pulso no domínio do tempo, vamos analisá-lo no domínio da frequência. Como já comentado, a flexibilidade característica dos lasers em fibra permite que os operemos em diversas configurações, e para esta análise fora retirado da cavidade o filtro Fabry-Perot. Assim sendo a perfil espectral apresentado a seguir é determinado pela cavidade, não sendo uma mera cópia do espectro de transmissão do filtro interno, que é utilizado quando desejamos que a sintonia do laser seja um parâmetro controlável.

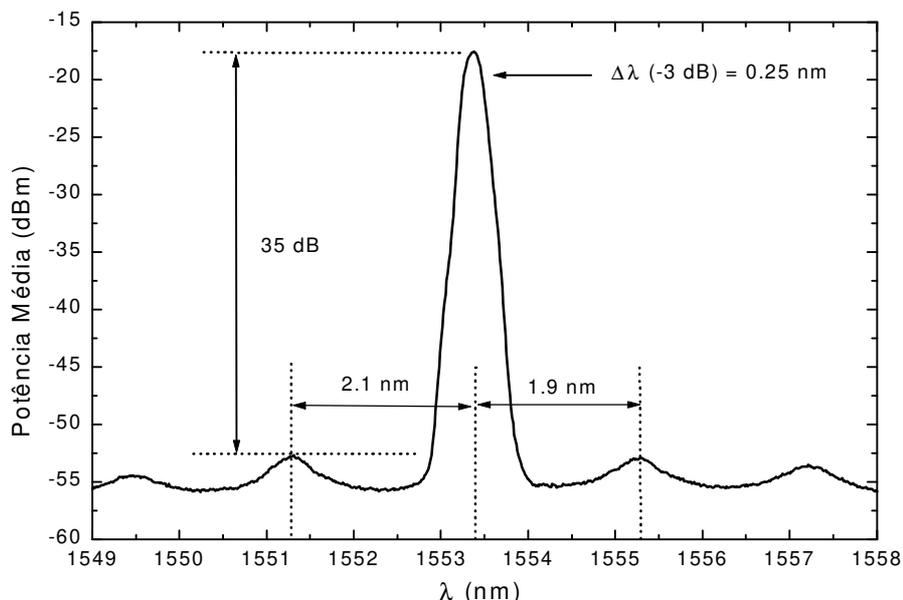


Figura 3-18: Espectro da saída do laser quando em regime mode-locked com taxa de repetição de 2.27 GHz.

A Figura 3-18 mostra o espectro de saída do laser quando modulado em 2.27 GHz. Da informação contida nesta figura podemos extrair a largura espectral do laser a meia altura (-3dB) que é de aproximadamente 0.25 nm, sendo que a resolução do equipamento utilizado era de 0.1 nm. Além disso vemos que o pico da emissão está a 35 dB acima da linha de base, demonstrando uma razão sinal/ruído de aproximadamente 3160.

Similarmente ao feito com o traço de autocorrelação, realizaremos o ajuste da curva espectral com duas curvas teóricas: uma gaussiana e uma secante hiperbólica. Na introdução deste capítulo dissemos que um laser ideal para aplicações no estudo de propagação de sólitons deveria além de possuir um perfil que fosse uma solução da equação de Schrödinger não linear (que é uma secante hiperbólica), atender também ao requisito de ser limitado por transformada, e se este for o caso, a transformada de Fourier do pulso no domínio do tempo deveria resultar em um perfil também do tipo secante hiperbólica no domínio da frequência.

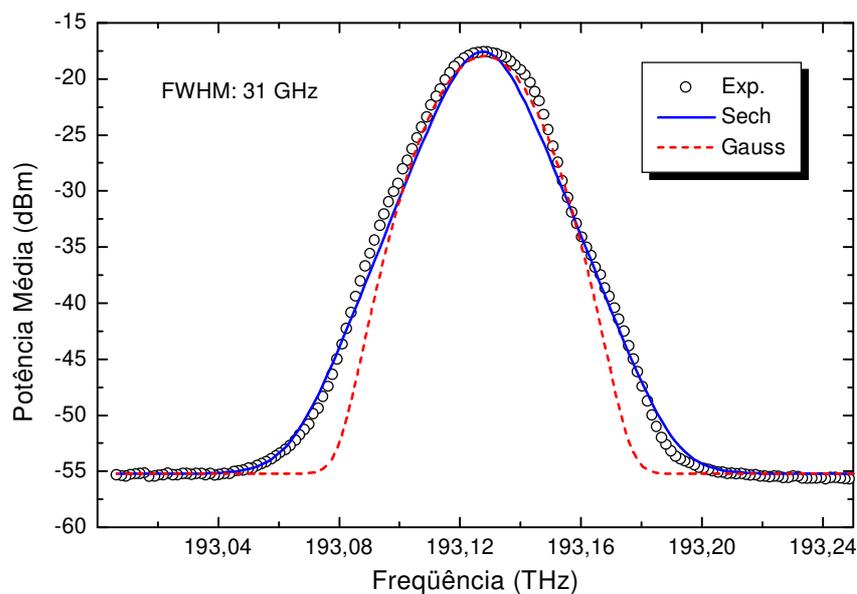


Figura 3-19: Ajuste do perfil espectral de saída do laser modulado com curvas do tipo gaussiana e secante hiperbólica.

Com o auxílio da Figura 3-19 nota-se claramente que um perfil do tipo secante hiperbólica ajusta-se de forma muito mais adequada aos dados experimentais do que uma curva gaussiana. Neste ajuste devemos ainda considerar que no pico da curva experimental, a limitação da resolução espectral do equipamento utilizado (nominalmente 0.08 nm) faz com que a parte mais intensa (e fina) do espectro apresente-se com uma distorção que a torna mais larga do que realmente é. Este efeito

inerente ao sistema de medida causa um pequeno desacordo entre as funções teóricas e os dados experimentais na região mais estreita do espectro de emissão do laser.

Além desta verificação visual de que tanto o perfil temporal como a sua transformada (perfil espectral) possuem uma forma de secante hiperbólica, vamos analisar agora o produto da largura temporal pela largura espectral ($\Delta\nu\Delta t$) que no caso de pulsos limitados por transformada deve possuir um valor numérico que só depende da morfologia do pulso.

Experimentalmente o nosso sistema estava impossibilitado de realizar medidas simultâneas do espectro e da autocorrelação da saída do laser. Notamos porém que a largura temporal dos pulsos quando operando na estabilidade máxima é um pouco maior daquela apresentada na Figura 3-16, possuindo um valor médio próximo a 10 ps, assim sendo é esse o Δt que deve ser utilizado no produto com os 31 GHz obtidos como largura espectral. Assim sendo teremos $\Delta\nu\Delta t \approx 31 \text{ GHz} \cdot 10 \text{ ps} = 0.31$, valor este que confirma a nossa hipótese de que o laser gera pulsos limitados por transformada.

Do ponto de vista de sintonia devemos fazer aqui alguns esclarecimentos: como já comentado, a cavidade apresentada pode operar com ou sem um filtro espectral interno, no caso um Fabry-Perot integrado em fibra controlado eletronicamente. Quando o filtro é retirado da cavidade o laser pode operar em duas regiões determinadas pelos picos de emissão do érbio, ou seja, os picos característicos do espectro da ASE das FDE. A escolha da região específica de operação fica sendo determinada então tanto pela taxa de repetição imposta ao modulador como também pela tensão de polarização DC (V_{BIAS}) aplicada a este, pois estes dois sinais de controle determinam a perda da cavidade e os modos que poderão ser travados em fase na operação em mode-locking.

Quando o filtro é inserido na cavidade teremos apenas uma pequena região espectral onde o ganho do meio ativo pode superar as perdas internas. Esta região é justamente o comprimento de onda no qual o filtro foi sintonizado, e assim sendo podemos forçar a operação do laser em praticamente toda a região de operação das FDE, como mostra a Figura 3-20.

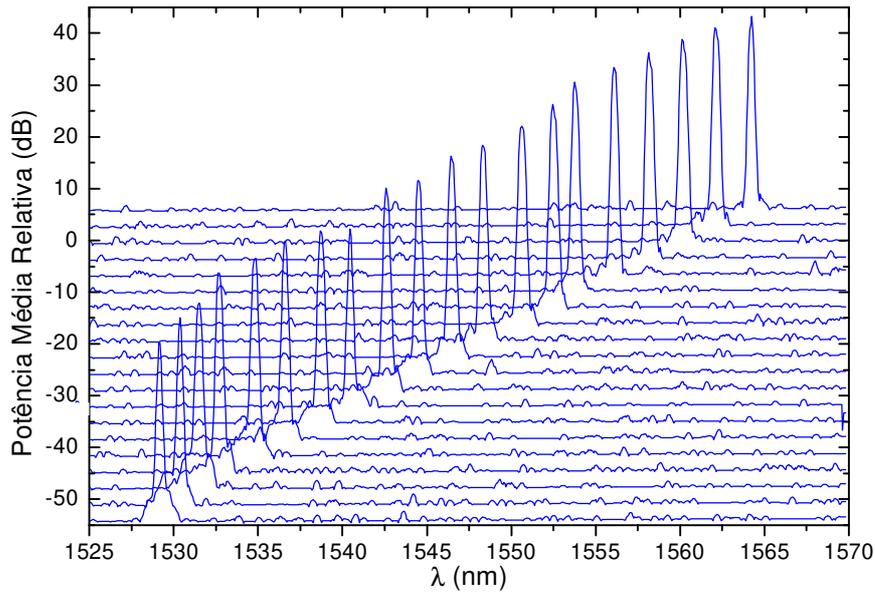


Figura 3-20: Espectros de saída do laser com o λ de operação do filtro interno variado continuamente dentro da faixa de operação das FDE.

Nesta figura vemos que o laser pode operar na faixa espectral compreendida entre 1530 nm e 1565 nm (≈ 4 THz). No entanto, para que o espectro de saída se mantenha constante como apresentado na figura, devemos a cada frequência sintonizada proceder um ajuste da tensão de polarização do modulador e possivelmente atuar também sobre o controlador de polarização da cavidade.

Destacamos ainda nesta figura a relação sinal ruído que se mantém superior a 30 dB por toda a faixa sintonizada.

3.7 ESTABILIDADE EM REGIME PULSADO

Foi comentado no início deste capítulo que um dos principais motivos que faz com que os lasers em fibra ainda não sejam utilizados amplamente em sistemas comerciais está relacionado com a estabilidade destes dispositivos com respeito à variações térmicas, mecânicas e de polarização. Existem grupos atualmente desenvolvendo métodos de realimentação óptica e elétrica que vêm aumentando muito esta estabilidade, no entanto para montagens de laboratório onde as condições de operação do laser podem ser mantidas razoavelmente fixas, os lasers em fibra podem ser utilizados até com vantagens em relação aos sistemas concorrentes. A Figura 3-21 mostra o resultado de um acompanhamento cumulativo do sinal de saída do laser por 1 hora e 25 minutos.

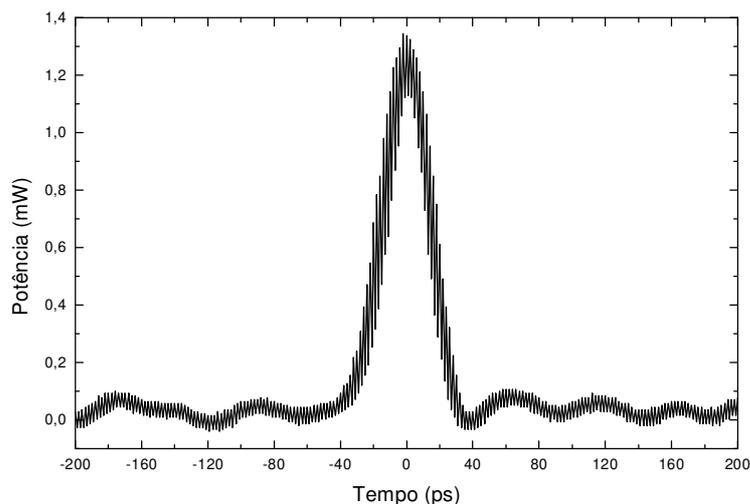


Figura 3-21: Acompanhamento cumulativo do pulso de saída do laser através de fotodetector rápido (22 ps) e osciloscópio de banda larga (50 GHz) durante 1 hora e 25 minutos em ambiente com condições térmicas e mecânicas estáveis.

Considerando-se que não foi utilizado nenhum esquema de realimentação ou controle de parâmetros externos, esta curva nos mostra uma estabilidade muito boa, principalmente em se tratando de aplicações em comunicações ópticas digitais em que pulsos RZ devem possuir uma relação sinal-ruído suficiente apenas para uma distinção clara entre um bit 1 e um bit 0.

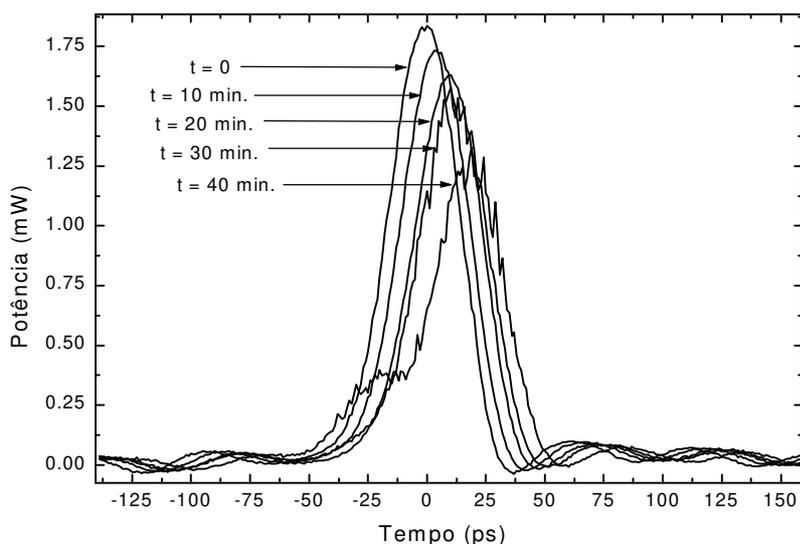


Figura 3-22: Variação do sinal de saída do laser durante uma amostragem de 40 minutos. Laboratório com temperatura de 31 °C.

Ainda com respeito à estabilidade, a Figura 3-21 foi obtida sem qualquer esquema de controle, porém com o laboratório a uma temperatura estável de 22 °C e evitando-se o efeito de vibrações sobre a fibra e os componentes que compõe a cavidade, no entanto, realizamos também este acompanhamento com o ar condicionado do laboratório desligado (≈ 31 °C), quando então notamos uma degradação no sinal de saída do laser com o passar do tempo, como pode ser observado na Figura 3-22.

É natural termos uma alta dependência da estabilidade de lasers pulsados em fibra com a temperatura, já que o coeficiente de expansão térmica das fibras de sílica convencionais é aproximadamente 10^{-6} m/°C, ou seja, numa cavidade de 44 metros teremos uma variação de 0.2 mm para um variação de temperatura de 5 °C, e como já vimos o tamanho da cavidade é um parâmetro que deve ser mantido constante para proporcionar uma operação mode-locking estável. No entanto, concluímos haver um outro fator cuja dependência é igual ou superior à esta, trata-se da temperatura do modulador eletro-óptico de niobato de lítio.

Realizamos um controle sobre a temperatura do modulador e repetimos o acompanhamento do sinal de saída do laser pelo mesmo período e com a mesma temperatura ambiente (≈ 31 °C).

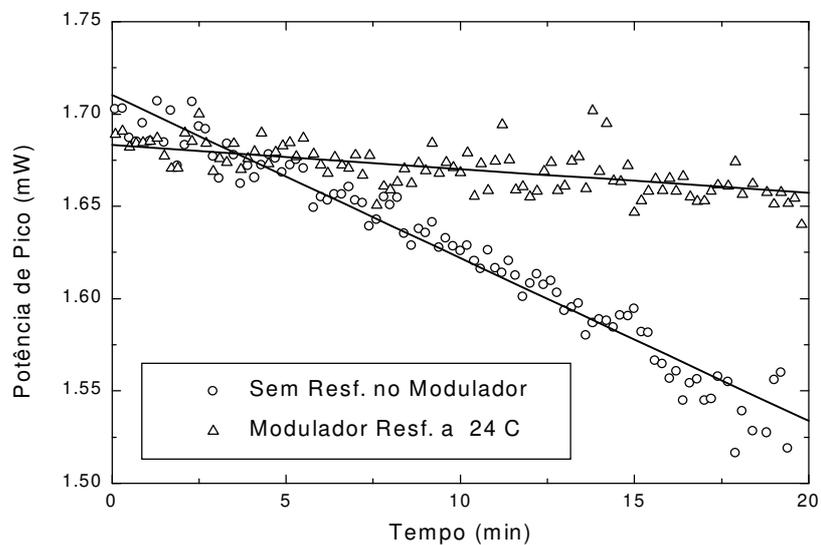


Figura 3-23: Variação temporal da potência de pico do laser com e sem resfriamento do modulador eletro-óptico.

A temperatura do modulador foi mantida inicialmente a 24 °C através do contato do invólucro do modulador com uma base metálica resfriada, mas cuja temperatura também foi aumentando lentamente. Infelizmente não possuíamos um Peltier com área suficiente para mantermos a temperatura do modulador realmente estável. O sinal de

saída do laser mostrou-se bem mais constante e resumimos estas conclusões na Figura 3-23 onde apresentamos o acompanhamento da variação da potência de pico do laser em função do tempo percorrido para o caso do modulador com e sem resfriamento na base metálica.

Nesta figura notamos que há uma degradação da potência de pico em ambos os casos, já que não se trata de um controle da temperatura mas apenas do contato do modulador com um corpo de temperatura inferior. Numericamente pode-se dizer que sem o resfriamento do modulador a potência de pico do laser sofre uma degradação de aproximadamente 8.8 μW (ou 0.51%) por minuto, enquanto que com o resfriamento esta degradação não passa de 1.3 μW (ou 0.08%) por minuto.

Esclarecemos que esta análise não tem o objetivo de determinar precisamente a dependência do sinal de saída do laser com a temperatura, mas sim identificar objetivamente o modulador eletro-óptico como sendo um ponto crítico da cavidade cuja estabilidade térmica deve ser monitorada caso desejemos uma maior confiabilidade do dispositivo como um todo.

3.8 REGIME DE PULSAÇÃO TRANSIENTE

É conhecido que a maioria dos lasers apresentam picos espontâneos na potência de saída (spikes) ao serem ligados, sendo este um comportamento transiente que decai quase-senoidalmente até atingir o regime estacionário. No entanto, mesmo nesta condição de estabilidade, qualquer pequena perturbação tal como uma mudança brusca na potência de bombeio ou nas perdas da cavidade, pode disparar um novo processo de relaxação de oscilação que irá novamente desvanecer da mesma maneira quase-senoidal.

A terminologia utilizada para descrever este tipo de transiente não é muito uniforme na literatura. Comumente se utiliza o termo "spiking" para designar os pulsos discretos, rápidos e de grande amplitude que ocorrem imediatamente após um transiente. Já o termo oscilações relaxadas designarão então as oscilações de baixa amplitude, quase senoidais e amortecidas exponencialmente em torno da potência de estado estacionário, que surgem quando da perturbação de um laser operando no modo contínuo, ou como o estado natural para onde os spikes evoluem.

Os spikes e as oscilações relaxadas são fenômenos característicos dos lasers nos quais o tempo de vida do estado excitado é substancialmente maior do que o tempo de decaimento do fóton na cavidade, justamente por isso que estes fenômenos

são dificilmente observados em laser cujo meio ativo é um gás, e facilmente observado em lasers baseados em fibras dopadas com terras raras como o Érbio.

Estes comportamentos transientes são interessantes pois estão diretamente relacionados com a dinâmica do sistema, proporcionando uma rica fonte de onde parâmetros do meio ativo podem ser obtidos, e cuja modelagem é feita diretamente através das equações básicas de inversão de população e do número de fótons na cavidade.

Iniciemos este estudo com a observação da resposta do nosso laser à uma modulação transiente das perdas na cavidade. Para isso aplicamos um pulso quadrado lento no eletrodo de polarização DC do modulador eletro-óptico, fazendo com que o acoplamento de saída e conseqüentemente as perdas pela cavidade sofram um transiente rápido no início e no final deste pulso quadrado. Deve ser esclarecido que neste e nos demais experimentos desta seção, não haverá nenhum sinal de rádio frequência aplicado ao modulador como feito para operação no regime de travamento de modos descrito na seção anterior.

Durante o período em que o pulso quadrado estiver sendo aplicado ao modulador, este manterá o anel da cavidade fechado fazendo com que a radiação laser aumente continuamente. Ao interrompermos este sinal de polarização do modulador, a cavidade é aberta bruscamente gerando então um spike inicial e uma seqüência de oscilações relaxadas ao longo do tempo.

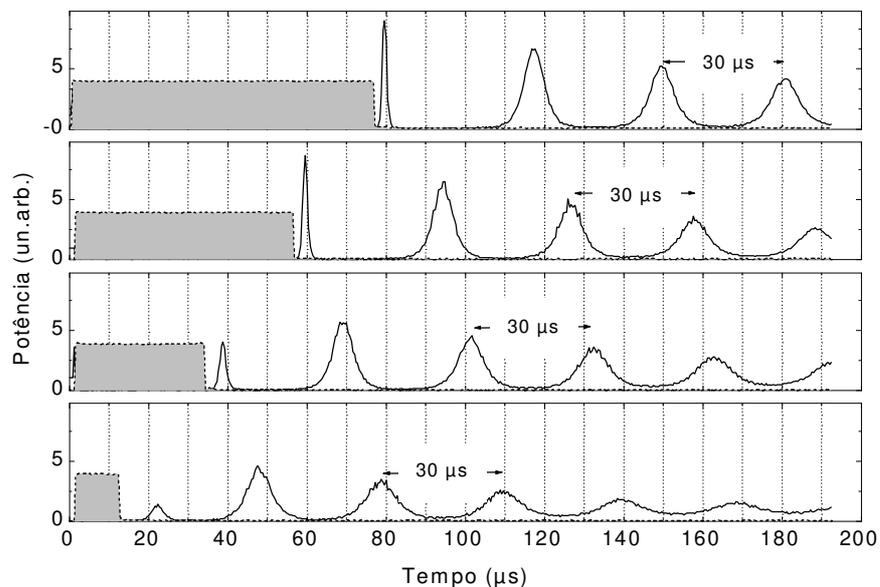


Figura 3-24: Comportamento transitório do laser após pulsos de diferentes durações aplicados no V_{BIAS} do modulador.

Observando-se a Figura 3-24 podemos obter algumas informações úteis à compreensão deste regime oscilatório.

Em primeiro lugar notamos que o spike inicial apresenta em sua amplitude uma dependência muito forte com a duração do pulso de tensão que é inversamente proporcional às perdas na cavidade, ou seja, quando o tempo durante o qual mantemos altas as perdas é grande, o spike resultante é muito intenso (curva superior). Já no extremo oposto, quando o tempo de modulação das perdas é baixo (curva inferior) o spike é bem mais fraco, o que não é totalmente acompanhado pelas oscilações subsequentes.

Esta observação mostra que ao menos durante este período inicial logo após o transiente, o laser comporta-se como no chamado regime de *cavity-dumping*⁵³ ou seja, toda a energia armazenada no interior da cavidade durante o período em que esta permaneceu fechada é abruptamente extraída gerando um pulso cuja intensidade é naturalmente função do tempo de acúmulo de energia.

Nesta figura notamos ainda que nas oscilações subsequentes existe uma dependência mínima, ou quase nula, com a duração do pulso de modulação das perdas (ou do acoplamento). Esta independência reflete-se tanto na amplitude destas oscilações como também no período, que no caso manteve-se fixo em aproximadamente 30 μ s.

Para uma melhor compreensão da origem deste período, que não possui relação imediata com o tamanho da cavidade ou outra característica do laser, bem como da dinâmica responsável por estas oscilações, recorreremos a uma modelagem matemática simples para uma cavidade laser.

Um estudo detalhado do érbio como meio ativo já foi feito em capítulo anterior, assim sendo basta aqui uma descrição simplificada da inversão de população $N(t)$ de um sistema de dois níveis, na presença de um campo eletromagnético descrito por uma quantidade de fótons $q(t)$:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - B \cdot N(t) \cdot q(t) - \frac{N(t)}{\tau_{21}} \quad (3-7)$$

onde R representa a taxa de bombeio (constante), B um fator que determina a taxa de transição devida à emissão estimulada e τ_{21} o tempo de vida do estado excitado, já devidamente descrito em capítulo anterior.

Quando este meio ativo faz parte de uma cavidade laser, podemos escrever uma equação complementar, responsável pela descrição da evolução do número de fótons nesta cavidade como:

$$\frac{dq(t)}{dt} = B \cdot N(t) \cdot q(t) - \frac{q(t)}{\tau_c} \quad (3-8)$$

onde τ_c aqui representa o tempo de vida do fóton na cavidade.

Note que este sistema de equações está acoplado pelo termo $B \cdot N(t) \cdot q(t)$, e que a sua não linearidade intrínseca faz com que, em certas situações, soluções oscilantes originárias de regimes estacionários não sejam surpreendentes do ponto de vista matemático.

O sistema de equações para a cavidade laser (3-7 / 3-8) pode ser resolvido numericamente e as soluções para o comportamento dinâmico tanto da população $N(t)$ como para o número de fótons $q(t)$ está apresentado na Figura 3-25.

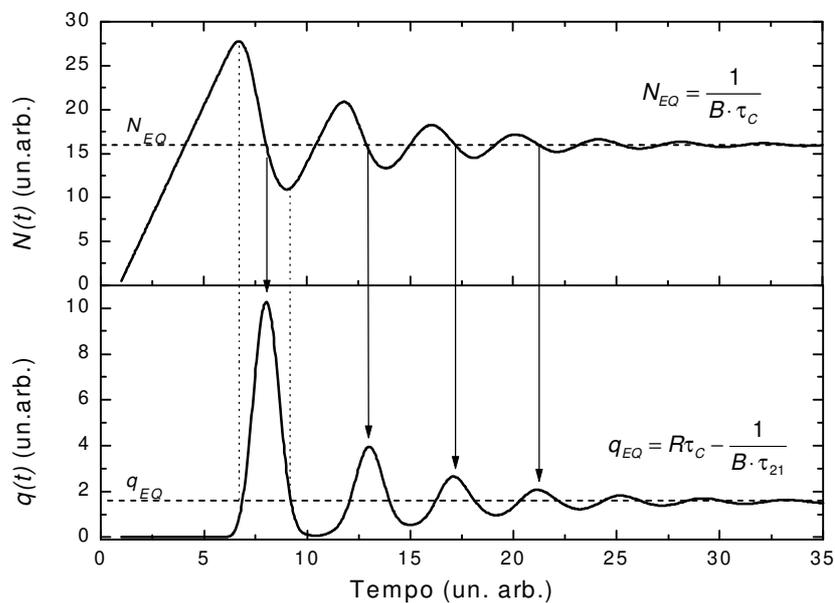


Figura 3-25: Soluções transientes do sistema de equações 3-7 / 3-8 para a cavidade laser.

Esta figura nos permite ainda uma compreensão da dinâmica do sistema. Note que existe um período inicial no qual o número de fótons na cavidade permanece praticamente nulo. Durante este período a população do nível excitado está aumentando continuamente com uma taxa determinada pela potência de bombeio e tempo de vida do estado excitado. Quando $N(t)$ supera o valor de equilíbrio N_{EQ} que é exatamente o valor de limiar ou threshold, o ganho na cavidade passa a ser superior às perdas iniciando então um aumento no número de fótons $q(t)$. A partir desse instante, tanto a população como o número de fótons crescem simultaneamente até o momento em que $q(t)$ atinge o valor de equilíbrio q_{EQ} , desse ponto em diante o número de fótons presente na cavidade já é suficiente para reduzir a população através do processo de

emissão estimulada. Nesse instante a população atinge o seu máximo e começa a decair, porém como ainda está acima do valor de equilíbrio, o número de fótons continua aumentando.

O pulso de luz (proporcional a $q(t)$) atingirá o seu máximo quando $N(t)$ decair até N_{EQ} novamente, quando então o ganho voltará a ser inferior às perdas. O período final do processo completa-se então com a redução simultânea da população e do número de fótons até o momento em que este último fique inferior ao valor de equilíbrio, quando então a população atinge o seu mínimo e inicia novamente um crescimento que dará origem ao próximo pulso.

A partir dessa explanação e da análise da Figura 3-25, fica claro que o pico de intensidade do laser ocorrerá quando a população estiver com o valor de equilíbrio e com derivada negativa. Além disso os valores máximos e mínimos da população ocorrem quando a intensidade do pulso também atinge o valor de equilíbrio.

Intuitivamente podemos dizer que o amortecimento dessas oscilações deve-se ao fato de que nem a população e nem o número de fótons recuperam o valor inicial de zero após a primeira oscilação, pois como vimos, a partir do momento em que o número de fótons é inferior ao valor de equilíbrio, a população reinicia o seu processo de crescimento. Isto faz com que a cada pulso tenhamos condições iniciais diferentes que levam à um amortecimento do processo e consequente obtenção de um valor de estado estacionário.

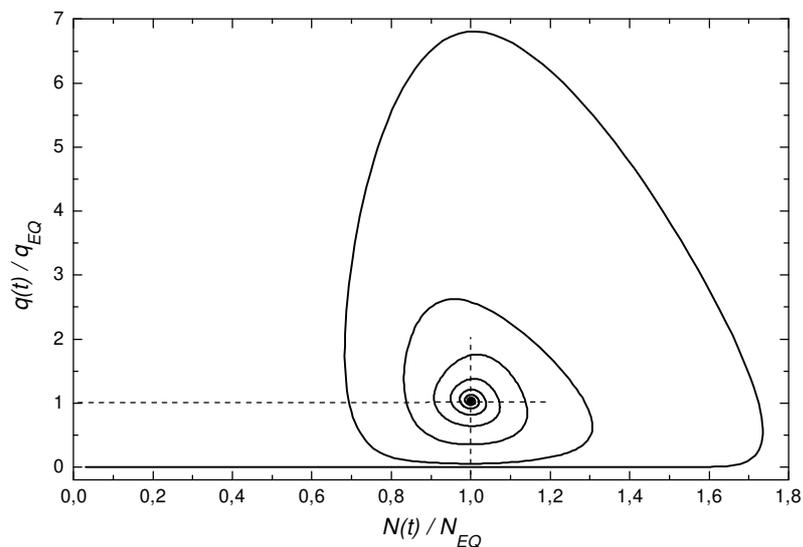


Figura 3-26: Representação num plano de fase da dinâmica evolutiva das oscilações relaxadas do laser. Esta curva foi obtida através das soluções numéricas apresentadas na Figura 3-25.

Podemos visualizar esta dinâmica evolutiva do sistema até o valor de equilíbrio de forma mais clara através de uma representação em um plano de fase composto pela população $N(t)$ como abcissa e pelo número de fótons $q(t)$ como ordenada.

A Figura 3-26 apresenta a evolução das oscilações relaxadas através de um plano de fase. Desta representação podemos obter algumas conclusões complementares à análise já realizada. A primeira delas demonstra claramente a órbita convergente para os valores de equilíbrio N_{EQ} e q_{EQ} , o que pode não ocorrer caso tenhamos uma perturbação em algum dos parâmetros do sistema, como veremos no prosseguimento desta seção.

Nesta representação fica também mais óbvio o fato do número de fótons atingir o seu valor máximo sempre que a população passa pelo seu valor de equilíbrio, como também a população atinge os valores máximos e mínimos no momento em que a intensidade da luz laser é igual ao seu valor de equilíbrio. Finalmente destacamos o fato da largura do pulso estar relacionada com o tempo de vida do fóton na cavidade (τ_c) enquanto que o período entre os pulsos é determinado primordialmente pela capacidade do bombeio repor a população do nível excitado após uma depopulação rápida causada pela emissão estimulada, o que será experimentalmente confirmado a seguir.

As soluções obtidas numericamente são úteis quando queremos realizar um ajuste dos dados experimentais ou mesmo para simularmos comportamentos em diversas condições de operação, no entanto podemos fazer algumas aproximações e obter uma solução analítica para a intensidade de saída do laser, possibilitando assim a extração de alguns parâmetros importantes para a caracterização da cavidade.

No regime estacionário as variações temporais de $N(t)$ e $q(t)$ podem ser igualladas a zero, obtendo-se os valores para a condição de equilíbrio:

$$\begin{aligned} N_{eq} &= \frac{1}{B \cdot \tau_c} \\ q_{eq} &= R \cdot \tau_c - \frac{1}{B \cdot \tau_{21}} \end{aligned} \quad (3-9)$$

onde percebemos que a potência laser de saída será nula a menos que a taxa de bombeio R seja maior que $(B \cdot \tau_c \cdot \tau_{21})^{-1}$, e este é então definido como o bombeio de limiar ou threshold R_{th} . Com esta definição podemos simplificar a análise referindo-nos sempre ao valor do bombeio normalizado por este valor de limiar, ou seja, passaremos a utilizar nas equações o parâmetro $r = R / R_{th}$.

