



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

LUIS ALFREDO GIRALDO ARIAS

CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM AMPLIFICADOR EM FIBRA
PARA PULSOS ULTRACURTOS EM $\lambda = 1.5 \mu m$

Recife
2014

LUIS ALFREDO GIRALDO ARIAS

**CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM AMPLIFICADOR EM FIBRA
PARA PULSOS ULTRACURTOS EM $\lambda = 1.5 \mu m$**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador:
Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli

Recife
2014

Catálogo na fonte
Bibliotecária Joana D'Arc Leão Salvador CRB 4-572

G516c Giraldo Arias, Luis Alfredo.
Construção e caracterização de um amplificador em fibra para pulsos ultracurtos em $\lambda = 1.5$ um. / Luis Alfredo Giraldo Arias. – Recife: O Autor, 2014.
113f.: fig., tab.

Orientador: Lucio Acioli.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2014.
Inclui referências.

1. Óptica não-linear. 2. Metrologia óptica. 3. Amplificador óptico. I. Acioli, Lúcio (Orientador). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2015-47

LUIS ALFREDO GIRALDO ARIAS

**CONSTRUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE UM AMPLIFICADOR EM FIBRA
PARA PULSOS ULTRACURTOS EM $\lambda = 1.5 \mu m$**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 11/12/2014.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli (Orientador)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Márcio Heraclito Gonçalves de Miranda (Examinador Interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Renato Evangelista de Araújo (Examinador Externo)
Universidade Federal de Pernambuco

Agradecimentos

Agradeço a Deus e aos meus pais pela educação e exemplo. A todas as pessoas que conheci no Brasil, porque nunca me senti um estrangeiro. Ao departamento de física da UFPE e, especialmente ao professor Lucio Acioli pela oportunidade trabalhar e aprender. A todos os meus colegas e especialmente a Lucero Plazas e Betson Santos porque sem eles não teria alcançado meu objetivo.

Resumo

Lasers de pulsos ultracurtos baseados em fibras ópticas como meio de ganho constituem fortes candidatos para substituir lasers de estado sólido mais tradicionais, tais como o laser de Ti:safira. Uma das razões é o custo direto e outra é a possibilidade de compactação de sistemas que ocupam muito espaço e consomem quantidades significativas de energia. Um dos problemas de lasers baseados em fibras ópticas é que a potência óptica média disponível é relativamente baixa, da ordem de poucas dezenas de mW. Em nosso laboratório o interesse é em fazer uso de lasers em fibra pulsados para aplicações em metrologia óptica e óptica quântica e, em ambos os casos, as potências requeridas são maiores, indicando a necessidade de desenvolver um amplificador óptico. O sistema deve ser capaz de amplificar pulsos que inicialmente têm duração da ordem de centenas de femtosegundos, taxa de repetição de centenas de MHz e energias por pulso da ordem de 1 pJ. Estes parâmetros indicam que o sistema deve operar num regime de forte saturação. Nesta dissertação serão descritos a construção e caracterização um amplificador óptico que faz uso de uma fibra dopada com érbio como meio de ganho. Foram testadas várias combinações de comprimento de fibra de ganho, comprimento de fibra de entrada e de saída que permitiram controlar os efeitos dispersivos e não lineares de forma a obter os maiores ganhos possíveis, mas mantendo a duração temporal dos pulsos amplificados dentro de uma faixa aceitável para as aplicações de interesse do laboratório. Com isto obtivemos um amplificador com um ganho de aproximadamente x15, com potências de entrada da ordem de 10 mW, mantendo a duração de pulso de saída do sistema da mesma ordem daquela do pulso de entrada. Estas características são satisfatórias para as aplicações em que o sistema será utilizado.

Palavras - chave: Metrologia óptica. Óptica não linear. Amplificador. Ganho.

Abstract

Ultrashort pulse laser based optical fiber as the gain medium are strong candidates to replace more traditional lasers solid state lasers such as Ti: sapphire. One reason is the direct cost and the other is the possibility of compression systems that take up much space and consume significant amounts of energy. One of the problems of lasers based on optical fibers is that the average optical power available is relatively low, of the order of a few tens of mW. In our laboratory interest is the use in pulsed fiber lasers for applications in quantum optics and optical metrology and, in both cases, the required powers are higher, indicating a need to develop an optical amplifier. The system should be able initially to amplify pulses that have a duration on the order of hundreds of femtoseconds, repetition rate of hundreds of MHz and pulse energies on the order of 1 pJ. These parameters indicate that the system should operate in a regime of strong saturation. This dissertation will be described the construction and characterization of an optical amplifier which makes use of an erbium doped fiber as the gain medium. Various combinations of gain fiber length, fiber length input and output control enabled dispersive and nonlinear effects in order to obtain the highest possible gains while maintaining the temporal duration of the amplified pulses within an acceptable range were tested for the applications of interest for the laboratory. With this we obtained an amplifier with a gain of about x15, with the input powers of about 10 mW, while maintaining the pulse duration of the output of the same order as that of the input pulse system. These features are suitable for applications where the system is used.

Key words: Optics metrology. Non lineal optics. Amplificator, Gain.

Lista de Figuras

1.1	Ilustração da absorção de uma fibra óptica utilizada atualmente, com as respectivas janelas de comunicação [11].	3
1.2	Amplificador óptico semiconductor. Diagrama interno (Fig.1.2a) [1] e encapsulado (Fig.1.2b) [15].	5
2.1	Diagrama completo do amplificador. WDM 980/1550 é um multiplexador (" <i>Wavelength Division Multiplexer</i> ").	9
2.2	Níveis de energia do érbio	11
2.3	Modelo simplificado de 3 níveis do amplificador de fibra dopada com érbio. . .	12
2.4	Definição de MFD com respeito ao diametro do nucleo.	14
2.5	Interação entre o íon Er^{3+} de seção de choque de absorção σ e os fotóns do laser de bombeamento, onde σ é a area que é deslocada num tempo Δt formando um volume ΔV que contem uma densidade n de fotons.	17
2.6	Comportamento da potência do sinal de entrada através da fibra	26
2.7	Cálculo teórico da função de ganho com respeito à potência da sinal de entrada	29
2.8	Potência do laser de bombeamento através da fibra de ganho com e sem saturação.	31
2.9	Mudança de população do nível excitado N_1 e do nível fundamental N_0 em função da potência de bombeamento.	33
2.10	Interação entre população do nivel $ 1\rangle$ e a potência de sinal de entrada P_s	36
2.11	Variação dos parâmetros de dispersão β_2 e D , onde os dois atingem o valor de zero em torno de $1.3 \mu\text{m}$ [12]	41

3.1	Espectro de absorção da fibra dopada com érbio marca Liekki de referencia ER80 – 8/125 usada como fibra de ganho [29].	53
3.2	Grafico de absorção e emissão no espectro entre 1440 nm e 1600 nm [29]. . . .	53
3.3	Esquema experimental representado a cavidade em anel. Aqui, estão presentes as placas de onda $P1$, $P2$ e $P3$, o controlador de polarização, um cubo polarizador (PBS), o isolador de Faraday, dois colimadores, as fibras ópticas, incluindo a dopada com érbio, um laser de bombeamento (Pump), no comprimento de onda de 974 nm, um multiplexor (WDM) [12].	55
3.4	Acoplamento do laser de bombeamento com o suporte de conexões.	56
3.5	Grafica da potência de saída com respeito à corrente de alimentação.	56
3.6	WDM de referência A3227660 do fabricante Oplink. Para facilitar a visualização, as pernas (saídas) do WDM foram numeradas, conforme mostra a figura. .	57
3.7	Aplicação do WDM em comunicações. Aqui vemos a transmissão através de multiples canais por meio de aplicação de WDM.	58
3.8	Diagrama de conexão do laser de bombeamento e do WDM, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.	61
3.9	Diagrama de conexão do laser de sinal e do WDM, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.	61
3.10	Diagrama de conexão do laser de sinal e do divisor 99/1, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.	62
3.11	Diagrama de conexão do laser de bombeamento e o WDM com a fibra de ganho, e a disposição dos componentes para a medição de sinal de 1560 nm.	63
3.12	Gráfico da potência gerada nas duas saídas da fibra de ganho com respeito à potência do laser de bombeamento.	63
3.13	Gráfico da potência geradas em 1560 nm no sistema da fibra de ganho e o WDM com uma seção de corte irregular.	64
3.14	Diagrama geral do autocorrelacionador conectado ao gerador de sinais e osciloscópio.	67

3.15	Simulação de auto-correlação do pulso sech com diferentes valores do parâmetro de chirp. Acima temos o pulso com $\alpha = 0$ e abaixo o pulso com $\alpha = 5$ [12].	70
3.16	Medida de autocorrelação colinear por geração de segundo harmônico do laser de sinal ($\lambda = 1560$ nm) sem passar em outros elementos ópticos.	72
3.17	Gráfico do espectro do laser de sinal no modo pulsado de 1560 nm.	73
4.1	Gráficos de potência de saída com respecto à potência de bombeamento para uma potência de entrada de 10.0 mW e comprimento de fibra de ganho de $L_g = 1.3$ m, para as diferentes configurações das fibras de entrada e saída.	75
4.2	Gráficos de potência de saída com respecto à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência do sinal de entrada mínima 0.1 mW para Fig. 4.2a e máxima de 10.0 mW para Fig. 4.2b.	76
4.3	Gráfico de potência de saída P_o dividido pela potência de bombeamento P_b em função da potência do sinal de entrada para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8$ m e $L_o=3.0$ m, e mudando a potência de bombeamento para o comprimento da fibra de ganho com 1.3 m.	77
4.4	Gráfico da potência de saída com respecto à potência da sinal de entrada para a configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8$ m e $L_o=3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência de bombeamento máximo de 840 mW.	78
4.5	Gráficos de potência de saída com respeito ao comprimento da fibra de ganho para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, e mudando a potência de bombeamento para a potência do sinal de entrada com 0.1 mW para Fig.4.5a e 10.0 mW para Fig.4.5b.	79

4.6	Gráfico do ganho do amplificador com respeito à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m respectivamente, e mudando a potência do sinal de entrada para o comprimento da fibra de ganho de 1.3 m	80
4.7	Gráfico do ganho do amplificador com respeito à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência de sinal de entrada máxima de 10.0 mW.	81
4.8	Gráficos de ganho com respeito à potência de sinal de entrada fixando o comprimento da fibra de ganho de 1.3 m (Fig. 4.8a), e depois fixando a potência de bombeamento em 840 mW (Fig. 4.8b).	81
4.9	Gráfico de ganho em função da potência de sinal de entrada teórico e experimental para o comprimento da fibra de ganho de 1.3 m	82
4.10	Gráfico de largura temporal do pulso com respeito à potência de bombeamento para uma potência de entrada fixa de 10.0 mW, mudando as diferentes combinações dos comprimentos das fibras de entrada e saída entre $L_i = 1.8 - 4.8$ m e $L_o = 1.0 - 3.0$ m respectivamente, para o comprimento da fibra de ganho com 1.3 m.	84
4.11	Gráfico de largura temporal do pulso com respecto à potência de bombeamento para comprimentos de entrada e saída fixos de $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, mudando os comprimentos da fibra de ganho entre $L_g = 0.6$ m e $L_g = 1.3$ m, para a potência de sinal de entrada de 10.0 mW.	85
4.12	Gráfico da largura temporal do pulso com respeito potência de sinal de entrada para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8$ m e $L_o=3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho fixando a potência de bombeamento de 840 mW.	86

4.13	Gráfico da largura temporal do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho para as diferentes configurações dos comprimentos de entrada e saída entre $L_i = 1.8 - 4.8$ m e $L_o = 1.0 - 3.0$ m respectivamente, para a potência de sinal de entrada fixa de $P_s = 10.0$ mW e a potência de bombeamento com 840 mW.	87
4.14	Gráfico de largura temporal do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho para comprimentos de entrada e saída fixos de $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, mudando a potência de bombeamento fixando a potência de sinal de entrada de 10 mW.	87
4.15	Gráficos do espectro do pulso com respeito aos comprimentos das fibras de entrada e saída com $L_i = 1.8$ m e $L_o = 1.0$ m para Fig.4.15a, $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m para Fig.4.15b, $L_i = 4.8$ m e $L_o = 1.0$ m para Fig.4.15c, $L_i = 4.8$ m e $L_o = 3.0$ m para Fig.4.15d, fixando a potência de sinal de entrada máxima de $P_s = 10$ mW e a potência de bombeamento em $P_b = 840$ mW, para o comprimento da fibra de ganho de $L_g = 1.3$ m.	89
4.16	Gráficos do espectro do pulso com respeito as potências de sinal de entrada $P_s = 2.5 - 10.0$ mW e de bombeamento $P_b = 560 - 840$ mW fixando os comprimentos das fibras de entrada e saída em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m respectivamente, para o comprimento da fibra de ganho de $L_g = 1.0$ m.	92
4.17	Gráficos do espectro do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho fixando as potências de bombeamento máximo de $P_b = 840$ mW e do sinal de entrada $P_s = 10$ mW.	93

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros importantes da fibra de ganho	13
2.2	Parametros calculados na fibra de ganho.	15
2.3	Principais constantes usadas na equação da taxa de população.	23
2.4	Principais valores calculados na análise do modo estacionário.	34
2.5	Valores calculados do regime de propagação do pulso óptico	48
3.1	Parâmetros importantes da fibra convencional SMF-28	51

Sumário

Sumário

1	Introdução	15
1.1	Motivação	15
1.2	Contexto histórico	16
1.3	Tipos de amplificadores ópticos	18
1.4	Características dos amplificadores de fibra dopada com érbio (EDFA)	19
1.5	Estrutura temática	20
2	Análise teórica	22
2.1	Modelo de três níveis do íon de érbio	24
2.2	Equações de taxa para as populações do meio de ganho	29
2.2.1	Bombeamento	30
2.2.2	Populações na transição do amplificador	34
2.3	Regime estacionário	37
2.4	Propagação e ganho no regime estacionário	39
2.4.1	Ganho não saturado	39
2.4.2	Ganho saturado	42
2.4.3	Populações no estado estacionário	45
2.5	Análise dinâmica do sistema	48
2.6	Propagação de pulsos em fibras ópticas	51
2.6.1	Equação de propagação do pulso na fibra óptica	52
2.6.2	Regimes de propagação	56

2.7	Disperção de velocidade de grupo	58
2.8	Auto modulação de fase	60
3	Montagem experimental	63
3.1	Caracterização dos elementos	63
3.1.1	Fibra óptica SMF-28	63
3.1.2	Fibra óptica dopada com érbio	66
3.1.3	Laser do sinal de entrada	68
3.1.4	Laser de bombeamento	69
3.1.5	WDM	71
3.1.6	Divisor 99/1	73
3.2	Descrição e caracterização do sistema	73
3.3	Métodos e sistemas de medição	80
3.3.1	Medição da potência	80
3.3.2	Medição do perfil temporal do pulso	81
3.3.3	Medição do perfil espectral do pulso	85
4	Resultados e análise	88
4.1	Potência de saída em função dos parâmetros de entrada	88
4.1.1	Dependência da potência de saída com a potência de bombeamento	89
4.1.2	Dependência da potência de saída com a potência do sinal de entrada	90
4.1.3	Dependência da potencia de saída com o comprimento da fibra de ganho	92
4.2	Comportamento do ganho respeito aos parâmetros de entrada	93
4.2.1	Dependência do ganho com a potência de bombeamento.	93
4.2.2	Dependência do ganho com a potência do sinal de entrada	94
4.3	Dependência da largura temporal do pulso de saída com os parâmetros de entrada	97
4.3.1	Dependência da largura temporal do pulso com a potência de bombeamento	97
4.3.2	Dependência da largura temporal do pulso com a potência do sinal de entrada	99

4.3.3	Dependência da largura temporal do pulso com o comprimento da fibra de ganho	100
4.4	Comportamento do espectro amplificado com os parâmetros de entrada	102
4.4.1	Dependência do espectro do pulso com os comprimentos das fibras de entrada e de saída	102
4.4.2	Dependência do espectro do pulso com a potência de bombeamento e do sinal de entrada	104
4.4.3	Dependência do espectro do pulso com o comprimento da fibra de ganho	105
5	Conclusões e perspectivas	109
	Referências	111

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

No Laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos do Departamento de Física da UFPE foi montado um laser de pulsado de modos travados operando no comprimento de onda $\lambda = 1560$ nm cujo meio de ganho é uma fibra óptica dopada com o íon de terra rara, Er^{3+} . Os pulsos gerados por este laser têm duração da ordem de 140 femtosegundos (fs) e frequência de repetição de aproximadamente 146 MHz [12]. O objetivo final para o qual este sistema foi construído é no desenvolvimento de experimentos em Óptica Quântica e Física Atômica, e também na metrologia de frequências ópticas [26]. No que se refere à taxa de repetição e largura temporal dos pulsos, os objetivos iniciais deste projeto foram atingidos, mas a potência de pico e a energia por pulso medidos na saída do sistema ficaram em valores muito menores do que aqueles necessários para a maioria das aplicações experimentais pretendidas. Nesta dissertação apresentaremos os resultados do trabalho de construção de um amplificador que permita atingir as potências requeridas, mantendo as mesmas características do pulso original quanto à sua duração temporal.