Para uma solução analítica do regime transiente vamos supor perturbações do tipo:

$$\begin{aligned} N(t) &= N_{eq} + N_1(t), & N_1 \ll N_{eq} \\ q(t) &= q_{eq} + q_1(t) & q_1 \ll q_{eq} \end{aligned} \quad (3-10)$$

Substituindo-se estas expressões nas equações 3-7 e 3-8, e depois de algumas operações algébricas triviais, obtemos a seguinte equação para $q_1(t)$:

$$\frac{d^2 q_1(t)}{dt^2} + \frac{r}{\tau_{21}} \frac{dq_1(t)}{dt} + \frac{r-1}{\tau_C \cdot \tau_{21}} q_1(t) = 0 \quad (3-11)$$

que é a equação diferencial que descreve um oscilador harmônico amortecido, com solução proporcional a $\exp(\zeta t)$, logo teremos:

$$\zeta^2 + \frac{r}{\tau_{21}} \zeta + \frac{r-1}{\tau_C \cdot \tau_{21}} = 0 \quad (3-12)$$

ou seja

$$\zeta^{(\pm)} = -\kappa \pm i\omega_{osc} \quad (3-13)$$

onde:

$$\kappa = \frac{r}{2\tau_{21}} \quad \text{e} \quad \omega_{osc} = \sqrt{\frac{r-1}{\tau_C \cdot \tau_{21}} - \left(\frac{r}{2\tau_{21}}\right)^2} \quad (3-14)$$

Temos então como solução, uma oscilação de frequência ω_{osc} amortecida com uma constante de tempo κ . Note que o amortecimento é função da potência de bombeio e do tempo de vida do estado excitado, enquanto que a frequência de oscilação depende também do tempo de vida do fóton na cavidade, que é definido como $\tau_C = n \cdot \ell / c \cdot L$, onde n é o índice de refração médio da fibra que compõe a cavidade, ℓ o comprimento, c a velocidade da luz e L a perda total sofrida pela radiação no interior da cavidade, incluindo a perda devida ao acoplamento de saída.

Para uma confirmação experimental destes resultados obtidos teoricamente, realizamos um experimento onde foi monitorado as oscilações relaxadas para diferentes potências de bombeio, pois como vimos acima o fator r influencia tanto a frequência das oscilações como também a taxa de amortecimento destas. Este mesmo experimento foi também feito alterando-se o acoplamento de saída, porém neste caso apenas as perdas, e consequentemente o tempo de vida do fóton na cavidade, é

alterado, sendo observado então apenas uma variação da freqüência dos pulsos, mas não da taxa de amortecimento.

Na Figura 3-27 optamos por uma representação não convencional para que os efeitos em questão fossem percebidos de forma mais clara. Foram adquiridas três curvas referentes à três diferentes potências de bombeio, como descrito pela legenda do gráfico. Todas as curvas foram normalizadas pelo primeiro pulso da oscilação relaxada sendo desconsiderado para a normalização o primeiro spike, que foi mostrado apenas para garantir a origem temporal comum das três curvas.

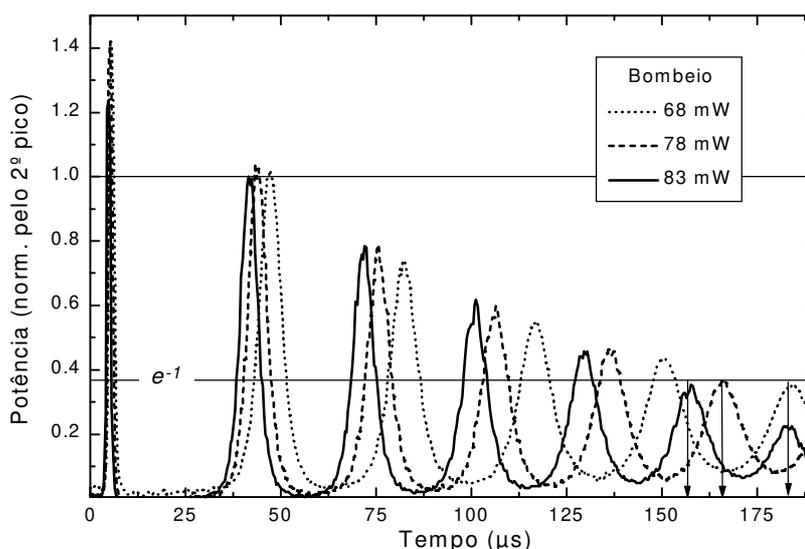


Figura 3-27: Acompanhamento da freqüência e da constante de amortecimento das oscilações relaxadas para diferentes potências de bombeio.

Com esta normalização utilizamos um método de obtenção da constante de tempo de amortecimento ($1/\kappa$) que consiste em observarmos em que momento cada curva atinge o valor de e^{-1} , pois sendo este obtido basta considerarmos o tempo percorrido até que a primeira oscilação ocorresse para obtermos diretamente a constante de tempo. Achamos que este procedimento permite uma melhor visualização do aumento no amortecimento com o aumento da potência de bombeio sem a necessidade de ajustes exponenciais que tornariam o gráfico muito complexo.

Este aumento no amortecimento fica claro quando observamos as setas verticais indicando o momento em que cada curva atinge o valor de e^{-1} . Além disso percebemos claramente que a freqüência das oscilações também aumentou com a potência de bombeio. Essas informações estão resumidas na Tabela 3-1.

Bombeio (mW)	κ^{-1} (μs)	r	ω_{osc} (krad/s)	Perdas (m^{-1})	Bomb. _{th} (mW)
68	136	169	187	0.53	0.40
78	122	189	209	0.59	0.42
83	116	198	218	0.61	0.41

Tabela 3-1: Parâmetros obtidos a partir da Figura 3-27.

Obtivemos experimentalmente os valores da constante de amortecimento κ e da frequência angular de oscilação ω_{osc} . Através destes valores e da expressão 3-14 foi possível calcularmos o valor de r , das perdas na cavidade e da potência de bombeio de limiar ou threshold. Para isso consideramos o tempo de vida do estado excitado τ_{21} caracterizado como descrito em capítulo anterior, de 11.5 ms e uma cavidade com comprimento de 44 m. Estes valores não foram obtidos com máxima precisão, como também não é trivial do ponto de vista experimental a determinação precisa da potência de bombeio que realmente está sendo utilizada pelos íons de érbio, no entanto esta análise numérica dos parâmetros extraídos das oscilações relaxadas visa primordialmente uma compreensão da dinâmica do processo, bem como uma confirmação do modelo utilizado através de resultados coerentes entre si.

Com o dito acima em mente, vemos que como previsto a frequência das oscilações aumenta com a potência de bombeio bem como a constante de amortecimento κ . Além disso obtivemos um grupo de valores para a o bombeio de threshold e para as perdas que foram próximos e com um desvio padrão dentro do aceitável, o que reforça ainda mais a validade das aproximações utilizadas no desenvolvimento do modelo analítico, principalmente notando que tanto a frequência ω_{osc} como a constante κ atuam simultaneamente na determinação das perdas da cavidade, como pode ser visto na expressão explícita para as perdas na cavidade,

$$L = \frac{\omega_{osc}^2 \cdot n \cdot \ell}{c \left(2 \cdot \kappa - \frac{1}{\tau_{21}} \right)} \quad (3-15)$$

obtida utilizando-se a definição do tempo de vida do fóton na cavidade já apresentada.

3.9 REGIME DE PULSAÇÃO ESPONTÂNEA

Na seção anterior fizemos uma análise do comportamento transitório do laser quando variamos abruptamente o acoplamento de saída, e conseqüentemente a perda total da cavidade.

Nesta seção veremos que o laser em determinadas condições, pode operar em um regime de pulsação espontânea, ou seja sem a variação repentina de qualquer

parâmetro da cavidade, e estacionária, mantendo-se indefinidamente enquanto as condições de operação se mantiverem constantes.

Para que esta condição seja obtida experimentalmente, é necessário que dois parâmetros do laser sejam mantidos dentro de uma determinada faixa; são eles a potência de bombeio e o acoplamento de saída da cavidade (relacionado com a perda ou com uma refletividade efetiva do espelho de saída para o caso de comparação com cavidades lineares).

A cavidade por nós proposta apresenta a grande flexibilidade de permitir que o acoplamento de saída possa ser alterado de maneira extremamente fácil e controlável (através da tensão de polarização DC da chave eletro-óptica), assim sendo ajustamos tal valor até que o regime de pulsação espontânea inicie. Feito isso, observamos por um longo período (superior a uma hora), e o laser se manteve bastante estável, produzindo pulsos com duração de aproximadamente $5 \mu\text{s}$ e com uma taxa de repetição da ordem de 40 kHz (período $\cong 25 \mu\text{s}$).

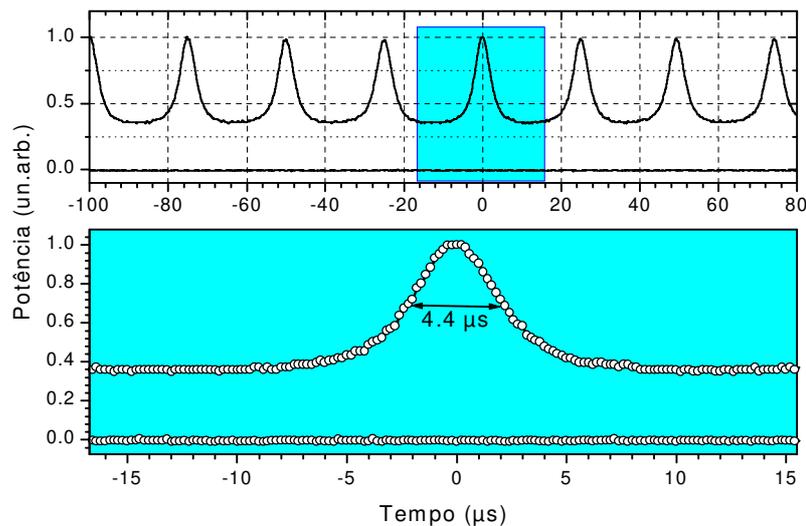


Figura 3-28: Pulsos obtidos no regime de pulsação espontânea. O gráfico inferior é uma ampliação do pulso em destaque no gráfico superior.

Na Figura 3-28 podemos observar o trem de pulsos obtidos, bem como a ampliação de um único pulso para melhor obtenção da largura temporal a meia altura ($4.4 \mu\text{s}$). Observa-se ainda que os pulsos são gerados sobre uma linha de base que chega a quase 40% do valor de pico. Os pontos localizados sobre a linha reta com ordenada nula são medidas experimentais com o laser desligado para confirmação de que a linha de base não era devida a uma possível corrente de escuro do detector.

O modelo⁵⁴ que prevê este comportamento espontâneo dos lasers em anel de fibra, é baseado na consideração de que a própria fibra dopada com érbio pode se comportar como um absorvedor saturável no caso de existirem clusters de íons de érbio próximos o suficiente para que ocorra o fenômeno de transferência de energia entre íons vizinhos.

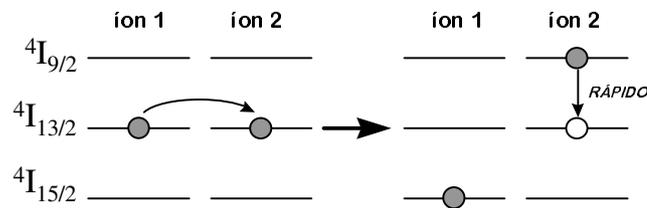


Figura 3-29: Diagrama simplificado do processo de transferência de energia entre dois íons de érbio

A Figura 3-29 representa de forma esquemática o processo de transferência de energia que ocorre quando dois íons de érbio estão muito próximos. Considerando o sistema inicialmente com os dois íons no estado ${}^4I_{13/2}$, a transferência de energia ocorre fazendo com que o íon doador decaia para o estado ${}^4I_{15/2}$, enquanto que o íon receptor é elevado ao estado ${}^4I_{9/2}$ e decai rapidamente para o estado meta-estável ${}^4I_{13/2}$. Como resultado líquido deste processo temos a perda de um íon que inicialmente estava no estado útil para amplificação.

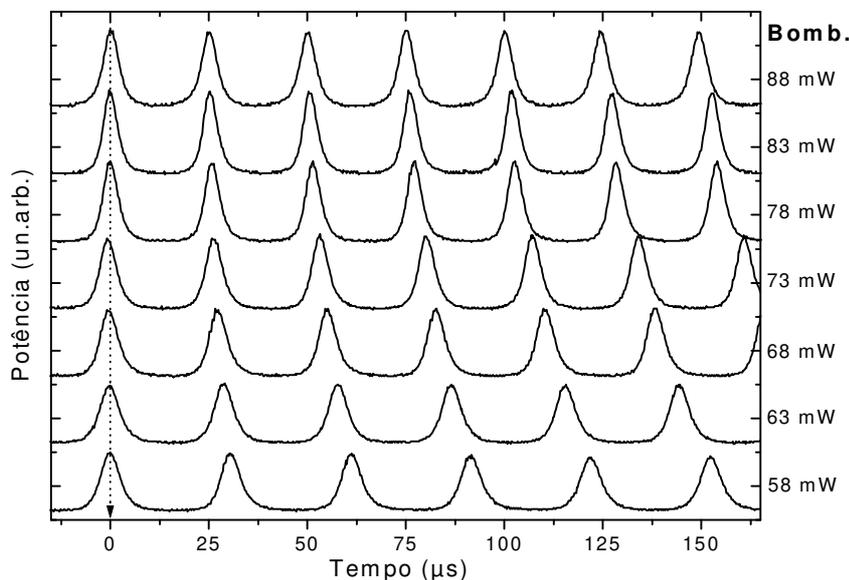


Figura 3-30: Dependência da frequência dos pulsos espontâneos com a potência de bombeio do laser.

O processo de transferência de energia em fibras dopadas com érbio possui um tempo característico de aproximadamente $5 \mu\text{s}$, e será este o tempo de resposta do

efeito de absorção saturável causada pela concentração destes pares ao longo da fibra.

A pulsação espontânea destes lasers fica então dependente de três parâmetros básicos; a potência de bombeio, o tempo de vida do fóton na cavidade e a concentração dos pares de íons onde ocorre o fenômeno de transferência de energia.

Vimos na Figura 3-28 que os pulsos obtidos possuem uma duração temporal igual ao tempo de resposta descrito acima. Dentre os três parâmetros que governam o regime de pulsação espontânea, aquele de ajuste mais fácil é a potência de bombeio. A Figura 3-30 confirma as previsões do modelo⁵⁴ de que a frequência dos pulsos espontâneos é uma função proporcional à raiz quadrada da potência de bombeio do laser.

Com estas verificações da largura temporal do pulso e da dependência da taxa de repetição com a potência de bombeio, a operação dos pares de íons como absorvedores saturáveis passa a ser uma boa alternativa como modelo para o regime de pulsação espontânea dos lasers, e nos leva ainda à idéia de que possivelmente este regime de operação possa ser utilizado como um método de caracterização da quantidade de pares de íons presentes nas FDE. Esta quantidade é muito importante para o caso de aplicação das FDE em amplificadores ópticos, já que este mesmo processo de transferência de energia pode reduzir consideravelmente a eficiência do amplificador.

3.10 AUTOCORRELADOR INTEGRADO

Nesta seção descreveremos de maneira sucinta os princípios básicos de funcionamento de um autocorrelador, enfatizando as características *sui generis* do dispositivo montado durante este trabalho.

Basicamente um autocorrelador⁵⁵ é formado por um interferômetro com o comprimento de um dos braços ajustável, um elemento não linear composto geralmente por um cristal gerador de segundo harmônico, e um detector sensível à este segundo harmônico.

O princípio básico do funcionamento consiste na divisão do pulso a ser medido em duas ondas semelhantes com posterior propagação destas em caminhos ópticos diferentes, obtendo assim um atraso relativo ajustável através da alteração de um dos caminhos ópticos, o que é experimentalmente realizado através da alteração do comprimento de um dos braços de um interferômetro.

As duas ondas são então recombinadas sobre um elemento óptico não linear cuja função de transferência é quadrática em relação ao campo incidente. No caso mais

típico o meio não linear é um cristal gerador de segundo harmônico, e a radiação gerada pode então ser medida com um detetor lento e terá uma intensidade que será uma função do atraso relativo entre os pulsos.

Matematicamente, um autocorrelador pode ser modelado da seguinte forma:

$$1^\circ \text{ pulso: } E_1(t) = \text{Re}[\xi_1(t)e^{i\omega t}] \quad (3-16)$$

$$2^\circ \text{ pulso: } E_2(t) = \text{Re}[\xi_2(t - \tau)e^{i\omega(t-\tau)}] \quad (3-17)$$

$$\text{Campo total: } E_{Total}(t) = \text{Re}[\xi_1(t)e^{i\omega t} + \xi_2(t - \tau)e^{i\omega(t-\tau)}] \quad (3-18)$$

e o campo gerado pelo elemento não linear (E_{NL}) será E_{Total}^2 ou seja:

$$E_{Total}^2(t) = \text{Re}[\xi_1^2(t)e^{i2\omega t} + \xi_2^2(t - \tau)e^{i2\omega(t-\tau)} + 2\xi_1(t)e^{i2\omega t}\xi_2(t - \tau)e^{i2\omega(t-\tau)}] \quad (3-19)$$

onde nessas equações ξ representa o envoltório dos pulsos de frequência ω , e é justamente a largura temporal desse envoltório que queremos medir.

A intensidade do segundo harmônico gerado pelo elemento não linear será então detectado por um fotodiodo ou uma fotomultiplicadora que será responsável pela geração de uma corrente proporcional à intensidade de luz, dada por $E_{Total}^2 E_{Total}^{2*}$, e se o aparato experimental proporciona uma integração temporal numa escala de tempo bem superior tanto às oscilações do campo, como também em relação ao envoltório, podemos escrever:

$$I_D = \langle I_1^2(t) \rangle + \langle I_2^2(t - \tau) \rangle + 4\langle I_1(t)I_2(t - \tau) \rangle \quad (3-20)$$

onde I_D representa a intensidade detectada e os semi-colchetes indicam uma média temporal proporcionada pela integração de longa escala comentada acima.

Notemos que quando τ é suficientemente grande para que os pulsos estejam totalmente separados não há interferência e podemos escrever:

$$\langle I_1(t)I_2(t - \tau) \rangle = 0 \quad (3-21)$$

e nessa condição temos então a chamada linha de base do sinal de autocorrelação, ou seja, quando os pulsos estiverem bem separados, a saída do autocorrelador não será nula, mas sim dada por

$$I_{Base} = \langle I_1^2(t) \rangle + \langle I_2^2(t) \rangle. \quad (3-22)$$

Nos autocorreladores convencionais o pulso de entrada é dividido em duas cópias idênticas, com mesma amplitude e largura temporal, o que elimina a

necessidade dos sub-índices nos campos e nas intensidades, ou seja $I_1=I_2=I$ resultando numa linha de base dada por

$$I_{Base} = 2\langle I^2(t) \rangle \quad (3-23)$$

Normalizando a função resposta do autocorrelador por esta linha de base obtemos:

$$I_D^{Norm} = 1 + 2 \frac{\langle I(t)I(t-\tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (3-24)$$

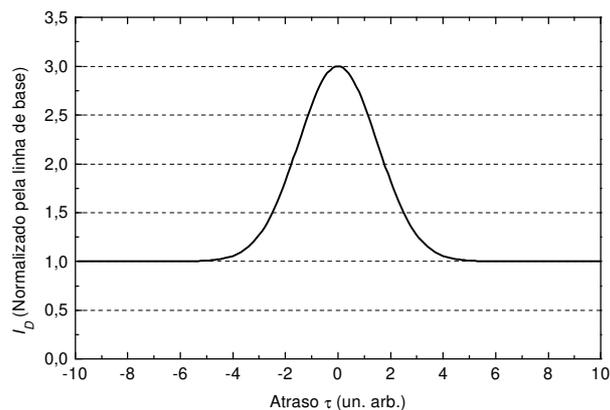


Figura 3-31: Traço típico de autocorrelação mostrando a relação de 3 por 1 entre o pico do sinal e a linha de base

A Figura 3-31 representa a função I_D normalizada pela linha de base, na qual podemos notar a relação de 3 para 1 entre a região do pico ($\tau=0$) para as regiões laterais onde os pulsos estão totalmente separados.

Como dito, nos autocorreladores convencionais o pulso inicial é dividido em amostras idênticas, no entanto cabe aqui alguns esclarecimentos a respeito deste ponto no caso da montagem específica que passaremos a descrever a seguir. A compreensão do funcionamento da configuração de autocorrelador montada fica mais clara com o auxílio da Figura 3-32. O pulso inicial é dividido em duas amostras através de um acoplador 2x2 em fibra, com razões de transferência de 30% e 70%. Cada um dos pulsos então propaga por braços independentes do acoplador até atingirem as duas faces de um espelho móvel posicionado no centro de uma montagem colimadora. Cada um dos pulsos é então refletido e retorna pelo mesmo braço até juntarem-se novamente no acoplador. A posição do espelho determina dessa forma a diferença de caminho óptico entre os dois braços do interferômetro.

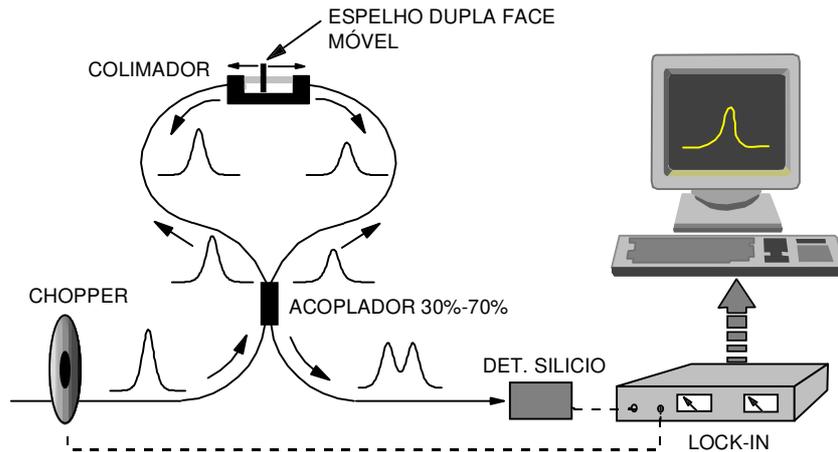


Figura 3-32: Esquema experimental do Autocorrelador Integrado. Ênfase ao interferômetro feito totalmente em fibra óptica e à detecção direta no detector de Silício, sem a utilização de cristal gerador de segundo harmônico.

Deve ser destacado que a cada Δx de deslocamento na posição do espelho teremos $4\Delta x$ de diferença entre os dois caminhos percorridos pelos pulsos, pois o movimento do espelho aumenta um dos braços e diminui o outro simultaneamente. Esta característica é muito útil quando desejamos medir pulsos da ordem de 10 a 20 ps, pois estes pulsos possuem uma largura espacial da ordem de 4 mm e na nossa montagem isso é conseguido com um deslocamento de apenas 1 mm do espelho.

Outra característica merecedora de destaque é a razão de transferência do acoplador 2x2, pois se esta não é simétrica (50%-50%) o pulso original é dividido em amostras de amplitudes diferentes, invalidando a suposição $I_1=I_2=I$. Neste caso teríamos:

$$I_D^{Norm} = 1 + 4 \frac{\langle I_1(t)I_2(t-\tau) \rangle}{\langle I_1^2(t) \rangle + \langle I_2^2(t-\tau) \rangle} \quad (3-25)$$

ou para o caso da relação empregada de 30%-70%, podemos assumir $I_2 = 7 I_1 / 3$, ou $I_2 = 2.33 I_1$, o que implica em

$$I_D^{Norm} = 1 + 4 \frac{2.33 \langle I_1(t)I_1(t-\tau) \rangle}{\langle I_1^2(t) \rangle + 2.33^2 \langle I_1^2(t-\tau) \rangle} \quad (3-26)$$

Neste caso a relação do pico ($\tau = 0$) para linha de base não seria de 3 para 1 como convencional, mas sim de 2.45 para 1.

Utilizamos a conjunção subjuntiva dos verbos nesta explicação justamente porque este detalhe destacado deveria ocorrer em um autocorrelador com uma divisão

assimétrica do pulso inicial, mas não ocorre no nosso autocorrelador devido ao esquema de montagem explicado a seguir.

O funcionamento do acoplador 2x2 está descrito na Figura 3-33. É interessante notarmos que este dispositivo é bidirecional, no entanto as razões de transferência nas saídas se invertem de acordo com o braço escolhido para ser a entrada do sinal. No caso da montagem do autocorrelador, o pulso inicial entrou pela porta 1 e foi dividido entre as portas 3 e 4 (70% do sinal na porta 3 e 30% do sinal na porta 4).

Acompanhemos o pulso da porta 3; se a intensidade inicial era I , o pulso que saiu por esta porta era $0.7 \times I$. Este foi refletido no espelho, retornou pelo mesmo braço e saiu pela porta 2 com intensidade agora de $0.3 \times 0.7 \times I = 0.21 I$ (veja esquema com entrada na porta 3 e saída na porta 2).

Já o pulso que saiu pela porta 4 tinha uma intensidade $0.3 \times I$, foi também refletido no espelho, retornou pelo mesmo braço e passou pela transição da porta 4 para a porta 2 (70%), temos então na saída uma intensidade de $0.3 \times 0.7 \times I = 0.21 I$.

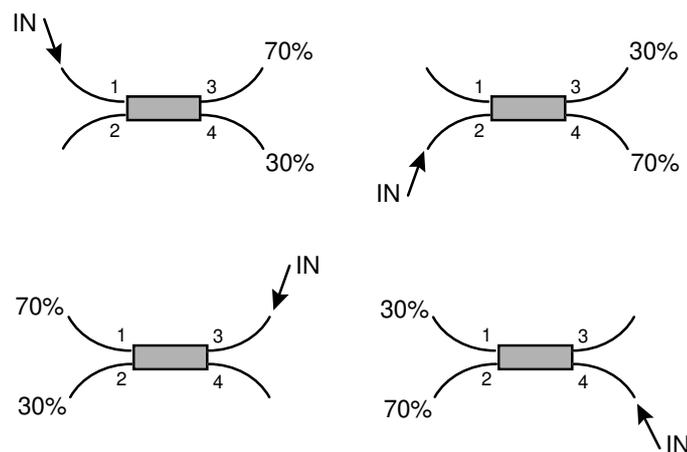


Figura 3-33: Razões de transferência para as possíveis combinações de entrada e saída de sinal no acoplador 2X2.

Notamos assim que qualquer que fossem as razões de transferência do acoplador 2x2, a simetria empregada na montagem do autocorrelador faz com que a intensidade de ambos os pulsos seja idêntica, confirmando a relação de 3 para 1 entre pico e linha de base como já descrito.

Com a operação linear do autocorrelador devidamente comentada, passamos para a descrição da detecção não linear.

Novamente iniciamos com os autocorreladores convencionais nos quais a saída do interferômetro é aplicada à um cristal gerador de segundo harmônico. Este elemento não linear é responsável pela geração de um campo eletromagnético com amplitude proporcional ao quadrado da amplitude do campo incidente e com o dobro da frequência, como descrito pela equação 3-19, o que é fundamental para a obtenção de um sinal de autocorrelação real.

Esta necessidade pode ser entendida percebendo-se que o sinal obtido após o interferômetro é constituído por dois pulsos com um atraso relativo variável, no entanto um detector lento sensível apenas à média temporal responde da mesma forma estando estes pulsos atrasados ou não, já o elemento não linear gera um termo de interferência que é dependente do atraso relativo entre os pulsos.

A segundo harmônico gerado é então detectado por uma fotomultiplicadora e registrado através de um osciloscópio ou mesmo adquirido diretamente por um microcomputador, dependendo da velocidade com que o atraso relativo é variado.

No autocorrelador aqui apresentado a saída do interferômetro é aplicada diretamente à um detector de Silício tipo p-i-n. O Silício é sensível à radiação que compõe a faixa espectral entre 400 e 1000 nm, sendo totalmente transparente para o comprimento de onda de 1.5 μm , no entanto estes detectores são sensíveis ao segundo harmônico desta radiação (750 nm) bem como são também susceptíveis ao efeito de absorção de dois fótons (TPA - Two-Photon-Absorption), ambos gerados diretamente no próprio material que compõe o detector⁵⁶.

Ainda não sabemos ao certo qual efeito é responsável pela geração do sinal quadrático. Na verdade existe a possibilidade de que a fotocorrente seja proporcional tanto ao segundo harmônico gerado na superfície do silício, como também à absorção de dois fótons. Esta questão é relevante do ponto de vista da física envolvida mas não será aqui tratada minuciosamente por não ser fundamental ao funcionamento do autocorrelador e principalmente por se tratar de um tema da física de semicondutores que necessitaria de um embasamento que não temos a pretensão de resumir à uma pequena seção desta tese.

EXPERIMENTOS SISTÊMICOS PARA COMUNICAÇÕES ÓPTICAS DE ALTA CAPACIDADE

4.1 INTRODUÇÃO

Nos capítulos anteriores apresentamos os estudos realizados tanto em uma nova fonte de sinais dedicada a sistemas de comunicações ópticas, como sobre os amplificadores a fibra dopada com érbio, considerados atualmente como sendo o principal elemento dos sistemas de alta capacidade e longas distâncias. Neste capítulo nos dedicaremos às comunicações ópticas no âmbito dos sistemas e efeitos físicos de propagação a estes relacionados. Serão implementados experimentos em enlaces de recirculação e em linha, visando a análise tanto do desempenho dos AFDE estudados no capítulo 2 como do laser solitônico desenvolvido no capítulo 3.

Basicamente podemos dizer que um sinal óptico propagante em uma fibra sofre um conjunto de efeitos que podem ser subdivididos em três classes principais: atenuação, dispersão e não linearidades. Todos estes efeitos já foram exaustivamente estudados no contexto da física de propagação de sinais em meios diversos, no entanto daremos aqui um enfoque aplicado às comunicações ópticas. Assim sendo nossas análises e experimentos considerarão sinais típicos de comunicação que consistem basicamente em sinais de alta taxa de repetição (2.5 GHz) com comprimento de onda na terceira janela de comunicações ópticas (1.55 μm).

Os experimentos propriamente ditos consistirão em enlaces de recirculação que permitem o acompanhamento da propagação do sinal por uma distância muito superior ao comprimento real de fibra que dispomos em laboratório. Além destes enlaces

realizamos também experimentos em linha, nos quais observamos propagação de solitons.

4.2. DESCRIÇÃO BÁSICA DOS EFEITOS DE PROPAGAÇÃO

4.2.1 Atenuação

Vários fatores contribuem para o espectro de perdas da fibra, sendo que os dois mais importantes são a absorção intrínseca do material e o espalhamento Rayleigh. A Silica pura absorve tanto na região do ultra-violeta como na região do infra-vermelho longínquo ($\lambda \gg 2\mu\text{m}$), no entanto uma pequena quantidade de impurezas já é suficiente para causar uma absorção significativa na janela de 0.5 a 2 μm . A impureza dominante neste processo é o íon OH que possui um pico de absorção vibracional em 2.73 μm e picos secundários (*overtones*) que são responsáveis pelas absorções em 1.37 μm e 1.23 μm . Para confirmar este comportamento, realizamos medidas de atenuação nas duas fibras que utilizaremos nos experimentos, sendo um carretel de 20 km de fibra convencional fabricada em 1989 pela ABCXtal (Fibra 1) e um carretel de 25 km de fibra com dispersão deslocada fabricada pela Corning em 1995 (Fibra 2). Os resultados estão apresentados na Figura 4-1.

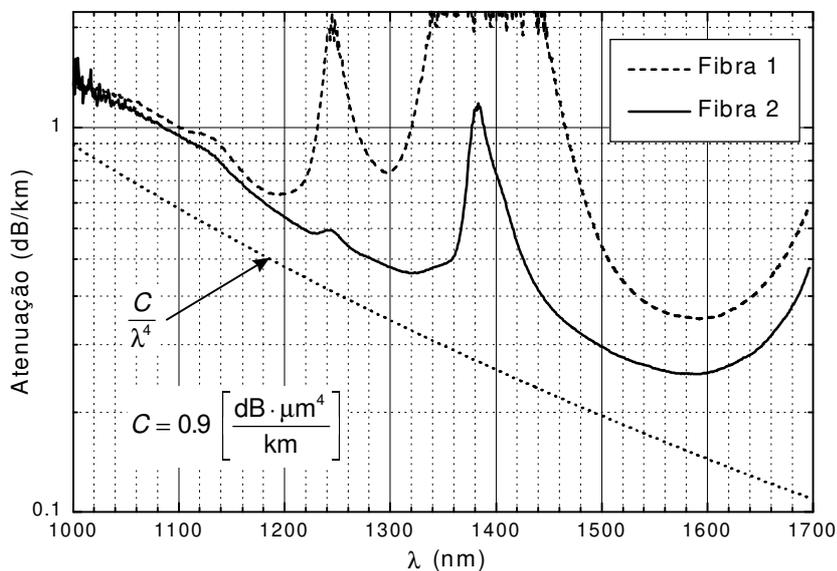


Figura 4-1: Espectro de perdas para uma fibra convencional fabricada em 1989 (Fibra 1) e para uma fibra Corning DS fabricada em 1995 (Fibra 2).

O espalhamento Rayleigh é um mecanismo fundamental de perdas, causado por flutuações randômicas de densidade da fibra. Essas perdas são proporcionais a λ^{-4} ,

sendo dominantes na região de comprimentos de onda pequenos. Sendo estas perdas intrínsecas à fibra, determinam um limite mínimo estimado por $\gamma_R = C/\lambda^4$ onde C varia de 0.7 a 0.9 [(dB/km) μm^4] dependendo dos constituintes do núcleo da fibra.

4.2.2 Dispersão

Os elétrons do material que constitui a fibra possuem suas posições de equilíbrio perturbadas pela presença do campo elétrico da luz, e resolvendo-se a equação para o caso de uma força elétrica aplicada à uma partícula carregada, obtemos que o deslocamento da posição de equilíbrio que o elétron sofre, devido à presença de um campo externo é:

$$\mathbf{r} = \frac{-e\mathbf{E}'}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad \text{onde } \omega_0 = \sqrt{\frac{q}{m}}. \quad (4-27)$$

aqui \mathbf{E}' o campo efetivo atuando numa molécula, “-e” é a carga do elétron e m a massa. Considerando ainda as relações para o campo médio observado (E) e a polarização (P):

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{P} \quad , \quad \mathbf{P} = -N e \mathbf{r} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}. \quad (4-28)$$

onde N é o número de moléculas por unidade de volume, ϵ_0 é a constante dielétrica do vácuo e χ a susceptibilidade elétrica. Sendo agora o índice de refração dado por $n^2 = 1 + \chi$, fica imediata a proporcionalidade com r , e consequentemente o comportamento ressonante.

No caso de aplicações práticas, devemos considerar a contribuição de todas as absorções (ou ressonâncias) características de cada material, e se quisermos obter o valor do índice para uma região espectral longe das ressonâncias podemos utilizar a expressão aproximada de Sellmeier⁵⁷:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^m \frac{B_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2}. \quad (4-29)$$

onde ω_i é a frequência da i-ésima ressonância e B_i a intensidade da respectiva absorção.

Para o caso da sílica Bulk⁵⁸ podemos ter uma excelente modelagem do comportamento observado experimentalmente considerando apenas três termos da expansão 4-29, com as ressonâncias em $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$ e

$\lambda_3=9,896161 \mu\text{m}$ e as intensidades de absorção dadas pelos parâmetros $B_1=0.6961663$, $B_2=0.4079426$ e $B_3=0.8974794$.

A Figura 4-2 representa a variação do índice de refração n , e do chamado índice de refração de grupo n_g para a região espectral compreendida entre $0.5 \mu\text{m}$ e $1.9 \mu\text{m}$. Esta figura foi obtida a partir da expressão 4-29 considerando-se as três ressonâncias citadas.

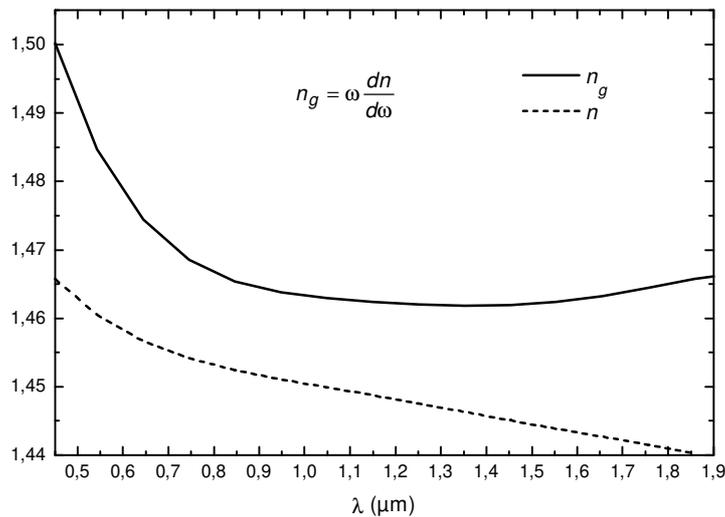


Figura 4-2: Índice de refração n e índice de refração de grupo n_g para uma fibra óptica convencional na região que compreende a segunda e terceira janela de comunicações ópticas.

É interessante notarmos nestas figuras que diferente do índice de refração, o índice de refração de velocidade de grupo possui um mínimo local em $\lambda = 1.27 \mu\text{m}$, o que acarreta em um máximo na velocidade de grupo. A região onde o índice de refração de grupo aumenta com a frequência é então denominada de região de dispersão anômala.

Na Figura 4-3 temos a curva da derivada segunda da constante de propagação (k'') também para a região que compreende a segunda e terceira janelas de comunicações ópticas. Apresentamos ainda a curva do parâmetro D [ps/(nm.km)], que é comumente utilizado para a caracterização de fibras ópticas e está diretamente relacionado com k'' através da expressão:

$$k'' = -D \frac{\lambda^2}{2\pi c}. \quad (4-30)$$

Nota-se que coerentemente com o mínimo no valor da dispersão de velocidade de grupo, a derivada segunda da constante de propagação (e também o parâmetro D)

é nula em $\lambda=1.27 \mu\text{m}$, e se torna negativa para comprimentos de onda maiores. Este λ onde $k''=0$ é geralmente denominado como comprimento de onda de dispersão zero λ_D , mas note que isto não acontece realmente, a dispersão não é nula em λ_D . O estudo da propagação de pulsos na região próxima à λ_D requer a inclusão de termos de ordem superior na expansão da constante de propagação.

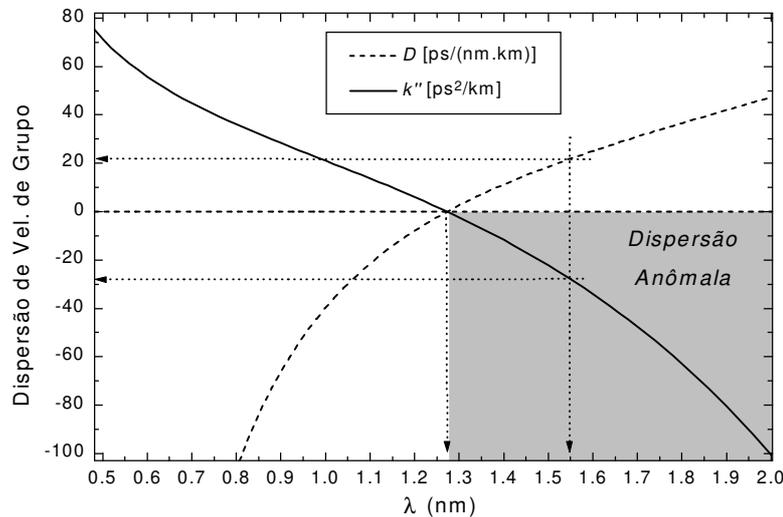


Figura 4-3: Representação da Dispersão de Velocidade de Grupo em uma fibra óptica convencional através da derivada segunda da constante de propagação (k'') e do parâmetro típico D .

Como dito, as curvas mostradas acima são para a Sílica em "bulk", porém o comportamento dispersivo real de uma fibra depende ainda de dois fatores, a inclusão de dopantes no núcleo, e os efeitos de guiamento da fibra.

A influência dos dopantes é realmente muito pequena, e deve ser considerada apenas em regimes de propagação próximos à região de dispersão nula. Já o principal efeito de guiamento sobre a curva de dispersão é um deslocamento de λ_D para comprimentos de onda maiores, e dependendo do raio do núcleo e da diferença de índices de refração entre a casca e o núcleo, podem-se fazer com que o λ de dispersão mínima seja o mesmo do mínimo de perdas na terceira janela de comunicação óptica ($1.55 \mu\text{m}$) onde também operam os amplificadores a fibra dopada com érbio, são as chamadas "dispersion-shifted fibers". Estas fibras podem ainda possuir uma curva de dispersão que se mantém quase constante e próxima a zero numa larga faixa espectral ao redor de λ_D . Ainda no caso da sílica bulk assume-se⁵⁹ como uma boa aproximação:

$$k'' = -5.3 \times 10^{-2} \left(1 - \frac{\lambda_D}{\lambda}\right) \lambda / 2\pi c^2. \quad (4-31)$$

para $1.25\mu\text{m} < \lambda < 1.66\mu\text{m}$:

4.2.3 Não Linearidades

Como todo dielétrico, as fibras ópticas respondem de forma não linear para campos elétricos muito intensos, o que é uma consequência do movimento anarmônico dos elétrons ligados quando suas órbitas são perturbadas por campos intensos. Uma expressão para a resposta do meio a um campo eletromagnético externo é dada pela polarização,

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \otimes \vec{E} + \chi^{(2)} \otimes \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} \otimes \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right]. \quad (4-32)$$

onde os efeitos devidos a susceptibilidade linear são dominantes e relacionados ao índice de refração n e ao coeficiente de absorção linear α . A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é nula para o caso da molécula de SiO_2 (molécula simétrica). Com isso o efeito não linear de mais baixa ordem nas fibras se origina na susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Estes efeitos podem ser subdivididos basicamente em geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas e refração não linear. Neste capítulo estaremos particularmente interessados na refração não linear, que é responsável pelos efeitos de auto-modulação de fase e modulação de fase cruzada.

Além dos chamados efeitos elásticos acima citados, nos quais o meio troca energia com o campo, existem os efeitos devidos a espalhamentos inelásticos onde parte da energia do campo é transferida para o meio através de vibrações da rede e que resultam então em perda de energia. Fazem parte desta classe os espalhamentos Raman estimulado e espalhamento Brillouin estimulado.

A seguir descreveremos sucintamente cada um desses efeitos.

a) **Espalhamento Raman Estimulado:**

Este efeito consiste na transferência de energia do fóton incidente para um fonon de energia igual a diferença entre o fóton incidente e um resultante, de comprimento de onda maior. Este efeito pode causar perda de energia do sinal transmitido pelas fibras ópticas, no entanto é conhecido que o valor de limiar (P_{th}^R) para que este espalhamento comece a atuar é dado por $g_R P_{th}^R L_{eff} / A_{eff} \approx 16$ onde L_{eff} é o comprimento efetivo de interação, e para os longos comprimentos utilizados em comunicações pode ser aproximado por $1/\alpha$ onde α é o coeficiente de absorção da fibra. A_{eff} é a área de seção efetiva do modo e g_R é o coeficiente de ganho Raman. Para

fibras convencionais na região de 1.55 μm , g_R possui o valor de aproximadamente 1×10^{-13} m/W, enquanto que $\alpha=0.2$ dB/km e $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$. Com estes valores vemos que o limiar (P_{th}^R) de atuação deste efeito é da ordem de 500 mW, que é superior também às altas potências utilizadas nos sistemas citados. No entanto para sistemas WDM com muitos canais, o espalhamento Raman degrada a comunicação não somente através da perda de potência, mas principalmente através de um cross-talk entre os canais, ou seja, os canais de menor λ (e conseqüentemente maior energia) podem amplificar os canais de λ maior, e o que é pior, este efeito ocorre apenas quando tivermos um bit “1” simultaneamente em ambos os canais em questão. Na verdade a energia de um canal pode ser distribuída em diversos outros canais, já que o espectro de ganho Raman é bem largo nesta região espectral, causando uma interferência indesejável no sistema. Este cross-talk devido ao espalhamento Raman estimulado possui um limiar de potência inferior àquele exposto acima, que é o comumente adotado para estudos de efeitos não lineares.

b) Espalhamento Brillouin Estimulado:

Similarmente ao efeito Raman, o espalhamento Brillouin também constitui-se num processo de transferência de energia do fóton incidente agora para um fóton contrapropagante.

O limiar de potência para este efeito é dado por $g_B P_{\text{th}}^B L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}} \approx 21$ que para fibras convencionais na região de 1.55 μm possui o valor $P_{\text{th}}^B \approx 1$ mW. Este valor bem inferior de potência de limiar é devido ao coeficiente de ganho Brillouin $g_B \approx 5 \times 10^{-11}$ m/W, no entanto se considerarmos que a largura espectral do pulso óptico é geralmente maior que o espectro de ganho Brillouin (bem mais estreito que o Raman), esta potência de limiar pode chegar a 10 mW.

O efeito Brillouin pode também causar um cross-talk entre dois ou mais canais em um sistema WDM, no entanto esta interferência pode ser eliminada através da utilização de algumas técnicas baseadas no fato do espectro de ganho Brillouin ser bem estreito, e principalmente no fato deste efeito ocorrer somente quando o fóton incidente e o resultante estão se propagando em direções opostas. Além disso este espalhamento depende fortemente da modulação da informação e existem algumas técnicas de redução do espalhamento Brillouin que baseiam-se na aplicação de uma modulação lenta (MHz) sobre os bits de sinal que estão sendo transmitidos. Note que o fato dos sinais interagentes serem contrapropagantes não elimina totalmente a atuação

do efeito, pois é comum termos várias reflexões ao longo dos enlaces ópticos que possibilitam essa propagação em sentidos opostos.

Dessa forma, diferentemente do espalhamento Raman, o Brillouin não causa efeitos de cross-talk intenso, sua atuação é mais prejudicial no sentido de limitar a potência máxima inserida em cada canal.

c) Auto Modulação de Fase e Modulação de Fase Cruzada:

Estes dois efeitos são, do ponto de vista físico, originados pelo chamado efeito Kerr óptico, ou seja o índice de refração dos materiais deixa de ser linear para campos elétricos intensos. Matematicamente isto é expresso com $n = n_0 + n_2 I$, onde n é o índice de refração do material, n_0 o índice linear ou para baixos sinais, n_2 o coeficiente Kerr ou índice de refração não linear e I a intensidade do campo óptico incidente.

Durante um pulso óptico, ou um bit, a intensidade do campo óptico passa por valores diferentes, no caso de um pulso gaussiano por exemplo teremos uma intensidade maior no centro do pulso em relação às bordas de subida e descida. Esta variação de intensidade ao longo do pulso gera uma variação no índice de refração, na constante de propagação e conseqüentemente na fase do campo. Sendo a freqüência instantânea dada pela derivada temporal da fase, teremos então uma geração de novas componentes espectrais, introduzindo assim o chamado *chirp* não linear no pulso. Este efeito é chamado de auto modulação de fase por ser gerado pelo campo elétrico do próprio pulso, no entanto num sistema WDM onde vários canais propagam simultaneamente, existe a possibilidade do campo de um canal alterar o índice de refração sentido por outro ou outros canais, neste caso teremos também uma modulação de fase, mas será cruzada (de um canal em outro) e isto também é fonte não só de interferência inter-canais como também de distorções nos pulsos, pois as novas componentes espectrais farão com que o pulso sofra mais os efeitos da dispersão de velocidade de grupo que alarga o pulso temporalmente, reduzindo conseqüentemente a taxa de transmissão de informação possível para o dado sistema.

d) Mistura de Quatro Ondas:

Este efeito, como o já comentado efeito Kerr, tem a sua origem na susceptibilidade elétrica de terceira ordem. Neste caso a presença de três canais co-propagantes em uma fibra óptica gera um quarto sinal com freqüência dada pela combinação das três freqüências incidentes: $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Para um sistema WDM teremos $\omega_{jk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$, e dependendo se os canais originais estão ou não equidistantes, poderemos ter o quarto sinal gerado na mesma freqüência de um canal

já existente ou então entre dois canais, mas em ambos os casos teremos uma degradação considerável sobre a confiabilidade da informação transmitida. Este efeito pode existir também no caso de apenas dois canais quando $\omega_i = \omega_j$ (mistura de quatro ondas parcialmente degenerada). A escolha por separação espectral homogênea ou não homogênea entre os canais é atualmente um ponto de intensa pesquisa, e este efeito vêm sendo considerado como a principal fonte de penalidades para sistemas de comunicações ópticas com um número pequeno de canais em configuração WDM. Para sistemas com 10 ou mais canais a modulação de fase cruzada passa a ser dominante, e no caso de números da ordem de 500 canais o espalhamento Raman estimulado é o efeito limitante.

4.3 ENLACES DE RECIRCULAÇÃO

Os enlaces de recirculação (loops) de fibra óptica são ferramentas muito úteis para simulações em laboratório de sistemas de longa distância (> 100 km) onde podem ser pesquisados tanto os sistemas de transmissão em si, como também o desempenho de componentes sistêmicos a um custo reduzido quando comparado com experimentos em laço aberto ou testes de campo.

Estes loops permitem que experimentos visando estudos dos efeitos de dispersão, acumulação de ruído e não linearidades na propagação de pulsos de luz por centenas ou milhares de quilômetros possam ser realizados em laboratório, com grande flexibilidade e precisão. Estes enlaces possuem desvantagens em relação aos testes de campo apenas quando devem ser considerados efeitos devidos a condições ambientais e mecânicas ao longo da fibra, ou mesmo quando não é válida a suposição de que as várias seções de fibra e os vários amplificadores ópticos ao longo de uma linha de transmissão são idênticos. Na verdade, e ao contrário do que possa parecer, as fibras acondicionadas em carretéis em laboratórios podem sofrer mais efeitos externos (mecânicos, térmicos, etc) do que cabos reais instalados.

Podemos classificar os enlaces de recirculação em duas classes básicas: enlaces passivos e enlaces ativos. Os enlaces passivos são constituídos apenas por elementos passivos como filtros, atenuadores, acopladores e obviamente a própria fibra. Nesse caso o sinal injetado no enlace é atenuado a cada volta e conseqüentemente a distância total de propagação fica limitada pela sensibilidade do detector utilizado, que determinará o número de recirculações que o sinal poderá fazer antes da relação sinal ruído ficar inferior a um limiar pré-estabelecido. A Figura 4-4 representa de forma esquemática os enlaces passivos e ativos.

No caso dos enlaces ativos, além dos vários componentes passivos é utilizado no interior do loop um ou mais amplificadores ópticos responsáveis pela recuperação do sinal. Nessas configurações tenta-se fazer com que o ganho do amplificador compense quase que completamente as perdas, no entanto deve-se tomar o cuidado para que o ganho não seja em nenhum momento maior do que as perdas, pois neste caso teríamos o início de uma oscilação laser dentro da cavidade formada pelo loop.

Iremos comentar a seguir algumas considerações de projeto, bem como nossos resultados experimentais.

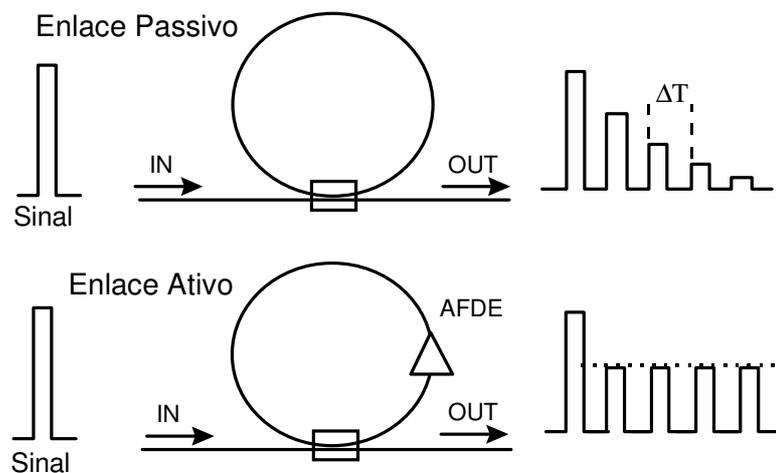


Figura 4-4: Diagramas básicos de enlaces de recirculação ativo e passivo.

4.3.1 Considerações Básicas no Projeto de Enlaces de Recirculação.

Um enlace experimental é caracterizado através de alguns parâmetros que determinarão as condições de propagação que serão impostas ao sinal. Basicamente estes parâmetros são o comprimento do loop L , o tempo de circulação que o sinal leva para percorrer uma volta do enlace T , as perdas impostas pelo loop já com todos os seus componentes H , e o ganho total proporcionado por todos os amplificadores colocados no interior do enlace G . Com essas grandezas podemos então especificar parâmetros secundários que podem mudar dependendo do objetivo do experimento, entre eles citamos o número de voltas ou recirculações feitas pelo sinal, N , e a correspondente distância percorrida total $L_N = NL$, ou ainda o tempo de trânsito $T_N = NT$.

Podemos agora definir o primeiro limite intrínseco dos experimentos realizados em enlaces fechados: trata-se do tamanho máximo de pacote, ou seja, observando os esquemas da Figura 4-4 vemos que devemos interromper a injeção do sinal no loop antes que este termine a primeira circulação, pois a partir deste momento estaremos

causando uma superposição do sinal injetado com o sinal já em circulação. Do ponto de vista prático isto é feito através da aplicação de uma modulação de envoltória aplicada sobre o trem de pulsos que compõe a portadora. Esta envoltória deve possuir um tempo necessariamente menor que T . Por exemplo, no caso que veremos a seguir de um enlace com $L = 45 \text{ km}$, teremos um $T \approx 45 \times 10^3 \text{ [m]} / 2 \times 10^8 \text{ [m/s]} = 225 \text{ } \mu\text{s}$. Supondo agora um sinal RZ com uma taxa de repetição de 2.5 GHz , teremos um número máximo de pulsos por pacote de $225 \text{ } [\mu\text{s}] / 400 \text{ [ps]} = 562500 \approx 2^{19}$. Note que este número é muito grande, mas já é um limite para o tamanho máximo da palavra que pode ser enviada para um possível experimento de contagem de taxa de erro de bit (atualmente costuma-se utilizar palavras com tamanho de $2^{31}-1$ bits).

Além deste limite no tamanho do pacote de pulsos que podem ser inseridos nos enlaces fechados, existe também um limite no número de voltas, (e portanto na distância total que o experimento pode simular) dado pelo crescimento da emissão espontânea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) gerada no(s) amplificador(es) que deteriora a relação sinal/ruído. Como dissemos, se o ganho (G) iguala ou excede a perda por volta (H) a um dado comprimento de onda, o loop se comporta como um laser oscilando nesse comprimento de onda. Portanto, algum mecanismo deve ser implementado para atrasar o surgimento da oscilação laser antes que o pulso de sinal tenha completado as N voltas no loop. Uma forma simples de prevenir essa oscilação em loops com amplificadores Raman ou de semiconductor é chavear o bombeio do amplificador^{60,61}, mas esta técnica não pode ser utilizada com AFDEs devido à resposta lenta das populações do Érbio (milissegundos). O crescimento do ruído e a oscilação laser podem ser diminuídos utilizando um filtro espectral de banda passante centrada no comprimento de onda do sinal ou utilizando um modulador eletro-óptico sincronizado que mantém as perdas altas exceto durante a janela temporal em que os pulsos de sinal passam pelo modulador⁶².

No caso de experimentos de sólitons, a técnica mais reconhecida é a do *sliding guiding filter*, onde um filtro sintonizado eletronicamente tem a sua banda passante ligeiramente deslocada em cada passagem do sinal, provendo assim perdas altas para o ruído e um caminho relativamente mais transparente para os sólitons, que auto ajustam o seu espectro⁶³.

Outro ponto importante no projeto de um loop de fibra é o de minimizar qualquer reflexão espúria que possa realimentar parte do sinal ou da ASE no AFDE. Se por acaso tivermos o AFDE localizado entre duas reflexões parasitas, teremos formado uma cavidade óptica onde novamente o efeito de oscilação laser pode ter lugar. Afim

de avaliar este efeito vamos supor uma cavidade formada por duas reflexões com refletividades idênticas R , separadas uma distância ℓ_c e um meio com índice de refração n . O tempo de crescimento da radiação nesta cavidade é dado aproximadamente por⁶⁴:

$$\tau_c = \frac{2\ell_c n}{c|R^2 G^2 - 1|}. \quad (4-33)$$

Para que este tempo seja maior que N períodos do loop ($NT = NnL/c$), então

$$R < \frac{1}{G} \sqrt{1 + \frac{2\ell_c}{NL}}. \quad (4-34)$$

No pior caso, no qual $\ell_c \ll NL$, teremos $R < 1/G$ ou 0.25 % (-26 dB) para $G = 26$ dB. Isto explica porque todas as emendas dentro do loop devem ser de boa qualidade, conectores de fibra devem ser evitados e um AFDE com um isolador interno deve ser preferido. Se o AFDE não possui isolador óptico e é conectorizado, então os conectores devem ser do tipo de contato físico em ângulo (*APC, Angled Physical Contact*). O uso de gel casador de índices também pode ser uma boa prática nestes casos. Ainda, deve-se ter cuidado quando se utiliza um filtro tipo Fabry-Perot pois a refletividade nestes dispositivos é geralmente tão alta que sustentam o funcionamento do AFDE como laser. Afortunadamente este efeito é facilmente contornado colocando-se um isolador óptico entre o AFDE e o filtro.

Loops incorporando AFDEs têm sido utilizados para pesquisar os limites fundamentais de comunicações de longa distância em sistemas lineares e não lineares (sólitons)^{65,66,67}. Nesses estudos o AFDE operava no regime de amplificador linear, podendo simular portanto enlaces com AFDEs separados por distâncias de 25 a 50 km. Recentemente surgiu um grande interesse em enlaces com amplificadores de potência (*boosters*) separados por distâncias > 100 km de modo de minimizar o número de amplificadores e assim reduzir os custos do sistema. Estes sistemas são caracterizados por altas potências de saída, onde os efeitos não lineares não podem ser ignorados.

4.3.2 Enlace Experimental com Comprimento Variável⁶⁸.

Nesta subseção descreveremos um dos experimentos realizados em um enlace de recirculação. Neste experimento tivemos dois objetivos principais: Pretendemos estabelecer um primeiro contato com as características inerentes aos loops e observarmos então a propagação de pacotes de sinais por várias voltas em uma configuração simples de enlace fechado. Utilizaremos ainda esta configuração para

analisarmos a validade da utilização de “comprimentos equivalentes” de fibra, obtidos através da implementação de atenuadores lineares no interior do enlace.

Na Figura 4-5 temos um diagrama da montagem experimental utilizada para a realização deste primeiro experimento. O sinal é obtido a partir do laser mode-locked em anel de FDE já apresentado em capítulo anterior. Este laser opera em uma taxa de repetição de 2.33 GHz de acordo com o sinal de RF externamente aplicado. A saída deste laser é então amplificada por um amplificador a fibra dopada com érbio montado em nosso laboratório cujas características são aquelas típicas dos AFDE como também já apresentado em capítulo anterior. Este sinal amplificado passa então por um acoplador passivo para que possamos monitorar o sinal do laser amplificado em uma porta de saída, enquanto que o sinal da outra porta é inserido em uma chave eletro-óptica que, através de um sinal elétrico de controle, insere uma modulação de envoltória no trem de pulsos originados pelo laser mode-locked. Como já dissemos, esta envoltória deve possuir um tempo inferior ao tempo de circulação T , pois caso contrário teremos uma superposição entre os pulsos que estão sendo inseridos no loop com aqueles que estão iniciando a segunda recirculação, o que certamente causará uma deterioração no sinal.

No caso deste enlace da Figura 4-5 temos apenas 25 km de fibra, o que a uma taxa de 2.33 GHz (ou Gb/s) permite uma palavra com tamanho máximo menor que 2^{19} bits, o que é relativamente pequeno para os atuais experimentos de medida de taxa de erro, onde já foram feitos experimentos com palavras de $2^{32}-1$ bits. Na verdade o tamanho da palavra é importante neste tipo de caracterização por proporcionar um maior “ensemble” de seqüências binárias. Sabe-se que existem efeitos que podem causar erros de transmissão que só acontecem em seqüências específicas de bits, por exemplo uma longa seqüência de bits “1” pode prejudicar a operação de recuperação de relógio (no caso de sistemas NRZ), causando assim um erro devido ao *jitter* introduzido.

Prosseguindo com a descrição dos elementos que compõe o loop, a inserção do trem de pulsos, já com a modulação da envoltória, é feita através de um acoplador passivo 2x2, onde uma das saídas é conectado ao loop e a outra é utilizada para extração do sinal em recirculação. Em seguida o sinal passa por 25 km de fibra de dispersão deslocada, com perda de 0.21 dB/km. Depois da fibra, o sinal tem sua potência parcialmente recuperada por um AFDE comercial com ganho fixo de 26 dB. Na saída deste amplificador foi colocado um isolador óptico com isolamento típica de -60 dB, o que é fundamental para eliminar o sinal contrapropagante originado pela reflexão no filtro Fabry-Perot sintonizável colocado logo em seguida no loop.

Seguindo neste sentido de propagação, completam o enlace um atenuador óptico variável e um controlador de polarização mecânico. Este controlador de polarização pode ser praticamente desprezado no experimento que descreveremos, mas sua atuação pode ser fundamental quando inserirmos elementos dependentes da polarização no interior do loop, como por exemplo um modulador eletro-óptico de niobato de lítio. O atenuador óptico no entanto possui uma função crítica neste experimento. Na verdade este atenuador terá duas funções, idênticas do ponto de vista conceitual, porém diferentes operacionalmente.

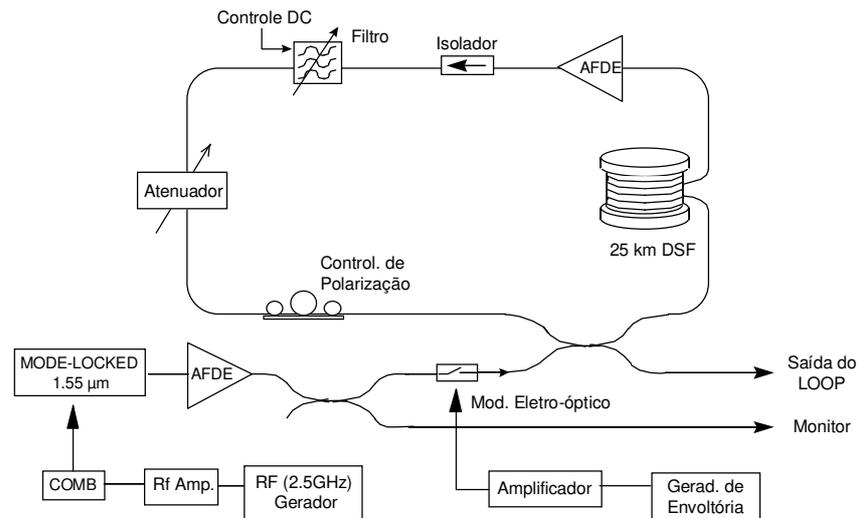


Figura 4-5: Configuração experimental de enlace de recirculação com comprimento equivalente variável.

A primeira função do atenuador é simplesmente estabelecer um controle sobre o balanço entre ganho e perdas do enlace total. O AFDE comercial que utilizamos no interior do loop (gentilmente emprestado pelo Dr. César Évora do CPqD da Telebrás) não possuía controle de ganho, obrigando-nos assim a atuar sobre as perdas para que a soma destas fosse sempre superior ao ganho do amplificador, pelo motivo já comentado de início de oscilação laser. A segunda função deste atenuador será atuar como um elemento equivalente a um comprimento extra de fibra, porém esta função será descrita em detalhes ainda nesta seção.

O primeiro passo a ser feito quando da implementação de um enlace de recirculação consiste no levantamento das diversas fontes de perdas. Seguindo novamente o sentido de propagação do sinal, vemos que o acoplador 2x2 que permite a inserção dos pulsos no loop, possui uma razão de acoplamento de 50%, o que conseqüentemente introduz uma perda mínima de 3 dB (mínima pois a esta somam-se as inerentes perdas de inserção, espalhamento, etc). O carretel de fibra DS (*Dispersion Shifted*) apresenta uma perda de 0.21 dB/km que resulta em 5.25 dB de perda total.

Somando-se ainda as perdas no isolador, no filtro, as perdas parasitas do atenuador (quando este está ajustado para atenuação de 0 dB) e as perdas devidas às emendas e conectores, chegamos a um valor de aproximadamente 15 dB de perdas totais no interior do loop.

Como dissemos, o amplificador comercial que utilizamos no interior do loop não permitia que ajustássemos o ganho (fixo em 26 dB), assim sendo introduzimos um atenuador óptico variável para que pudéssemos completar as perdas até que estas ficassem ligeiramente maior do que o ganho proporcionado pelo AFDE. Aqui devemos destacar o fato de estarmos trabalhando com perdas distribuídas, ou seja se todas as perdas do enlace estivessem concentradas na entrada do loop, poderíamos fazer uma consideração de uma potência efetiva de entrada (já descontadas estas perdas). No entanto, o fato de termos contribuições oriundas dos vários elementos que compõem o enlace, permite a consideração de um comprimento equivalente de fibra, ou seja, os 15 dB de atenuação que o sinal sofrerá durante a propagação pelos diversos componentes do loop poderão ser considerados com tendo sido causados não por perdas espúrias como descrevemos, mas sim como perdas devidas única e exclusivamente a um comprimento maior de fibra óptica. Neste caso, considerando-se fibras que apresentam atenuação de 0.2 dB/km, uma perda de 15 dB corresponde a uma propagação por 75 km.

Este raciocínio de comprimento equivalente permite então que o atenuador óptico variável atue de forma a controlar o comprimento do loop, porém deve-se atentar que neste caso de comprimentos equivalentes, o tempo de circulação T continua correlacionado apenas ao comprimento real de fibra.