Tendo em vista que o laser que desejamos amplificar é baseado na excitação de uma fibra dopada com érbio como meio de ganho então é natural que o amplificador também seja baseado em fibra dopada com érbio como meio amplificador para explorar a mesma ressonância durante o processo de amplificação.

Neste primeiro capítulo iniciamos por fazer uma breve revisão histórica do desenvolvimento dos amplificadores baseados em fibras ópticas dopadas com érbio, ou EDFA ("Erbium Doped Fiber Amplifier"). Este desenvolvimento está fortemente relacionado ao desenvolvimento dos sistemas de telecomunicação por fibras ópticas ocorrido nas décadas de 70 e 80. A seguir descrevemos alguns tipos básicos de amplificadores ópticos, a título de completeza. Posteriormente focalizamos na descrição das características do érbio como meio de ganho, incluindo a estrutura de níveis deste íon.

Finalmente, terminamos este capítulo com uma descrição mais detalhada da estrutura temática desta dissertação, descrevendo os assuntos que serão abordados em cada capítulo.

1.2 Contexto histórico

O primeiro estudo detalhado sobre a possibilidade do uso de fibras ópticas em sistemas de comunicações foi feito na Inglaterra, em 1966, por Charles Kao (prêmio Nobel de Física 2009) e seus colaboradores [23], estabelecendo as bases das comunicações por fibra óptica. No entanto, naquela época as melhores fibras apresentavam atenuações que eram da ordem de 1000 dB/km. Na época foi considerado que, a menos que a atenuação fosse reduzida para valores menores do que 20 dB/km, as fibras ópticas não seriam uma alternativa interessante. Para estes valores seria possível transmitir sinais por distâncias da ordem de 2 km que era o espaçamento regular entre repetidores em comunicação elétrica. A redução da potência do sinal neste caso seria da ordem de 40 dB, considerado aceitável.

Uma grande mudança viria a ocorrer em 1970, quando a companhia Corning Glass anunciou a obtenção de uma fibra óptica com uma atenuação de 20 dB/km para o comprimento de onda de 633 nm. Também, no mesmo ano, demonstrou-se que era possível operar um laser de semiconductor à temperatura ambiente. Neste momento iniciou-se uma corrida em que duas linhas de trabalho foram seguidas: 1) aperfeiçoamento dos vidros e os métodos de fabricação das fibras ópticas para reduzir ainda mais a atenuação e 2) desenvolvimento de lasers de semicondutores emitindo em faixas do espectro infravermelho, onde a atenuação dos vidros era menor.

Em 1973 foi obtida a atenuação de 2 dB/km em 850 nm (primeira janela de comunicação óptica), em 1976 a atenuação baixou para 0.5 dB/km em 1300 nm (segunda janela) e em 1979 foi alcançado 0.2 dB/km em 1550 nm (terceira janela), que foi reduzida em 1982 para 0.15 dB/km. Isto significava que a luz poderia propagar através de uma fibra óptica ao longo de distâncias da ordem de 100 km, sem necessidade de repetidores. As janelas de comunicação do espectro óptico são apresentadas na Fig.1.1 [11].

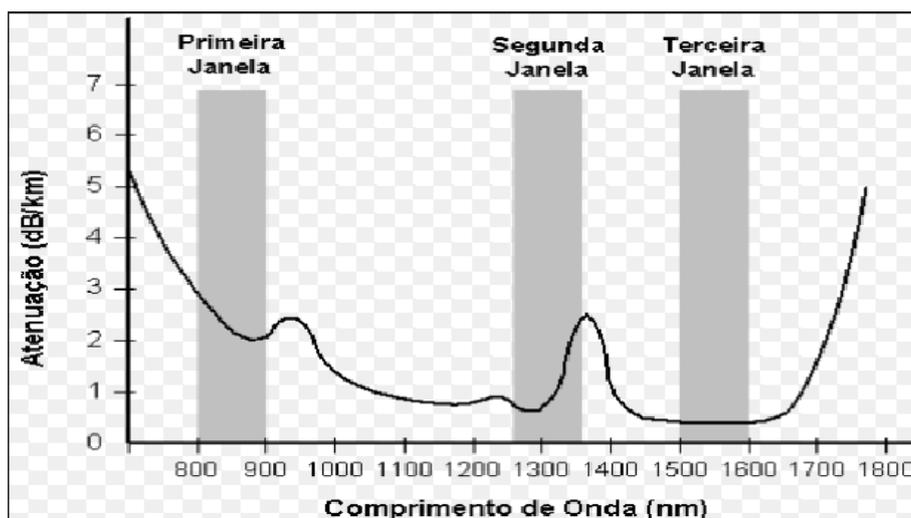


Figura 1.1 Ilustração da absorção de uma fibra óptica utilizada atualmente, com as respectivas janelas de comunicação [11].

Na década de 80 foi iniciada a instalação em larga escala de fibras ópticas para comunicações. Primeiro foram usadas fibras multimodo de "Step Index" ou salto de índice. Depois foram desenvolvidas fibras multimodo "Graded Index" ou de gradiente de índice (adequado para distâncias curtas, como LANs ou sistemas de vigilância por vídeo) e finalmente, fibra monomodo, projetado para sistemas de comunicação óptica de longa distância e de fácil manuseio.

Este progresso permitiu incrementar a capacidade de transmissão de informação das fibras ópticas, até atingir valores muito acima da capacidade das comunicações elétricas. Isso levou ao avanço na implementação de dispositivos ópticos para realizar funções que eram executadas por dispositivos elétricos. Esta tendência chegou até um dos dispositivos básicos nas comunicações: os repetidores ou amplificadores.

Quando o sinal transmitido através da fibra óptica é atenuado até atingir níveis mínimos de potência permitido, este é convertido num sinal elétrico por meio de um receptor, posterior-

mente é amplificado e regenerado, por meio de dispositivos eletrônicos, finalmente reconvertida em sinal óptico e introduzido na fibra novamente. Este método tinha desvantagens significativas para as redes futuras: em primeiro lugar, era muito complexo e em segundo lugar, este sistema não mostrou transparência ao método de codificação, o que significava que o instrumental eletrônico deveria ser sincronizado para poder codificar as sinais adequadamente. Isso introduzia um gargalo para o desenvolvimento das comunicações ópticas, razão pela qual, ainda nos anos 80, foi considerada a possibilidade de utilizar amplificadores ópticos, que amplificavam diretamente o sinal independente do tipo de codificação [24].

1.3 Tipos de amplificadores ópticos

É evidente que somente amplificadores ópticos facilmente conectáveis poderiam ser úteis para as redes de comunicação de fibra óptica. Isso limitou a escolha para dois tipos de amplificadores: os amplificadores ópticos de semiconductor, pelo pequeno tamanho e os amplificadores de fibra óptica, pela facilidade de integração à rede.

- **Amplificadores ópticos de semiconductor** ("Semiconductor Optical Amplifiers", SOAs). São baseados em estruturas semiconductoras assim como os lasers de diodos, mas não tem ressonador óptico. Eles apresentam problemas de dependência da polarização, cruzamento de canais (crosstalk) e dificuldade de encapsulamento. Em geral operam na segunda janela (1300 nm). O aspecto físico é apresentado na Fig.1.2
- **Amplificadores de fibra óptica** Aqui temos dois tipos de amplificadores; aqueles baseados em efeitos não lineares e os que são baseados em fibras ópticas ativas. Os amplificadores não lineares tem seu fundamento no espalhamento não linear da potência do comprimento de onda de bombeamento no comprimento de onda de sinal. Isto posto, existem dois tipos, segundo o efeito no qual é baseado: Brillouin ou Raman. Nos lasers baseados em fibras ativas, a amplificação é obtida pela emissão estimulada, correspondente à transição entre os níveis do íon dado pelos elementos lantanídeos em geral. Os comprimentos de onda de bombeamento e amplificação são determinados pela estrutura

de níveis dos íons: o íon de Er^{3+} apresenta ganho na região da terceira janela (1550 nm) e o íon de Pr^{3+} apresenta ganho na segunda janela (1300 nm).

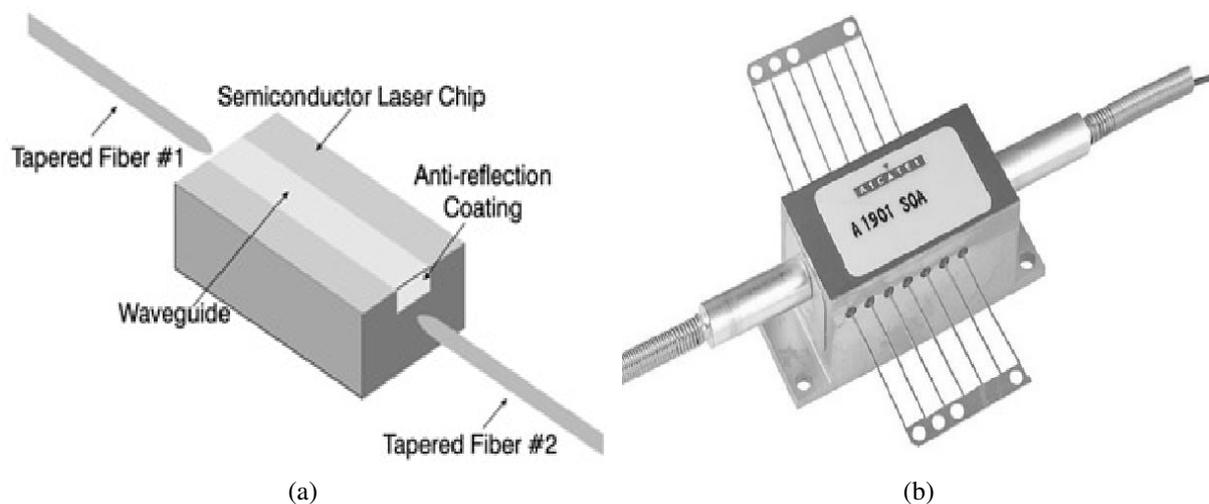


Figura 1.2 Amplificador óptico semiconductor. Diagrama interno (Fig.1.2a) [1] e encapsulado (Fig.1.2b) [15].

A grande vantagem dos amplificadores ópticos baseados em fibras ativas é o próprio fato de que são feitos em fibra. Isto reduz drasticamente os problemas apresentados pelos dispositivos SOA, uma vez que não é necessário alinhamento, dependem fracamente da polarização e não reduz o cruzamento de canais. O comprimento da fibra amplificadora requer de algumas dezenas de metros e a potência de bombeamento típica é de varias dezenas ou centenas de mW, dependendo do íon dopante.

1.4 Características dos amplificadores de fibra dopada com érbio (EDFA)

Os EDFA é mais comum dos amplificadores de fibras ativas. São os que tem as melhores características de todos os amplificadores baseados em fibra dopadas com lantanídeos, sendo possível obter ganhos até 50 dB (no regime de pequeno sinal de entrada), usando potências de bombeamento moderadas (dezenas de mW). Por outro lado a faixa espectral do amplificação engloba o intervalo desde 1530 até 1560 nm, correspondente à terceira janela. Isto é de especial

interesse para comunicações ópticas pela baixa atenuação que as fibras de sílica apresentam nesta faixa de comprimentos de onda.

Na montagem de um EDFA um dos componentes mais importantes é o laser de bombeamento, o qual determinará a potência máxima que se pode atingir na saída do amplificador. Existem três configurações básicas para o sistema de bombeamento: a) modo copropagante, no qual o sentido de propagação do feixe de bombeamento é o mesmo que o do sinal de entrada; b) modo contrapropagante, no qual o bombeamento propaga-se no sentido contrário ao do sinal de entrada; e c) modo copropagante e contrapropagante, que é uma mistura dos dois modos anteriores [13].

O laser de bombeamento usado tem sempre um comprimento de onda menor que o laser de sinal. Os comprimentos de onda para laser de bombeamento mais populares para esta aplicação são de 980 nm [14] [22], e de 1480 nm [8] [20] [21].

1.5 Estrutura temática

Na presente dissertação descrevemos o processo de construção e caracterização de um amplificador em fibra de érbio para um laser operando com as seguintes características (antes do processo de amplificação): duração temporal $\tau_p \approx 180$ fs; frequência de repetição $f_{rep} \approx 146$ MHz; potência média $P_{med} \approx 10$ mW; e energia por pulso $U_p \approx 70$ pJ. Para este fim, dividimos o texto em quatro capítulos com a seguinte estrutura temática:

- **Capítulo 2:** neste capítulo apresenta-se a teoria geral do sistema do amplificador. Isto inclui: o diagrama completo do sistema; a estrutura dos níveis do íon de érbio relevantes para a operação do amplificador; as equações de taxa das populações do íon de érbio, incluindo a análise do sistema no estado estacionário e finalmente no estado transiente. Também são descritos os efeitos produzidos resultantes da propagação dos pulsos através do amplificador, tais como a dispersão da velocidade de grupo (GVD) e os fenômenos produzidos pela não linearidade, concentrando no efeito da automodulação de fase.
- **Capítulo 3:** neste capítulo é descrito o procedimento de montagem do amplificador. Primeiro apresenta-se as características físicas dos diversos componentes utilizados, junta-

mente com sua caracterização. Posteriormente são caracterizadas cada etapa do sistema e finalmente são descritos os procedimentos e dispositivos utilizados para fazer as medições dos diferentes parâmetros dos pulsos amplificados.