Definiremos o comprimento equivalente do enlace (em km) como:

$$L_{eq} = L + \frac{H_i + H_v}{0.2} . \quad (4-35)$$

onde L é o comprimento real de fibra utilizado (km), H_i são as perdas intrínsecas do loop (dB), H_v são as perdas variáveis (ou controláveis) introduzidas pelo atenuador óptico (dB) e 0.2 é o coeficiente de atenuação típico das fibras convencionais (dB/km). No caso do enlace em questão, tínhamos $L = 25$ km, as perdas intrínsecas totais (inclusive com os 25 km de fibra) eram de 15 dB, logo $H_i = 15 - 5 \cdot 25 = 9.75$ dB, assim sendo para um atenuador ajustado em 30 dB teríamos:

$$L_{eq} = 25[km] + \frac{9.75[dB] + 30[dB]}{0.2[dB / km]} \cong 224 km. \quad (4-36)$$

Voltando à descrição do experimento propriamente dito, os pulsos gerados pelo laser em fibra mode-locked possuem uma largura temporal de aproximadamente 10 ps, com uma taxa de repetição de 2.33 GHz. A envoltória gerada pelo modulador eletro-óptico de niobato de lítio consiste de pulsos quadrados de 30 μ s com uma frequência suficientemente baixa para que uma segunda inserção no loop não ocorra antes de terminada a observação das diversas recirculações do primeiro pacote injetado no enlace fechado. Note que este pacote de 30 μ s é composto por aproximadamente 30 μ s x 2.33 GHz = 70000 pulsos, ou algo equivalente a 8.75 kbytes de informação digital. Note ainda que o tempo de circulação T para este loop com 25 quilômetros de fibra é de 25 [km] / 2×10^8 [m/s] = 125 μ s, ou seja o pacote inserido preenche apenas 24% do loop.

Este fator de preenchimento do loop é também um importante parâmetro a ser considerado quando realiza-se experimentos em enlaces de recirculação. A situação ideal é aquela em que temos um fator de preenchimento de 100%, pois neste caso a energia acumulada na inversão de população do amplificador estará sempre sendo utilizada para amplificação do sinal, enquanto que quando o fator de preenchimento é pequeno, teremos um considerável crescimento da ASE durante o período em que não temos pulsos de sinal passando pelo AFDE do loop. No entanto um dos nossos objetivos nestes experimentos com enlaces fechados é justamente estudarmos os efeitos da dinâmica de ganho dos AFDE no caso de sistemas de transmissão de pacotes, como ficará mais claro na próxima seção.

A Figura 4-6 apresenta os resultados obtidos a partir da monitoração do sinal de saída do loop durante vários trânsitos e para diferentes valores de atenuação ajustados no atenuador variável.

Quando falamos sobre o fator de preenchimento, devemos alertar também para o fato de que os experimentos em enlaces fechados são caracterizados por dois ciclos de trabalho, um de entrada e outro de saída. Na verdade o ciclo de trabalho de entrada costuma ser extremamente baixo, pois como já dissemos queremos observar o sinal durante várias voltas pelo loop antes de reinjetarmos um novo pacote, e isso é obtido apenas mantendo-se um longo período entre os pacotes inseridos no loop. Em contrapartida o ciclo de trabalho de saída é dado justamente pelo fator de preenchimento definido acima, pois como podemos melhor perceber através da Figura 4-6 o tempo entre os pacotes consecutivos (T) na saída do enlace fechado é fixado pelo comprimento físico da fibra, no caso 125 μ s.

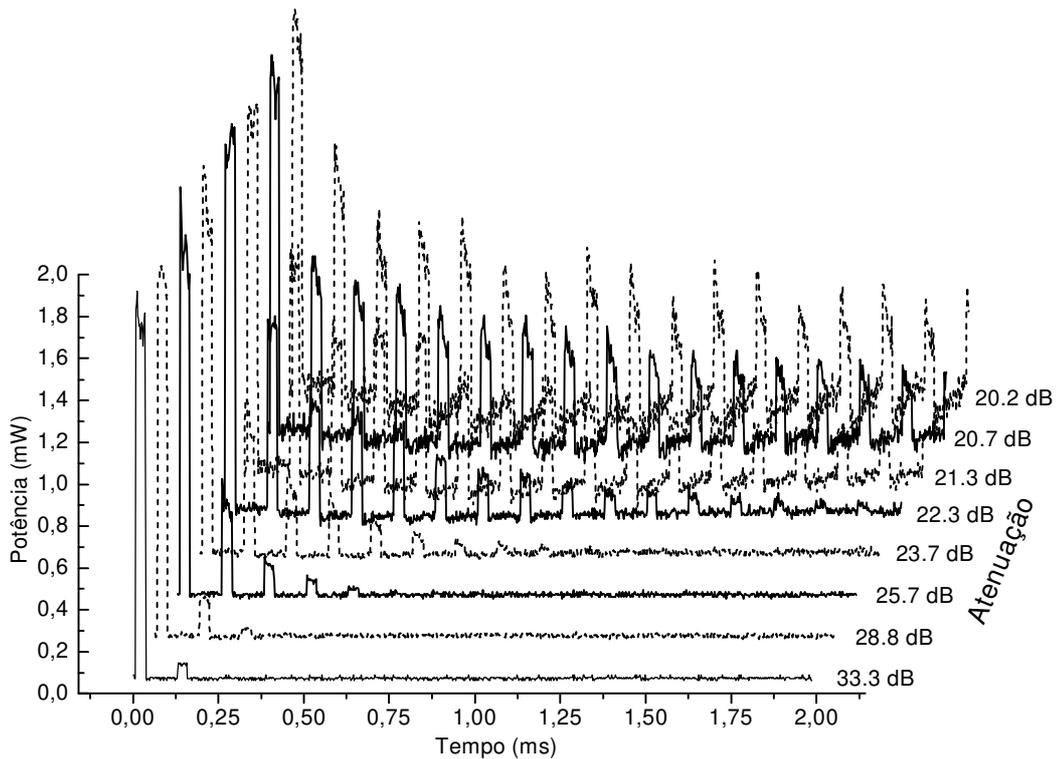


Figura 4-6: Evolução do sinal após sucessivas recirculações pelo enlace, para diferentes ajustes do atenuador óptico variável.

Podemos agora iniciar a análise dos resultados propriamente ditos. A primeira curva apresentada na Figura 4-6 representa o sinal observado na saída do loop com o atenuador óptico ajustado em 33.3 dB, que somado aos 15 dB de atenuação residual dos demais componentes do loop e da própria fibra, resultam em um atenuação total de 48.3 dB. Note que com esta alta atenuação só foi possível observarmos o sinal da primeira recirculação.

Esclarecemos que o primeiro pacote em todas as curvas representa o sinal injetado no enlace, que também é monitorado através da porta de saída do loop. O sinal que se obtém na saída do acoplador é metade do sinal que foi aplicado na entrada deste acoplador, sendo que a outra metade foi injetada no loop, logo o uso de acopladores de -3dB (50%) possui esta vantagem de manter uma relação idêntica entre o sinal monitorado e o sinal realmente injetado no enlace de recirculação.

As demais curvas da Figura 4-6 representam o mesmo procedimento experimental para valores diferentes de atenuação. Os valores apresentados na própria figura referem-se ao ajuste do atenuador óptico, devendo-se somar à estes valores a atenuação residual de 15 dB para obtermos então o valor total da atenuação. O ganho do AFDE interno foi mantido constante em 26 dB como já comentado.

Na segunda curva (com atenuador ajustado em 28.8 dB) já é possível observarmos duas recirculações, na terceira curva (25.7 dB) vemos 4 réplicas do sinal injetado e este comportamento segue até a última curva onde ajustamos o atenuador para 20.2 dB e conseguimos observar recirculações por 16 voltas com uma relação sinal-ruído razoável.

Aten.Variável	Aten. Total	Comp. Efetivo	nº de voltas	Propagação
33.3	48.3	241.5	1	241.5
28.8	43.8	219	2	438
25.7	40.7	203.5	4	814
23.7	38.7	193.5	6	1161
22.3	37.3	186.5	12	2238
21.3	36.3	181.5	15	2722.5
20.7	35.7	178.5	16	2856
20.2	35.2	176	16	2816

Tabela 4-1: Parâmetros da propagação representada pela Figura 4-6.

A Tabela 4-1 apresenta de forma organizada os parâmetros e os resultados obtidos para as diversas curvas da Figura 4-6. A maior propagação foi obtida com o atenuador ajustado em 20.7 dB, pois neste caso foi possível observarmos 16 recirculações em um enlace cujo comprimento efetivo era de 178.5 km, totalizando um comprimento equivalente de trânsito de 2856 km.

A partir deste valor, se diminuíssemos ainda mais a atenuação do loop continuaríamos vendo apenas as 16 voltas, pois o ruído já havia se estabelecido em um nível limite para considerarmos uma transmissão aceitável. Assim sendo, reduzindo a atenuação estaríamos reduzindo o comprimento equivalente do loop e mantendo o mesmo número de recirculações, o que conseqüentemente reduz a distância total propagada, como fica confirmado para o caso de 20.2 dB onde a propagação total foi de 2816 km.

Seguindo esta análise, fica imediata a observação do comportamento não linear do experimento quanto às distâncias propagadas. Na verdade a pergunta seria: Se o atenuador variável pode ser considerado como um comprimento extra de fibra, porque não é constante a distância total propagada ? Ou seja, com uma maior atenuação teríamos um maior comprimento equivalente do enlace e conseqüentemente um número menor de recirculações, mas o produto deste comprimento equivalente pelo número de recirculações deveria ser o mesmo para as diversas condições impostas no experimento.

Existem dois fatores que devemos então considerar para verificarmos tal análise: o primeiro relaciona-se a relação entre uma variável discreta (número de

recirculações) e uma variável contínua (comprimento equivalente). Existe uma faixa de valores de comprimentos equivalentes relacionada a um mesmo número de recirculações, logo deste fato já teríamos uma fonte de desvio. O segundo fator e certamente o mais importante relaciona-se com a razão sinal/ruído na entrada do amplificador. Quando a atenuação é grande, além de termos um maior comprimento equivalente do enlace, o sinal que chega até o amplificador está com uma potência muito pequena, comparável com o nível de ruído, o que impossibilita a observação de recirculações do pacote injetado. No caso em questão, com a potência injetada de 2.5 dBm, teríamos para a primeira curva uma potência de entrada no AFDE de aproximadamente -45 dBm, o que já é muito próximo do nível CW do ruído. Note que este efeito atua de forma oposta a uma possível saturação do ganho, que tenderia a reduzir o número de recirculações para comprimentos equivalentes menores.

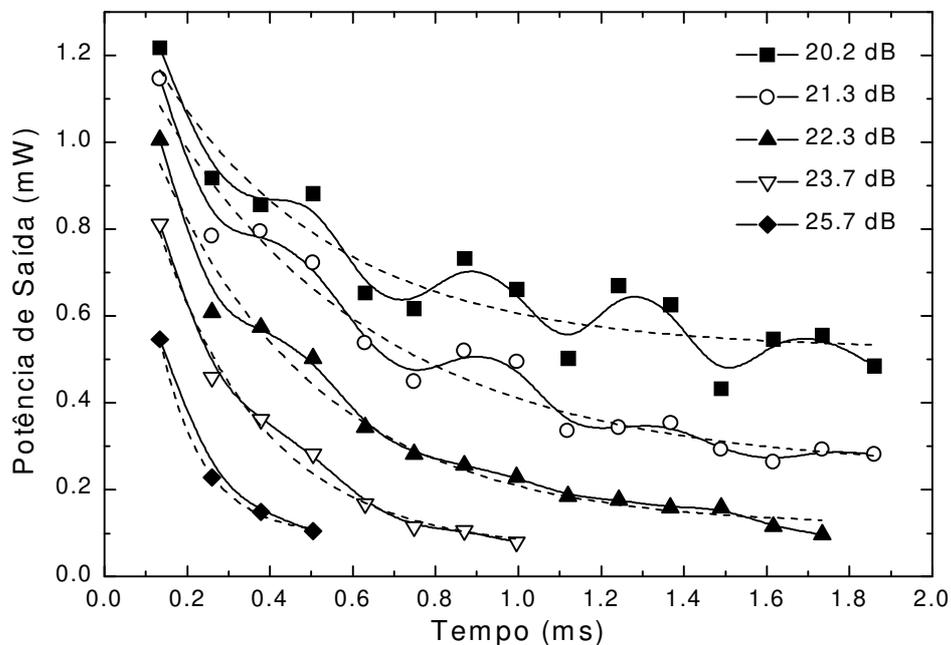


Figura 4-7: Amplitude dos pacotes de pulsos em recirculação para algumas das curvas da Figura 4-6.

Podemos ainda complementar a análise da Figura 4-6 observando a evolução da amplitude dos pacotes durante as várias recirculações pelo enlace. A Figura 4-7 apresenta a evolução temporal das amplitudes dos pacotes em cada recirculação para alguns valores de atenuação (comprimentos equivalentes).

Esta figura apresenta os mesmos dados da Figura 4-6 apenas de uma forma mais adequada para visualização do comportamento da amplitude dos pacotes. Os pontos representam as potências dos pacotes para cada recirculação (experimental), as

curvas sólidas foram obtidas através de um processo de interpolação por Spline cúbico e as curvas tracejadas são ajustes baseados em decaimentos exponenciais simples.

Utilizaremos a Figura 4-7 para duas análises: a primeira relacionada com a evolução da potência durante as várias recirculações e a segunda relacionada com a oscilação que pode ser observada principalmente nas curvas obtidas com menores atenuações.

Observando as linhas tracejadas vemos que a redução da potência dos pulsos durante o experimento segue aproximadamente uma lei exponencial. Se o sistema possuísse um caráter puramente linear poderíamos encontrar uma constante de decaimento característica para cada curva, baseados somente na atenuação líquida imposta pelo enlace e no tempo de trânsito T , ou seja, tomemos a atenuação total apresentada na Tabela 4-1, e desta subtraímos o ganho do amplificador (constante em 26 dB), obtendo assim a atenuação líquida (em dB) sofrida em cada recirculação. Tomando agora o valor linear desta atenuação e dividindo-se pelo tempo de trânsito T , teremos a constante de decaimento característica para um determinado comprimento equivalente. Os valores obtidos com este procedimento estão apresentados com os quadrados brancos na Figura 4-8 (curva sólida).

Nesta mesma figura apresentamos ainda uma outra seqüência de valores para a constante de decaimento obtidos diretamente fazendo-se um ajuste nos dados experimentais com uma função exponencial simples (curva tracejada). Observa-se um acordo parcial entre os resultados obtidos experimentalmente e aqueles esperados para o caso ideal linear no qual podemos obter a constante de decaimento a partir apenas da atenuação líquida e do tempo de trânsito como descrito acima. Este desacordo pode possuir diversas origens, infelizmente não possuímos dados suficientes para uma análise mais precisa e detalhada deste comportamento, no entanto é esperado que tanto o ruído presente no interior do loop (devido a ASE do amplificador e também ao sinal remanescente das injeções anteriores) como a dinâmica de ganho do próprio AFDE, façam com que o comportamento do sistema se afaste daquele esperado para o caso ideal linear, e estes dois efeitos atuam de maneira a reduzir a constante de tempo e em extremidades opostas da faixa de variação de atenuação, exatamente como na Figura 4-8. Novamente afirmamos que não temos dados suficientes para confirmar esta hipótese, logo apresentaremos a mesma de maneira apenas sugestiva e válida como estimativa de comportamento.

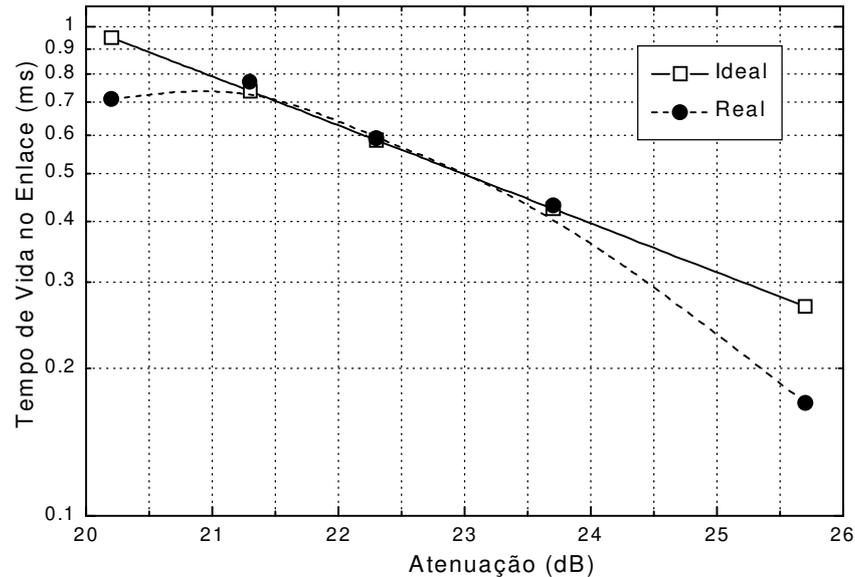


Figura 4-8: Constante de decaimento da potência dos pulsos durante as recirculações pelo enlace. Valores calculados para o caso ideal linear e valores obtidos das curvas experimentais.

No caso de alta atenuação, e estando esta colocada antes do amplificador do enlace, teremos uma condição onde o sinal aplicado no AFDE pode ser muito pequeno e até mesmo comparado com a ASE deste (algo em torno de -45 dBm). Isto faz com que a amplificação seja muito ineficiente do ponto de vista de relação sinal-ruído na saída do amplificador, reduzindo bruscamente o número de possíveis recirculações e consequentemente a constante de tempo de decaimento do sinal no interior do loop. Este efeito pode ser o responsável pelo desvio entre as curvas da Figura 4-8 para a região próxima a 26 dB de atenuação.

Note que de acordo com o dito acima, os resultados obtidos não são independentes da posição dos dispositivos no interior do loop, principalmente em se tratando do isolador óptico e do atenuador. Pode ocorrer uma confusão se analisarmos o loop de maneira análoga a uma cavidade laser, onde estamos interessados somente na radiação de saída após várias passagens por todos os componentes da cavidade. Neste caso a posição relativa de cada dispositivo possui realmente um papel secundário, no entanto em experimentos com enlaces de recirculação estamos interessados na monitoração do sinal a cada volta. No caso específico da posição relativa entre o atenuador e o amplificador temos duas situações bem diferentes do ponto de vista de razão sinal-ruído; com o atenuador colocado antes do amplificador teremos um pequeno sinal na entrada do AFDE porém a ASE gerada estará presente na saída do enlace sem qualquer atenuação, já com o atenuador colocado após o

AFDE poderemos ter um sinal forte o suficiente para saturar o ganho do AFDE e ainda, tanto a ASE como o sinal amplificado sofrerão a mesma atenuação antes de serem extraídos do loop.

No caso de pequenas atenuações existe o efeito de saturação do ganho do amplificador que pode atuar também de maneira a reduzir o tempo de decaimento do sinal. Neste caso o sinal aplicado ao amplificador é suficientemente alto para saturar o ganho deste, logo teremos o ganho linear (maior) para as primeiras recirculações e o ganho saturado (menor) para as recirculações subsequentes, fazendo assim com que a redução do sinal seja maior do que aquela esperada no caso ideal. Note que é perfeitamente possível termos uma situação com perdas maiores do que o ganho e mesmo assim o AFDE estar operando em regime de ganho saturado. A influência da dinâmica lenta das populações de érbio dos AFDE sobre enlaces com propagação de pacotes será revista com maiores detalhes na próxima seção.

A segunda observação a ser feita sobre a Figura 4-7 refere-se à oscilação de baixa frequência observada em todas as curvas porém com maior facilidade naquelas com menor atenuação.

Novamente necessitaríamos de um maior número de dados experimentais para uma análise mais precisa e conclusiva a respeito, no entanto uma possível explicação para tal oscilação pode ser feita considerando-se um efeito de interferência entre os sinais devidos à diferentes injeções no loop.

Dependendo das condições do experimento pode ocorrer um dessincronismo entre recirculações oriundas de diferentes injeções no loop, ou seja, temos pacotes de pulsos no interior do loop separados pelo tempo de trânsito (neste caso $T = 125 \mu\text{s}$), porém se as reinjeções externas no loop forem feitas em um tempo não múltiplo de T , poderemos ter então uma oscilação com a frequência de batimento originada por este dessincronismo.

Finalizando, um ponto importante que pode levantar dúvidas justificáveis neste experimento, é o fato de estarmos substituindo um segmento extra de fibra óptica apenas por uma atenuação equivalente. O fato de desconsiderarmos tanto a dispersão como os efeitos não lineares inerentes das fibras poderia invalidar todos os resultados apresentados até aqui.

A nossa justificativa para esta questão está baseada unicamente nas condições nas quais os experimentos foram realizados; em primeiro lugar neste caso foi utilizado um carretel de 25 km de fibra com dispersão deslocada, que no comprimento de onda do sinal propagado possui uma dispersão típica de 0.16 ps/nm/km, e já que o laser utilizado possuía uma largura de linha de 0.2 nm, a dispersão de grupo esteve abaixo

de 0.032 ps/km. Esta dispersão faria com que os pulsos do 10 ps gerados pelo laser desenvolvido no capítulo 2, ficassem com aproximadamente 70 ps após 3000 km de fibra real, o que ainda é aceitável para taxa de 2.5 GHz (400 ps entre pulsos). Logo a desconsideração dos efeitos da dispersão pode ser aceita, ao menos para os estudos que nos propusemos aqui, e no caso das distâncias por nós estudadas.

Quanto às não linearidades, a justificativa é ainda mais simples, já que o comprimento efetivo de interação não linear depende apenas do coeficiente de absorção da fibra⁷⁵. Para os valores típicos empregados em sistemas de comunicações ópticas este comprimento efetivo é da ordem de 20 km, ou seja, após esta distância propagada a atenuação imposta pela fibra já reduziu a potência o suficiente para que os efeitos não lineares gerados do prosseguimento da propagação sejam desprezados, quando comparados àqueles gerados nos primeiros 20 km de fibra. Sendo assim, os 25 km de fibra contidos no início do nosso enlace já é o suficiente para gerar a quase totalidade dos efeitos não lineares presentes no sistema, qualquer que seja a distância propagada.

Podemos assim concluir que nestas condições em que trabalhamos, uma seção extra de fibra pode ser simulada adequadamente através de uma atenuação equivalente.

4.3.3 Influência da Dinâmica de Ganho dos AFDE em Sistemas de Transmissão de Pacotes.

A dinâmica de ganho dos amplificadores a fibra dopada com érbio já foi bastante comentada em um capítulo precedente deste trabalho. Vimos que o tempo característico para as variações populacionais do érbio é da ordem de alguns milissegundos. Essa lentidão da dinâmica de ganho dos AFDE constitui uma das maiores vantagens desses amplificadores, eliminando problemas de cross-talk entre canais, já que as populações que seriam responsáveis pelo acoplamento entre canais são muito lentas e se tornam transparentes para as altas taxas de transmissão atualmente empregadas. Sabido isso, é comum o desprezo total às características dinâmicas do ganho no caso de aplicação em sistemas de altas taxas, no entanto veremos nesta seção que no caso de sistemas de transmissão de pacotes esta dinâmica ainda que muito lenta, não pode ser desprezada inadvertidamente.

Por sistemas de transmissão de pacotes devemos entender sistemas cujo fluxo de dados é intermitente, ocorrendo uma oscilação entre momentos de grande tráfego e momentos de total ociosidade do sistema. Nesses casos a dinâmica de ganho dos

AFDE deve ser considerada, pois se o tempo entre a transmissão de dois pacotes de informação consecutivos for próximo ao tempo característico da dinâmica do érbio, poderemos ter um comportamento diferente do amplificador para cada pacote de informação. Na verdade o efeito predominante no caso de transmissão de pacotes é a saturação do ganho, cuja análise já foi apresentada no capítulo referente à dinâmica das fibras dopadas com érbio.

Em muitos casos práticos costuma-se utilizar o AFDE operando em um regime de ganho saturado, pois nos sistemas de comunicações ópticas digitais a saturação do ganho permite uma transmissão mais eficiente por manter o mesmo nível de sinal na saída dos amplificadores independentemente de pequenas variações de amplitude possivelmente presentes na entrada destes.

Para a realização deste experimento, a montagem foi parcialmente alterada com a inclusão de uma seção extra de fibra de 20 km, totalizando um comprimento total de 45 km.

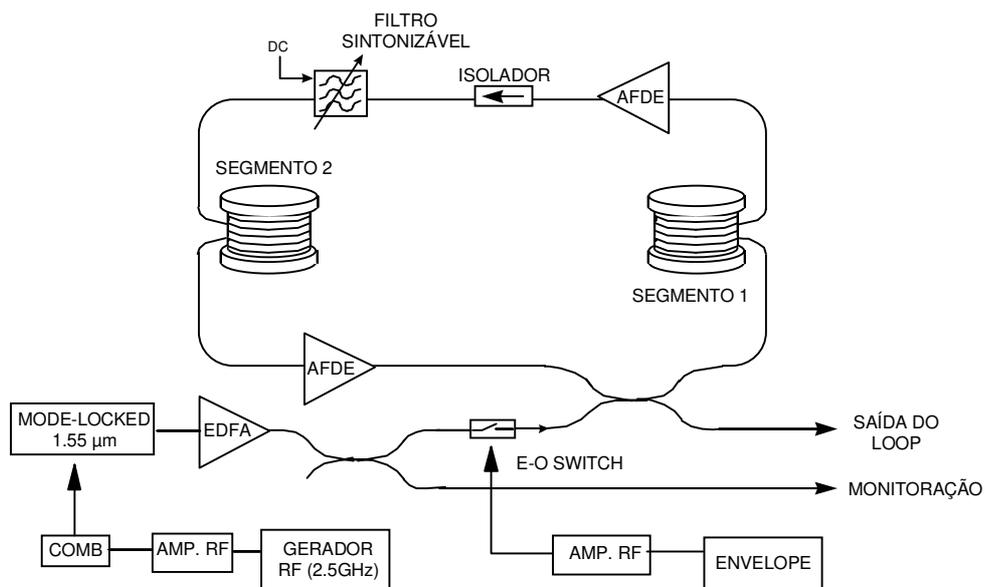


Figura 4-9: Esquema experimental para propagação de sinais com amplificadores em regime de ganho saturado.

Neste caso não estamos interessados em simular comprimentos equivalentes de fibra, mas apenas estudar efeitos devidos à dinâmica de ganho dos AFDE, logo além do aumento no comprimento de fibra no enlace, foi retirado o atenuador variável e o amplificador utilizado no experimento da seção 4.3.1 foi trocado por dois amplificadores que permitem o ajuste do ganho colocados em posições diferentes do loop.

O primeiro efeito observado nos enlaces devido ao ganho saturado está relacionado com o fato de podermos ter condições em que o ganho do AFDE interno é

maior do que as perdas totais. Relembrando o dito na seção 4.3.1, esta condição de ganho maior do que perdas resulta no início de uma oscilação laser no interior do loop, tornando a relação sinal ruído inaceitável para qualquer tipo de experimento. No entanto se o primeiro pacote de pulsos injetado no enlace tiver energia suficiente para saturar o ganho do AFDE, este apresentará para as próximas recirculações um ganho cada vez menor, tornando possível a operação do sistema com o amplificador inicialmente ajustado para proporcionar um ganho maior do que a totalidade das perdas no interior do enlace. Isto pode ser comprovado através da Figura 4-10.

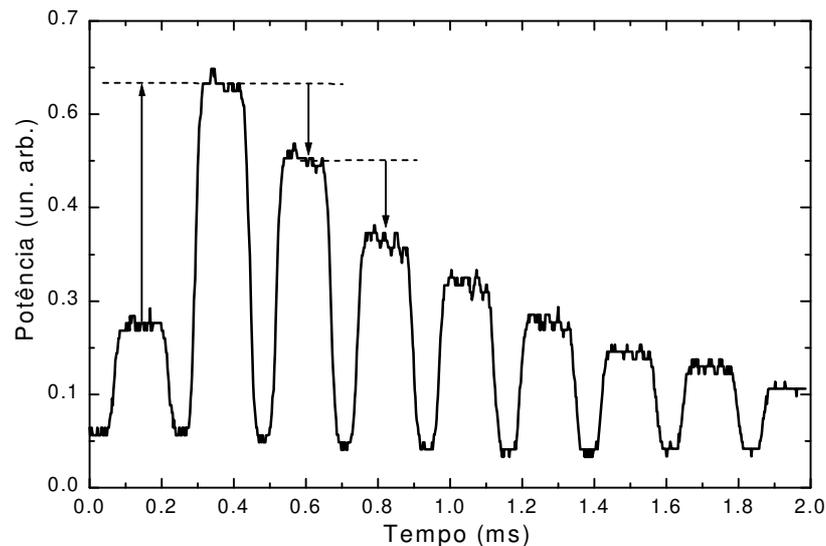


Figura 4-10: Destaque das primeiras recirculações no enlace da Figura 4-9

Nesta Figura 4-10 o primeiro pacote apresentado é uma cópia daquele inserido no enlace, obtido através do acoplador de 3dB (50%) como já comentado anteriormente. O segundo pacote representa então a amplitude dos pulsos após uma circulação pelo loop. Note que o sinal obtido após esta primeira circulação é maior do que aquele injetado no loop, caracterizando uma situação onde o ganho do enlace é certamente maior do que a somatória das perdas, incluindo também o acoplador de 3dB. No entanto, acompanhando as setas na figura vemos que a situação de ganho maior do que perdas permanece apenas durante a primeira circulação, já que observa-se um decréscimo na amplitude das recirculações subsequentes.

Este efeito acontece quando a energia do pacote injetado no enlace é suficiente para saturar o ganho do mesmo, logo o primeiro pacote propagado sente o chamado ganho linear do AFDE enquanto que os pacotes resultantes das recirculações sentem o ganho em um estado intermediário entre o ganho linear e o ganho saturado, sendo que

este estado intermediário depende da relação entre o tempo de vida característico do AFDE e do tempo de trânsito total para cada recirculação NT .

A saturação dinâmica do ganho é confirmada também pelo decréscimo da potência dentro de um mesmo pacote, pois como vimos na seção anterior existe um decaimento exponencial para a potência dos pacotes em recirculação devido à perda acrescentada em cada volta, no entanto se o amplificador não estiver operando em regime saturado, este decaimento exponencial deve ser observado apenas entre pacotes subsequentes, mas não dentro de um único pacote como esta claro na Figura 4-10. Nestes casos o decaimento observado entre as recirculações subsequentes é determinado por uma composição de duas exponenciais decrescentes: uma devido ao efeito linear de atenuação sofrida a cada volta, e outra devido à relaxação das populações do érbio, que fazem com que o ganho dos AFDE, e conseqüentemente a potência dos pacotes, decaia exponencialmente entre as condições de ganho linear e saturado.

Cabe ressaltar que esta análise do decaimento da amplitude dentro dos pacotes deve ser feita de forma cuidadosa, pois se o amplificador estiver saturado apenas para o primeiro pacote, ele já introduzirá uma componente de queda exponencial que será então reproduzida nas próximas amplificações, mesmo que nestas o AFDE esteja operando em regime linear.

Utilizando a mesma configuração experimental da Figura 4-9, foi possível observarmos a propagação por uma distância superior a 1400 km em fibra real, ou seja, sem a utilização de comprimentos equivalentes simulados com um atenuador óptico. Este resultado está apresentado na Figura 4-11, onde observa-se o pacote de pulsos inserido no loop e 33 cópias deste pacote oriundas de consecutivas recirculações pelos 45 km de fibra óptica, totalizando um tempo de trânsito superior a 7 ms. Lembramos que cada pacote é composto pelos pulsos de 10 ps gerados pelo laser mode-locked em anel de FDE operando a uma taxa de repetição de 2.33 GHz.

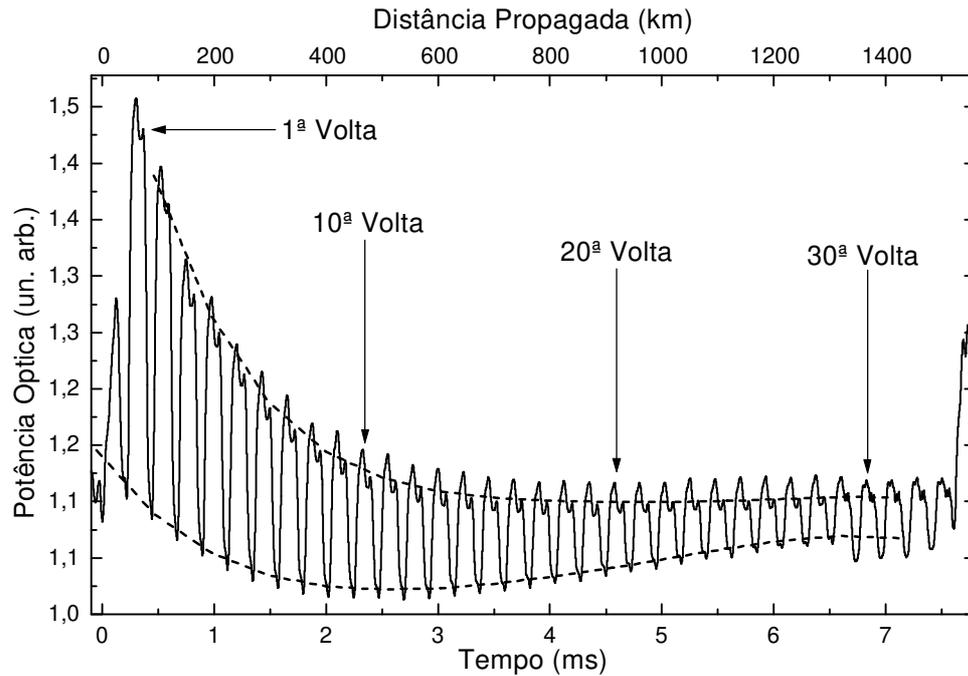


Figura 4-11: Monitoramento da propagação por 1485 km resultante de 33 recirculações em um enlace de 45 km.