- **Capítulo 4:** neste capítulo são apresentados e analisados os resultados referentes à operação do amplificador. Os parâmetros medidos são a potência (média) do sinal de entrada, a potência de bombeamento, o comprimento da fibra de ganho e a configuração dos comprimentos da fibra de entrada e de saída. O primeiro parâmetro de saída analisado é a potência de saída, depois o ganho, a largura temporal e finalmente o espectro do pulso de saída.
- **Capítulo 5:** o último capítulo é dedicado à apresentação das conclusões e as perspectivas relacionadas com a análise dos dados e as possíveis modificações para melhorar o desempenho do amplificador.

Capítulo 2

Análise teórica

Conforme descrito no Capítulo 1, nosso objetivo é construir e caracterizar um amplificador para aumentar a potência da saída de um laser de femtosegundos, operando em um comprimento de onda $\lambda_s = 1560$ nm. O amplificador projetado para atingir as potências necessárias para os experimentos a serem realizados no Laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos tem como componente central uma fibra óptica dopada com érbio, que constitui o meio amplificador ou meio de ganho. Para compreender o funcionamento do amplificador, neste capítulo iremos descrever os principais parâmetros do sistema e também algumas características dos processos que ocorrem durante o processo de amplificação.

Para compreender o problema que temos pela frente iniciamos por enumerar as características importantes da operação deste sistema:

- I. A intensidade do sinal de entrada é baixa para nossas aplicações finais, mas ainda assim bastante superior às intensidades de saturação do sistema. Efeitos de saturação, portanto, devem ser considerados;
- II. Devido ao fato do sinal ser pulsado, com uma duração temporal que é da ordem de 200 fs, efeitos de propagação linear e não linear devem ser levados em conta na descrição do amplificador;
- III. O laser a ser amplificado, ou laser de sinal, é pulsado, de modo que o processo é intrinsecamente transiente, com a população dos diversos níveis atômicos do érbio variando durante

a passagem do pulso pelo amplificador. Esta dinâmica da população durante o processo de amplificação deve ser considerada;

Iniciaremos a descrição do nosso sistema pela montagem experimental que foi concebida para o amplificador em fibra de érbio, apresentada na Fig. 2.1.

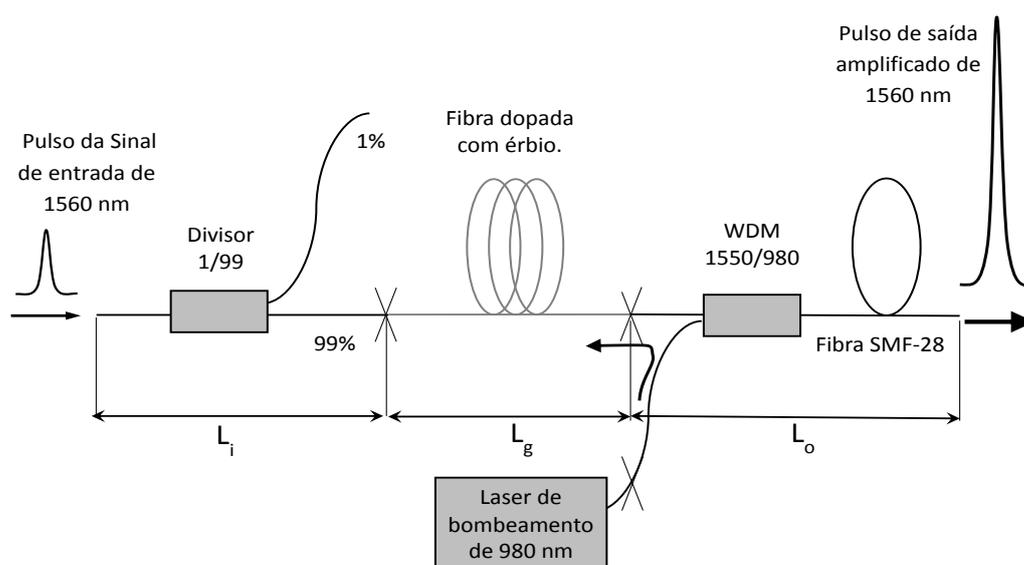


Figura 2.1 Diagrama completo do amplificador. WDM 980/1550 é um multiplexador ("Wavelength Division Multiplexer").

Na Fig. 2.1 podemos identificar a presença de vários elementos ópticos em fibra cujas características serão descritos em maiores detalhes no capítulo 3. No momento identificamos apenas as quatro seções principais:

- 1 A primeira seção é a entrada, onde chega o sinal de 1560 nm de baixa potência que será amplificado. Conforme será visto posteriormente, o comprimento da fibra de entrada é um parâmetro importante porque modifica as características do pulso a ser amplificado;
- 2 Na segunda seção o pulso passa pelo meio de ganho propriamente dito, constituído pela fibra dopada com érbio, onde acontece a amplificação do sinal de entrada;

- 3 A terceira seção é o laser de bombeamento, que fornece a energia que será usada para amplificar o sinal. Este laser opera em um comprimento de onda de $\lambda = 980$ nm e é responsável por produzir a inversão de população na fibra de érbio.
- 4 A última parte do amplificador é a fibra de saída do sinal já amplificada de 1560 nm, na qual se filtra o feixe de bombeamento de 980 nm. O comprimento desta fibra é importante para determinar as características temporais do pulso na saída do amplificador.

A descrição detalhada de cada uma destas etapas será apresentada no capítulo 3. No presente capítulo, iremos nos concentrar nos aspectos mais importantes do meio de ganho. Na Sec. 2.1 comentamos as propriedades gerais do meio de ganho e apresentamos a estrutura de níveis do íon de érbio. Nesta seção também discutimos a simplificação ao modelo de três níveis que será usado para a descrição do amplificador. O comportamento ao nível microscópico da interação entre os fótons e os íons é descrito pela equação de taxa de população que será apresentada na Sec. 2.2. Na Sec. 2.3 analisamos o comportamento do sistema no modo CW ou modo estacionário, ou seja, supondo que o sinal de entrada não varia no tempo. Também nesta seção analisaremos a forma como a potência de bombeamento e o ganho variam ao longo da fibra. A análise quando o sinal de entrada chega na forma de um pulso é realizada na Sec. 2.5. Os efeitos da propagação, descritos pela dispersão da velocidade de grupo e a automodulação de fase (efeito Kerr) são apresentados nas Sec. 2.7 e 2.8, respectivamente.

2.1 Modelo de três níveis do íon de érbio

O comprimento de onda central de operação do nosso laser de sinal é determinado pela separação em energia de um par de níveis do íon de érbio Er^{3+} . O comprimento de onda correspondente encontra-se dentro da chamada "*banda C*" em sistemas de telecomunicações ópticas [5].

Para a construção de um laser ou amplificador envolvendo pulsos com durações na escala de femtosegundos um parâmetro fundamental a ser considerado é a largura de banda do meio de ganho. No érbio esta largura é de aproximadamente 90 nm, cobrindo a região compreendida entre os comprimentos de onda de 1520 e 1610 nm. Isto é fundamental para que o espectro do pulso a ser amplificado esteja contido na região de ganho do meio.

As características importantes de operação do amplificador, tais como o fator de amplificação e suas propriedades de saturação são determinadas tanto pelas propriedades intrínsecas do íon de érbio tais como seções de choque e tempos de vida, quanto pelas suas propriedades extrínsecas, tais como o diâmetro da fibra, seu comprimento e o nível de dopagem no núcleo da fibra. Para a análise do funcionamento do amplificador, os níveis de energia relevantes estão mostrados na Fig. 2.2, onde também são ilustrados os processos de absorção da radiação do feixe de bombeamento e a transição em que ocorre a amplificação do laser de sinal.

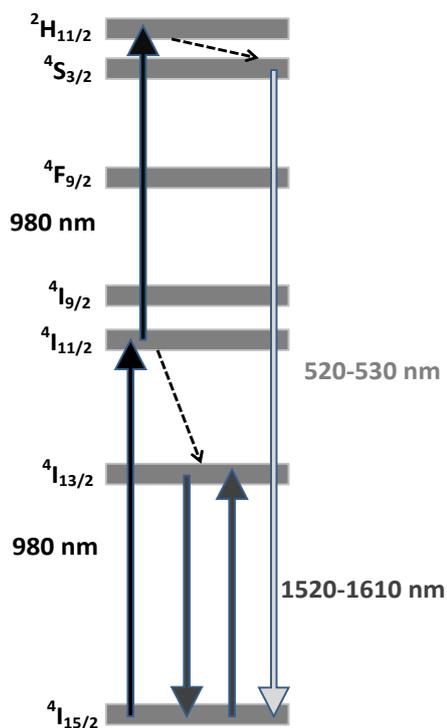


Figura 2.2 Níveis de energia do érbio

Na Fig. 2.2 vemos que a transição que amplifica o sinal em 1560 nm ocorre entre os níveis ${}^4I_{13/2}$, correspondente ao estado que denominaremos $|1\rangle$ na Fig. 2.3, e ${}^4I_{15/2}$, correspondente ao estado fundamental, que denominaremos $|0\rangle$.

O laser de bombeamento, que opera no comprimento de onda $\lambda_b = 980$ nm inicialmente excita os íons a partir do estado fundamental ${}^4I_{15/2}$ para o estado ${}^4I_{11/2}$, que denominamos por $|2\rangle$. Um processo de decaimento não-radioativo leva os íons ao estado $|1\rangle$, invertendo a população e preparando os átomos para o processo de amplificação

O tempo de vida do nível ${}^4I_{11/2}$ é desprezível comparado com o dos demais níveis, sendo que este tempo varia entre 4 – 10 μs [10], dependendo da matriz vítrea. O tempo de vida do nível ${}^4I_{13/2}$, por exemplo, é da ordem de 10 ms, permitindo que a população acumule-se neste nível. Devido à pequena população que fica no estado ${}^4I_{11/2}$, a taxa de absorção deste estado ${}^4I_{11/2}$ para o estado ${}^2H_{11/2}$ fica reduzida mas não se anula, conforme pode ser visto pela emissão de radiação verde em aproximadamente 520 nm. Em nosso tratamento, no entanto, desprezaremos a participação destes níveis. Dadas estas considerações, o sistema pode ser modelado por um sistema de três níveis [25], conforme mostrado na Fig. 2.3.

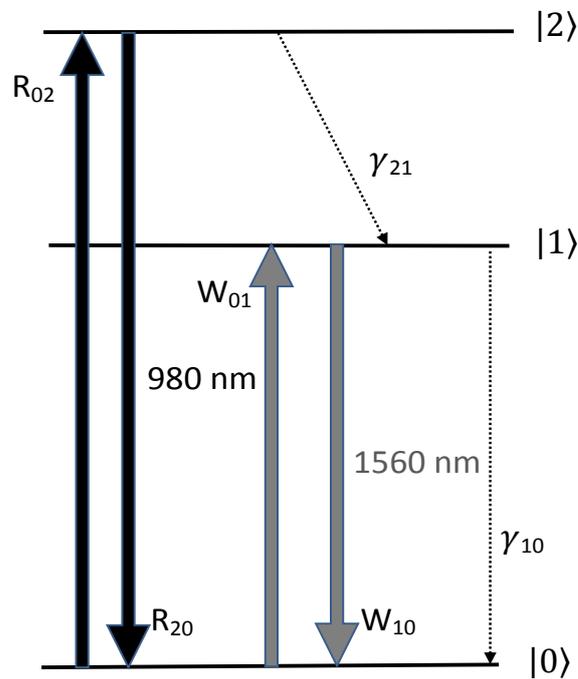


Figura 2.3 Modelo simplificado de 3 níveis do amplificador de fibra dopada com érbio.

Na Fig. 2.3 são mostrados os processos de absorção e emissão estimulada relativos ao feixe de bombeamento com comprimento de onda λ_b , denotadas por R_{02} e R_{20} , respectivamente. Também são mostrados os processos de as taxas de absorção, emissão estimulada e emissão espontânea no comprimento de onda λ_s do feixe de sinal, denotadas por W_{01} , W_{10} e γ_{10} , respectivamente. A descrição de cada um destes parâmetros será feita na próxima seção.

Os principais parâmetros que determinam quantidades importantes como a potência de saturação ou ganho de um feixe óptico em um meio dopado com érbio são os tempos de decaimento

e de defasagem do nível superior. Estes determinam as seções de choque de absorção e emissão da transição de laser de sinal de entrada e de bombeamento.

Alguns dos parâmetros relevantes para uma fibra óptica (silicato) dopada com érbio são mostrados na Tab. 2.1. Os parâmetro intrínsecos do íon de érbio nesta tabela são obtidos na literatura ao passo que os parâmetros extrínsecos, são particulares da fibra escolhida por nós na construção do amplificador [29]. As referências desta fibra são: Liekki (Fabricante) - ER80-8/125.

Símbolo	Descrição	Valor
σ_s^e	Seção de choque de emissão para 1560 nm	$2.70_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [30]
σ_s^a	Seção de choque de absorção para 1560 nm	$2.50_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [30]
σ_b^e	Seção de choque de emissão para 980 nm	$2.30_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [30]
σ_b^a	Seção de choque de absorção para 980 nm	$1.9_{-0.3}^{+0.3} \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ [30]
τ_{10}	Tempo de vida meia do nível excitado	10-12 ms [6] [30]
τ_{21}	Tempo de vida meia do nível bombeio	4-10 μs [10]
Γ_s	Factor de superposição da sinal de entrada	0.43 [2]
Γ_b	Factor de superposição do laser de bombeamento	1 [2]
$A_{dB/m}^s$	Absorção da fibra em 1560 nm	$40_{\pm 5} \text{ dB/m}$ [29]
$A_{dB/m}^b$	Absorção da fibra em 980 nm	$45_{\pm 5} \text{ dB/m}$ [29]
n	Índice de refração da fibra	1.5
MFD	Diâmetro de modo de campo	$9.5_{\pm 0.8} \times 10^{-4} \text{ cm}$ [29]
NA	Abertura numérica	0.13 [29]
β_2	parâmetro de velocidade de grupo	$0.057 \text{ Ps}^2/\text{m}$ [14]
D	Disperção	$-17 \text{ Ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ [21]

Tabela 2.1 Parâmetros importantes da fibra de ganho

A partir da Tab. 2.1 podemos determinar outros parâmetros importantes. Um destes é a área efetiva do modo dentro da fibra A_{eff} , o qual é obtido através da seguinte expressão

$$A_{eff} = \pi \left(\frac{MFD}{2} \right)^2 \quad (2.1)$$

onde MDF ("mode field diameter") é o parâmetro que descreve a forma como a potência do feixe é distribuída dentro da fibra. Normalmente o tamanho do MDF é maior que o diâmetro do núcleo da fibra como se apresenta na Fig. 2.4

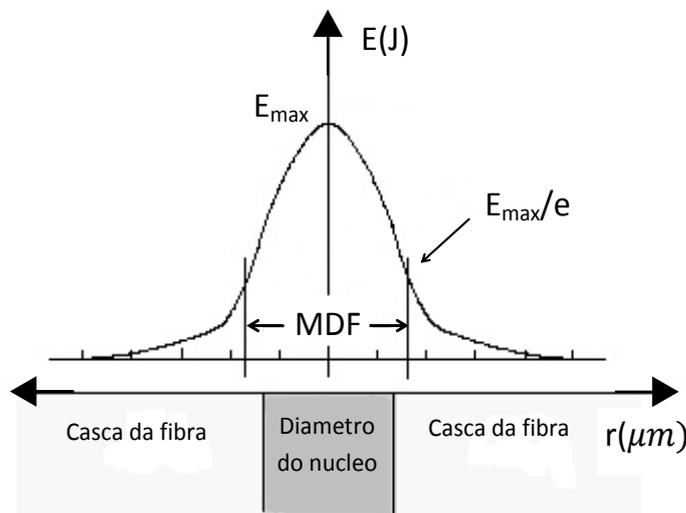


Figura 2.4 Definição de MDF com respeito ao diâmetro do núcleo.

O parâmetro MDF é definido como a distância entre os pontos onde a intensidade do campo elétrico decai até 0.37 vezes ou $1/e$ da amplitude máxima. Então a área efetiva de modo A_{eff} é obtida tomando o valor $MFD/2$ como raio.

O coeficiente de absorção α , que está relacionado à absorção em dB/m dada na Tab. 2.1 pelo fabricante, é determinado pela seguinte Eq. [12]

$$\alpha = \frac{A_{dB/m}}{10} \ln(10) \quad (2.2)$$

onde $A_{dB/m}$ é o parâmetro de absorção medido em dB/m (decibéis por metro).

A concentração de íons N_A na fibra não é fornecida pelo fabricante, mas podemos obter uma boa estimativa desta quantidade a partir do coeficiente de absorção do feixe de bombeamento α_b e da seção de choque σ_b^a a partir da expressão Eq. 2.3 [2]

$$\alpha_b = N_A \sigma_b \Gamma_b \quad (2.3)$$

onde Γ_b é o fator de superposição entre o modo do feixe de bombeamento para λ_b e a região dopada com érbio. Em geral este fator é $\Gamma_b \approx 1$. Para o feixe de sinal a expressão equivalente é

$$\alpha_s = N_A \sigma_s \Gamma_s \quad (2.4)$$

onde Γ_s é a superposição entre o modo da radiação para λ_s e a região dopada. Como $\lambda_s > \lambda_b$ o diâmetro modal para o sinal é maior que para o feixe de bombeamento, de modo que em geral verifica-se que $\Gamma_s < \Gamma_b$ [2]. Não é incomum obter valores para Γ_s menores que 0,5.

Usando a Tab. 2.1 podemos obter os parâmetros mostrados na Tab. 2.2. É claro que a densidade de íons, por exemplo, é fundamental para determinar a energia total que pode ser acumulada na fibra permitindo, a priori, determinar a energia que podemos extrair do sistema.

Símbolo	Descrição	Valor
A_{eff}	Área efectiva de modo fundamental	$7_{-1}^{+1} \times 10^{-7} \text{ cm}^2$
α_s	Coeficiente de absorção da sinal de entrada	$0.09_{-0.01}^{+0.01} \text{ cm}^{-1}$
α_b	Coeficiente de absorção do laser de bombeio	$0.1_{-0.01}^{+0.01} \text{ cm}^{-1}$
N_A	Concentração de íons de érbio Por unidade de volume	$6_{-1}^{+1} \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Tabela 2.2 Parametros calculados na fibra de ganho.

2.2 Equações de taxa para as populações do meio de ganho

Nesta seção deduzimos as chamadas equações de taxa para as populações dos níveis do íon de érbio que são relevantes para o processo de amplificação óptica. Isto será feito a partir do

modelo de três níveis descrito na Seç. 2.1. A análise do comportamento das populações nos permitirá calcular o ganho.

É importante lembrar que as equações de taxa são uma simplificação de um problema mais complexo que ultimamente requer a solução das equações de Maxwell-Bloch [31]. Estas equações levam em consideração as coerências ópticas, cuja relaxação é regida pelo tempo de coerência T_2 da transição entre os níveis de interesse. A possibilidade de descrever este sistema através de equações de taxa deve-se ao fato de que T_2 é extremamente curto para fibras de érbio à temperatura ambiente [32], permitindo focalizar atenção apenas nas populações e eliminar as coerências. Este é o tratamento adotado por quase todos os trabalhos que tratam de amplificadores a fibra de érbio.

Iniciamos por definir as populações por unidade de volume nos estados $|0\rangle$, $|1\rangle$ e $|2\rangle$ por N_0 , N_1 e N_2 , respectivamente. Como o sistema é fechado, a soma destas populações é constante, dada pelo número total de íons por unidade de volume.

$$N_0 + N_1 + N_2 = N_A . \quad (2.5)$$

Nas subseções 2.2.1 e 2.2.2 que seguem descrevemos como o laser de bombeamento e a passagem do pulso a ser amplificado alteram estas populações.

2.2.1 Bombeamento

De acordo com a Fig. 2.3 a inversão da população do íon de érbio inicia-se pela absorção do laser de bombeamento em $\lambda_b = 980$ nm que conecta os estados $|0\rangle$ e $|2\rangle$. Os processos que envolvem estes estados são: i) absorção; ii) emissão estimulada e iii) decaimento espontâneo do estado $|2\rangle$.

Os processos de absorção e emissão da radiação do laser de bombeamento podem ser descritos em termos da seção de choque de absorção σ_b^a , e emissão σ_b^e relacionada esta transição. Na Fig. 2.5 ilustramos um feixe de fótons do laser de bombeamento, com frequência angular ω_b e densidade (número de fótons por unidade de volume) n_b , propagando com velocidade de

grupo v_g e incide sobre o íon. Nosso objetivo aqui é determinar as diferentes contribuições para taxa de variação das populações N_0 e N_2 , definidas por

$$R_i = \frac{dN_i}{dt} \quad \text{com } i = 0, 2, \quad (2.6)$$

A energia de cada fóton é $\hbar\omega_b$, onde h é a constante de Planck e $\hbar = h/2\pi$. Pela definição da seção de choque, todos os fótons localizados no cilindro de seção reta σ_b^a serão absorvidos pelo íon. A absorção de ΔN_b fótons do laser de bombeamento na transição $0 \rightarrow 2$ produz uma variação das populações dos respectivos estados: $\Delta N_0 = -\Delta N_2 = -\Delta N_b$.

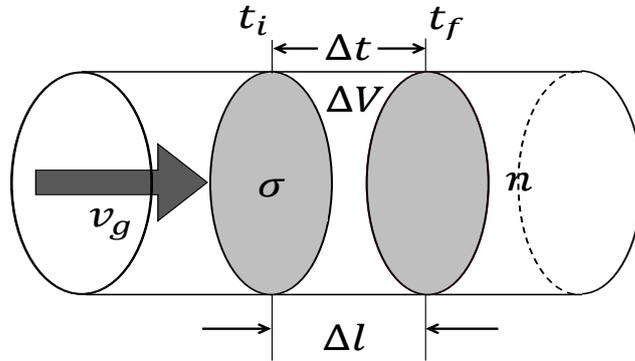


Figura 2.5 Interação entre o íon Er^{3+} de seção de choque de absorção σ e os fótons do laser de bombeamento, onde σ é a área que é deslocada num tempo Δt formando um volume ΔV que contém uma densidade n de fótons.

O volume do cilindro é

$$\Delta V = \sigma_b^a \Delta l \quad (2.7)$$

Quando o feixe propaga-se da posição inicial, no tempo t_i , até posição final, no tempo $t_f = t_i + \Delta t$, a distância percorrida é

$$\Delta l = v_g \Delta t, \quad (2.8)$$

e o número de fótons absorvidos no volume ΔV é

$$\Delta N_b = -\Delta N_0 = \Delta N_2 = n_b \Delta V N_0, \quad (2.9)$$

permitindo determinar a taxa de variação das populações do níveis 0 e 2

$$R_{0 \rightarrow 2} = -\frac{\Delta N_0}{\Delta t} = \frac{\Delta N_2}{\Delta t}. \quad (2.10)$$

Substituindo as Eqs. 2.7, 2.8 na Eq. 2.9, e dividindo a expressão por Δt obtemos as taxas de variação das populações devido ao processo de emissão estimulada

$$\left. \frac{\Delta N_b}{\Delta t} \right|_{abs} = -\left. \frac{\Delta N_0}{\Delta t} \right|_{abs} = \left. \frac{\Delta N_1}{\Delta t} \right|_{abs} = \sigma_b^a v_g n_b N_0. \quad (2.11)$$

Para determinar a taxa de variação total das populações devido os processos envolvendo fótons na transição $0 \rightleftharpoons 2$ precisamos incluir também a emissão estimulada, correspondente ao processo $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ o procedimento é similar ao que permitiu chegar à Eq. 2.11. Acrescentando esta contribuição, obtemos

$$\frac{\Delta N_b}{\Delta t} = -\frac{\Delta N_0}{\Delta t} = \frac{\Delta N_2}{\Delta t} = \sigma_b^a v_g N_0 n_b - \sigma_b^e v_g N_2 n_b = v_g n_b (\sigma_b^a N_0 - \sigma_b^e N_2). \quad (2.12)$$

Referente à Eq. 2.12, a diferença das seções de choque de absorção e emissão, σ_b^a e σ_b^e é determinada pelas degenerescências dos estados excitados e fundamental [13, 25]. Os processos de absorção e emissão estimulada da Eq. 2.12 podem ser reescritos em termos da intensidade I_b do feixe de bombeamento usando a relação

$$I_b = n_b v_g \hbar \omega_b. \quad (2.13)$$

Conforme a Fig. 2.3, além dos termos de absorção e emissão estimulada, precisamos incluir os termos de decaimento dos estados $|2\rangle$ e $|1\rangle$. Estas contribuições são: a) decaimento $2 \rightarrow 1$; b) decaimento $2 \rightarrow 0$; e c) decaimento $1 \rightarrow 0$ com taxas γ_{21} ; γ_{20} ; e γ_{10} respectivamente. Incluindo estes termos, e levando em conta os respectivos sinais e as populações, as taxas de variação das populações N_0 e N_2 ficam [13]

$$\frac{dN_0}{dt} = -W_{02} N_0 + W_{20} N_2 + \gamma_{20} N_2 + \gamma_{10} N_1 \quad (2.14)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{02}N_0 - W_{20}N_2 - \gamma_{21}N_2 - \gamma_{20}N_2; , \quad (2.15)$$

onde definimos as taxas de transição por

$$W_{02} = \sigma_b^a v_g n_b = \frac{\sigma_b^a I_b}{\hbar \omega_b} \equiv W_b , \quad (2.16)$$

e

$$W_{20} = \sigma_b^e v_g n_b = \frac{\sigma_b^e I_b}{\hbar \omega_b} \equiv \chi_b W_b , \quad (2.17)$$

explicitando a dependencia das taxas W_{02} e W_{20} com a intensidade I_b . Para simplificar a notação, foi introduzido o parâmetro χ_b , definido como a razão entre a seção de choque de emissão e a seção de choque de absorção para o comprimento de onda do laser de bombeamento, isto é [25]

$$\chi_b = \frac{\sigma_b^e}{\sigma_b^a} . \quad (2.18)$$

O principal mecanismo de decaimento da população do estado $|2\rangle$ é uma transição não-radiativa ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ envolvendo a emissão de fônons [13]. A taxa de decaimento associada ao processo $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ é

$$\gamma_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} , \quad (2.19)$$

onde o tempo de decaimento é dado na Tab. 2.1. Para a fibra de vidros silicatos τ_{21} é um dos menores tempos característicos e o resultado disto é que a população N_2 é desprezível, em geral. Com isto

$$N_2 \approx 0 \quad \Rightarrow \quad N_A = N_0 + N_1 + N_2 \approx N_A = N_0 + N_1 , \quad (2.20)$$

conforme será verificado posteriormente. A aproximação na Eq. 2.20 acima simplifica consideravelmente o problema.

2.2.2 Populações na transição do amplificador

Enquanto na Sec. 2.2.1 nosso foco era a transição $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ associada ao laser de bombeamento, nesta seção iremos nos concentrar na transição $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$, em que ocorre o processo de amplificação do laser de sinal.

De acordo com o modelo de três níveis da Fig. 2.3, e seguindo as idéias desenvolvidas em 2.2.1, a equação de taxa de população dos íons no nível excitado $|1\rangle$ será [13]

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{01} N_0 - W_{10} N_1 - \gamma_{10} N_1 + \gamma_{21} N_2 . \quad (2.21)$$

Similar às contribuições que aparecem na Eq. 2.15, os termos que aparecem na Eq. 2.21 são

- $W_{01} N_0$: absorção do laser de sinal em λ_s produzindo a transição $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$;
- $W_{10} N_1$: emissão estimulada no processo $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$;
- $\gamma_{10} N_1$: decaimento $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ por emissão espontânea
- $\gamma_{21} N_2$: decaimento não radiativo $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$.

Da mesma forma que na Eq. 2.19, a taxa de decaimento γ_{10} está relacionado ao tempo de decaimento τ_{10} do estado excitado $|1\rangle$, apresentado na Tab. 2.1, de acordo com a definição

$$\gamma_{10} \equiv \frac{1}{\tau_{10}} \quad (2.22)$$

Usando uma definição ligeiramente diferente à que foi usada nas Eqs. 2.16 e 2.17, as taxas de emissão e absorção tomam as seguintes formas

$$W_{01} = \chi_s W_s , \quad (2.23)$$

$$W_{10} = W_s , \quad (2.24)$$

Diferentemente da Eq. 2.18, definimos o parametro χ_s como a razão entre a seção de choque de absorção e a seção de choque de emissão para o comprimento de onda $\lambda_s = 1560$ nm do laser de sinal [25], ou seja

$$\chi_s = \frac{\sigma_s^e}{\sigma_s^a}, \quad (2.25)$$

onde σ_s^a é a seção de choque de absorção e σ_s^e é a seção de choque de emissão do laser de sinal. Assim como na Eq. 2.17, a taxa de emissão estimulada para o sinal de entrada W_s está relacionado com a intensidade I_s do sinal

$$W_s \equiv \frac{I_s \sigma_s^e}{h \nu_s} \quad (2.26)$$

Com a mudança nos parâmetros as equações de taxa 2.15 e 2.21 transformam-se em

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{21}N_2 + (N_0\chi_s - N_1)W_s - \gamma_{10}N_1 \quad (2.27)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_0 - N_2\chi_b)W_b - \gamma_{21}N_2 \quad (2.28)$$

As Eqs. 2.27 e 2.28 acima, juntamente com a Eq. 2.5 que fixa a população total de íons, constituem o sistema de equações que permite descrever o comportamento das populações durante o processo de amplificação do laser de sinal. A partir deste sistema poderemos calcular o ganho óptico do amplificador.

Para proceder na comparação dos dados experimentais com a teoria descrita nesta é interessante adequarmos as equações de taxa para as populações do meio de ganho à geometria da fibra. Para isto lembramos que as taxas W_b e W_s definidas nas Eqs. 2.16 e 2.26 dependem das intensidades I_b e I_s respectivamente. Estas, por sua vez, estão relacionadas às potências através de

$$I_{s,b} = \frac{P_{s,b}}{A_{eff:s,b}}, \quad (2.29)$$

onde $I_{s,b}$ denota as intensidades dos feixes de sinal e de bombeamento, respectivamente. A área efetiva $A_{eff:s,b}$ varia com o comprimento de onda, mas a título de simplificar o problema, consideramos $A_{eff:s} \approx A_{eff:b}$. No caso da fibra de ganho usada em nosso amplificador, Liekki - ER80-8/125, o diâmetro modal fornecido pelo fabricante é $MFD = 9,5 \mu\text{m}$, conforme a Tab. 2.1. Conhecendo a área efetiva da fibra podemos expressar as taxas de absorção e emissão estimulada em termos da potência do laser de bombeamento ou de sinal.

$$W_b \equiv \frac{I_b \sigma_b^a}{h \nu_b} = \frac{P_b}{h \nu_b} \cdot \frac{\sigma_b^a}{A_{eff}} . \quad (2.30)$$

$$W_s \equiv \frac{I_s \sigma_s^e}{h \nu_s} = \frac{P_s}{h \nu_s} \cdot \frac{\sigma_s^e}{A_{eff}} . \quad (2.31)$$

A parametrização em termos da potência é mais natural, tendo em vista que esta é a quantidade medida mais diretamente.