Vários estudos podem ser feitos baseados no comportamento dos pacotes ao longo da propagação. As duas curvas tracejadas representam a evolução do valor médio da amplitude na presença e na ausência de sinais, ou seja a curva superior acompanha o envoltório dos pacotes enquanto que a curva inferior segue o ruído presente no loop no espaço temporal compreendido entre dois pacotes consecutivos. Estas curvas destacam a influência da dinâmica das populações do érbio sobre sistemas de transmissão de pacotes quando o espaço temporal entre pacotes consecutivos é grande o suficiente para impedir uma operação dos amplificadores em estado estacionário.

É importante percebermos que a saturação dos amplificadores é causada pelos pacotes quando inseridos no loop, ou seja com um período temporal superior a 7 ms, no entanto vemos que além do efeito sobre a amplitude das recirculações propriamente ditas, a dinâmica do érbio atua fortemente sobre o nível de ruído no sistema, já que a ASE dos AFDE é fortemente reduzida quando de uma nova inserção, e reconstitui-se durante os períodos entre recirculações consecutivas. Para mostrar este comportamento do ruído mais claramente, realizamos uma medida em condições extremas com o amplificador altamente bombeado e com um longo período entre pacotes sucessivos, como mostra a Figura 4-12.

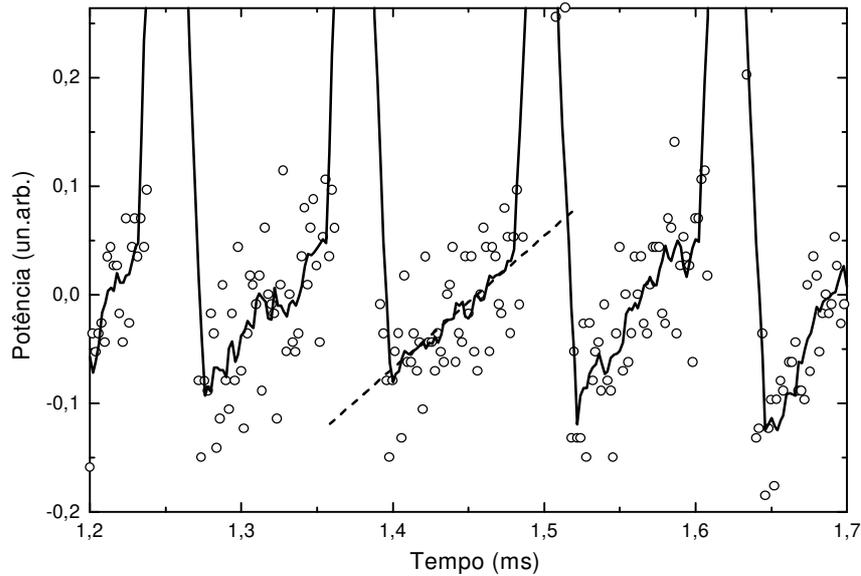


Figura 4-12: Destaque para o crescimento do ruído devido a ASE dos amplificadores no período entre pacotes.

Nesta figura os círculos representam os pontos experimentais enquanto que a linha sólida foi obtida aplicando-se um processo de interpolação para melhor visualizarmos o comportamento médio. Este resultado confirma nosso comentário anterior de que em experimentos em enlaces de recirculação devemos fazer o possível para que o tamanho do pacote seja muito próximo ao tempo de trânsito T , pois assim sendo fica reduzido o tempo sem sinal pelos amplificadores, o que contribui para impedir o crescimento da ASE propagante no interior do loop.

Para continuarmos essa análise sobre o ruído faremos a seguir algumas definições e aproximações. Para visualização das grandezas que iremos trabalhar, apresentamos na Figura 4-13 uma representação de pacotes de pulsos com o respectivo ruído tanto durante a presença do pacote, como na ausência do mesmo. Devemos esclarecer aqui que estaremos utilizando um procedimento similar àquele utilizado para análise de bits individuais, mas em nosso caso estamos trabalhando com pacotes de pulsos RZ.

Nesta Figura 4-13 destacamos o caso real do ruído na presença do pacote ser maior do que o equivalente observado na ausência de sinal, ou seja $\sigma_1 > \sigma_0$, e também o fato do valor médio obtido para os instantes entre pacotes ser diferente de zero ($S_0 > 0$).

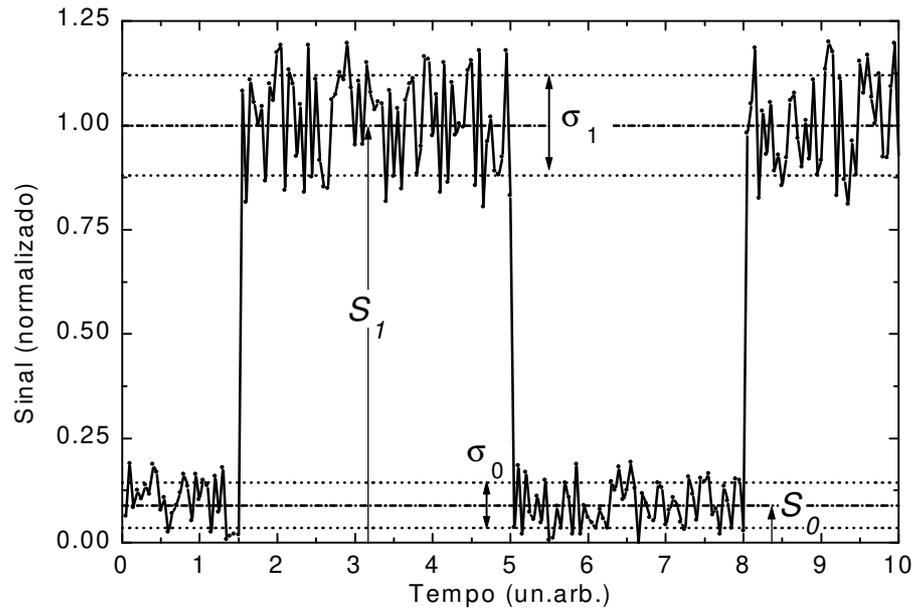


Figura 4-13: Visualização auxiliar das grandezas relacionadas ao ruído quando em sistemas de transmissão de pacotes.

Para a análise estatística que faremos a seguir vamos fazer as suposições simplificadoras de considerar $\sigma_1 = \sigma_0$ e de que a distribuição do ruído tanto na presença como na ausência dos pacotes segue uma distribuição do tipo gaussiano. Cabe esclarecer que na Figura 4-13 não foi apresentada uma situação com superposição entre os ruídos das condições com e sem pacotes apenas para facilitar a visualização das grandezas envolvidas, mas em situações reais e principalmente naquelas onde podem ocorrer erros de detecção, existe uma superposição entre as caudas das distribuições de probabilidade como apresentado na Figura 4-14.

Note que na Figura 4-14 foram apresentadas as curvas de probabilidade de detecção quando um pulso foi enviado $p(v|1)$, e a equivalente quando nenhum pulso foi enviado $p(v|0)$. Nestas curvas, “v” é a variável aleatória e o eixo das abcissas foi expresso em “potência” para uma relação direta com o sinal detectado. Está também destacado o chamado ponto de decisão v_D e a região hachuriada que representa a probabilidade de não se detectar um pulso quando este foi transmitido. Existe ainda a região da curva $p(v|0)$ que se encontra além do ponto de decisão e cuja área representa a probabilidade de se detectar um pulso quando este não foi transmitido. A soma destas duas áreas representa então a probabilidade de erro total.

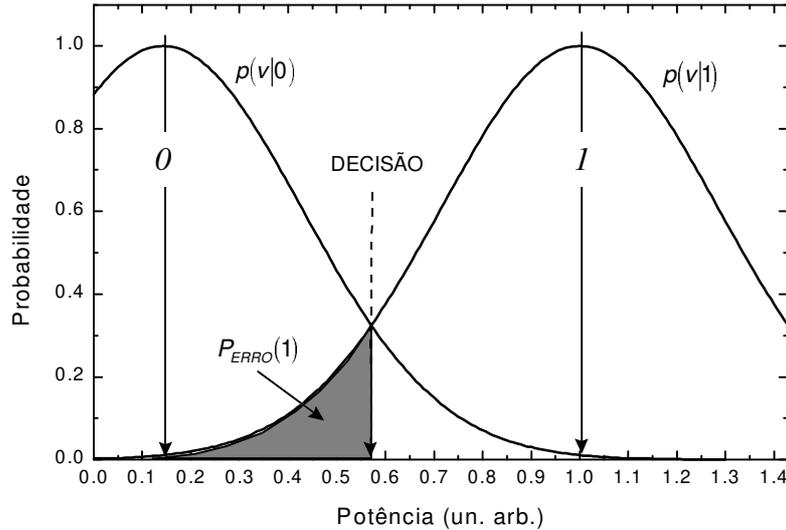


Figura 4-14: Distribuição de probabilidades para as condições de presença (1) e ausência (0) de pacotes de pulsos. O destaque indica a área (probabilidade) de não se detectar um pulso quando este foi enviado.

Sendo válidas as suposições de distribuições gaussianas idênticas para o caso de presença e ausência de pacotes, e ainda valendo o fato de estarmos enviando pacotes em um regime periódico, o que equivale a considerarmos uma probabilidade a priori de 50 % para bits 1 e bits 0, a soma das áreas da Figura 4-14 que representa a probabilidade total de erro é dada por:

$$P_{ERRO} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{1}{\sigma_0} \int_{v_D}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v-S_0)^2}{2\sigma_0^2}\right] dv + \frac{1}{\sigma_1} \int_{-\infty}^{v_D} \exp\left[-\frac{(S_1-v)^2}{2\sigma_1^2}\right] dv \right\} \quad (4-37)$$

e se definirmos agora o chamado fator Q relacionado diretamente com a razão sinal/ruído:

$$Q = \frac{v_D - S_0}{\sigma_0} = \frac{S_1 - v_D}{\sigma_1} \Rightarrow Q = \frac{S_1 - S_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (4-38)$$

$$\frac{(v - S_0)}{\sqrt{2}\sigma_0} = \frac{(S_1 - v)}{\sqrt{2}\sigma_1} = x \quad (4-39)$$

obteremos:

$$P_{ERRO}(Q) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{Q/\sqrt{2}}^{\infty} e^{-x^2} dx \quad (4-40)$$

que pode ser reescrita através da função erro como:

$$P_{ERRO}(Q) = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \right] \quad (4-41)$$

cuja interpretação direta diz que para uma dada probabilidade de erro o ponto de decisão v_D deve estar distante dos valores médios S_1 e S_0 por um número Q de desvios padrão. Este comportamento é diretamente apresentado na Figura 4-15.

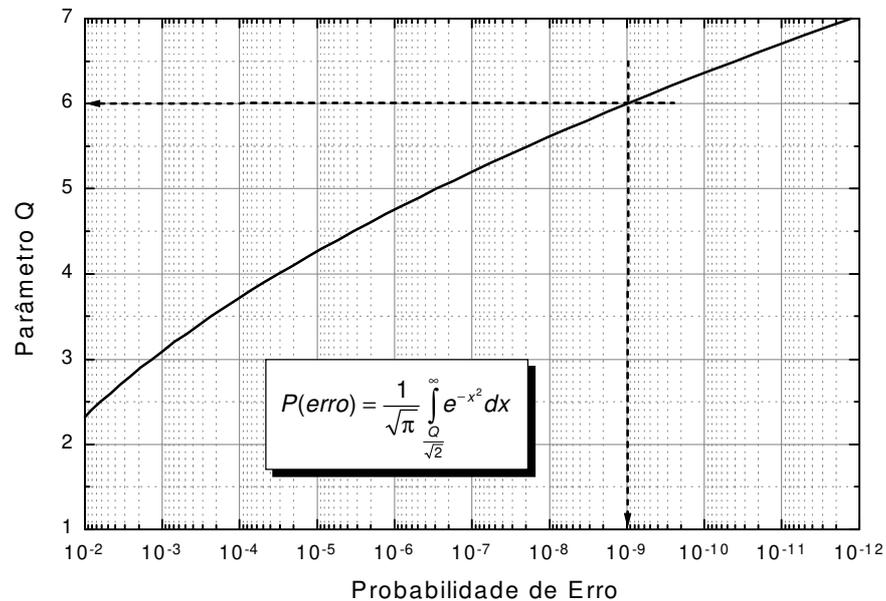


Figura 4-15: Relação entre o parâmetro Q e a probabilidade de erro.

Notamos que uma pequena variação na razão sinal/ruído, ou seja no parâmetro Q (entre 2 e 7) faz com que a probabilidade de erro varie 10 ordens de grandeza. Para os sistemas de comunicações ópticas atuais o padrão estabelecido requer taxas inferiores a 10^{-9} , o que operando a uma velocidade de transmissão de 2.5 Gbits/s significa um bit errado a cada 400 ms, e o parâmetro Q para se atingir tal meta é aproximadamente 6, como destacado na Figura 4-15.

Esta análise baseada no parâmetro Q foi então aplicada aos resultados experimentais da Figura 4-11 e a evolução deste parâmetro para as várias recirculações observadas naquele experimento é apresentada na Figura 4-16. Nota-se assim que até aproximadamente a trigésima recirculação pelo loop, o parâmetro Q manteve-se acima do valor 6, garantindo uma transmissão com taxa de erro inferior a 10^{-9} . Novamente salientamos que esta análise foi feita para que tivéssemos uma estimativa da qualidade do sinal na recepção, mas certamente seria mais adequado uma análise utilizando-se uma visualização direta de cada pulso (e não da envoltória do pacote) após cada recirculação, através de um diagrama de olho ou mesmo de uma medida direta da taxa de erro, o que requer um gerador de palavras aleatórias.

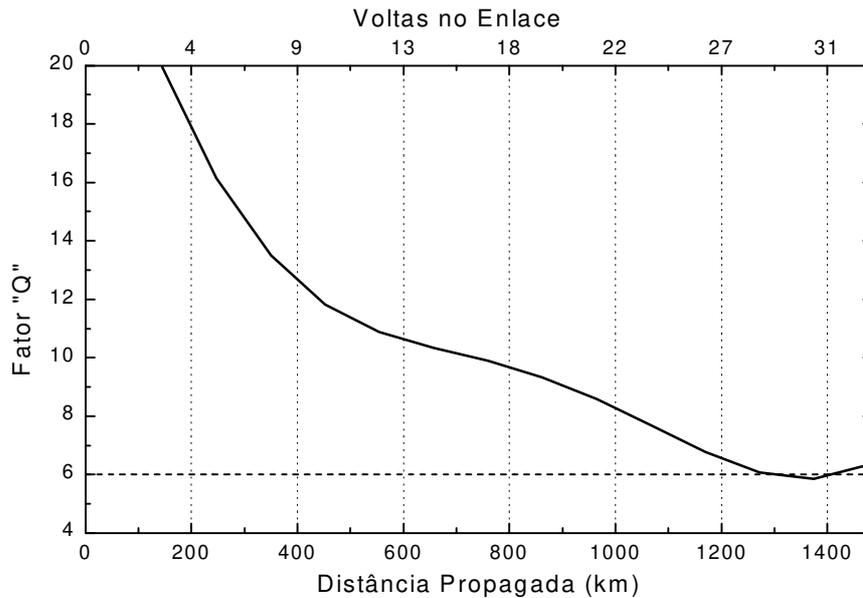


Figura 4-16: Evolução do Parâmetro Q para as várias recirculações do experimento da Figura 4-11.

Voltando a Figura 4-11 vemos que os pulsos foram mantidos dentro do enlace por um tempo superior a 7 ms, o que é 9 ordens de grandeza superior à duração de cada pulso. Este fato constitui uma outra aplicação dos enlaces de recirculação óptica, os chamados buffers ópticos⁶⁹. Neste caso o interesse é desenvolver dispositivos baseados em loops que sejam capazes de armazenar uma determinada quantidade de informação por um tempo suficiente para que algum gerenciamento de rede seja executado. A vantagem destas memórias baseadas em enlaces de fibras ópticas é justamente a velocidade de armazenamento e de recuperação da informação, e no nosso caso com o loop de 45 km e com os pulsos ópticos em 2.5 Gbit/s obtivemos um armazenamento equivalente a:

$$\frac{2.5 \times 10^9 \left[\frac{\text{bits}}{\text{s}} \right]}{2 \times 10^8 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]} = 12.5 \left[\frac{\text{bits}}{\text{m}} \right] \quad (4-42)$$

$$\text{que em } 45\text{km} \Rightarrow 45.000[\text{m}] \cdot 12.5 \left[\frac{\text{bits}}{\text{m}} \right] = 562.5[\text{kbits}] \quad (4-43)$$

Esta quantidade de informação armazenada depende apenas da taxa de repetição dos pulsos (bits/s) e do tamanho do enlace. Já o tempo de armazenamento depende também de características como a dispersão da fibra e o acúmulo de ruído adicionado pelos AFDE.

Um dos primeiros exemplos reportados na bibliografia foi de um loop dedicado para o armazenamento de um quadro completo de TV digital composto por 1000x1000 elementos com uma codificação de 8 bits. O loop foi feito com 160 km de fibra e uma taxa de 10 Gbit/s, obtendo um tempo de armazenamento de 0.8 ms⁷⁰.

Existe uma figura de mérito para enlaces ativos de recirculação definida como o produto do tempo máximo de armazenamento pela taxa de repetição do sinal injetado⁷¹, logo no nosso experimento esta figura de mérito teria o valor de 7[ms] x 2.5[Gbit/s] = 17.5 [Mbits].

4.3.4 Enlace Experimental com Gerenciamento Dinâmico da Dispersão.

Como vimos, os enlaces de recirculação são ferramentas extremamente úteis para laboratórios de pesquisa em sistemas de comunicações ópticas em altas taxas e longas distâncias. Muitas outras configurações podem ainda ser planejadas utilizando os mesmos dispositivos que usamos nos experimentos apresentados, uma em particular que pretendemos ainda implementar mas que ainda não possui medidas experimentais confiáveis está apresentada na Figura 4-17 apenas a título de proposta.

Observando-se esta configuração percebemos que trata-se de um loop similar aos já apresentados com a inserção de uma seção (em destaque na figura) composta por uma chave eletro-óptica, duas seções de fibra com dispersão previamente estabelecida e um acoplador passivo simétrico. Poderíamos ter por exemplo uma fibra convencional e outra do tipo compensadora de dispersão.

Atuando-se na porta de controle da chave eletro-óptica podemos alterar o caminho de propagação dos pulsos, permitindo que os mesmos propaguem por um número específico de voltas pela fibra n°1 e então chaveando-se eletricamente o caminho para um outro número de voltas pela fibra n°2. Esta configuração permite então que esquemas de compensação de dispersão possam ser simulados experimentalmente, onde tais simulações teriam a flexibilidade de variar também o tamanho de cada seção com mesma dispersão. Por exemplo poderíamos manter a dispersão média nas primeiras recirculações com um valor razoavelmente elevado para que os efeitos não lineares, mais influentes quando a potência é maior, possam ser minimizados com o auxílio do descasamento de fase originado naturalmente pela

dispersão da fibra. Após um número de circulações suficientes para abaixar consideravelmente a potência do sinal, o controle na chave eletro-óptica teria sua frequência aumentada, reduzindo o tamanho das seções com mesma dispersão e possibilitando também um valor médio de dispersão mais próximo de zero.

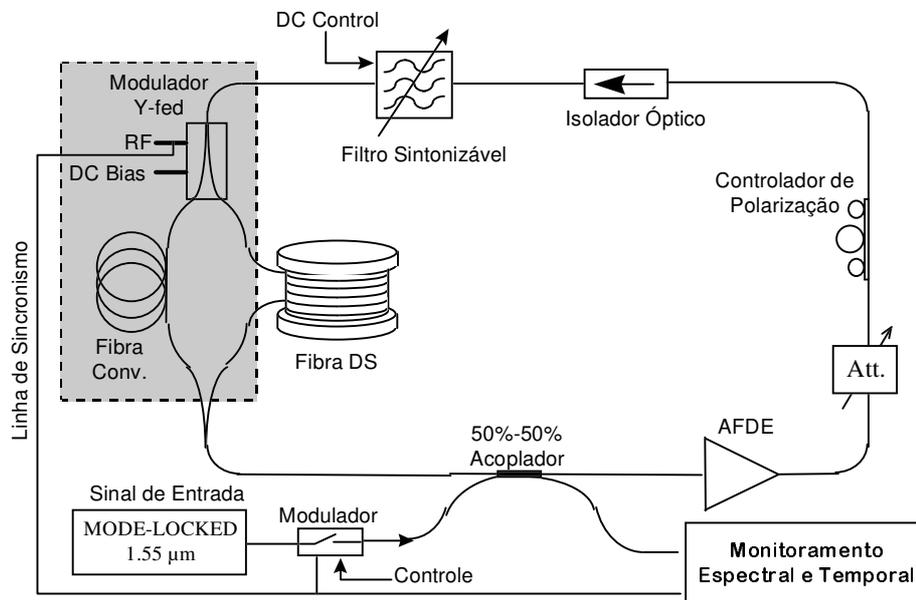


Figura 4-17: Proposta de enlace de recirculação com gerenciamento dinâmico de dispersão.

Este esquema proposto pode ser igualmente útil também para simulações de enlaces compostos por seções de fibras convencionais e seções de fibras com dispersão deslocada.

4.4 LOOP ÓPTICO PARA GERAÇÃO DE PPM (PULSE POSITION MODULATION)⁷².

Atualmente um assunto que desperta discussões fundamentais é o formato de modulação mais adequado para sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade. A escolha entre sistemas RZ e NRZ passa por questões relacionados com efeitos não lineares das fibras, facilidade de modulação e disponibilidade de eletrônica adequada.

Para pulsos RZ, uma das possíveis formas de modulação é a chamada modulação na posição do pulso (PPM), que pode ser conveniente por sua característica particular de possuir pulsos tanto para bits “1” como também para bits “0”, o que reduz a sensibilidade dos sistemas com a seqüência de bits, facilitando a recuperação do relógio e eliminando alguns problemas relacionados com a variação da potência média dos sinais transmitidos (note que para sistemas PPM a potência média é a mesma independente da palavra transmitida.)

Nesta seção apresentaremos uma nova aplicação do loop de fibra óptica apresentado nas seções anteriores. Utilizaremos agora o loop em um sistema que permite a modulação na posição do pulso (PPM) sem a necessidade de qualquer tipo de modulador. O esquema é baseado em um conversor óptico de modulação FM para PPM cuja montagem experimental está apresentada na Figura 4-18.

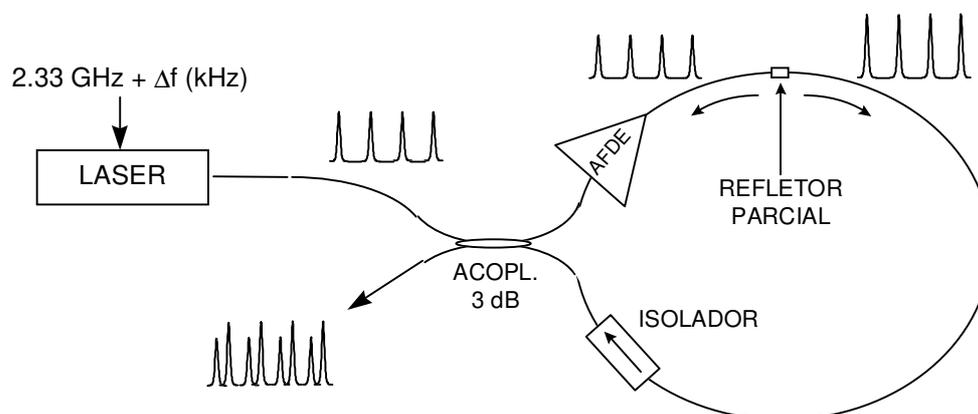


Figura 4-18: Esquema de conversor óptico de FM para AM.

A montagem consiste de uma fonte laser modulada direta ou externamente, um acoplador de 3 dB, um AFDE, um enlace de recirculação com um isolador óptico e um elemento integrado em fibra capaz de refletir parcialmente os pulsos injetados no loop. No caso do experimento aqui reportado, a reflexão parcial foi obtida diretamente com um conector do tipo FC/PC, cujo ajuste da rosca permitia uma certa flexibilidade na eficiência de reflexão-transmissão.

Os pulsos RZ gerados pelo laser são introduzidos no loop através do acoplador de 3 dB, sendo que apenas a extremidade do loop com o AFDE é permitida já que na outra extremidade existe um isolador que força um único sentido de propagação no interior do enlace. Os pulsos injetados então são amplificados pelo AFDE e encontram na saída deste um elemento que reflete parcialmente o sinal, gerando replicas dos pulsos que se propagam em sentido oposto e são novamente amplificados pelo AFDE (sem isolador) antes de atingirem a saída do sistema através do acoplador de 3 dB. A parcela de potência dos pulsos que passa pelo refletor é então transmitida pelo restante do enlace e atinge a saída pela mesma porta do acoplador, superpondo-se ao trem de pulsos refletidos, porém com um atraso temporal fixo que depende do tamanho do loop e da posição onde foi colocado o refletor.

A operação do sistema propriamente dita inicia-se quando se aplica uma pequena variação na frequência da portadora que modula a fonte laser. Por exemplo,

sobre uma fonte modulada em 2.5 GHz, aplica-se um chaveamento desta freqüência de apenas alguns kHz, ou seja varia-se a freqüência de modulação de 2.500.000.000 Hz para 2.500.001.000 Hz. Note que pode ocorrer alguma confusão quando falamos que existe uma modulação FM sobre a portadora de 2.5 GHz, indicando que o chaveamento da freqüência da portadora é feita em uma taxa de 1 kHz. Na verdade, o que se faz é alterar a freqüência de modulação em apenas alguns kHz, e a taxa com que essa alteração é feita pode estar dentro de uma ampla faixa desde DC até a própria freqüência da portadora de 2.5 GHz.

O princípio de funcionamento desta montagem baseia-se no fato de que uma alteração de apenas alguns kHz sobre uma taxa de 2.5 GHz é imperceptível e pode ser completamente desprezada, porém no nosso caso esta afirmação só é válida para os pulsos refletidos. No caso dos pulsos que passam pelo loop, a mínima alteração causada no período dos pulsos deve ser multiplicada pelo número de pulsos no interior do enlace, resultando somente então no atraso real observado entre os pulsos refletidos e transmitidos, descontando-se o tempo de propagação pelo loop, que é constante.

No caso da nossa montagem experimental a freqüência básica aplicada à fonte laser foi de 2.31 GHz, que equívale a um período de 433 ps. Aumentando-se essa freqüência em 1 kHz o período é reduzido por uma quantidade inferior a 0.2 fs, e como dissemos esta variação é desprezível nos pulsos refletidos. Já nos pulsos transmitidos pelo loop, essa variação no período deve ser multiplicada pelo número de pulsos que estão dentro do loop, ou seja:

$$\frac{25[km]}{c/n[km / ps] \cdot 433[ps]} = 288683 \text{ pulsos} \quad (4-44)$$

$$\left\{ \frac{1}{2.310000}[GHz] - \frac{1}{2.310001}[GHz] \right\} \times 288683[pulsos] = 54[ps] \quad (4-45)$$

Com isso, na saída da montagem, para cada pulso do trem de sincronismo (formado pelo sinal refletido), existirá um pulso relacionado gerado a partir da parcela de potência transmitida pelo refletor, e que estará atrasado em relação ao pulso de sincronismo por 54 ps para cada kHz de alteração na freqüência básica de modulação da fonte.

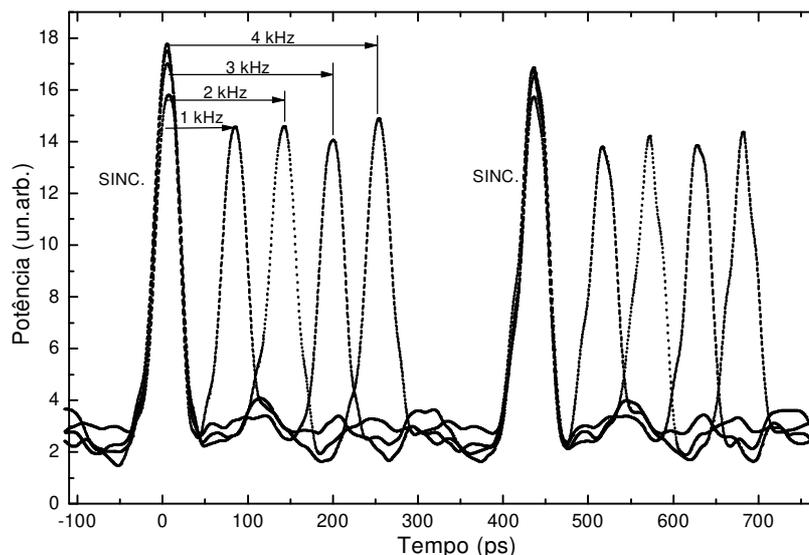


Figura 4-19: Resultado experimental obtido com o esquema de modulação PPM com variações de 1 a 4 kHz sobre a frequência básica do laser de 2.31 GHz.

Desta forma obtivemos um esquema PPM onde é possível modularmos a posição (temporal) do pulso, atuando apenas na frequência de modulação do laser, sem que fosse necessária a utilização de qualquer dispositivo modulador ativo ou não linear.

Para a comprovação experimental registramos o sinal de saída para variações de frequência de 1 a 4 kHz, como mostra a Figura 4-19. Nesta figura foram superpostos os sinais obtidos com as diferentes frequências, e os pulsos mais intensos são aqueles de sincronismo ou trigger obtidos a partir da reflexão no início do loop. Note que cada curva é composta por dois pulsos por período, o de sincronismo e o de sinal onde a modulação PPM ocorre, e fica nítido o fato da alteração na frequência ser totalmente desprezível para o caso dos pulsos de sincronismo enquanto que o efeito desta sobre os pulsos de sinal é capaz de gerar deslocamentos dos pulsos em uma faixa que cobre toda a região possível dentro do período definido pela frequência básica.

Este esquema PPM aqui proposto apresenta as vantagens de ser simples, não necessitar de elementos moduladores ativos e ser baseado unicamente em efeitos lineares. Além disso os resultados experimentais mostram uma excelente razão de extinção já que o princípio de funcionamento baseia-se no movimento real da posição temporal dos pulsos.

Como desvantagens podemos apontar o fato de necessitarmos de um longo enlace de fibra óptica para a implementação do sistema, no entanto esta desvantagem não é de todo correta, já que isso depende do oscilador eletrônico utilizado para a

modulação da fonte laser; se este for capaz de alterar a frequência de operação por digamos 1 MHz de forma suficientemente rápida, o comprimento do loop para obtermos os mesmos resultados apresentados aqui cairia de 25 km para apenas 25 m, numa relação direta com o aumento do deslocamento de frequência de 1 kHz para 1 MHz. Sabemos que a construção de um oscilador com operação estável em digamos 2.5 GHz requer um fator de qualidade alto, o que impede uma resposta rápida para alteração da frequência de oscilação, mas como estes detalhes estão fora do escopo deste trabalho, não dedicaremos mais espaço para tal discussão deixando este esquema PPM como uma proposta para possíveis aplicações dedicadas.

Esta desvantagem relacionada com o tamanho da fibra e indiretamente com a velocidade com que o sinal aplicado ao laser pode ter sua frequência alterada pode ser desprezada se considerarmos a mesma montagem, com apenas algumas alterações para uma aplicação diferente.

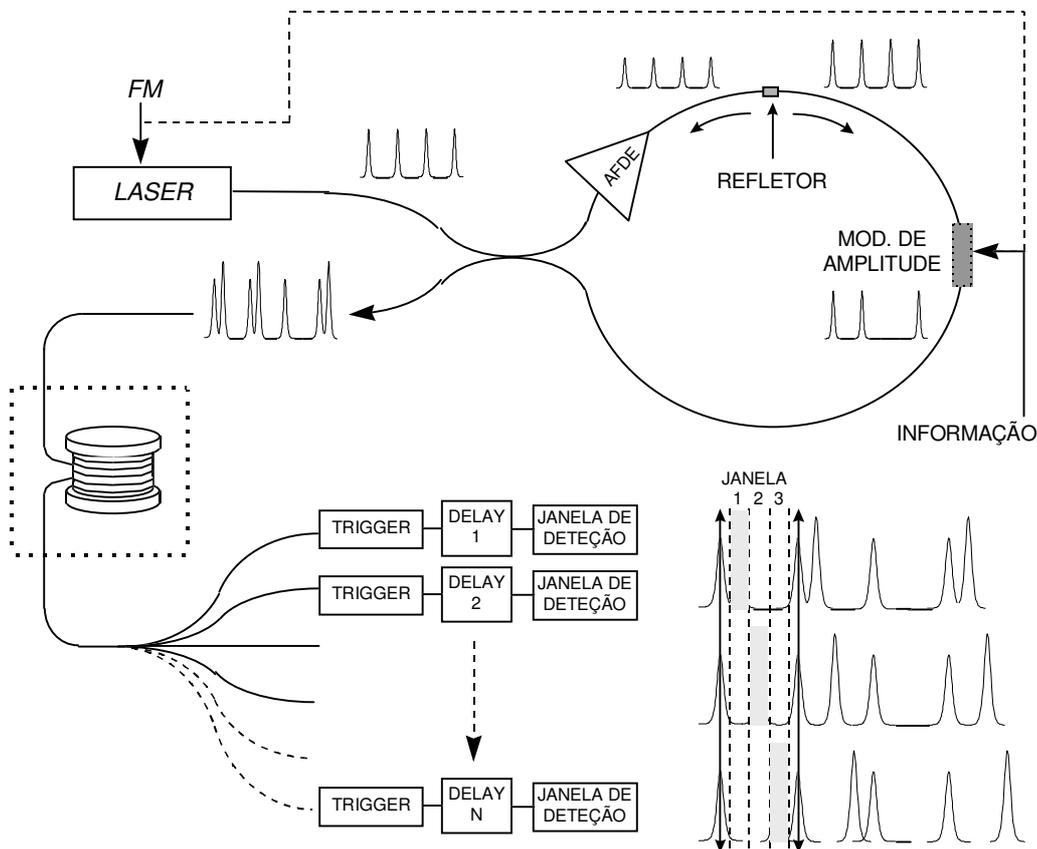


Figura 4-20: Utilização do esquema de geração PPM com roteador óptico.