Neste momento é interessante estimar a taxa W_b , relacionada à taxa de absorção do feixe de bombeamento. Dado que nosso laser de bombeamento atinge a potência máxima de $P_b = 0.84 \text{ W}$; e usando os demais valores da Tab. 2.1: $\sigma_b = 1.9 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$; $h\nu_b = 2.02 \times 10^{-19} \text{ J}$, obtemos $W_b \approx 1,1 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, ou $W_b^{-1} \approx 90 \mu\text{s}$. Esta taxa deve ser comparada com $\gamma_{21}^{-1} \approx 5 \mu\text{s}$, de modo que

$$\gamma_{21} \gg W_b , \quad (2.32)$$

significando que a taxa de bombeamento do estado $|2\rangle$, mesmo para as maiores potências do nosso laser de bombeamento, ainda é pequena comparada à taxa com a qual este nível é “esvaziado” pelo decaimento não-radiativo para o estado $|1\rangle$. Este resultado é importante para a descrição do íon de érbio como meio de ganho.

Para o caso da sinal de entrada onde a potência máxima atingida pelo pulso é $P_s = 0.01 \text{ W}$; e usando os demais valores da Tab. 2.1: $\sigma_s^e = 2.7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$; $h\nu_s = 1.27 \times 10^{-19}$, obtemos

$W_s \approx 3 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$, ou $W_s^{-1} \approx 3.3 \text{ ms}$. Comparando com as outras taxas de decaimento temos que

$$\gamma_{21} \gg W_b \gg W_s, \quad (2.33)$$

Algumas constantes especiais usadas nesta seção apresenta-se na Tab. 2.3.

Símbolo	Descrição	Valor
\hbar	Constante de Planck	$1.054 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
ω_s	Frequência angular da sinal de entrada de 1560 nm	$1.21 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$
ν_s	Frequência da sinal de entrada de 1560 nm	$1.92 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$
ω_b	Frequência angular do laser de bombeio de 980 nm	$1.92 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$
ν_b	Frequência do laser de bombeio de 980 nm	$3.06 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$
χ_s	Razon de absorção-emissão da sinal de entrada	0.93
χ_b	Razon de emissão-absorção do laser de bombeamento	1.21
$\hbar\omega_s$	Energia de um fóton da sinal de entrada de 1560 nm	$8.01 \times 10^{-19} \text{ J}$
$\hbar\omega_b$	Energia de um fóton do laser de bombeio de 980 nm	$1.27 \times 10^{-18} \text{ J}$

Tabela 2.3 Principais constantes usadas na equação da taxa de população.

2.3 Regime estacionário

Nesta seção analisaremos as Eqs. 2.27 e 2.28 no regime estacionário. Isto significa que todas as derivadas temporais são nulas, isto é $d/dt \rightarrow 0$. No caso da Eq. 2.28, supomos que a intensidade do laser de bombeamento é constante, de modo que W_b também é constante. Com isto

$$(N_0 - N_2\chi_b)W_b - \gamma_{21}N_2 = 0, \quad (2.34)$$

com o que obtemos

$$N_2 = \frac{W_b}{\gamma_{21} + \chi_b W_b} N_0. \quad (2.35)$$

Da Eq. 2.35 acima verificamos que, $N_2 \ll N_0$, indicando que esta população pode ser desprezada, conforme foi feito na Eq. 2.20. Resolvemos a Eq. 2.27 no estado estacionário, e supondo que o laser de sinal não está presente, significando que $W_s = 0$. Com isto

$$\gamma_{21} N_2 + (N_0 \chi_s - N_1) W_s - \gamma_{10} N_1 = 0 \quad \Rightarrow \quad N_2 = \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} N_1. \quad (2.36)$$

Usando os dados da Tab. 2.1, verificamos que $\gamma_{10}/\gamma_{21} \approx 1/1500$. Juntando a condição de normalização da população, Eq. 2.5 obtemos, a população N_1 em termos do número de íons por unidade de volume N_A

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{W_b N_A}{W_b + \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} \cdot (W_b + \gamma_{21} + \chi_b W_b)} = \frac{W_b N_A}{W_b \left[1 + \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} (1 + \chi_b) \right] + \gamma_{10}} \\ &\approx \frac{W_b}{W_b + \gamma_{10}} N_A. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Usando a Eq. 2.30 e definindo a potência de saturação de bombeamento [13], P_b^{sat} permitem reescrever 2.37 na forma

$$N_1 = \frac{P_b}{P_b + P_b^{sat}} N_A \quad (2.38)$$

onde

$$P_b^{sat} \equiv \frac{\gamma_{10} h \nu_b A_{eff}}{\sigma_b^a} = I_b^{sat} A_{eff}. \quad (2.39)$$

onde também usamos a definição usual da intensidade de saturação I_b^{sat} . Com os dados da Tab. 2.1 obtemos

$$P_b^{sat} \approx 7,53 \text{ mW} \quad \text{e} \quad I_b^{sat} \approx 10,6 \text{ kW/cm}^2. \quad (2.40)$$

Como as potências de bombeamento usadas em nosso amplificador são da ordem de $P_b \approx 0,5 - 1$ W, claramente ultrapassa a potência de saturação, o que produz um *regime de forte saturação* com respeito ao bombeamento.

Também podemos resolver o sistema para as populações N_0 e N_2 , obtendo

$$N_0 \approx \frac{P_b^{sat} + \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} \chi_b P_b}{P_b + P_b^{sat}} N_A, \quad (2.41)$$

e

$$N_2 = \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} N_1 \approx \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} \frac{P_b}{P_b + P_b^{sat}} N_A. \quad (2.42)$$

2.4 Propagação e ganho no regime estacionário

Conforme visto na Sec. 2.3, o ganho experimentado pelo laser de sinal no amplificador a fibra de érbio depende da posição e do tempo. A dependência espacial tem relação com o fato de que o feixe de bombeamento é absorvido ao longo da fibra, resultando numa distribuição da inversão de população não uniforme no espaço. Em nosso caso a dependência temporal deve-se ao fato de que o laser de sinal é constituído por um trem de pulsos de alta taxa de repetição: $f_{rep} \approx 146$ MHz. A passagem de cada pulso modifica as populações, que é "recomposta" pelo laser de bombeamento entre um pulso e outro.

2.4.1 Ganho não saturado

Dado a complexidade do problema, optamos por iniciar do ponto mais simples. Nesta seção iremos iniciar com uma análise do modo estacionário (regime CW), inicialmente supondo que o coeficiente de ganho para a sinal de entrada é constante ao longo do comprimento L da fibra de érbio, ou seja $g(z) = g_0$. A segunda consideração é que a potência do sinal de entrada é menor que a potência de saturação de nível da saturação.

Esta última consideração merece uma discussão à parte. Conforme iremos verificar posteriormente, a potência de pico do pulso de entrada, P_{pico} é muitas ordens de grandeza maior que a potência de saturação da transição de amplificação P_s^{sat} . Mas a quantidade de interêsse para

determinar a variação das populações do amplificador é a energia do pulso, U_{pulso} que deve ser comparada à energia de saturação, U_{sat} . Aqui ocorre o inverso: $U_{pulso} \ll U_{sat}$, então a propagação da potência do laser de sinal de entrada com respeito ao comprimento da fibra de ganho em este caso é dada pela expressão Eq. 2.43

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = g_0 P_s(z) \quad (2.43)$$

onde $P_s(z)$ é a potência do laser de sinal de entrada em qualquer ponto da fibra. Agora resolvendo a equação diferencial Eq. 2.43 para $P_s(z)$, temos que a potência na saída da fibra de ganho é dada pela Eq. 2.44

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_0 L) \quad (2.44)$$

onde $P_s(L)$ é a potência na saída e $P_s(0)$ é a potência na entrada da fibra de ganho, g_0 é o coeficiente ganho no início e não muda uma vez que se propaga através da fibra, e L é o comprimento total da fibra de érbio.

De acordo com a Eq. 2.44 temos que el comportamento da intensidade do laser de sinal de entrada através da fibra de ganho é apresentada na Fig. 2.6.

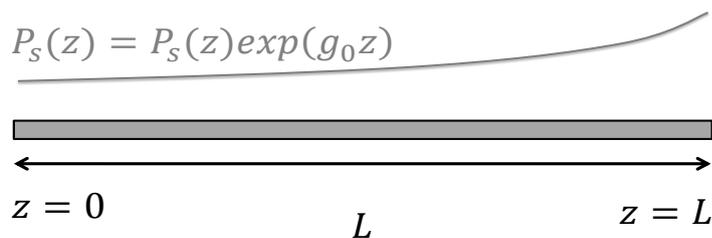


Figura 2.6 Comportamento da potência do sinal de entrada através da fibra

A definição de ganho é dada pela expressão

$$G \equiv \frac{P_{out}}{P_{in}}. \quad (2.45)$$

Sustituindo a definição anterior de ganho na Eq. 2.44, temos que

$$G_0 = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = \exp(g_0L), \quad (2.46)$$

onde G_0 é o ganho para pequenas sinais ou para um sistema não saturado.

Continuando com a análise no modo CW, agora vamos ver o comportamento do sistema quando interage com o laser de bombeamento de 980 nm de comprimento de onda, tomando as mesmas considerações que para o caso da sinal do laser de entrada. Devido ao bombeamento contrapropagante, onde o laser de bombeamento vai no sentido oposto ao sinal de entrada, é mais simples usar outra variável que chamamos de z' que é diferente da variável z no sentido que é a distância medida desde o final da fibra, esta relação é expresada pela Eq. 2.47

$$z' = L - z, \quad (2.47)$$

onde L é o comprimento total da fibra e z é o comprimento de qualquer ponto em relação ao início da fibra. Para o sistema que fica inicialmente em estado de não saturação da absorção de bombeamento, neste caso a propagação da potência do laser de bombeamento ao longo da fibra de ganho é

$$\frac{dP_b}{dz'} = -\alpha_b P_b, \quad (2.48)$$

onde P_b é a potência do laser de bombeamento, z' é o comprimento da fibra de ganho respeito ou final de esta e α_b é o coeficiente de absorção da fibra de ganho. Resolvendo a equação diferencial Eq. 2.48 para P_b , temos que a propagação da potência do laser de bombeamento através da fibra de ganho é determinada por la Eq. 2.49

$$P_b(z') = P_b(0) \exp[-\alpha_b(L - z)], \quad (2.49)$$

onde $P_b(z)$ é a potência do laser de bombeamento em algum ponto da fibra e $P_b(0)$ é a potência de bombeamento ao final da fibra de ganho.

2.4.2 Ganho saturado

- **Ganho saturado pelo laser de sinal**

Agora vamos fazer o análise do sistema quando há uma intensidade ou potência de sinal de entrada aproximadamente igual ou maior à intensidade ou potência de saturação.

Se considerarmos a potência de saturação P_s^{sat} , a maneira como se propaga a potência do laser de sinal de entrada é dado pela Eq. 2.50

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = g(z)P_s(z), \quad (2.50)$$

onde $g(z)$ é o coeficiente de ganho da sinal de entrada devido ao aumento da potência acima da saturação. Neste caso o coeficiente de ganho muda respeito à posição do início da fibra z . Neste caso o coeficiente de ganho não é constante e é determinado pela expressão

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}}}, \quad (2.51)$$

onde g_0 é o coeficiente de ganho não saturado. Resolvendo a equação diferencial Eq. 2.51 chegamos à expressão

$$\ln \left(\frac{P_s(L)}{P_s(0)} \right) + \frac{P_s(L) - P_s(0)}{P_s^{sat}} = g_0 L. \quad (2.52)$$

Lembrando a definição Eq. 2.45 podemos reescrever a equação anterior como

$$\ln(G) + \frac{P_s(0)(G-1)}{P_s^{sat}} = g_0 L. \quad (2.53)$$

Resolvendo para o ganho G em função da potência da sinal de entrada $P_s(0)$ temos

$$G = G_0 \exp \left[(1 - G) \frac{P_s(0)}{P_s^{sat}} \right], \quad (2.54)$$

onde $G_0 \equiv \exp(g_0L)$ é o ganho para pequeno sinal. Já que esta é uma equação implícita não pode se fazer um gráfico de ganho G em função de $P_s(0)$ diretamente, pelo qual resolvemos para a equação inversa, ou seja, para $P_s(0)$ em função de G , como fica na seguinte expressão

$$P_s(0) = \frac{P_s^{sat}}{(1-G)} \ln\left(\frac{G}{G_0}\right). \quad (2.55)$$

O coeficiente de ganho g_0 é calculado pela Eq.2.66, que serão deduzida posteriormente. Como implicitamente g_0 esta relacionado com as populações dos níveis $|1\rangle$ (N_1) e $|2\rangle$ (N_2), estas populações são calculadas pelas expressões Eq.2.38 e Eq.2.42 respectivamente.

Designando valores calculados para $G_0 = 1.1 \times 10^{14}$ e $P_s^{sat} = 3.33$ mW, para um comprimento de fibra de ganho de $L_g = 1.3$ m e potência de bombeamento $P_b = 840$ mW a relação entre a potência de sinal e o ganho é apresentado na Fig. 2.7.

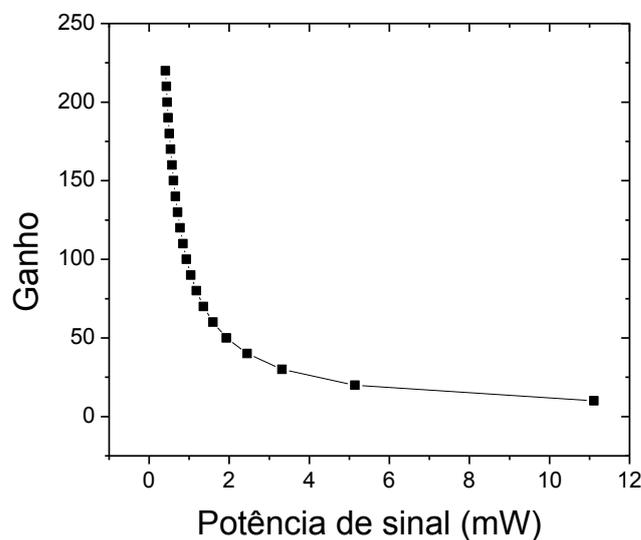


Figura 2.7 Cálculo teórico da função de ganho com respeito à potência da sinal de entrada

- **Ganho saturado pelo laser de bombeamento**

Agora analisaremos o sistema com potência de saturação de bombeamento P_p^{sat} . Temos que a propagação da potência de bombeamento é dado pela equação

$$\frac{dP_b(z')}{dz'} = -\alpha_b \frac{P_b}{1 + \frac{P_b}{P_b^{sat}}}. \quad (2.56)$$

Resolvendo a equação diferencial Eq. 2.56 chegamos à expressão

$$\ln \left[\frac{P_b(z')}{P_b(0)} \right] + \frac{P_b(z') - P_b(0)}{P_b^{sat}} = -\alpha_b z'. \quad (2.57)$$

Substituindo o termo z' por $L - z$, a equação acima torna-se

$$\ln \left[\frac{P_b(L - z)}{P_b(0)} \right] + \frac{P_b(L - z) - P_b(0)}{P_b^{sat}} = -\alpha_b (L - z). \quad (2.58)$$

Se a potência de bombeamento é muito maior que a potência de saturação ($P_b \gg P_b^{sat}$), a expressão anterior fica

$$P_b(z') \approx P_b(L) - \alpha_b (L - z) P_b^{sat}, \quad (2.59)$$

onde vemos que a potência de bombeamento P_b varia linearmente com z no caso de altas potências. Note-se que para as nossas condições experimentais a potência de bombeamento P_b é da ordem de 100 vezes maior que a potência de saturação P_b^{sat} . Este comportamento da potência de bombeamento ao longo da fibra está mostrado esquematicamente na Fig. 2.8.