Utilizaremos agora uma modulação AM digital superposta ao sinal PPM obtido da maneira já descrita. Com isso pretendemos utilizar o PPM não para inserir a

informação a ser transmitida, mas sim para chavear a rota por onde a informação modulada em amplitude deverá seguir.

A Figura 4-20 mostra como o sistema poderia ser alterado, colocando-se um modulador de amplitude na parte do loop após o elemento refletor. Desta forma os pulsos refletidos, de sincronismo, não sofrerão os efeitos do modulador e estarão sempre presentes na saída do enlace como anteriormente, já os pulsos que passam pelo refletor podem ou não passar pelo modulador, de acordo com a informação através desse inserida no sistema.

Na saída teríamos então os dois trens de pulsos já comentados porém com ausência de alguns pulsos do trem de sinal (bits "0"). Estes dois trens são então propagados, e na extremidade do linha de transmissão teríamos um acoplador em fibra 1xN com um conjunto de módulos detetores em cada fibra de saída. Estes módulos seriam compostos por uma unidade de trigger sensível aos pulsos de sincronismo, que dispararia um circuito de atraso diferente para cada uma das saídas e então um elemento detetor com janelas temporais localizadas em instantes determinados pelos circuitos de atraso.

Esta montagem não foi montada experimentalmente por nós a tempo de termos resultados adequados para apresentação, mas dada a simplicidade do sistema cremos que com essa configuração seria possível através da modulação na posição do pulso, enviarmos a informação inserida pelo modulador de amplitude livremente para qualquer um dos módulos detetores, apenas mudando a posição relativa dos pulsos de sinal em relação aos pulsos de sincronismo, atuando diretamente sobre a frequência de modulação da fonte laser como já descrito. Este sistema funcionaria então de forma equivalente a um sistema roteador, porem com as vantagens de simplicidade já citadas e sem o compromisso de velocidade ou tamanho do loop, já que para aplicações de roteamento estes parâmetros são secundários, dentro de limites.

Cabe ressaltar que no experimento foi utilizado o laser em anel de fibra já apresentado neste trabalho, mas um laser semiconductor operando em regime de gain-switching deve funcionar de maneira semelhante.

4.5 SOLITONS^{73,74,75}

Finalizando o capítulo dedicado aos sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade, dedicaremos esta seção para um experimento de propagação de sólitons em fibras ópticas convencionais. Destacamos que os sólitons que objetivamos observar são pulsos úteis para telecomunicações, ou seja, pulsos de picosegundos com taxa de

repetição de 2.5 GHz e comprimento de onda localizado na terceira janela de comunicações ópticas (1.55 μm).

4.5.1 Breve Introdução Histórica.

A aproximadamente 160 anos atrás (em 1834), o jovem cientista escocês John Scott Russell (1808-1882) realizava experimentos com o objetivo de otimizar o design de embarcações de canais, quando fez então uma considerável descoberta científica. Como ele mesmo descreveu em "Report on Waves": (Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science, York, September 1844 (London 1845), pp 311-390, Plates XLVII-LVII).

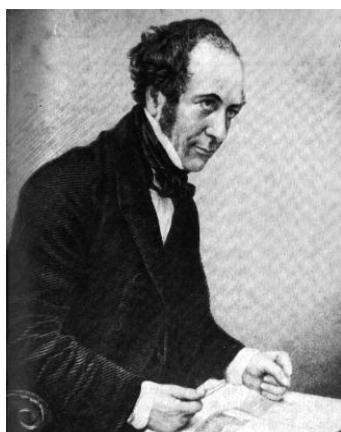


Figura 4-21: John Scott Russel⁷⁶.

"I was observing the motion of a boat which was rapidly drawn along a narrow channel by a pair of horses, when the boat suddenly stopped - not so the mass of water in the channel which it had put in motion; it accumulated round the prow of the vessel in a state of violent agitation, then suddenly leaving it behind, rolled forward with great velocity, assuming the form of a large solitary elevation, a rounded, smooth and well-defined heap of water, which continued its course along the channel apparently without change of form or diminution of speed. I followed it on horseback, and overtook it still rolling on at a rate of some eight or nine miles

an hour, preserving its original figure some thirty feet long and a foot to a foot and a half in height. Its height gradually diminished, and after a chase of one or two miles I lost it in the windings of the channel. Such, in the month of August 1834, was my first chance interview with that singular and beautiful phenomenon which I have called the Wave of Translation".

Este fato ocorreu no Union Canal em Hermiston, Edinburgh e cabe esclarecer que este canal era utilizado para o transporte de carga em embarcações tracionadas por cavalos em ambas as margens.

Note que Scott Russel demorou 10 anos até publicar os resultados de sua observação original da então denominada "Onda de Translação". Durante os dez anos que se passaram entre a observação original (Figura 4-22) e a publicação do artigo, Scott Russel realizou diversos experimentos em cubas com água. Na Figura 4-23 apresentamos uma cópia dos esquemas experimentais publicados em 1844, onde nota-se que foram experimentados vários métodos de geração de sólitons. Nos primeiros

esquemas (à esquerda) as ondas foram geradas a partir de uma translação da parede da cuba, e vemos já o interesse pela observação de dois pulsos gerados em seqüência e de um pulso invertido, gerado a partir de uma inversão no movimento da parede da cuba. Este interesse de Scott Russel pode também ter sido o primeiro registrado no âmbito dos fenômenos, ainda atuais, de interação entre sólitons e geração de dark solitons.

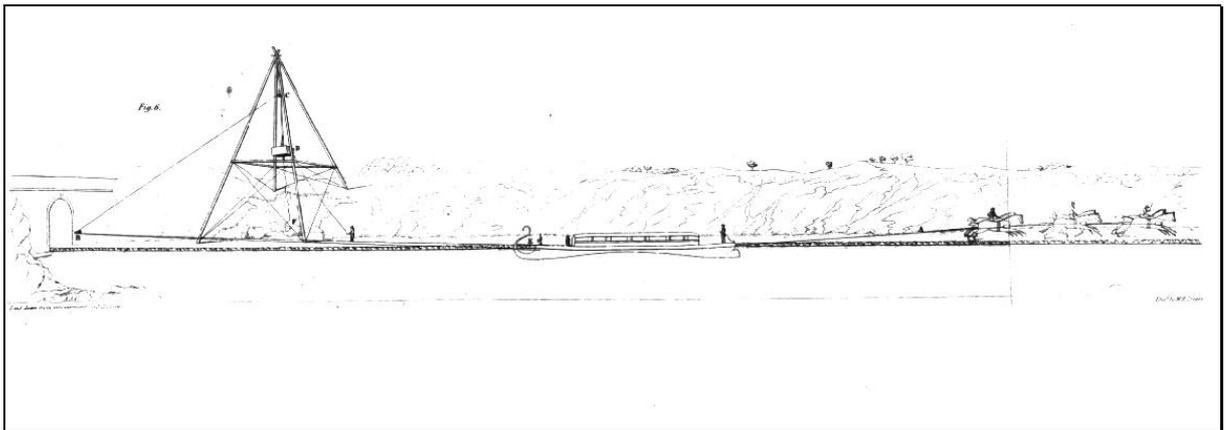


Figura 4-22: Descrição esquemática original de Scott Russel para a primeira observação registrada de um Soliton⁷⁶.

Na segunda seqüência de figuras vemos a tentativa de geração de ondas solitárias a partir da inserção ou retirada de um corpo na extremidade da cuba. Esta ação também causa um deslocamento horizontal (ou longitudinal) de uma porção de água, no entanto este deslocamento não é simultâneo verticalmente.

Não queremos aqui voltar aos experimentos e conclusões obtidas por Scott Russel, mas apenas dar o devido valor ao pioneirismo científico que de certa forma é parcialmente responsável por este trabalho de tese.

Prosseguindo na história dos sólitons, em 1895 Korteweg e deVries⁷⁷ apresentaram um procedimento analítico para o estudo das ondas solitárias desenvolvendo uma equação para ondas em águas rasas, que considerava os efeitos de dispersão e não linearidade, mas ignorava a dissipação.

As ondas solitárias foram durante muito tempo consideradas como sendo apenas uma curiosidade matemática na estrutura da teoria ondulatória não linear. Desde que estas ondas eram apenas soluções especiais de uma equação diferencial parcial não linear, as suas características *sui generis* eram encaradas como sendo conseqüências das condições iniciais especiais necessárias para sua existência, e

seguindo este raciocínio, supunha-se que se duas ondas solitárias fossem lançadas de forma a colidirem entre si, a interação não linear durante a colisão iria destruir completamente a integridade e a identidade das duas ondas. Somente com o desenvolvimento dos computadores foi possível testar estas previsões através de cálculos diretos.

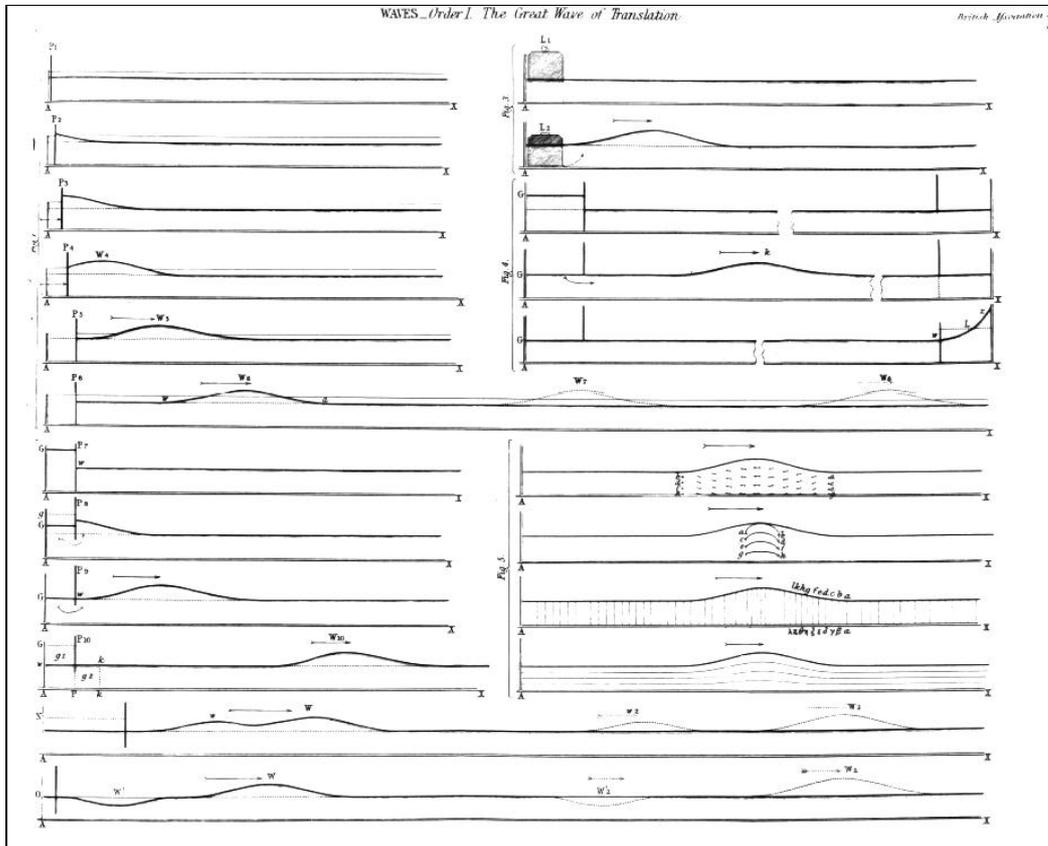


Figura 4-23: Esquemas originais de Scott Russel para os modelos reduzidos das cubas onde foram então realizados os primeiros experimentos solitônicos registrados⁷⁶.

Os primeiros resultados foram obtidos em 1962 por Perring e Skyrne⁷⁸. Eles estavam interessados em soluções solitárias da equação sine-Gordon como um modelo simples para as partículas elementares da matéria. A surpresa aconteceu quando a solução computacional indicou que as ondas solitárias não espalhavam após interagirem entre si, ou como eles mesmo relataram: *"They emerged from the collision having the same shapes and velocities with which they entered"*. Esta independência entre soluções elementares é bem conhecida em fenômenos governados por equações diferenciais parciais lineares, onde é válido o princípio da superposição linear, mas era completamente inesperado num fenômeno regido por uma equação diferencial parcial não linear.

Após esta verificação, os estudos se intensificaram e Zabusky e Kruskal⁷⁹ em 1965 criaram o termo "soliton" para indicar estas interessantes propriedades dessa classe de soluções. Este termo foi originariamente aplicado apenas para a equação Korteweg de Vries (KdV) porém é atualmente utilizado de maneira informal para as demais equações que produzem soluções com as características expostas.

De maneira formal, um soliton é uma solução do tipo onda solitária, que preserva sua forma e velocidade mesmo sofrendo colisões com outras ondas solitárias. Do ponto de vista das equações, uma onda solitária é possível quando existe um equilíbrio balanceado entre os termos responsáveis pela dispersão e pela não linearidade, assim sendo, um sistema com ausência total de dispersão e não linearidade também pode apresentar uma solução em onda solitária.

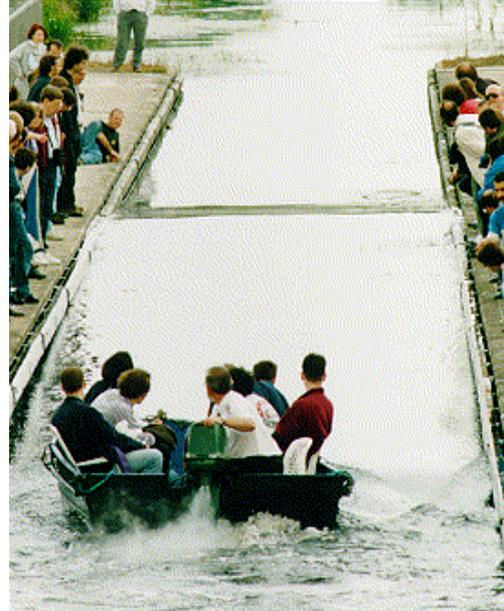


Figura 4-24: Recriação da observação original do sóliton⁸⁰.

Em julho de 1995, foi realizada uma conferência sobre ondas não lineares em física e biologia, na Universidade Heriot-Watt (Edinburgh) localizada próximo ao canal onde Scott Russell fez sua histórica observação. Durante esta conferência, no dia 12 deste mesmo mês, um grupo de cientistas repetiram a experiência de Russel como parte da cerimônia de inauguração de um novo aquaduto batizado "*Scott Russell Aquaduct*".

Os Sólitons em fibras ópticas foram previstos por Hasegawa e Tappert⁸¹ (então na AT&T Bell Labs) em 1973, porém a tecnologia de fibras existente naquela época era insuficiente para a realização de uma comprovação experimental. Somente em 1980 foi possível a realização de um experimento de propagação de sólitons em fibras ópticas, este foi feito por Mollenauer⁸² e colaboradores também nos laboratórios Bell.

4.5.2 Princípio Físico

O princípio físico da propagação de sólitons baseia-se no cancelamento mútuo entre os efeitos dispersivo e não linear impostos pelo meio onde ocorre a propagação, no caso as fibras ópticas. Indo um pouco mais além no sentido da física básica, devemos lembrar que um campo elétrico aplicado num meio dielétrico causa o deslocamento dos elétrons das suas respectivas posições de equilíbrio, gerando então uma polarização \mathbf{P} nesse meio. Uma grandeza que mede o quão susceptível é um meio

à ação de um campo é a obviamente chamada susceptibilidade elétrica χ , e dependendo das características intrínsecas deste meio este deslocamento pode ser mais rápido ou mais lento, ou seja, a susceptibilidade elétrica de um meio é uma função da frequência do campo incidente.

As propriedades ópticas que estamos mais acostumados a trabalhar, como por exemplo o índice de refração n , ou o coeficiente de absorção α de um meio estão diretamente relacionadas com a susceptibilidade citada, logo estas grandezas também são dependentes da frequência do campo incidente. Além disso, as potências ópticas que estarão se propagando dentro da fibra podem ser altas, e quando confinadas no núcleo de alguns microns de diâmetro, resultam em intensidades suficientes para que o deslocamento dos elétrons citados acima não seja mais uma função linear do campo aplicado.

Assim sendo, uma forma mais apropriada de descrevermos o índice de refração de um meio, é incluímos as dependências com a frequência e com a intensidade do campo.

$$n(\omega, |\mathbf{E}|^2) = n_L(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2. \quad (4-46)$$

n_L é a parte linear e n_2 (índice de refração não linear) é suposto independente de ω na região de interesse, ou seja, sua variação é muito pequena dentro da largura espectral do pulso.

A constante de propagação de uma onda eletromagnética está diretamente relacionada com o índice de refração, logo também é uma função da frequência do campo incidente. Esta dependência faz com que campos com diferentes frequências se propaguem com diferentes velocidades. Um pulso de luz é na verdade um pacote contendo várias frequências, logo este pacote irá se propagar com uma velocidade de grupo (vide Figura 4-2), e a dispersão desta velocidade de grupo (GVD - Group Velocity Dispersion) será a responsável pelo alargamento temporal deste pulso, já que cada componente espectral do pulso se propagará com uma velocidade diferente. Note que a GVD alarga temporalmente o pulso mas não altera o espectro do mesmo.

Identificamos assim o efeito da dependência do índice de refração com a frequência sobre a propagação de pulsos de luz. Qual seria então a influência da dependência do índice com a intensidade sobre a propagação de pulsos? Observando-se a expressão geral do índice de refração podemos dizer que campos mais intensos “sentirão” um índice de refração do meio diferente daquele “sentido” por campos mais fracos e, sendo esta dependência de origem eletrônica, ela é muito rápida e pode ser verificada dentro do tempo de um único pulso (ps), ou seja, supondo um pulso com

perfil temporal do tipo gaussiano, o início e o fim do pulso possuem intensidades mais baixas e “sentirão” um índice de refração diferente daquele “sentido” pela região central (de maior intensidade) do pulso. Esta variação do índice de refração ao longo do período temporal do pulso causa conseqüentemente uma variação semelhante na fase, e sendo a freqüência instantânea dada pela derivada temporal da fase, teremos uma geração de novas freqüências. Na verdade este é o efeito comumente chamado de automodulação de fase (SPM - Self Phase Modulation). Esta geração de novas freqüências alarga o espectro do pulso mas não altera o perfil temporal do mesmo.

A Figura 4-25 mostra um perfil temporal de intensidade do tipo gaussiano e sua primeira derivada, proporcional a freqüência instantânea gerada pela SPM. Note que a subida do pulso é responsável pela geração de componentes com freqüência maior que a fundamental, enquanto que a descida do pulso gera componentes de freqüência menor.

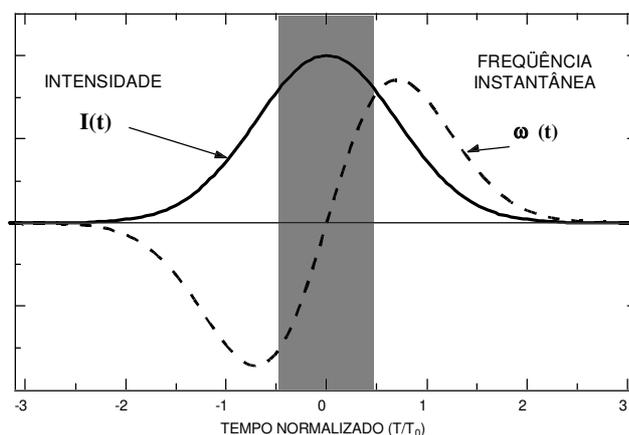


Figura 4-25: Perfil temporal de intensidade de um pulso e primeira derivada proporcional à freqüência instantânea.

Com esta rápida introdução notamos que um dos efeitos citados atua no domínio do tempo (GVD) enquanto que o outro atua no domínio da freqüência (SPM). Esta observação é essencial para a compreensão do efeito solitônico. Na verdade a ação combinada dos efeitos de dispersão e automodulação de fase constitui um dos métodos usualmente utilizados para a compressão de pulsos ópticos, onde o pulso passa primeiramente por um meio não linear, alarga o seu espectro e então passa por prismas ou grades que introduzem a dispersão adequada para comprimir temporalmente o mesmo, são os chamados compressores ópticos.

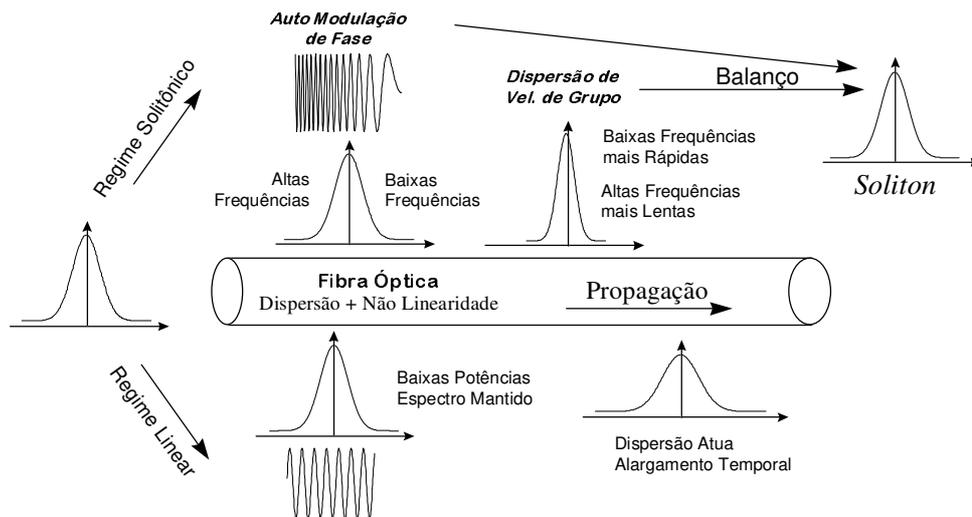


Figura 4-26: Representação esquemática dos efeitos independentes que propiciam a propagação de pulsos em regime solitônico.

O efeito solitônico em si representa o cancelamento mútuo destes dois efeitos de maneira simultânea e puntual, ou seja, no caso dos sólitons de primeira ordem o pulso não chega a ser alargado nem temporalmente e nem espectralmente. Esta maneira de interpretarmos os sólitons simplifica a compreensão do requisito fundamental para termos um pulso solitônico: a obrigatoriedade de termos um pulso limitado por transformada, ou seja, a transformada de Fourier do perfil temporal do pulso deve ser equivalente ao perfil espectral do mesmo. Este fato fica agora claro, pois já que o cancelamento da GVD, que atua no domínio do tempo, é feito instantaneamente pela SPM, que atua no domínio da frequência, os perfis nestes dois espaços devem estar diretamente correlacionados. Esta análise esclarece também o comportamento estável dos sólitons, pois se um pulso possuir uma largura de banda maior do que a transformada de Fourier do perfil temporal, a porção em excesso será perdida durante a propagação na forma das chamadas ondas dispersivas, restando então somente o sóliton estável. No caso de aplicações em telecomunicações, esta porção perdida em ondas dispersivas são indesejáveis por se transformarem em ruído.

A Figura 4-26 representa o efeito solitônico de forma esquemática. A fibra por onde o pulso se propaga apresenta intrinsecamente não linearidade e dispersão. No regime linear a potência do pulso é baixa e a automodulação de fase não ocorre, mantendo inalterado o espectro do pulso. A dispersão no entanto, independe da potência e a sua atuação faz com que as componentes de diferentes frequências propaguem com velocidades diferentes alargando temporalmente o pulso.

No regime solitônico a não linearidade gera uma automodulação de fase que alarga o espectro temporal do pulso, gerando baixas frequências na frente do pulso e

altas freqüência na cauda posterior do mesmo. A dispersão (na região anômala, como será comentado na próxima seção) então atua fazendo com que as baixas freqüências que estão na frente do pulso andem com velocidade inferior às altas freqüências da cauda, causando uma compressão do pulso original. Estes dois processos ocorrendo simultaneamente permitem uma propagação sem alteração no perfil espectro-temporal do pulso, gerando então o Sóliton.

4.5.3 Modelagem Matemática

Para o estudo dos Sólitons temos que primeiramente estudar a propagação de pulsos em fibras ópticas na presença de dispersão e não linearidade. Como dissemos, a dispersão está relacionada com a dependência do índice de refração com a freqüência enquanto que a não linearidade relaciona-se com a dependência do índice de refração com a intensidade do campo. Temos que considerar agora a equação que governa o campo, ou seja, a equação de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (4-47)$$

O vetor deslocamento \mathbf{D} está relacionado com \mathbf{E} através de uma relação constitutiva que considera a natureza não instantânea da resposta do meio. A dependência de n com a freqüência vem justamente desta resposta atrasada.

Nosso objetivo é obter a equação de propagação para um meio com as características acima descritas, ou seja, um meio dispersivo e não linear. Iniciaremos modelando a dispersão e para isso utilizaremos a expansão do vetor de onda para freqüências próximas à freqüência central do espectro do pulso.

$$k - k_0 = \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (4-48)$$

Usando a aproximação de SVEA (Slowly Varying Envelope Approximation), a transformada de Fourier para as variáveis $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)$ e $\Delta k = (k - k_0)$ fica:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\Delta k, \Delta\omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(z, t) \cdot e^{i(\Delta\omega t - \Delta k z)} dz dt \quad (4-49)$$

e a transformada inversa:

$$\mathbf{E}(z,t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\Delta k, \Delta\omega) \cdot e^{i(\Delta\omega t - \Delta k z)} d(\Delta k) d(\Delta\omega). \quad (4-50)$$

podemos obter os operadores,

$$i \frac{\partial}{\partial t} = \Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad \text{e} \quad -i \frac{\partial}{\partial z} = \Delta k = k - k_0. \quad (4-51)$$

e reescrevermos então a expansão de k ,

$$-i \frac{\partial}{\partial z} = ik' \frac{\partial}{\partial t} - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \dots \quad (4-52)$$

onde o apóstrofe indica derivação em relação a ω . Aplicando em E ,

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + k' \frac{\partial}{\partial t} \right) E - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (4-53)$$

Como visto, as grandezas k' e k'' vêm da dependência do índice de refração com a frequência, e são parâmetros característicos do regime de propagação.

Podemos ainda escrever:

$$k' = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{n(\omega)\omega}{c} \right) = \frac{1}{c} \left[\omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} + n(\omega) \right] = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}. \quad (4-54)$$

onde n_g é definido como um índice de refração de grupo e v_g é a velocidade de grupo do pulso. Similarmente para k'' :

$$k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{1}{c} \left[2 \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \omega^2} \right] \cong \frac{\omega}{c} \frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \lambda^2}. \quad (4-55)$$

$$k''' = \frac{\partial k'}{\partial \omega} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega}. \quad (4-56)$$

onde notamos que k'' , a chamada dispersão de velocidade de grupo (GVD), representa a forma com a qual a velocidade de grupo depende da frequência.

Se $k''=0$, a solução da equação 4-53 pode ser escrita em termos de uma função arbitrária de $z-t/k' = z-v_g t$. Isto representa o fato de envelope estar se propagando com a velocidade de grupo, assim sendo, vamos escolher um novo referencial que se movimenta com a velocidade de grupo (referencial do pulso), usando a constante arbitrária ϵ :

$$Z = \varepsilon^2 z \quad , \quad T = \varepsilon(t - k'z)$$

$$\frac{d}{dt} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} \quad , \quad \frac{d}{dz} = \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial Z} - k' \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} \quad (4-57)$$

Reescrevendo a equação de propagação no novo referencial, teremos:

$$i \frac{\partial E}{\partial Z} - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial T^2} = 0. \quad (4-58)$$

Esta equação demonstra que o envelope do pulso se deforma ao longo da propagação devido à dispersão de velocidade de grupo.

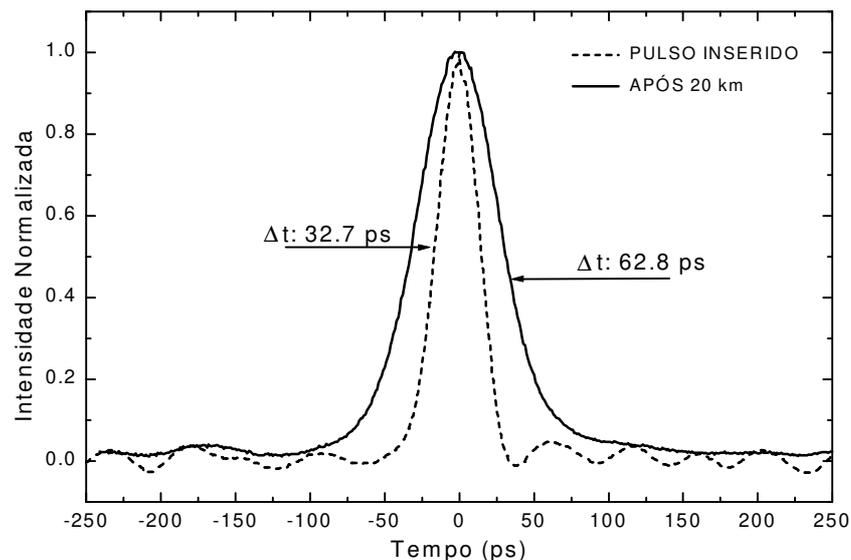


Figura 4-27: Alargamento temporal devido a dispersão de velocidade de grupo após propagação de um pulso por 20 km de fibra convencional fabricada no Brasil.

A Figura 4-27 foi obtida experimentalmente injetando-se um pulso de 32.7 ps em uma fibra óptica convencional e medindo-se o pulso resultante após propagação por 20 km desta fibra. As medidas foram feitas diretamente com um detetor rápido que por possuir um tempo de resposta próximo àquele do pulso inicial, exerce uma influência diferenciada entre o pulso inicial e aquele obtido na saída da fibra. Dito isso, esta figura deve ser utilizada apenas de forma ilustrativa com efeito de demonstrar como a propagação por apenas 20 km de fibra pode alterar a forma de um sinal óptico, sem qualquer extensão para conclusões sobre os valores numéricos obtidos.

É interessante notarmos que o segundo termo da equação 4-58 representa justamente a variação de E ao longo do pulso, ou seja, para pulsos pequenos essa variação será mais rápida (derivada maior) e causará então uma maior dispersão ao longo de Z . Esta conclusão pode ser ainda interpretada considerando-se o fato de que

pulsos com transições mais rápidas possuem um espectro mais largo e conseqüentemente sofrerão uma maior dispersão de velocidade de grupo.

Até agora a propagação do pulso está sujeita apenas à dispersão, vamos agora considerar o efeito não linear de um material dielétrico sobre um pulso propagante. Em materiais dielétricos convencionais, o índice de refração aumenta proporcionalmente com o quadrado do campo elétrico aplicado, como descrito pela expressão 4-46 . Este efeito leva o nome de Kerr e o coeficiente que o caracteriza é também chamado índice de refração não linear n_2 . Para uma fibra óptica de sílica, n_2 possui um valor de aproximadamente $1.2 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$. Este efeito é originado pela deformação sofrida pelas órbitas eletrônicas das moléculas de vidro devido ao campo aplicado e, por ser este um efeito eletrônico o tempo de resposta é extremamente baixo, da ordem de 10^{-15} segundos.

Se lembrarmos que a equação de propagação foi até agora obtida a partir da expansão do vetor de onda, a inclusão do efeito Kerr fica imediata, pois a aplicação de um campo externo faz com que o vetor de onda mude por um fator de:

$$n_2 |\mathbf{E}|^2 \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |\mathbf{E}|^2 . \quad (4-59)$$

E a nossa equação fica agora:

$$i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial Z} - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial T^2} + \gamma |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} = 0 . \quad (4-60)$$

onde γ é dado por $2\pi n_2 \theta / \lambda$ e θ representa um fator de redução devido ao fato da intensidade de luz não ser uniforme na seção da fibra, e pode ser substituído pelo inverso de uma área efetiva do núcleo ($\theta = A_{\text{eff}}^{-1}$).

Comparando a expressão obtida com a equação de Schrödinger, vemos que se o potencial de Schrödinger V for substituído por $|\mathbf{E}|^2$, além da troca de posição entre as variáveis tempo e espaço, teremos uma similaridade total, porém com um potencial variável e “propagante”, o que resulta no nome de Equação de Schrödinger Não Linear (ESNL), e nas suas propriedades das soluções solitônicas.