Nesta figura o feixe de bombeamento está na configuração contrapropagante, isto é, propaga-se da direita para esquerda. A potência é atenuado exponencialmente quando a potência de bombeamento é baixa, mas a atenuação passa a ser linear no regime saturado.

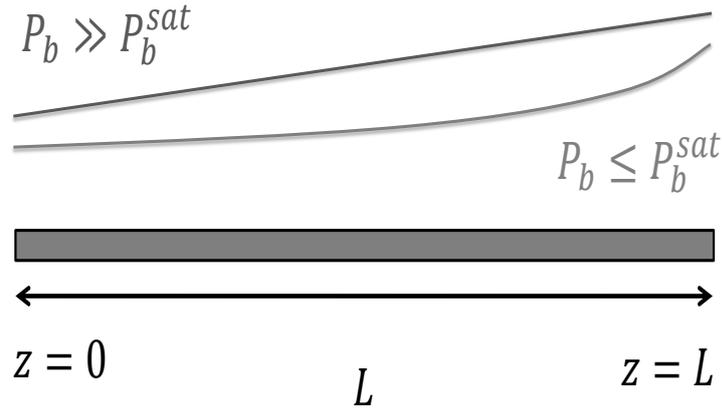


Figura 2.8 Potência do laser de bombeamento através da fibra de ganho com e sem saturação.

2.4.3 Populações no estado estacionário

Tendo o conhecimento do comportamento estacionário das populações N_0 , N_1 e N_2 podemos calcular agora o ganho do sistema, relacionado à taxa de variação da densidade de fótons do laser de sinal, n_s . De fato, para cada íon que faz a transição $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ por emissão estimulada um fóton é acrescido ao feixe do laser de sinal.

A equação para n_s pode ser obtida, portanto, a partir das equações de taxas para as populações

$$\frac{dn_s}{dt} = W_{10}N_1 - W_{01}N_0 + \Gamma_s N_1 = W_s N_1 - \chi_s W_s N_0 + \Gamma_s N_1, \quad (2.60)$$

onde

$$\Gamma_s \equiv f_s \gamma_{10}, \quad (2.61)$$

sendo que $f_s \ll 1$ representa a fração dos fótons que decaem à taxa γ_{10} e são emitidos na direção longitudinal da fibra, no modo em que o laser de sinal propaga. Este fator é desprezível para todos os efeitos. Com isto

$$\frac{dn_s}{dt} = [N_1 - \chi_s N_0] W_s. \quad (2.62)$$

Usando as Eqs. 2.31 e 2.29, podemos reescrever a Eq. 2.62 acima na forma

$$\frac{1}{v_g} \frac{dP_s(t)}{dt} = [N_1 - \chi_s N_0] P_s(t) \sigma_s^e, \quad (2.63)$$

onde explicitamos o fato de que a potência do laser de sinal $P_s(t)$ depende do tempo porque o sinal é pulsado. Para descrever a propagação do pulso no meio de ganho podemos mudar para um sistema de coordenadas que viaja junto com o pulso na velocidade v_g , de modo que

$$\frac{1}{v_g} \frac{dP_s(z, t)}{dt} \rightarrow \frac{dP_s(z, t)}{dz}. \quad (2.64)$$

Com as Eqs. 2.62 e 2.64 podemos calcular o ganho ao longo da fibra. O problema que temos, no entanto, é que o feixe de bombeamento é absorvido ao longo da fibra e as populações são funções da posição z e do tempo t , portanto. A Eq. 2.64 pode ser reescrita em termos do coeficiente ganho $g(z)$

$$\frac{dP_s(z, t)}{dz} = \sigma_s^e [N_1 - \chi_s N_0] P_s(z, t) \equiv g(z) P_s(z, t), \quad (2.65)$$

onde definimos o coeficiente de ganho como

$$g(z, t) = \sigma_s^e [N_1(z, t) - \chi_s N_0(z, t)], \quad (2.66)$$

explicitando que as populações variam temporalmente e espacialmente, no caso mais geral. Na Sec. 2.4 a seguir tratamos do problema supondo que o sistema encontra-se no estado estacionário, isto é, o laser de sinal é contínuo (CW).

Vamos fazer um análise da equação de taxa de população para o estado estacionário sem laser de sinal. Isto é feito com objetivo de compreender a inversão da população de N_1 e sua dependência com a potência de bombeamento. As populações do nível excitado e do nível fundamental pode-se expressar, de acordo com a Eq. 2.38 e a definição da potência saturada Eq. 2.39, como

$$N_1 \approx N_A \frac{1}{1 + \frac{P_b^{sat}}{P_b}}, \quad (2.67)$$

$$N_0 \approx N_A \frac{1}{1 + \frac{P_b}{P_b^{sat}}}. \quad (2.68)$$

Aqui temos as populações do nível excitado e do nível fundamental em função da potência de saturação de bombeamento. Também pode-se analisar que o comportamento das populações é oposto, ou seja, na medida que a população sai do nível fundamental, a mesma quantidade vai para o estado excitado e vice-versa. A forma como mudam as populações no nível fundamental e excitação se apresenta no gráfico da Fig. 2.9.

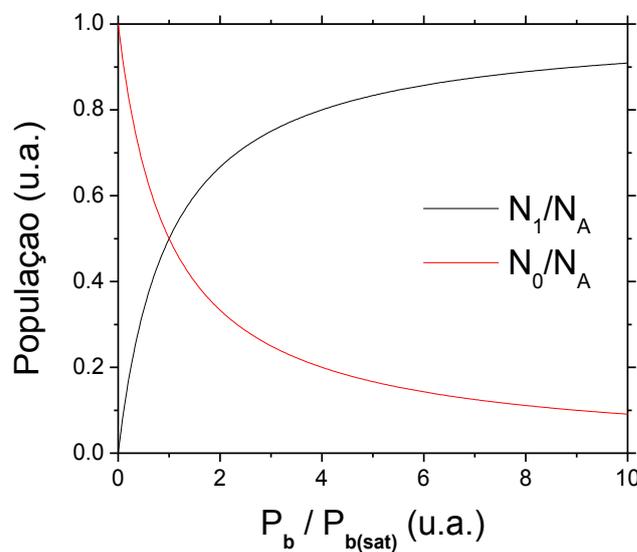


Figura 2.9 Mudança de população do nível excitado N_1 e do nível fundamental N_0 em função da potência de bombeamento.

Neste gráfico vemos que para potências de bombeamento baixas, $P_b \approx 0$, a população está majoritariamente no estado fundamental $|0\rangle$. À medida em que P_b aumenta a população por unidade de volume no estado N_1 também aumenta rapidamente. Quando potência de bombeamento atinge a potência de saturação, isto é $P_b \rightarrow P_b(sat)$, a população N_1 é igual à população no estado fundamental N_0 , ou seja, a população total divide-se igualmente entre os dois estados.

Finalmente, quando a potência $P_b \gg P_b^{sat}$, a população N_1 tende ao número total de átomos por unidade de volume N_A , enquanto a população no estado $N_0 \rightarrow 0$.

De acordo com os valores obtidos nas tabelas 2.2 e 2.3, apresentamos os valores dos principais valores obtidos na análise de estado estacionário na presente seção na Tab. 2.4

Símbolo	Descrição	Valor
$P_{s(sat)}$	Potência de saturação do sinal de entrada	3.33 mW
$P_{b(sat)}$	Potência de saturação do laser de bombeamento	7.53 mW
W_s	Taxa de emissão estimulada em 1560 nm para $P_{b(max)} = 840$ mW	$3.0 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$
W_b	Taxa de absorção estimulada em 980 nm para $P_{b(max)} = 840$ mW	$17.7 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$

Tabela 2.4 Principais valores calculados na análise do modo estacionário.

2.5 Análise dinâmica do sistema

Nesta seção fazemos o tratamento do regime transiente das populações do meio amplificador. Isto permitirá descrever o que ocorre durante a passagem do pulso pelo meio de ganho. Neste processo há duas etapas: (i) o “carregamento” do meio de ganho, que ocorre na ausência do pulso de sinal e (ii) a extração da energia pelo pulso. É importante ressaltar que estes dois processos ocorrem em escalas de tempo radicalmente diferentes. O processo (i) ocorre entre os pulsos, que estão temporalmente separados por $T_{rep} = f_{rep}^{-1}$, que é da ordem de 7 ns em nosso sistema. O processo (ii) ocorre durante a duração do pulso, τ_p , que é da ordem de 200 fs.

Iniciamos por considerar o processo (i) de “carregamento” do amplificador. Lembrando a Eq. 2.20 onde aproximamos a população total por meio da relação

$$N_A = N_0 + N_1 + N_2 \approx N_0 + N_1,$$

tendo em vista que a taxa de relaxação γ_{21} do processo de decaimento não-radiativo $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ leva toda a população ao estado $|1\rangle$. Como o número total de íons N_A é uma constante

$$\frac{dN_0}{dt} + \frac{dN_1}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_0}{dt}. \quad (2.69)$$

A equação de taxa que descreve a evolução da população N_0 é

$$\frac{dN_0}{dt} = -W_b (N_0 - \chi_b N_2) + \gamma_{10} N_1 \approx -W_b N_0 + \gamma_{10} N_1 \approx -W_b (N_A - N_1) + \gamma_{10} N_1, \quad (2.70)$$

ou seja

$$\frac{dN_1}{dt} = W_b (N_A - N_1) - \gamma_{10} N_1 = -(W_b + \gamma_{10}) N_1 + W_b N_A. \quad (2.71)$$

Anteriormente havíamos estimado que, para as potências de bombeamento típicas em nosso amplificador, $W_b^{-1} \approx 90 \mu\text{s}$. A taxa de emissão radiativa do estado $|1\rangle$ é $\gamma_{10}^{-1} \approx 10 \text{ ms}$, de modo que $W_b \gg \gamma_{10}$. Obtemos portanto

$$\frac{dN_1}{dt} \approx -W_b (N_1 - N_A). \quad (2.72)$$

Para simplificar, definimos uma nova variável $\tilde{N}_1 \equiv N_1 - N_A$, de modo que

$$\frac{d\tilde{N}_1}{dt} \approx -W_b \tilde{N}_1 \Rightarrow \tilde{N}_1(t) = \tilde{N}_1(0) \exp(-W_b t), \quad (2.73)$$

ou ainda

$$N_1(t) - N_A = [N_1(0) - N_A] \exp(-W_b t), \quad (2.74)$$

que pode ser reescrita na forma

$$N_1(t) = N_A [1 - \exp(-W_b t)] + N_1(0) \exp(-W_b t). \quad (2.75)$$

Dado que a frequência de repetição do pulso do laser de sinal de entrada é $f_{rep} = 146 \text{ MHz}$, a escala de tempo de nosso interesse é $0 < t < T_{rep} \approx 6.8 \text{ ns} \ll W_b^{-1}$. Com isto, podemos aproximar pela serie de Taylor $\exp(-W_b t) \approx 1 - W_b t$, de modo que

$$N_1(t) - N_1(0) = \Delta N_1 = (N_A - N_1(0)) W_b t, \quad (2.76)$$

onde de acordo com os valores calculados a ordem da mudança da população no nível excitado ΔN_1 entre cada pulso é apenas de 0.001 % do valor inicial.

A Fig. 2.10 abaixo mostra a dinâmica temporal do ganho durante a passagem do trem de pulsos. Conforme será visto em breve, a variação relativa da população antes e depois da passagem do pulso é muito pequena, isto é, $\Delta N_1 = [N_1(t^+) - N_1(T_{rep}^-)] \ll N_1(t^+)$.

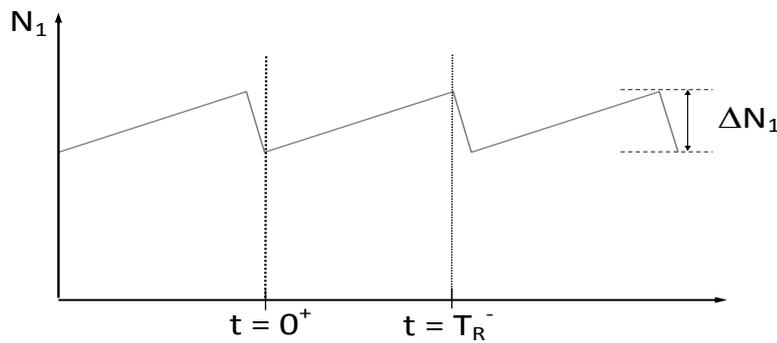


Figura 2.10 Interação entre população do nível $|1\rangle$ e a potência de sinal de entrada P_s .

Para completar a descrição do problema focalizamos agora no processo (ii) em que a energia é extraída do meio de ganho durante a passagem do trem de pulsos pelo meio de ganho. Para este fim, consideramos equação de taxa para a população, na presença do laser de sinal.

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{21} N_2 - W_s [N_1 - \chi_s N_0] - \gamma_{10} N_1. \quad (2.77)$$

Como a inversão é muito grande, é razoável fazer $N_1 - \chi_s N_0 \approx N_1$. Como o laser é pulsado, com alta intensidade de pico, a dinâmica é completamente dominada pelo laser de sinal. Com isto, e usando a relação

$$W_s(t) = \gamma_{10} \cdot \frac{P_s(t)}{P_s^{sat}}, \quad (2.78)$$

obtemos

$$\frac{dN_1}{dt} \approx -\gamma_{10} \cdot \frac{P_s(t)}{P_s^{sat}} N_1 = -\frac{P_s(t)}{P_s^{sat} \cdot \tau_{10}} N_1 \equiv -\frac{P_s(t)}{U_s^{sat}} N_1, \quad (2.79)$$

onde definimos a energia de saturação do meio amplificador $U_s^{sat} \equiv P_s^{sat} \cdot \tau_{10}$. Podemos integrar a Eq. 2.79 acima para obter

$$N_1(t^+) = N_1(T_{rep}^-) \cdot \exp \left[-\frac{1}{U_s^{sat}} \int_{T_{rep}^-}^{t^+} P_s(t') dt' \right] = N_1(T_{rep}^-) \cdot \exp \left[-\frac{U_{pulso}}{U_s^{sat}} \right], \quad (2.80)$$

É importante notar que, apesar da potência de pico do laser de sinal ser muito maior que a potência de saturação $P_s^{max} \gg P_s^{sat}$, a energia de saturação do meio de ganho é muito maior que a energia dos pulsos amplificados

$$U_s^{sat} \gg U_{pulso} \approx P_s^{max} \cdot \tau_{pulso}, \quad (2.81)$$

onde τ_{pulso} é a largura temporal do pulso. De fato, usando os parâmetros do nosso sistema, estimamos que $U_s^{sat} \approx 190 \mu\text{J}$ e $U_{pulso} \approx 1 \text{ nJ}$. Usando estes resultados podemos expandir a expressão na Eq. 2.80 para a população, obtendo

$$N_1(t^+) \approx N_1(T_{rep}^-) \cdot \left[1 - \frac{U_{pulso}}{U_s^{sat}} \right] \Rightarrow \frac{N_1(T_{rep}^-) - N_1(t^+)}{N_1(T_{rep}^-)} \equiv \frac{\Delta N_1}{N_1} \approx \frac{U_{pulso}}{U_s^{sat}}, \quad (2.82)$$

onde confirma-se que com os valores calculados a mudança da população do nível excitado é apenas de 0.0005 % de acordo com a razão entre a energia do pulso U_{pulso} e a energia de saturação da sinal U_s^{sat} .

2.6 Propagação de pulsos em fibras ópticas

Nesta seção faremos uma rápida revisão do problema da propagação de pulsos de luz em fibras ópticas. Seguiremos de perto a descrição no livro "Nonlinear Fiber Optics" de G.P. Agrawal.

Iniciamos lembrando que existem dois efeitos básicos que precisam ser considerados: i) a dispersão de velocidade de grupo e ii) a não linearidade óptica. O primeiro efeito tem origem no fato de que a curta duração dos pulsos que desejamos descrever corresponde a uma largura espectral $\Delta\lambda$ que é da ordem de alguns nm, e os diferentes comprimentos de onda propagam com diferentes velocidades de grupo devido à dependência do índice de refração com o comprimento de onda λ .

O segundo efeito deve-se ao fato de que o forte confinamento espacial do pulso dentro de uma fibra cujo diâmetro é da ordem de alguns micrometros resulta em intensidades muito grandes. Desta forma, mesmo para uma fraca não-linearidade da fibra, os efeitos não lineares também tornar-se importantes.

2.6.1 Equação de propagação do pulso na fibra óptica

Consideremos o campo elétrico da radiação propagando-se em uma fibra óptica. Supomos que a propagação é na direção \hat{z} e que o campo é polarizado na direção \hat{x} . Descrevemos o campo $E(\mathbf{r}, t)$ em termos das variáveis transversais (x, y) e da variável longitudinal z . Supomos que a dependência com a z possa ser separada em uma envoltória $A(z, t)$ que varia lentamente e de um fator de propagação que varia rapidamente

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \propto A(z, t) \exp[i\beta(\omega)z - \omega t] , \quad (2.83)$$

onde

$$\left| \frac{dA(z, t)}{dz} \right| \ll \beta |A(z, t)| . \quad (2.84)$$

O fator de propagação $\beta(\omega)$ contém a informação da dispersão do índice de refração $n(\omega)$ através da relação

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (2.85)$$

A descrição da propagação da amplitude lentamente variável de um pulso óptico $A(z, T)$ em uma fibra monomodo sem perdas, e considerando apenas os termos de ordem mais baixa na dispersão é a *Equação Não Linear de Schrödinger* (ENLS),

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.86)$$

onde (z, T) nesta equação são as coordenadas medidas no referencial que viaja com a velocidade de grupo v_g junto com o pulso. Os parâmetros β_2 e γ estão relacionados à dispersão da velocidade de grupo e à não-linearidade, respectivamente, e serão discutidos em mais detalhe em breve. Também será visto que, dependendo da duração inicial do pulso, T_0 , ou da sua potência de pico P_0 , a dispersão ou o efeito não linear podem dominar a propagação do pulso.

Dispersão

O fator de propagação $\beta(\omega)$ na Eq. 2.85 depende da frequência, indicando que a fase adquirida por cada componente espectral do pulso varia com ω , o que é o efeito da dispersão. Nos casos de nosso interesse, o pulso óptico tem um conteúdo espectral tal que

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx \frac{1}{100}, \quad (2.87)$$

com ω_0 e λ_0 sendo a frequência central e o comprimento de onda central do pulso, respectivamente. Tendo em vista a Eq. 2.87, tratamos este problema fazendo uma expansão em série de Taylor em torno de ω_0 (ou λ_0) conforme a Eq. 2.88

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.88)$$

onde

$$\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega=\omega_0} \quad (\text{com } m = 1, 2, \dots) \quad (2.89)$$

é a n -ésima derivada do parâmetro de propagação com relação à frequência angular. O coeficiente β_1 do termo de primeira ordem na Eq. 2.88 está relacionado ao movimento da envoltória do pulso através de Eq. 2.90

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} \quad (2.90)$$

onde v_g é a velocidade de grupo. O parâmetro β_2 por sua vez está relacionado à derivada

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{1}{v_g} \right] = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}, \quad (2.91)$$

que mede, portanto, como a velocidade de grupo varia com a frequência, o que é denominado de *Dispersão da Velocidade de Grupo* ou DVG. É costumeiro expressar a dependência da velocidade de grupo com o comprimento de onda através do parâmetro de dispersão D definido por

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2.92)$$

Em geral β_2 é expresso em fs^2/cm , ao passo que o parâmetro D é expresso em $\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km}$. A Fig. 2.11 abaixo mostra os parâmetros β_2 e D da sílica para os comprimentos de onda de nosso interesse.

A característica mais notável é que β_2 se anula para comprimentos de onda em torno de $\lambda_D \approx 1.3 \mu\text{m}$, tornando-se negativo para comprimentos de onda maiores. Os efeitos não lineares nas fibra ópticas manifestam-se de forma qualitativamente diferente dependendo do sinal do parâmetro de β_2 .

Para comprimentos onda $\lambda < \lambda_D$, temos que $\beta_2 > 0$ e diz-se que a dispersão é *normal*. No regime de dispersão normal, as componentes de frequência mais alta (“azuis”) viajam mais devagar do que as componentes de frequência mais baixas (“vermelhas”). Em contraste, ocorre o oposto no chamado regime de dispersão *anômala* no qual $\beta_2 < 0$.

Assim, conforme é mostrado na Fig. 2.11, as fibras de sílica tem dispersão anômala quando λ excede o comprimento de onda de dispersão zero: $\lambda > \lambda_D$.

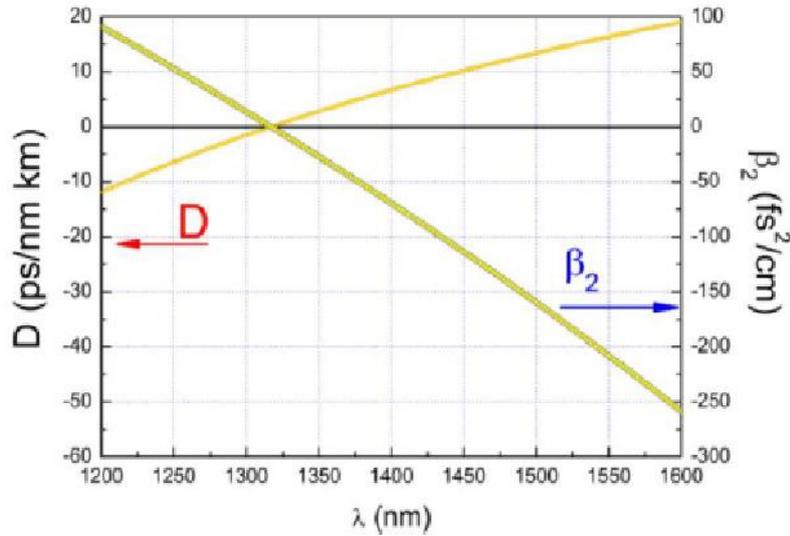


Figura 2.11 Variação dos parâmetros de dispersão β_2 e D , onde os dois atingem o valor de zero em torno de $1.3 \mu\text{m}$ [12]

Não linearidade

O termo γ na Equação Não Linear de Schrödinger deve-se à susceptibilidade de terceira ordem da matriz vítrea, cujos efeitos podem ser descritos através da dependência do índice de refração com a intensidade $I(z, T)$ do próprio pulso. Isto é geralmente expresso através da relação

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (2.93)$$

onde n_2 é o coeficiente não linear, cuja magnitude é $n_2 \approx 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ para os vidros silicatos que compõem uma fibra óptica típica. Como a intensidade óptica depende da área à qual o feixe está confinado, o efeito da não linearidade depende da área efetiva do modo dentro da fibra, e para levar isto em consideração define-se o parâmetro γ por

$$\gamma = \gamma(\omega_0) = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (2.94)$$

onde A_{eff} é a área efetiva do núcleo da fibra, ω_0 é a frequência central do pulso e c é a velocidade da luz. No caso da fibra SMF-28 o fator não linear é $\gamma \approx 1.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ e depende apenas fracamente de ω_0 .

2.6.2 Regimes de propagação

Nesta seção discutimos brevemente os diferentes regimes de propagação em fibras ópticas. Para este fim introduzimos duas escalas de comprimento. A primeira é denominada comprimento de dispersão L_D que envolve o parâmetro β_2 e a duração temporal do pulso, T_0

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.95)$$

O comprimento de dispersão é uma medida da distância necessária para alargar de forma significativa o pulso no domínio temporal. Conforme a definição na Eq. 2.95 acima, esta distância será tanto menor quanto maior for a dispersão da velocidade de grupo e diminui com o quadrado da duração do pulso. A dependência com T_0 pode ser entendido pelo fato de que quanto menor a duração do pulso, maior a sua largura espectral $\Delta\lambda$ e, portanto, maiores as diferenças das velocidades de grupo.

A segunda definição relevante é o chamado comprimento não linear L_{NL} que envolve potência de pico do pulso, P_0 , e o coeficiente não linear γ conforme a Eq. 2.96 abaixo

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (2.96)$$

O comprimento não linear é uma medida da distância necessária para que a fase não linear adquirida na propagação do pulso torne-se significativa. A fase não linear produz o alargamento do espectro do pulso através do efeito denominado *Auto Modulação de Fase* ou AMF que será descrito posteriormente.

Para entender de forma mais quantitativa os diferentes regimes de propagação, o procedimento padrão é introduzir variáveis adequadas ao problema. Se o pulso tem uma largura temporal inicial T_0 ao ser lançado na fibra, definimos um tempo normalizado através da Eq. 2.97

$$\tau = \frac{T}{T_0} \quad (2.97)$$

Também introduzimos uma amplitude normalizada U definida através da Eq. 2.98

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} U(z, \tau) \quad (2.98)$$

Usando as Eqs. 2.86 - 2.98, obtemos a equação normalizada da propagação

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (2.99)$$

onde $\text{sgn}(\beta_2)$ indica o sinal de β_2 . Conforme indicado na Eq. 2.99, os comprimentos de dispersão L_D e de não linearidade L_{NL} proporcionam os comprimentos de escala sobre os quais os efeitos de dispersão ou não linearidade tornam-se importantes para a evolução do pulso ao longo da fibra L . Dependendo da magnitude relativa de L_D e L_{NL} e do comprimento L_f da fibra, o comportamento da propagação pode ser classificado entre as seguintes 4 categorias:

1 $L_f \ll L_{LN}, L_D$:

a dispersão e a não linearidade não desempenham um papel significativo e o resultado é que o pulso mantém sua forma durante a propagação.

2 $L_f \ll L_{LN}$ mas $L_f \geq L_D$:

a evolução do pulso é governada pela dispersão de velocidade de grupo e o efeito de não linearidade não é relevante.

3 $L_f \ll L_D$ mas $L_f \geq L_{LN}$:

o termo de dispersão na Eq. 2.86 é desprezível e a evolução do pulso na fibra é governada pela Auto-Modulação de Fase, o que alarga o espectro do pulso através do aparecimento de novas frequências. Este efeito vai ser tratado na seq. 2.8.

4 $L_f \geq L_D, L_{NL}$:

tanto a dispersão quanto a não linearidade são relevantes na propagação do pulso ao longo da fibra. A interação dos efeitos da DVG da AMF juntos leva a comportamentos qualitativamente diferentes do que no caso em que cada um dos efeitos age independentemente.

2.7 Dispersão de velocidade de grupo

Examinemos em mais detalhe o caso em que $L_D < L_f < L_{NL}$, que corresponde ao regime dominado pela dispersão da velocidade de grupo. Se consideramos o parâmetro não linear desprezível na Eq. 2.99 obtemos

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (2.100)$$

A Eq. 2.100 pode ser resolvida facilmente usando o método de Fourier. Definimos

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (2.101)$$

onde $\tilde{U}(z, \omega)$ é a transformada de Fourier da amplitude de pulso $\tilde{U}(z, T)$. Esta função satisfaz uma equação diferencial ordinária

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}, \quad (2.102)$$

cuja solução é

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right). \quad (2.103)$$

Através da Eq. 2.103 pode-se ver que DVG muda a fase de cada componente espectral do pulso por uma quantidade que depende da frequência a distância propagada. A fase não afeta o

espectro do pulso, mas pode modificar sua forma temporal. Usando a Eq. 2.103 na Eq. 2.100, obtemos a seguinte solução

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (2.104)$$

onde $\tilde{U}(0, \omega)$ é a transformada de Fourier do pulso incidente em $z = 0$

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT. \quad (2.105)$$

Para tornar a discussão mais objetiva consideramos o caso de um pulso gaussiano para o qual o campo incidente tem a forma

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (2.106)$$

onde T_0 é a metade da largura (em $1/e$ do ponto de intensidade). É costume utilizar a definição da largura completa à meia altura ou FWHM (“*Full Width at Half Maximum*”) em lugar de T_0 . Para um pulso Gaussiano, os dois parâmetros estão relacionados pela Eq. 2.107

$$\tau_p = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \cong 1.665 T_0. \quad (2.107)$$

Usando as Eqs. 2.104 - 2.106 e realizando a integração, a amplitude em qualquer ponto z ao longo da fibra é

$$U(z, T) = \frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (2.108)$$

Desta forma, verifica-se que o pulso Gaussiano mantém sua forma durante a propagação mas sua largura temporal aumenta, tornando-se

$$T_1 = T_0 \left(1 + (z/L_D)^2\right)^{1/2}. \quad (2.109)$$

O aumento da duração temporal é determinada pelo comprimento de dispersão L_D . Para um dado comprimento de fibra, pulsos mais curtos são mais alargados por apresentarem um com-

primento de dispersão menor. Em $z = L_D$, o pulso Gaussiano é aumentado por um fator de $\sqrt{2}$.

A comparação das Eqs. 2.106 e Eqs. 2.108 mostra que apesar do pulso incidente ter uma fase constante, o pulso transmitido adquire varredura de frequência, ou “*chirp*”. Isto pode ser visto de forma mais clara escrevendo a função $U(z, T)$ na forma

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp(i\phi(z, T)) , \quad (2.110)$$

onde a fase $\phi(z, T)$ é definida pela Eq. 2.111

$$\phi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D) T^2}{1 + (z/L_D)^2} \frac{1}{T_0^2} + \arctan(z/L_D) . \quad (2.111)$$

A dependencia de tempo da fase $\phi(z, T)$ implica que a “frequência instantânea” $\omega(t)$ varia ao longo do pulso em relação à frequência central ω_0 . A diferença de frequência $\delta\omega$ é dada pela Eq. 2.112

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 \equiv -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{2 \text{sgn}(\beta_2)(z/L_D) T^2}{1 + (z/L_D)^2} \frac{1}{T_0^2} , \quad (2.112)$$

onde $\text{sgn}(\beta_2) \equiv \beta_2/|\beta_2|$ é o sinal do parâmetro de dispersão. Na Eq. 2.112 pode-se verificar que a frequência varia linearmente através do pulso. Isto é denominado de um *chirp* linear de frequência. O *chirp* $\delta\omega(t)$ depende do sinal de β_2 : no regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), $\delta\omega$ é negativo na vanguarda ($T < 0$) e cresce linearmente através do pulso; o oposto ocorre no regime de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$).