Continuando com esta analogia, devemos notar que na equação de Schrödinger, V representa o potencial que prende a partícula representada pela função de onda Ψ , e na ESNL o equivalente a este potencial é proporcional à intensidade da luz propagante. Intuitivamente podemos imaginar o efeito solitônico da seguinte forma: O pulso óptico intenso altera as características locais do meio por onde está se propagando, gerando um potencial local que se propaga juntamente com o pulso e que

faz com que este mantenha sua forma espectro-temporal imutável durante a propagação.

Até agora a teoria foi desenvolvida para o caso ideal, ou seja, na ausência de perdas, porém um termo dissipativo pode ser diretamente acoplado na ESNL. Se denominarmos ζ a perda por unidade de comprimento causada pela fibra, teremos

$$i \frac{\partial E}{\partial Z} - \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial T^2} + \gamma |E|^2 E = i\zeta E. \quad (4-61)$$

De onde pode-se ver que uma das condições básicas para que um sóliton seja formado antes do pulso inicial ser muito atenuado pelas perdas inerentes da fibra, é o termo não linear ser maior que o termo dissipativo,

$$\gamma |E|^2 = \frac{2\pi n_2 |E|^2}{\lambda} > \zeta. \quad (4-62)$$

Assim sendo, com n_2 da fibra é $1.2 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$, $|E| \approx 10^6 \text{ V/m}$ e para $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$, necessitamos ter um $\zeta < 2 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, ou de outra forma, a fibra deve apresentar uma atenuação inferior à 1.7 dB/km, o que é facilmente obtido com as fibras já disponíveis comercialmente, onde o valor típico é 0,2 dB/km na região de 1.55 μm . Em comprimentos de onda menores, na região do visível, as perdas podem chegar a faixa de 1 a 10 dB/km, o que ainda é muito baixo se comparado com a maioria dos materiais (note que o coef. de abs. é da ordem de $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$).

A equação 4-61 ainda não deve ser considerada como sendo a mais geral para modelamento da propagação de pulsos em fibras ópticas. Como já vimos a expansão da constante de propagação k foi truncada no seu termo de segunda ordem. Além disso, dependendo das características do meio de propagação, bem como do pulso propagante, outros termos devem ser adicionados à equação acima.

Para os nossos objetivos atuais vamos considerar esta equação simplificada ainda sem o termo de dissipação. Além desta aproximação vamos ainda utilizar um procedimento para a obtenção das soluções que não é rigoroso do ponto de vista matemático, mas que cremos ser ideal para um acompanhamento intuitivo dos processos físicos envolvidos.

Iniciaremos analisando separadamente apenas o efeito causado pela dispersão de velocidade de grupo, ou seja, uma equação do tipo:

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -\frac{i}{2} k'' \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}. \quad (4-63)$$

Utilizando se o método da transformada de Fourier, a solução da equação acima no domínio da frequência pode ser obtida facilmente:

$$\tilde{A}(Z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) e^{\frac{i}{2} k'' \omega^2 Z}. \quad (4-64)$$

O ponto que devemos notar nesta expressão é o fato de que a fase de cada uma das componentes espectrais está alterada por um fator que depende da frequência da componente e da distância propagada pela fibra, ou seja, durante a propagação cada componente de frequência viaja com uma velocidade diferente, gerando o alargamento temporal já comentado em seção anterior.

Passemos agora para o estudo das não linearidades, ou mais especificamente da automodulação de fase (SPM).

Seguindo o mesmo procedimento empregado para o caso da dispersão, vamos obter a solução da equação contendo somente o termo não linear:

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = i\gamma |A|^2 A. \quad (4-65)$$

cuja solução é dada diretamente por:

$$A(Z, T) = A(0, T) e^{i\phi_{NL}(Z, T)} \quad \text{onde} \quad \phi_{NL}(Z, T) = n_2 k_0 Z |A(0, T)|^2. \quad (4-66)$$

k_0 é o número de onda ($2\pi/\lambda$), e o módulo quadrático de $A(0, T)$ é a intensidade do pulso no início da fibra.

Notamos que a automodulação de fase gera, como o próprio nome já diz, uma varredura na fase do campo dependente da intensidade do mesmo. A fase do campo será então diferente entre a região central (alta intensidade) e as caudas do pulso (baixa intensidade). Com isso a frequência instantânea do campo, que é dada pela derivada temporal da fase, sofrerá uma varredura durante a duração do pulso, gerando novas frequências.

A Solução geral da equação não linear de Schrödinger pode ser obtida analiticamente utilizando-se o chamado método de espalhamento inverso, original de Gardner, Greene, Kruskal e Miura⁸³, expresso elegante e formalmente por Lax⁸⁴ e aplicado para a ESNL por Zakharov e Shabat⁸⁵. Esta solução indica que o envelope do pulso solitônico deve ser uma secante hiperbólica quadrática para o caso do sóliton de primeira ordem. Existem os chamados sólitons de ordem superior, gerados quando os

efeitos da GVD e da SPM não são cancelados simultaneamente, mas sim em períodos característicos que dependem do pulso e da fibra.

Utilizaremos agora uma nova mudança de variáveis, não com o objetivo de normalizar a equação (útil para o desenvolvimento matemático da solução), mas sim com o propósito de tornar clara a relação entre os termos da equação e os fenômenos experimentalmente observáveis.

Iniciamos relacionando a já usada constante arbitrária ε com a amplitude inicial do pulso de forma $\varepsilon = 1/T_0$, logo teremos uma escala de tempo, normalizada pela duração inicial do pulso dada por:

$$\tau = \frac{t - z/v_g}{T_0}. \quad (4-67)$$

e introduzimos ainda uma amplitude normalizada que já considera as perdas na fibra:

$$E(z, \tau) = \sqrt{P_0} U(z, \tau) \cdot e^{-\left(\frac{\alpha}{2}z\right)}. \quad (4-68)$$

onde P_0 é a amplitude inicial do pulso. Definindo ainda os comprimentos de dispersão L_D e não linearidade L_{NL} :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|k''|}, \quad , \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (4-69)$$

chegamos a uma forma adequada,

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2L_D} \text{sgn}(k'') \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U. \quad (4-70)$$

Nesta equação podemos ver diretamente que a largura inicial do pulso (T_0) e a amplitude inicial do pulso (P_0) irão determinar qual efeito dominará a propagação ao longo da fibra, a dispersão ou a não linearidade. Os comprimentos de dispersão L_D e não linearidade L_{NL} permitem, quando comparados com o comprimento L da fibra, uma categorização da propagação em quatro regimes distintos, sumarizados na tabela abaixo. Nesta tabela podemos ainda acompanhar os valores de potência e largura temporal do pulso para atingirmos cada um dos quatro regimes de propagação. Estes valores apresentados são úteis apenas como ordem de grandeza para avaliarmos as condições experimentais necessárias para realizarmos um experimento de propagação solitônica em fibras normais.

L_D/L	L_{NL}/L	Regime	T_0	P_0
$\gg 1$	$\gg 1$	Passivo	> 100 ps	$< 0,1$ mW
$\ll 1$	$\gg 1$	Dispersivo	< 10 ps	$< 0,1$ mW
$\gg 1$	$\ll 1$	Não Linear	> 100 ps	> 10 mW
≤ 1	≤ 1	$k'' < 0$: Solitônico $k'' > 0$: Dark Soliton	< 100 ps	> 10 mW

$\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $k'' = 20\text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$

Tabela 4-2: Possíveis regimes de propagação de acordo com as características do pulso (fibra convencional).

Faremos agora mais algumas alterações: desprezaremos o fator de perdas, redefiniremos a variável de propagação em função do comprimento de dispersão e definiremos N como a razão entre L_D e L_{NL} , diretamente relacionado com a ordem da solução solitônica.

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad \text{e} \quad N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|k''|}. \quad (4-71)$$

com isso reescrevemos a Equação de Schrödinger Não Linear de uma forma dedicada à obtenção imediata das soluções solitônicas:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{\text{sgn}(k'')}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0. \quad (4-72)$$

cuja solução para o caso de $N=1$ é dada por:

$$U(\xi, \tau)_{N=1} = \sqrt{\frac{|k''|}{\gamma P_0 T_0^2}} \text{sech}(\tau) e^{i\xi/2}. \quad (4-73)$$

Esta expressão que representa o sóliton fundamental possui duas características fundamentais: a primeira relacionada com o fato de que a intensidade, proporcional ao módulo quadrado de $U(\xi, \tau)$ perde a dependência com a variável espacial ξ , ou seja, a forma do pulso não se deforma ao longo do caminho propagado.

A segunda propriedade, mais sutil porém de igual importância, relaciona-se com o fato da fase da solução indicar um vetor de onda constante, independente de ω . J.P.Gordon utilizou esta propriedade para uma demonstração⁸⁶ muito elegante e intuitiva das propriedades de estabilidade do sóliton quando perturbado por efeitos cujo período é muito maior que o período do sóliton.

4.5.4 Análises de Viabilização de um Sistema Solitônico.

Este momento é então propício para fazermos algumas análises sobre o quão importante são os parâmetros das fibras nos sistemas de comunicações. Em primeiro lugar, a Figura 4-28 mostra como varia o comprimento de dispersão L_D para pulsos com diferentes durações. O gráfico apresenta este comportamento para uma fibra normal ($k''=20 \text{ ps}^2/\text{km}$) e para uma fibra com dispersão deslocada ($k''=2 \text{ ps}^2/\text{km}$). Note que na região de $T_0 = 10 \text{ ps}$, L_D passa de 4 km em uma fibra normal para mais de 50 km em uma fibra DS.

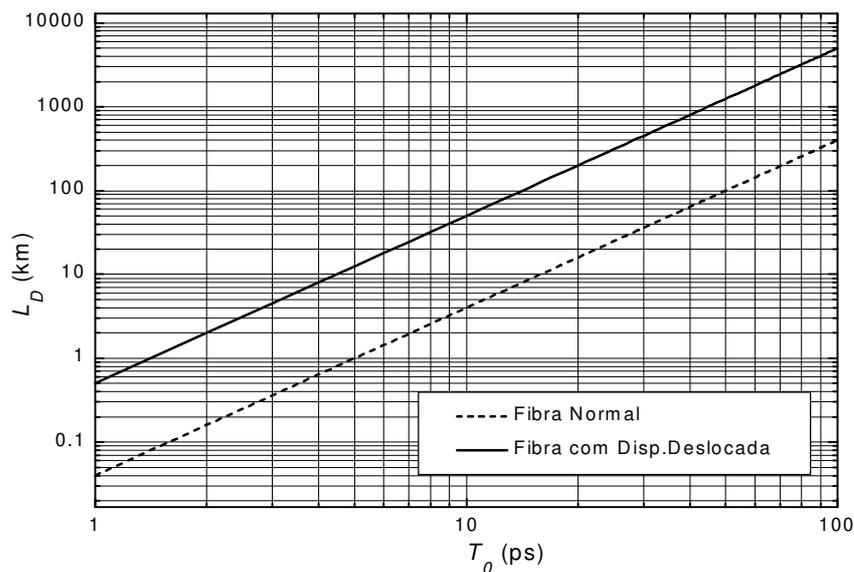


Figura 4-28: Comprimento de dispersão L_D em função da duração do pulso para fibras convencionais e DS (dispersion shifted).

Similarmente ao L_D , o comprimento de não linearidade L_{NL} também possui uma forte dependência com o tipo de fibra, porém no caso esta dependência é indireta já que as fibras DS costumam ter um núcleo de diâmetro menor, justamente como forma de alteração da curva de dispersão devido ao guia (aquela devida ao material é muito pouco alterada).

Na Figura 4-29 podemos ver esta dependência do comprimento de não linearidade com a potência de pico do pulso e com o raio do núcleo da fibra.

Vemos que com fibras de núcleo menor, a mesma potência óptica causa uma maior intensidade, aumentando a sensibilidade aos efeitos de origem não linear, e conseqüentemente reduzindo o comprimento efetivo de não linearidade L_{NL} .

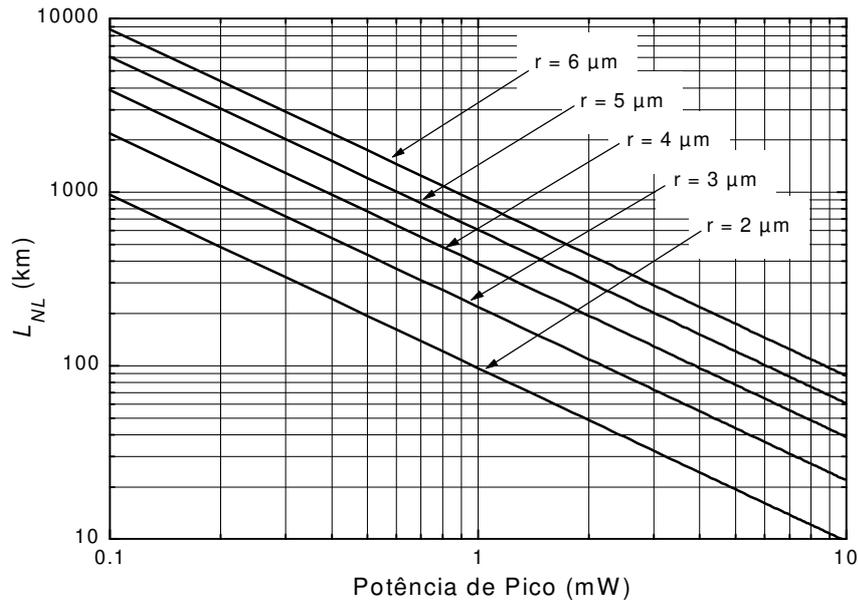


Figura 4-29: Dependência do comprimento de não linearidade L_{NL} como potência de pico do pulso, para fibras com diferentes raios do núcleo.

Para que seja possível a propagação de sólitons, devemos ter a compensação total entre os efeitos devidos à dispersão de velocidade de grupo e aqueles devidos à automodulação de fase, logo os comprimentos efetivos de dispersão e de não linearidade devem ser iguais. Assim sendo, através das duas últimas figuras é possível determinarmos as características do pulso e da fibra para implementarmos um experimento de propagação solitônica. Na verdade a igualdade entre L_D e L_{NL} é requerida apenas para o caso do sóliton fundamental. Para os chamados sólitons de ordem superior, o comprimento de dispersão pode ser maior do que L_{NL} , e o valor de N definido anteriormente indica justamente esta chamado ordem do sóliton.

A Figura 4-30 abaixo apresenta uma faixa de possíveis valores de N de acordo com a duração e potência do pulso. Note também que a potência necessária para obtermos sólitons de mesma ordem em uma fibra DS cai aproximadamente uma ordem de grandeza.

Vemos assim que para a implementação de um sistema de propagação solitônica devemos respeitar alguns vínculos entre parâmetros da fibra e do pulso óptico. No nosso caso específico o interesse principal está na observação de sólitons gerados pelo laser desenvolvido e apresentado no capítulo 3, ou seja teremos pulsos cuja duração é próxima a 10 ps e, de acordo com a Figura 4-28 equivale à um comprimento de dispersão de aproximadamente 50 km. Para que o comprimento efetivo

de não linearidade estivesse também próximo a este valor deveríamos garantir a potência de pico do pulso em torno de 5 mW.

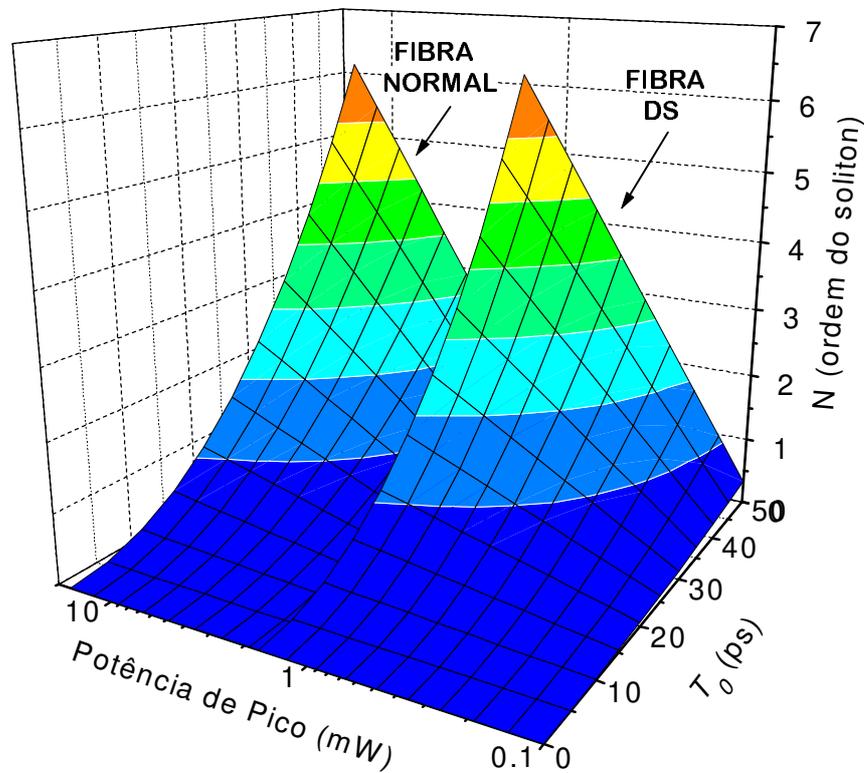


Figura 4-30: Ordem do sóliton (N) para diferentes características do pulso e nos casos de fibra normal e fibra DS.

Do ponto de vista de um sistema prático de comunicação, estes valores não são os valores ideais. Para taxa de 2.5 Gbit/s deveríamos trabalhar com pulsos de 100 ps e potências de pico de aproximadamente 1 mW. Pulsos de duração muito pequena podem também causar efeitos deletérios, como por exemplo o chamado “self-frequency-shift”, mas em contrapartida reduzem efeitos devidos à interação entre sólitons.

4.5.5 Observações Experimentais Complementares

Nesta subseção apresentaremos alguns resultados experimentais da observação de sólitons nas condições úteis para comunicações ópticas (alta taxa de repetição e $\lambda=1.55 \mu\text{m}$).

Nosso objetivo é demonstrar a operação da fonte solitônica desenvolvida e do sistema parcialmente desenvolvido para monitoração e estudo de sinais de comunicação.

Inicialmente apresentamos na Figura 4-31 uma simulação computacional da evolução espacial de um sóliton de segunda ordem. Como é sabido os sólitons de ordem superior não mantêm a forma ao longo da propagação, como característico no sóliton fundamental, mas apresentam um período típico após o qual o pulso retorna a forma original.

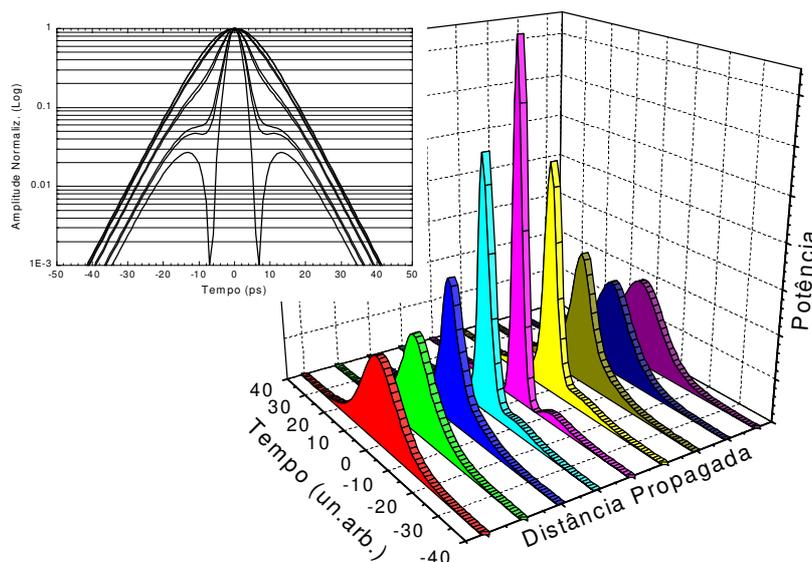


Figura 4-31: Simulação computacional da propagação de um sóliton de segunda ordem. Na inserção vemos os mesmos pulsos normalizados e em escala logarítmica.

Vemos na Figura 4-31 que no caso deste sóliton de segunda ordem a evolução da forma do pulso passa por um estreitamento inicial, formação de “bandas laterais” e retorno às características iniciais. Os sólitons de ordem ainda maior podem até se separar em dois pulsos antes de retornarem à forma inicial.

Para atender nossos objetivos desta seção, achamos mais conveniente um experimento que reproduzisse de alguma forma esta evolução dinâmica dos sólitons de ordem superior, já que uma vez obtida tal situação, teríamos a certeza de termos um sistema experimental adequado para o estudo da propagação não linear em fibras ópticas.

Experimentalmente a visualização do pulso em diferentes posições da fibra, ou após diferentes distâncias propagadas é razoavelmente mais sofisticada, assim sendo optamos inicialmente por uma visualização que de certa forma reproduz o

comportamento descrito, mantendo a distância propagada constante e variando a potência de pico do pulso inserido na fibra.

A Figura 4-32 representa então o pulso obtido após propagação por 25 km em uma fibra Corning DS para diferentes potências de entrada. Nesta figura a escala temporal está distorcida pela convolução do tempo de resposta do detetor utilizado na aquisição direta dos dados ($\cong 14$ ps, não foi usado o autocorrelador).

Note que alterando a potência do pulso estamos alterando o comprimento efetivo de não linearidade e mantendo constante o comprimento de dispersão L_D , logo o período do sóliton ($\pi/2$) L_D é mantido mas a ordem do sóliton é alterada.

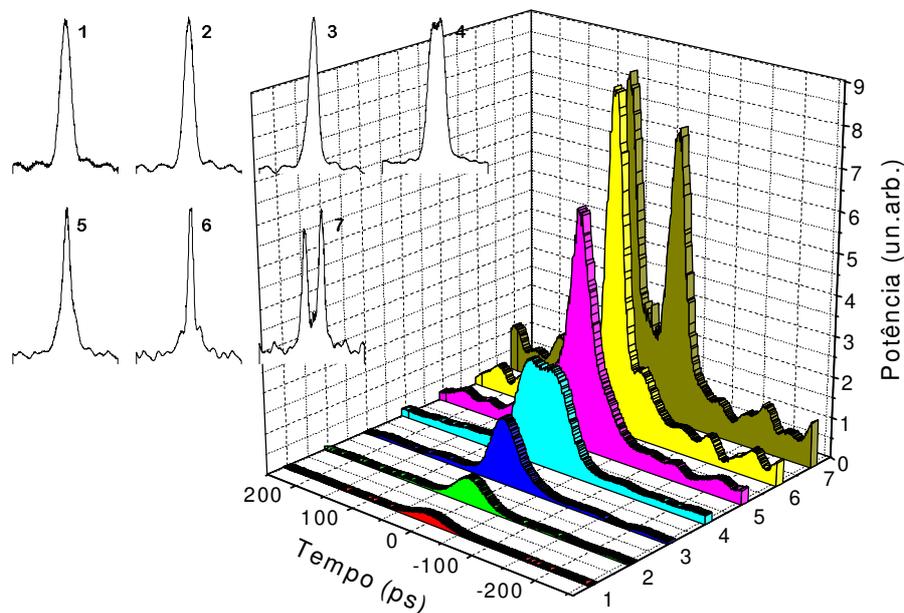


Figura 4-32: Resultados experimentais de sólitons de ordem superior obtidos após propagação por 25 km em uma fibra DS.

Lembramos que a potência do pulso é alterada através do controle de ganho de um AFDE de potência utilizado para amplificar os pulsos gerados pelo laser em anel, procedimento este que garante a mesma forma temporal de pulso mas aumenta o ruído nos casos de maior potência.

Na Figura 4-33 apresentamos os espectros de sólitons de ordem superior obtidos experimentalmente também após propagação por 25 km de uma fibra DS. Com estas duas representações (temporal e espectral) é possível acompanharmos intuitivamente a oscilação entre a atuação da dispersão de velocidade de grupo e da auto-modulação de fase. Percebe-se que para potências baixas os pulsos ficam

praticamente constantes, o que é esperado tanto por podermos estar operando na região do sólton fundamental, como também e principalmente porque a fibra DS causa uma dispersão tão pequena que é quase imperceptível após apenas 25 km de fibra.

Com potências mais elevadas, a auto-modulação de fase torna-se nitidamente o efeito dominante e assim sendo o espectro é consideravelmente alargado e o pulso fica com sua duração temporal reduzida. Aumentando-se mais ainda a potência foi possível observarmos a divisão do pulso característica do sólton de terceira ordem.

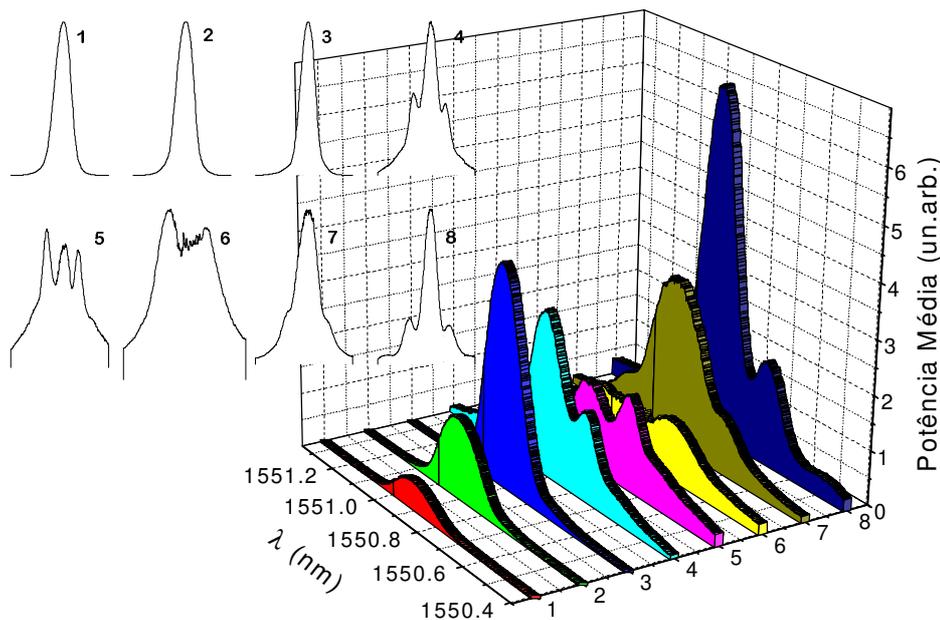


Figura 4-33: Espectros experimentais de sólitons de ordem superior obtidos após propagação por 25 km em uma fibra DS.

Continuando com os experimentos de propagação, a situação descrita acima que caracteriza o domínio da não linearidade da fibra sobre a dispersão pode e é comumente utilizada com o objetivo de compressão temporal do pulso. Quando isto é feito de forma dedicada costuma-se utilizar uma seção pequena de fibra, porém o resultado apresentado na Figura 4-34 demonstra a ocorrência da chamado compressão solitônica em um sistema de 25 km com pulsos de 10 ps e alta taxa de repetição. Obviamente em um sistema prático de transmissão de informações, a potência utilizada para uma distância de apenas 25 km seria bem inferior àquela usada aqui e o efeito seria facilmente evitado.

Nesta Figura 4-34 vemos o sinal de autocorrelação na saída da fibra mostrando que o pulso original, superior a 10 ps, foi reduzido para 3.4 ps. E note que o pulso

encontra-se agora sobreposto à um pedestal de longa duração. Este efeito deve-se ao fato de que no início da propagação o efeito dominante que é a automodulação de fase gera uma varredura de frequência (chirp) apenas na região central do pulso, e apenas este chirp linear pode ser comprimido pela dispersão anômala de velocidade de grupo. As componentes laterais do pulso sofrem assim uma dispersão maior ainda, já que novas frequências foram geradas, e dão origem ao pedestal observado na Figura 4-34.

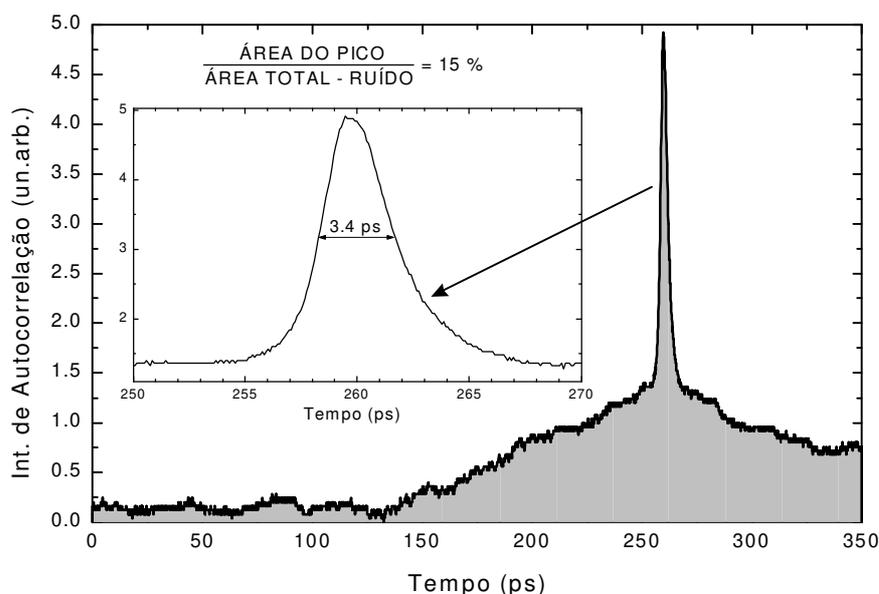


Figura 4-34: Autocorrelação do pulso após propagação por 25 km de fibra DS. Nota-se a compressão da região central do pulso sobreposta a parcela dispersiva.

Na teoria dos compressores ópticos é comumente definido um fator de qualidade do compressor Q_C , definido como a porção da energia do pulso de entrada que aparece no pulso comprimido, e como os compressores a fibra costumam utilizar comprimentos muito pequenos de fibra, a perda de energia devida a atenuação é desprezada. No nosso caso, com 25 km de fibra podemos determinar este fator calculando a relação entre as integrais do pulso comprimido e do pulso comprimido mais o pedestal, ou seja, estamos considerando que a energia total do pulso inicial está, ao fim de 25 km, dividida entre o pulso comprimido e o pedestal. Esta razão entre as energias (ou áreas) está destacada na Figura 4-34 e é de 15 %. Ainda para o caso específico dos compressores baseados no efeito solitônico, o valor de Q_C está também relacionado com a ordem do sóliton, quanto maior a ordem do sóliton, menor o fator de qualidade do compressor e menor a eficiência na conversão de energia entre o pulso inicial e aquele comprimido.

Apenas como esclarecimento, a assimetria notada na ampliação do pulso comprimido (inserção na Figura 4-34) deve-se a constante de tempo do lock-in empregado para obtenção do sinal de autocorrelação.

Finalizando estes experimentos sistêmicos, apresentamos na Figura 4-35 a autocorrelação de um sóliton também após 25 km de fibra Corning DS. Nesta medida o motor de passo do autocorrelador teve sua velocidade ajustada em apenas 1.3 mm/s e a constante de tempo do lock-in foi eliminada, resultando em um sinal mais ruidoso porém mais fiel à dinâmica real do pulso.

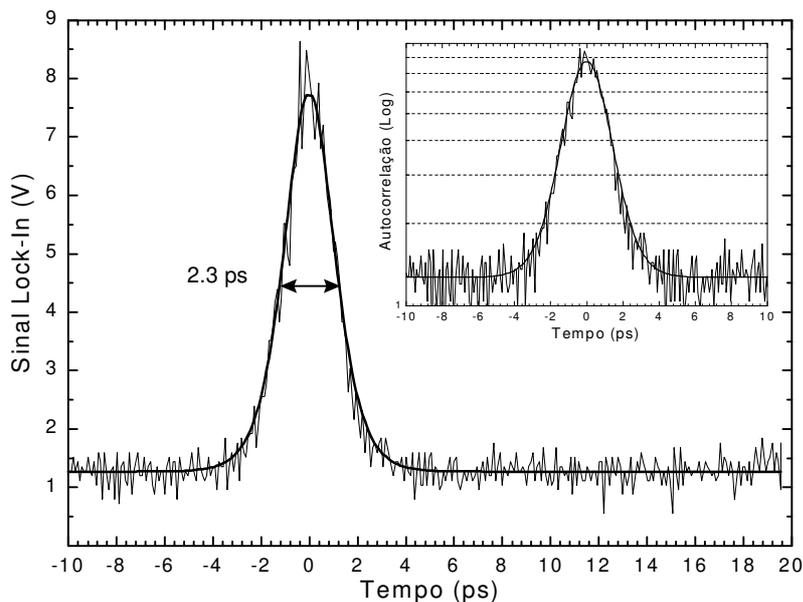


Figura 4-35: Autocorrelação após 25 km de propagação em uma fibra Corning DS comprimindo o pulso para 2.3 ps (ou 1.5 ps supondo sech).

Neste caso observamos um pulso que foi comprimido em relação ao pulso original chegando a uma duração de 2.3 ps. A linha sólida na Figura 4-35 foi obtida através de um ajuste numérico utilizando a função secante hiperbólica, típica do sóliton de primeira ordem. O bom ajuste entre o resultado experimental e o ajuste pode ser melhor comprovado em escala logarítmica como apresentado em detalhe na inserção. Considerando então que temos uma secante hiperbólica, o valor obtido a meia altura no perfil de autocorrelação deve ser multiplicado pelo fator de 0.6482, resultando em um pulso com 1.5 ps de duração.

4.5.6 Considerações Finais Referentes aos Sistemas Solitônicos:

Um estudo mais aprofundado da teoria nos revela a existência de fenômenos como interação entre sólitons, acoplamento entre a ASE (Amplified Spontaneous Emission) dos amplificadores ópticos e os pulsos solitônicos (efeito Gordon-Haus), chaveamento solitônico, etc. As referências já citadas tratam de experimentos desenvolvidos tanto para a demonstração da existência de sólitons em fibras, bem como dos limites envolvidos nestes sistemas. Métodos de filtragem de ruído, eliminação da interação entre pulsos através de modulação na amplitude e na fase, estudo da dispersão de polarização, entre outros, são temas atuais de pesquisa na área de sólitons em fibras ópticas.

Na Tabela 4-3 estão expostos alguns dos últimos resultados dentro da pesquisa em sistemas de comunicações solitônicas, com ênfase nos experimentos que buscam a demonstração dos limites e do atual estado da arte.

Ano	Taxa (Gb/s)	Distância (km)	Produto TaxaxDist. (Tb/s km)	Grupo	Ref.
1995	10	30000	300	NTT	87
1995	20	150000	3000	France Telecom.	88
1995	20	19000	380	France Telecom.	89
1995	10	2000	20	NTT	90
1995	160	200	32	NTT	91
1995	8 x 2.5	10000	200	AT&T	92
1995	10	1000	10	France Telecom.	93
1996	40	4000	160	NTT	94
1996	20	9000	180	NTT	95
1997	40	5000	200	NTT	96
1997	20	2200	44	France Telecom.	97
1997	8 x 20	10000	1600	NTT	98

Tabela 4-3: Listagem de alguns dos mais recentes e relevantes experimentos de propagação solitônica.

Como podemos observar, nos últimos anos a pesquisa em comunicações solitônicas abrangem uma grande gama de objetos. Enquanto alguns grupos buscam melhores fontes, existem outros investindo em sistemas de controle da propagação, filtragem não linear do ruído, amplificação distribuída, eliminação de interação entre pulsos, eliminação de jitter, etc.

O campo das comunicações ópticas vêm evoluindo numa velocidade muito rápida, perdendo apenas para a demanda da mesma. É sabido que após a massificação da Internet, a demanda de transmissão de informação por habitante aumenta oito vezes por ano. O espectro de rádio utilizável é de aproximadamente 25 GHz, enquanto que a banda permitida pelas fibras chega aos 25 THz, estes estudos colocam as comunicações ópticas como a única alternativa capaz de atender tal

demanda. No entanto o sistema de transmissão a ser utilizado ainda constitui uma polêmica no meio científico.

A alguns anos atrás, os sistemas solitônicos eram vistos como inviáveis por vários motivos; necessidade de alta potência para excitar os efeitos não lineares das fibras, modulação RZ (return to zero) diferente do padrão usado (NRZ), baixa compreensão da teoria e conseqüentemente dos parâmetros envolvidos no controle da propagação. Num passado mais recente estes conceitos foram drasticamente alterados; as fibras DS com mínimo de dispersão próximo ao mínimo de perdas, juntamente com os amplificadores a fibra dopada com érbio resolveram o problema relacionado com a potência e, a alteração da arquitetura das linhas para sistemas RZ tornou-se um empecilho desprezível diante da visão de ser o sólton a única opção capaz de atender a alta demanda das comunicações em grandes distâncias.

Atualmente estamos passando pelo terceiro ciclo, onde os sistemas NRZ lineares foram desenvolvidos a tal ponto que o produto taxa por distância chegou a números jamais imaginados para estes sistemas. Em maio de 1996, um grupo de pesquisadores da NTT⁹⁹ conseguiu transmitir 10 canais de 100 Gbit/s, resultando numa transmissão de 1 Tbit/s em 40 km de fibra DS.

O sistemas solitônicos, pelo menos até o momento, não podem chegar a taxas tão elevadas como 100 Gbit/s, pois nessas condições os pulsos estão tão próximos que a interação não linear entre eles (a cauda de um pulso altera o potencial de aprisionamento do pulso vizinho) gera efeitos de atração entre os sólitons, alterando o tempo de chegada no detector e causando um indesejável *time jitter*.

Sistemas solitônicos utilizando WDM (wavelength division multiplexing) já foram reportados¹⁰⁰, onde 16 canais solitônicos propagam simultaneamente na mesma fibra, com uma taxa de erro de bit dentro dos limites aceitos, no entanto a atual aplicação de comunicações por soliton está restrita a enlaces de longa distância com valores médios de taxa de transmissão.

Estimativas de 1996⁷³ afirmam que sistemas solitônicos apresentam um limite na taxa de transmissão duas vezes superior aos sistemas NRZ lineares, e ainda podem sustentar canais WDM com uma separação três vezes mais próximos, o que daria um fator de ganho de 6 sobre os sistemas lineares para taxas superiores a 5 Gbit/s. No entanto para aplicações práticas, o soliton precisa ser viável também do ponto de vista de custo de implementação, e para isso existem trabalhos¹⁰¹ que propõe a utilização de fontes convencionais NRZ para a geração de sólitons (com a inclusão de filtros), o que simplificaria consideravelmente a transição entre os sistemas.

Existe um acordo entre países europeus (ESTHER) que prevê a realização de testes com tráfego real. Este projeto tem como objetivos principais, novos esquemas de controle de jitter e de interação entre sólitons. A perspectiva inicial é de um sistema de 10 Gbit/s numa distância entre 500 e 700 km, com upgrade programado para 40 Gbit/s.

CONCLUSÃO

5.1 FIBRAS DOPADAS COM ÉRPIO E AMPLIFICADORES ÓPTICOS

No capítulo 2, onde tratamos dos amplificadores a fibra dopada com érbio, tínhamos como objetivo principal a realização de um estudo mais aprofundado sobre a dinâmica de ganho destes sistemas.

Este estudo foi realizado através da resposta da FDE a uma excitação do tipo função degrau, que juntamente com uma modelagem baseada em expressões analíticas, propiciaram a obtenção de um conjunto de informações úteis sobre estes amplificadores.

A análise da resposta à função degrau sem a aplicação de um campo de bombeio culminou em um método rápido, preciso e eficiente de obtenção do coeficiente de absorção, da potência de saturação intrínseca e do tempo de vida do estado excitado, parâmetros estes fundamentais para o projeto de lasers e amplificadores baseados em FDE.

A mesma função degrau aplicada em amplificadores com diferentes potências de bombeio (diferentes condições de inversão de população) permitiu o desenvolvimento de procedimentos rápidos e eficazes de extração de parâmetros operacionais dos amplificadores, como a potência de bombeio de transparência (ganho=1), potência de saturação de sinal (compressão de ganho de -3 dB), perda de inserção e, indiretamente, coeficiente de atenuação residual.

Finalmente foi apresentada uma técnica que permite analisarmos a dinâmica de ganho e do ruído dos AFDE sobre todo o espectro simultaneamente, o que é muito útil principalmente para análises de efeitos de *cross-talk* em sistemas WDM.

5.2 LASER SOLITÔNICO

No capítulo 3 o nosso objetivo principal era utilizarmos o meio ativo que estudamos (fibras dopadas com érbio), para desenvolvermos um fonte dedicada para

experimentos em sistemas de comunicações ópticas, ou seja, um laser capaz de gerar pulsos curtos (< 100 ps) em alta taxa de repetição (> 1 GHz) e na região espectral da terceira janela de comunicações ópticas ($1.5 \mu\text{m}$).

Desenvolvemos uma cavidade em anel que difere das cavidades convencionais por possuir um único componente que executa simultaneamente as funções de modulador de amplitude e acoplador de saída. Além disso a configuração desenvolvida permite que o acoplamento de saída possa ser variado continuamente, aumentando em muito a flexibilidade de operação do laser.

Com esta fonte conseguimos obter pulsos de até 7 ps de duração, em uma taxa de repetição de 2.5 GHz e ainda com a possibilidade de sintonia em toda a banda espectral do érbio (1530-1565 nm).

Realizamos caracterizações tanto no domínio do tempo como da frequência que nos permitem dizer que a fonte desenvolvida é capaz de gerar pulsos limitados por transformada, com um perfil espectro-temporal de secante hiperbólica, o que é ideal para sistemas de propagação de sólitons.

Análises complementares mostraram também ser esta, uma fonte muito interessante para o estudo fundamental da física de lasers. Foi demonstrada operação em regime contínuo, em regime de pulsação espontânea, além de geração de *spikes* e oscilações relaxadas.

5.3 EXPERIMENTOS SISTÊMICOS

No capítulo 4 tínhamos como principal objetivo o desenvolvimento de sistemas capazes de proporcionar a realização de experimentos de propagação, em altas taxas e longas distâncias, para que pudéssemos estudar o comportamento de diversos dispositivos em condições reais de operação, e já utilizando o laser e os amplificadores desenvolvidos e estudados nos capítulos anteriores.

Desenvolvemos então enlaces de recirculação em diversas configurações, utilizando fibras convencionais, fibras com dispersão deslocada, filtragem interna, 1 ou 2 amplificadores ópticos, e vários outros dispositivos complementares.

Foram apresentados resultados de dois experimentos com objetivos diferentes; no primeiro estudamos a possibilidade de se estender o comprimento equivalente dos enlaces utilizando-se um atenuador óptico no interior do mesmo. Após considerações sobre possíveis efeitos de dispersão e não linearidades, pudemos demonstrar a propagação de sinais com uma relação sinal ruído aceitável, por uma distância equivalente superior a 2800 km. No segundo experimento nossa atenção estava voltada para o estudo do efeito de amplificadores ópticos em regime de ganho

saturado, sobre sistemas de transmissão de pacotes. Pudemos observar comportamentos que confirmaram a importância dos estudos de dinâmica de ganho desenvolvidos no capítulo 2, bem como efeitos de ruído acumulado que só poderiam ser observados nos enlaces desenvolvidos.

Com a mesma tecnologia adquirida para a montagem destes enlaces, desenvolvemos também um sistema que utiliza um novo conceito de geração de modulação PPM (pulse position modulation), tornando-a mais simples e com possíveis aplicações também em esquemas de chaveamento.

Finalmente encerramos o capítulo com o desenvolvimento de um sistema de análise de propagação em linha, para observação de efeitos não lineares. O sistema foi utilizado para observação de propagação de sólitons e permitiu também uma confirmação complementar da qualidade dos pulsos gerados pelo laser desenvolvido no capítulo 3.

5.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Esta tese talvez possa ser considerada como sendo a primeira tese do Grupo de Fenômenos Ultra-Rápidos e Comunicações Ópticas, desenvolvida de forma totalmente aplicada aos sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade. Ao longo deste trabalho tentamos estar sempre voltados a aspectos aplicados nestes sistemas, seja de forma direta, como no capítulo 4, ou indireta quando estudamos aspectos fundamentais dos AFDE (capítulo 2) e desenvolvemos uma fonte para sistemas solitônicos (capítulo 3).

Sendo assim, além das conclusões e dos resultados específicos obtidos no trabalho propriamente dito, o aprendizado básico e o desenvolvimento de infra-estrutura laboratorial para pesquisas nesta área não são, por nós, considerados menos importantes, são ao contrário fundamentais para que seja dado um prosseguimento nesta linha de atuação, e conseqüentemente fazendo com que os próximos trabalhos possam trazer contribuições ainda mais relevantes.

REFERÊNCIAS

- ¹ "From Semaphore to Satellite," International Telecommunication Union, Geneva, (1965).
- ² T.Okoshi, "Optical Fibers", Academic Press, (1982).
- ³ F.P.Kapron, D.B.Keck, and R.D.Maurer, "Radiation Losses in glass optical waveguides", Appl. Phys. Lett. 17, 423, (1970).
- ⁴ J.B.MacChesney, P.B.O'Connor, F.V.DiMarcello, J.R.Simpson, and P.D.Lazay, "Preparation of low loss optical fibers using simultaneous vapor deposition and fusion", Proc. Int. Congr. Glass, 10 th, 1974, vol.6, p.40.
- ⁵ A.L.Schawlow and C.H.Townes, "Infrared and optical masers", Phys. Rev., vol 112, 6, 1940 (1958)
- ⁶ C.J.Koester and E.A.Snitzer, "Amplification in a fiber laser", Applied Optics, vol 3, 10, 1182 (1964)
- ⁷ R.J.Mears, L.Reekie, S.B.Poole, and D.N.Payne, "Low-threshold, tunable cw and Q-Switched fibre laser operating at 1.55 μm ", Electron. Lett., vol 22, 3, 159 (1986)
- ⁸ R.J.Mears, L.Reekie, I.M.Jauncey, and D.N.Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm ", Electron. Lett., vol 23, 19, 1026 (1987)
- ⁹ M.Yamada, H.Ono, A.Mori, T.K.Namori, S.Sudo, and Y.Ohishi, "Ultra-broadband and gain flattened EDFAs for WDM signals", in Optical Amplifiers and their Applications, Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 1997), pp.6-9.
- ¹⁰ E.Desurvire, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications", John Wiley & Sons, Inc. New York, (1994).
- ¹¹ D.C.Dini, C.Mazzali e H.L.Fraguito, "Amplificação Óptica em Fibras Dopadas com Érbio", Notas de aula da IV Escola de Verão Jorge André Swieca de Óptica Quântica e Óptica Não Linear, IFGW-Unicamp, (1994).
- ¹² E. Desurvire, "Analysis of erbium-doped fiber amplifiers pumped in the $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$ band," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.1, pp.239-296 (1989).
- ¹³ P.R. Morkel and R.I. Laming, "Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption," Opt. Lett., vol.14, pp. 1062-1064 (1989).

- ¹⁴ C.Mazzali, H.L.Fraguito, E.Palange and D.C.Dini, “*Fast and nondestructive method for characterizing erbium-doped fiber*”, Conference on Lasers and EletroOptics - CLEO, Technical Digest, (Optical Society of America, Washington DC, 1995), pp.207.
- ¹⁵ A.A.M. Saleh, R.M. Jopson, J.D. Evankow and J. Aspell, “*Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers*,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 2., 10, pp 714-717 (1990).
- ¹⁶ Relatório Técnico 05/94 - Unicamp/CPqD Telebras.
- ¹⁷ H.L.Fraguito e C.Mazzali, “*Modelamento Analítico da Dinâmica de Ganho em Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio*” - Relatório Técnico 12/96 - Contrato Unicamp-PADCT n°0730/91
- ¹⁸ A.E.Siegman, “*Lasers*”, University Science Books, (1986).
- ¹⁹ P.G.Kryukov and V.S.Letokhov, “*Propagation of a Light Pulse in a Resonantly Amplifying (Absorbing) Medium*”, Soviet Physics Uspekhi, vol. 12, pp.641-673, (1970).
- ²⁰ E.O.Schulz-DuBois, “*Pulse Sharpening and Gain Saturation in Traveling-Wave Masers*”, The Bell System Technical Journal, pp.626-658, (1964).
- ²¹ C.Mazzali and H.L.Fraguito, “*Gain and noise spectrally resolved dynamic of erbium doped fiber amplifier*”, submitted to Optical Fiber Communication Conference OFC’98 - Optical Society of America - Washigton DC.
- ²² H.L.Fraguito, “*Fontes Geradoras de Sólitons*”, Relatório Técnico N°01/95 - Projeto Dispositivos Ópticos - Contrato Unicamp-Telebrás-Funcamp N° 515/93-JDPqD..
- ²³ P.A. Morton, R.A. Logan, T. Tanbun-Ek, P.F. Sciortino Jr., A.M. Sergent, R.K. Montgomery, and B.T. Lee, “*25 GHz bandwith 1.55 GalnAsP p-doped strained multiquantum-well lasers*”, Electron. Lett. 28, 2156-2157 (1992).
- ²⁴ P. Pepeljugoski, J. Lin, J. Gamelin, and K.Y. Lau, “*Timmimg jitter in electrically gain-switched vertical-cavity surface emmitting lasers*”, in Technical Digest, Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 1993 Technical Digest Series, vol. 14 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1993), pp 64-65.
- ²⁵ M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, “*Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed feedback laser diode using spectral windowing*”, Opt. Lett. 15, 715 (1990).

-
- ²⁶ H.F. Liu, S. Oshiba, Y. Ogawa, and Y. Kawai, “*Method of generating transform-limited pulses from laser diodes and its application to soliton transmission*”, Opt. Lett. 17, 64 (1992).
- ²⁷ L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, and S.G. Evangelides, Laser Focus World, November 1991, pp. 159-163.
- ²⁸ P.A. Morton, R. Adar, R.C. Kistler, C.H. Henry, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, D.L. Coblenz, A.M. Sergent, and K.W. Wetch, “*Hybrid soliton pulse source using a silica waveguide external cavity and Bragg reflector*”, Appl. Phys. Lett. 59, 2944-2946 (1991).
- ²⁹ C.R. Giles, P.B. Hansen, S.G. Evangelides, G. Raybon, U. Koren, B.I. Miller, M.G. Young, M.A. Newkirk, J.-M.P. Delaceaux, S.K. Korotky, J.J. Veselka, and C.A. Burrus, “*Soliton transmission over 4200 km by using a mode-locked monolithic extended-cavity laser as a soliton source*”, in Technical Digest, Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 1993 Technical Digest Series, vol. 14 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1993), pp 88-89.
- ³⁰ P.A. Morton, V. Mizrahi, P.A. Anderson, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, P. Lemaire, D.L. Coblenz, A.M. Sergent, K.W. Wecht, and P.F. Sciortino Jr., “*Mode-locked hybrid soliton pulse source with extremely wide operating frequency range*”, IEEE Photonics Technol. Lett. 5, 28-31 (1993).
- ³¹ M.C. Wu, Y.K. Chen, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, M.A. Chin, and G. Raybon, “*Transform-limited 1.4 ps pulses from a monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well laser*”, Appl. Phys. Lett. 57, 759 (1990).
- ³² M.C. Wu, Y.K. Chen, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, and M.A. Chin, “*Tunable monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well lasers*”, IEEE Photonics Technol. Lett. 3, 874 (1991).
- ³³ Y.K. Chen, M.C. Wu, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, and M.A. Chin, “*Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked quantum well laser*”, Appl. Phys. Lett. 58, 1253 (1991).
- ³⁴ S. Arahira, Y. Matsui, T. Kunii, S. Oshira, and Y. Ogawa, Electron. Lett. 29, 1013-1015 (1993).
- ³⁵ C.H. Brito Cruz e H.L. Fragnito, “*Ultrafast Optical Phenomena: Generation of Ultrashort Laser Pulses and Applications*”, Lecture Notes for the J.A. Swieca

- Summer School on Quantum and Nonlinear Optics, Recife (1991). También en: Notas de Física IFGW No. 3, Unicamp, Campinas, SP, (1992).
- ³⁶ M. Ding and K. Kikuchi, "*Limits of long-distance soliton transmission in optical fibers with laser diodes as pulse sources*", IEEE Photonics Technol. Lett. 4, 667-670 (1992).
- ³⁷ J.J. Veselka and S.K. Korotky, "*Optical soliton generator based on a single Mach-Zehnder modulator*", in Integrated Photonics Research, Technical Digest Series, Vol. 3 (Optical Society of America, Washington, DC, 1994) pp 190-192, paper FB4 (1994).
- ³⁸ P. V. Mamyshev, "*Dual wavelength source of high-repetition rate, transform limited optical pulses for soliton transmission*", Opt. Lett., 19, 24 pp 2074-2076 (1994).
- ³⁹ M. Suzuki, H. Tanaka, K. Utaka, N. Edagawa, and Y. Matsushima, "*Transform-limited 14 ps optical pulse generation with 15 GHz repetition rate by InGaAsP electroabsorption modulator*", Electron. Lett. 28, 1007-1008 (1992).
- ⁴⁰ M. Suzuki, H. Tanaka, N. Edagawa, K. Utaka, and Y. Matsushima, "*Transform-limited optical pulse generation up to 20 GHz repetition rate by a sinusoidally driven InGaAsP electroabsorption modulator*", J. Lightwave Tech. LT-11, 468-473 (1993).
- ⁴¹ H. Tanaka, S. Takagi, M. Suzuki, and Y. Matsushima, "*Optical short pulse generation and data modulation by a single-chip InGaAsP tandem-integrated electroabsorption modulator (TEAM)*", Electron. Lett. 29, 1002-1004 (1993).
- ⁴² M. Suzuki, N. Edagawa, H. Taga, H. Tanaka, S. Yamamoto, Y. Takahashi, and S. Akiba, "*Long distance soliton transmission up to 20 Gbit/s using alternating-amplitude solitons and optical TDM*", IEICE Trans. Electron, E78-C, 12-21 (1995).
- ⁴³ C.R. Ó Cochláin, R.J. Mears, and G. Sherlock, "*5-GHz actively mode-locked tunable soliton fiber laser*", in Technical Digest, Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 1993 Technical Digest Series, vol. 14 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1993), pp 239-240.
- ⁴⁴ G.T. Harvey and L.F. Mollenauer, "*Harmoincally mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission*", Opt. Lett. 18, 107-109 (1993).
- ⁴⁵ L.F. Mollenauer, E. Lichtman, M.J. Neubelt, and G.T. Harvey, "*Demonstration, using sliding-frequency guiding filters, of error-free soliton transmission over more than 20,000 km at 10 Gbit/s, single channel, and over more than 13,000 km at 20 Gbit/s*"

- in a two-channel WDM*, in Technical Digest - Postdeadline Papers, Conference on Optical Fiber Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 1993 Technical Digest Series, vol. 14 (Optical Society of America, Washington, D.C., 1993), pp 37-40.
- ⁴⁶ H.C.Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers", Electron. Lett. 16, 20, 778 (1980).
- ⁴⁷ B.C.Barnett et al, "High-Power Erbium-Doped Fiber Laser Mode-Locked by a Semiconductor Saturable Absorber", Optics Letters, vol.20, 5, pp. 471-473 (1995).
- ⁴⁸ M.B.Camargo, R.D.Stultz, M.Birnbaum and M.Kokta, "Co²⁺-doped Saturable Absorber Q-Switch for infrared Erbium Lasers", Optics Letters vol. 20, 3, pp. 339-341 (1995).
- ⁴⁹ D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, "FM and AM mode-locking of the Homogeneous Laser. I. Theory," IEEE J.Quantum Electron. QE-6, 694 (1970).
- ⁵⁰ E.Lacot, F.Stoeckel and M.Chenevier, "Self Pulsing, Chaos and Antiphase Dynamics in an Er³⁺ Doped Fiber Laser", Journal de Physique III, vol.5, 3, pp269-279 (1995).
- ⁵¹ F.Sabchez, M.Leflochic, G.M.Stephan, P.Leboudec and P.L.François,"Quasi-Periodic Route to Chaos in Erbium-Doped Fiber Laser", vol. 31, 3, pp.481-488 (1995).
- ⁵² Hewlett Packard Microwave and RF Designer's Catalog.
- ⁵³ A.E.Siegman, "Lasers", University Science Books, (1986).
- ⁵⁴ F.Sanchez and G.Stephan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers", Physical Review E, 53, pp.2110-2122 (1996).
- ⁵⁵ K.L.Sala, G.A.Kenney-Wallace, and G.E.Hall, "CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses", IEEE J.Quantum Electronics, QE-16, 9, pp.990-996 (1980).
- ⁵⁶ L.P.Barry, P.G.Bollond, J.D.Harvey and R.Leinhardt, "Autocorrelation of Ultrashort Pulses at 1.5 μm Based on Nonlinear Response of Silicon Photodiodes", Electronics Letters, vol. 32, 20, pp.1922-1923 (1996).
- ⁵⁷ D.Marcuse, "Light Transmission Optics" (Van Nostrand Reinhold, New York, (1982).
- ⁵⁸ I.H.Malitson, J.Opt.Soc.Am. 55, 1205 (1965).
- ⁵⁹ A.Hasegawa, Y.Kodama: Proc. IEEE 69, 1145 (1981)
- ⁶⁰ E. Desurvire, M.J.F. Digonnet and H.J. Shaw, "Raman amplification of recirculating pulses in a reentrant fiber loop", Optics Lett. 10, 83 (1985).
- ⁶¹ E. Desurvire, M.J.F. Digonnet and H.J. Shaw, "Theory and implementation of a Raman active fiber delay line", IEEE J.Lightwave Technol. 4, 426 (1986).

- ⁶² M. Nakazawa, H. Kubota, E. Yamada, and K. Suzuki, “*Infinite-distance soliton transmission with controls in time and frequency domains*”, *Electron. Lett.* 28, 1099 (1992).
- ⁶³ L.F. Mollenauer, E. Litchman, M.J. Neubelt, and G.T. Harvey, “*Demonstration, using sliding frequency guiding filters, of error free soliton transmission over more than 20,000 km at 10 Gbit/s, single channel and over more than 13,000 km at 20 Gbit/s in a two-channel WDM*”, *Optical Fiber Communications (OFC/IOOC) Conference*, postdeadline paper PD8, Optical Society of America, Washington, D.C., 1993.
- ⁶⁴ A. Yariv, “*Quantum Electronics*”, 3rd. ed., Wiley, New York (1986).
- ⁶⁵ L.F. Mollenauer, M.J. Neubelt, S.G. Evangelides, J.P. Gordon, J.R. Simpson, and L.G. Cohen, “*Experimental study of soliton transmission over more than 10,000 km in dispersion shifted fiber*”, *Opt. Lett.* 15, 1203 (1990).
- ⁶⁶ D.J. Malyon, T. Widdowson, E.G. Bryant, S.F. Carter, J.V. Wright, and W.A. Stalland, “*Demonstration of optical pulse propagation over 10,000 km of fibre using recirculating loop*”, *Electron. Lett.* 27, 120 (1991).
- ⁶⁷ N. Bergano, J. Aspell, C.R. Davidson, P.R. Trischitta, B.M. Nyman, and F.W. Kerfoot, “*Bit error rate measurements of 14,000 km 5 Gbit/s fibre amplifier transmission system using recirculating loop*”, *Electron Lett.* 27, 1889 (1991).
- ⁶⁸ C.Mazzali and H.L.Fraguito, “*Recirculating Loop for Experimental Modeling of Long Haul Communication Systems*”, *IEEE Microwave and Optoelectronics Conference*, August 11-15, Natal, Brazil.
- ⁶⁹ C.Q.Maguire and P.R.Prucnal, “*High-density optical storage using optical delay lines*”, *SPIE Conference on Medical Imaging III*, vol 1093, 571 (1989).
- ⁷⁰ M.I.Belovolov, Y.M.Dianov and V.I.Karpov, “*Fiber-optic memories*”, in *Proc. Of the Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences*, vol.5, edited by A.M.Prokhorov, pag.159, (1985).
- ⁷¹ E.Desurvire, “*Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and Applications*”, Wiley (New York, 1994).
- ⁷² C.Mazzali and H.L.Fraguito, “*Optical PPM generator by direct frequency shifting*”, Submetido a OFC'98.
- ⁷³ H.A.Haus and William S. Wong, “*Solitons in optical communications*”, *Reviews of Modern Physics*, vol.68, pp.423-444 (1996).
- ⁷⁴ A.Hasegawa, “*Optical Solitons in Fibers*”, Springer-Verlag (1990).
- ⁷⁵ G.P.Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, Academic Press (1989).

-
- ⁷⁶ Internet Site: http://www.ma.hw.ac.uk/~chris/scott_russell.html (referências a internet sites podem possuir um caráter temporário).
- ⁷⁷ D.J.Korteweg and G. deVries, "On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves," *Phil Mag.*, vol 39, pp.422-443, 1895
- ⁷⁸ J.K.Perring and T.H.R.Skyrne, "A model unified field equation," *Nucl. Phys.*, vol 31. pp.550-555, 1962
- ⁷⁹ N.J.Zabusky and M.D.Kruskal, "Interaction of soliton in a collisionless plasma and the recurrence of initial states," *Phys. Rev. Lett.*, vol 15, pp. 240-243, 1965.
- ⁸⁰ Internet Site: <http://www.ma.hw.ac.uk/solitons/press.html> (referências a internet sites podem possuir um caráter temporário).
- ⁸¹ A . Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Appl. Phys. Lett.* 23, 142 (1973)
- ⁸² L.F.Mollenauer, R.H.Stolen and J.P.Gordon, *Phys. Rev. Lett.* 45, 1095 (1980)
- ⁸³ C.S.Gardner, J.M.Greene, M.D.Kruskal, R.M.Miura: *Phys.Rev.Lett.* 19, 1095 (1967)
- ⁸⁴ P.D.Lax: *Commun. Pure and Appl. Math.* 10, 537 (1957) and 21, 467 (1968)
- ⁸⁵ V.E.Zakharov, A.B.Shabat: *Zh. Eksp. i Teor. Fiz.* 61, 118 (1971) [Trans. Sov. Phys. JETP 34, 62 (1972)]
- ⁸⁶ J.P.Gordon, "Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrödinger equation", *J.Opt.Soc.Am.B*, 9, pp.91-97, (1992).
- ⁸⁷ Kawai, S., K. Iwatsuki, and S.Nishi., "Demonstration of error-free optical soliton transmission over 30000 km at 10 Gbit/s with signal frequency sliding technique," *Electron. Lett.* 31, 1463-1464 (1995).
- ⁸⁸ Aubin, G. et al, "20 Gbit/s soliton transmission over transoceanic distances with a 105 km amplifier span," *Electron. Lett.* 31, 1079-1080 (1995).
- ⁸⁹ Favre, F., and D. LeGuen, "20 Gbit/s soliton transmission over 19 Mm using sliding-frequency guiding filters", *Electron. Lett.* 31, 991-992 (1995).
- ⁹⁰ M.Nakazawa., et al., "Field demonstration of soliton transmission at 10 Gbit.s over 2000 km in Tokyo metropolitan optical loop network," *Electron. Lett.* 31, 992-994 (1995).
- ⁹¹ M.Nakazawa, K,Suzuki, E.Yoshida, E.Yamada, T.Kitoh, and M.Kawachi, "160 Gbit/s soliton data transmission over 200 km," *Electron. Lett.* 31, 565-566, (1995).
- ⁹² B.M.Nyman, et al., "Soliton WDM transmission of 8x2.5 Gb/s, error free over 10 Mm," in OFC'95, *Optical Fiber Communication: summaries of papers presented at the*

- Conference on Optical Fiber Communication, San Diego, California, Technical Digest Series, Vol.8 (Optical Society of America, Washington, D.C.), pp. PD-21. (1995).
- ⁹³ G.Aubin, T.Montalant, J.Moulu, B.Nortier, F.Pirio, and .B.Thomine, "*Record amplifier span of 105 km in a soliton transmission experiment at 10 Gbit/s over 1 Mm*", Electron. Lett. 31, pp.217-219, (1995).
- ⁹⁴ K.I.Suzuki, S.Kawai, and K.Iwatsuki, "*40 Gbit/s Adiabatic and Phase-Stationary Soliton Transmission with Sliding-Frequency Filter over 4000 km Reciprocating Dispersion-Managed Fiber*", Electron. Lett., 32, pp.2173-2174, (1996).
- ⁹⁵ I.Morita, M.Suzuki, N.Edagawa, S.Yamamoto, H.Tagu, and S.Akiba, "*20 Gbit/s Single-Channel Soliton Transmission over 9000 km Without in-line Filters*", IEEE Photon. Tech. Lett., 8, pp.1573-1574, (1996).
- ⁹⁶ I.Morita, M.Suzuki, N.Edagawa, S.Yamamoto, and S.Akiba, "*Single-Channel 40 Gbit/s, 5000 km Straight-Line Soliton Transmission Experiment Using Periodic Dispersion Compensation*", Electron.Lett., 33, pp.698-699, (1997).
- ⁹⁷ F.Favre, et al, "*Demonstration of Soliton Transmission at 20 Gbit/s over 2200 km of Standard Fiber with Dispersion Compensation and Pre-Chirping*", Electron. Lett, 33, pp.511-512, (1997).
- ⁹⁸ M.Nakazawa, K.Suzuki, H.Kubota, A.Sahara, and E.Yamada, "*160 Gbit/s WDM (20Gbit/s x 8 channels) soliton transmission over 10000 km using in-line synchronous modulation and optical filtering*", in Optical Amplifiers and Their Applications Topical Meeting - PostDeadline Paper PDP-10, (Optical Society of America, Washington, DC), (1997).
- ⁹⁹ T.Morioka et al., "*1 Tbit/s (100 Gbit/s x 10 channel) OTDM/WDM transmission using a single supercontinuum WDM source*", Electron. Lett. 1996, vol 32, pp 906.
- ¹⁰⁰ M.Nakazawa, K.Suzuki, H.Kubota, A.Sahara, and E.Yamada, "*160 Gbit/s WDM (20 Gbit/s x 8 channels) soliton transmission over 10,000 km using in-line synchronous modulation and optical filtering*", OAA'97, post-deadline paper PD10, (1997).
- ¹⁰¹ P.V.Mamyshev, and L.F.Mollenauer, "*NRZ-to-soliton data conversion by a filtered transmission line*", in OFC'95, optical Fiber communication: summaries of papers presented at the Conference on Optical Fiber Communication, San Diego, California, 1995 Technical Digest Series, Vol.8 (Optical Society of America, Washington, D.C.), p.FB2.