2.8 Auto modulação de fase

A Eq. 2.86 é adequada para a descrição de pulsos de largura temporal da ordem ou maiores que 0.1 ps. Para fins de compreensão tratamos aqui do caso simplificado em que podemos desprezar o termo de DVG com relação ao termo de AMF, supondo, portanto, que $\beta_2 = 0$. Isto corresponde ao regime em que o comprimento de dispersão é muito maior que o comprimento

não linear, isto é: $L_D \gg L_{NL} \leq L$. A partir das Eqs. 2.95 e 2.96, vemos que o efeito de DVG é desprezível quando

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_s T_0^2}{\beta_2} \gg 1. \quad (2.113)$$

A condição da Eq. 2.113 pode ser satisfeita, por exemplo, para pulsos relativamente largos ($T_0 > 100 ps$) e uma potência de pico alta ($P_0 \geq 1 W$). Em termos de amplitude normalizada $U(z, T)$, a Eq. 2.99 no limite de $\beta_2 = 0$ torna-se

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{|U|^2}{L_{NL}} U. \quad (2.114)$$

A Eq. 2.114 tem a solução

$$U(z, T) = U(0, T) \exp(i\phi_{NL}(z, T)), \quad (2.115)$$

onde $U(0, T)$ é a amplitude de campo do pulso incidente na entrada da fibra, ou seja $z = 0$, e a fase $\phi_{NL}(z, T)$ é

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z}{L_{NL}} \right). \quad (2.116)$$

A Eq. 2.115 mostra que o efeito da AMF dá origem a uma fase dependente da intensidade instantânea e do tempo, portanto, a forma do pulso $|U(0, T)|^2$ permanece inalterada. A fase não linear $\phi_{NL}(z, T)$ depende linearmente com a distância propagada z .

A mudança de fase máxima ϕ_{max} ocorre quando o centro do pulso está centrado em $T = 0$. Uma vez que U é normalizado de forma que $U(0, 0) = 1$, a fase máxima é

$$\phi_{max} = \frac{z}{L_{NL}} = \gamma P_0 z. \quad (2.117)$$

O significado físico do comprimento não linear torna-se evidente a partir da Eq. 2.117; L_{NL} é a distância de propagação para a qual $\phi_{max} = 1$.

O alargamento espectral produzido pela AMF é consequência da dependência da fase $\phi_{NL}(z, T)$ com o tempo. Isto pode ser compreendido observando que a variação temporal da fase implica

que a frequência óptica instantânea varia ao longo pulso com respeito ao valor central ω_0 . A frequência $\delta\omega_{NL}(t)$ é dada pela Eq. 2.118

$$\delta\omega_{NL} = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0,T)|^2}{\partial T} \frac{z}{L_{NL}}. \quad (2.118)$$

A dependência da diferença de frequência $\delta\omega_{NL}$ com o tempo indica que o pulso adquire "chirp". O "chirp" é produzido pela AMF e sua magnitude aumenta com a distância propagada. Em outras palavras, novas componentes de frequência são continuamente geradas à medida que o pulso propaga através da fibra. Estas componentes de frequência aumentam a largura espectral em relação à sua largura inicial em $z = 0$.

De acordo a teoria descrita desde a Seç. 2.6.2 até Seç. 2.8 e com os valores apresentados nas tabelas 2.1 e 3.1, calculamos os principais valores da propagação do pulso a través da fibra convencional SMF-28 e a de ganho. Estos valores são apresentados na Tab. 2.5

Símbolo	Descrição	Valor
ϕ_{LN}^i	Fase não linear na fibra de entrada	2.67×10^{-5}
ϕ_{LN}^o	Fase não linear na fibra de saída	6.96×10^{-4}
γ	Coefficiente de não linearidade da fibra SMF-28	$1.49 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$
L_D^i	Longitud de dispersão da fibra de entrada	1.13 m
L_D^o	Longitud de dispersão da fibra de saída	2.0 m
L_D^{Er}	Longitud de dispersão da fibra de ganho	0.39 m
L_{NL}^i	Longitud não linear da fibra da fibra de entrada	1.46 m
L_{NL}^o	Longitud não linear da fibra da fibra de saída	0.13 m

Tabela 2.5 Valores calculados do regime de propagação do pulso óptico

Capítulo 3

Montagem experimental

No presente capítulo relatamos os procedimentos seguidos para a construção do amplificador. Na primeira seção descrevemos cada um dos elementos usados nas diferentes etapas do amplificador e também o equipamento utilizado para a caracterização dos mesmos. Estes elementos serão conectados para formar o amplificador e a caracterização e otimização da operação deste conjunto é o foco do nosso trabalho. Na segunda seção descrevemos de forma genérica o planejamento e a montagem das diferentes etapas do amplificador. Na última seção são descritos os procedimentos relativos à medição dos parâmetros de operação do amplificador, assim como as montagens experimentais usadas para este fim.

3.1 Caracterização dos elementos

Nesta seção faremos a análise detalhada de cada um dos elementos utilizados na montagem do amplificador e as funções específicas que estes cumprem dentro do conjunto geral.

3.1.1 Fibra óptica SMF-28

De forma mais simples, a fibra óptica consiste de um núcleo central rodeado por uma camada de revestimento cujo índice de refração é levemente menor que o do núcleo. Um importante

parâmetro da fibra é a potência perdida durante a transmissão de sinais. Se a potência enviada é P_0 e o comprimento da fibra é L , então a potência transmitida P_t é dada pela Eq. 3.1

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (3.1)$$

onde α é a constante de atenuação. é costume expressar a perda da fibra em unidades de dB/km usando a relação dada pela Eq. 3.2

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left(\frac{P_T}{P_0} \right) \quad (3.2)$$

As perdas dependem do comprimento de onda da luz. A Fig. 1.1 mostra o espectro da fibra mono-modo. A fibra exibe uma perda mínima em torno de 0.2 dB/km perto de 1.55 μm . A perda é consideravelmente mais elevada para comprimentos de onda mais curtos, atingindo o nível de 1-10 dB/Km na região visível. No entanto, que mesmo com 10 dB/Km, que é a perda correspondente para $\alpha = 2 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$, que é ainda o valor muito baixo comparado com outros materiais.

Vários factores contribuem para as perdas espectrais, como são a absorção do material e o espalhamento Rayleigh, que contribuem predominantemente. A sílica pura absorve tanto na região do ultravioleta ou na região infravermelha além de 2 μm . Não obstante, mesmo uma quantidade relativamente pequena de impurezas pode levar para uma absorção significativa na janela de comprimento de onda entre 0.5-2 μm . Do ponto de vista prático, a impureza mais importante que afeta a perda da fibra é o íon de OH, o qual tem o pico de absorção vibracional fundamental em torno de 2.73 μm . Os harmônicos do pico de absorção de OH são responsáveis pelo pico dominante no comprimento perto de 1.37 μm na Fig. 1.1. Deve-se ter cuidado especial no processo de fabricação para garantir que o nível impurezas de OH seja de menos de uma parte por milhão.

O espalhamento Rayleigh é um mecanismo fundamental de perda resultante das flutuações de densidade aleatórias que ficaram congelados na sílica fundida durante o processo de fabricação. Resultando flutuações locais do índice de refração espalhando luz em todas as direções. As perdas pelo espalhamento Rayleigh varia com o inverso da quarta potência do comprimento

de onda (λ^{-4}) e é dominante nos comprimentos de onda curtos. A formula da perda por espalhamento Rayleigh ou perdas intrinsecas é dado pela Eq. 3.3

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4}, \quad (3.3)$$

onde C é uma constante que está no intervalo 0.7-0.9 dB/(km μm) dependendo da constituição do núcleo da fibra.

A fibra que conecta os diferentes elementos ópticos e que é usada para preparar modificar a forma do pulso antes e depois da fibra de ganho é a fibra de referencia SMF-28. Trata-se de uma fibra padrão na área de telecomunicações para sinais em torno do comprimento de 1530 nm. Neste comprimento de onda a fibra apresenta um mínimo de atenuação, conforme mostrado na Fig. 1.1. Isto é importante para sistemas envolvendo longas distâncias, onde as perdas são um fator determinante. As características mais importantes da fibra SMF-28 são apresentadas na Tab. 3.1.

Símbolo	Descrição	Valor
$A_{dB/m}$	Absorção da fibra em 1550 nm	0.03 dB/m [18]
MFD	Diâmetro de modo de campo	$10.5^{+0.5} \times 10^{-4}$ cm [18]
NA	Abertura numérica	0.14 [18]
β_2	parâmetro de velocidade de grupo	-0.02 Ps^2/m [14] [5]
D	Disperção	15 $Ps/(nm Km)$ [21] [18]
n_2	Índice de refração não linear	3.2×10^{-16} cm^2W^{-1} [5]

Tabela 3.1 Parâmetros importantes da fibra convencional SMF-28

A fibra SMF-28 é utilizada na entrada do amplificador (entre o laser de sinal e o divisor 99/1) e na saída do amplificador (saída 2 do WDM). Na seção de entrada do amplificador o tamanho da fibra determina a magnitude do "chirp", do pulso de entrada, ou seja, a varredura de frequência do pulso. Com isto a duração do pulso aumenta e, conseqüentemente, reduz efeitos não lineares que dependem da intensidade de pico do pulso [21].

Na saída do amplificador, a potência do sinal é muito maior e por este motivo, o fenômeno de automodulação de fase torna-se relevante. Para comprimentos maiores da fibra na saída há geração de novas frequências devido pelo efeito da automodulação de fase, afetando de forma mais dramática o perfil temporal e espectral do pulso de sinal, conforme será apresentado no capítulo 4.

3.1.2 Fibra óptica dopada com érbio

A fibra utilizada neste projeto é produzida pela Liekki e sua referência é ER80-8/125. Suas características mais importantes estão listadas na Tab. 2.1. Esta fibra não é encapada (não tem tubo plástico externo) e seu aspecto físico externo é similar a qualquer outra, quando não é excitada pelo laser de bombeamento em 980 nm.

Quando o laser de bombeamento é ligado, a fibra passa a emitir radiação verde, em um comprimento de onda $\lambda_{verde} \approx 550$ nm, correspondendo à transição ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Esta radiação resulta tanto de processos de absorção no estado excitado quanto de processos envolvendo pares de íons de érbio. Neste último caso, a formação de pares ("clustering") decorre do fato de que a concentração destes íons é muito grande na fibra que utilizamos. Este efeito é detrimental ao processo de amplificação, mas a alta concentração de íons permite usar fibras de comprimentos menores. Isto ajuda a minimizar efeitos não lineares na propagação dos pulsos.

O espectro de absorção da fibra fornecido pelo fabricante no intervalo entre 900 nm e 1600 nm está mostrado na Fig. 3.1. É importante notar que a atenuação α mostrado nesta figura é medida para baixas potências. Conforme vimos na Seç. 2.4 a absorção em 980 nm é fortemente saturada para as potências do laser de bombeamento que utilizamos em nossa montagem.

O gráfico apresentado na Fig. 3.1 mostra tanto o espectro de absorção da fibra quanto o espectro de emissão em torno de 1560 nm. A emissão em 980 nm, proveniente de íons no estado ${}^4I_{11/2}$ decaindo para o estado fundamental é fortemente suprimida devido à eficiente transferência (não-radiativa) de população para o estado ${}^4I_{13/2}$. O gráfico do processo de emissão e absorção em torno do comprimento de 1550 nm apresenta-se na Fig. 3.2.

O efeito de decaimento da potência de bombeamento a longo da fibra de ganho resulta num meio não uniforme de inversão. Devido que o meio é absorvedor quando não tem inversão

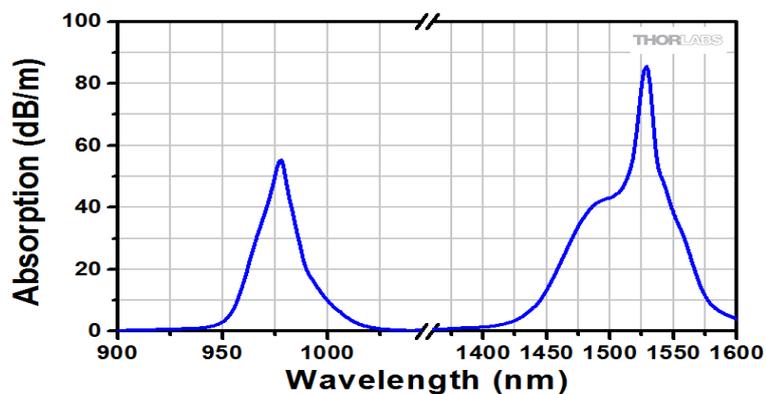


Figura 3.1 Espectro de absorção da fibra dopada com érbio marca Liekki de referencia ER80 – 8/125 usada como fibra de ganho [29].

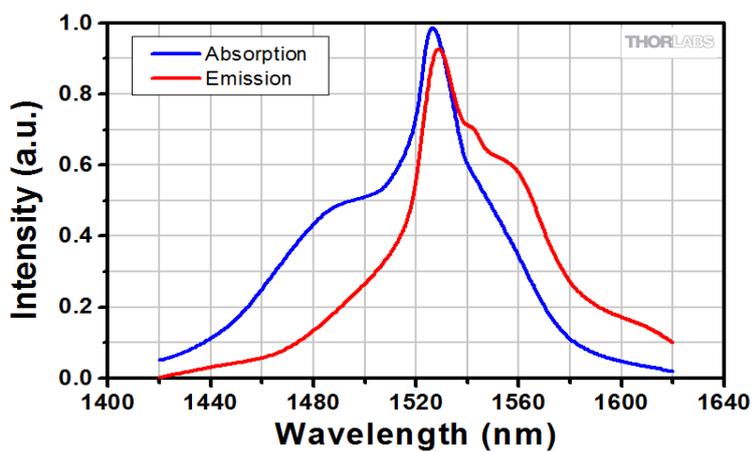


Figura 3.2 Grafico de absorção e emissão no espectro entre 1440 nm e 1600 nm [29].

de população, a fibra torna-se atenuadora do sinal depois de um certo comprimento. Para um ganho máximo de sinal procura-se um valor óptimo de comprimento. Para um amplificador não saturado o valor de comprimento óptimo é obtido pela Eq. 3.4 [13]

$$L_{opt} \approx \frac{1}{\alpha_b} \frac{P_b}{P_b^{sat}}, \quad (3.4)$$

onde α_b é o coeficiente de atenuação para o comprimento de onda de 980 nm, P_b é a potência de bombeamento e P_b^{sat} é a potência de saturação do laser de bombeamento. O comprimento depende da potência de bombeamento, tendo em conta que o maior comprimento da fibra pode ser atingido por um bombeamento maior. Para amplificadores no estado de saturação, como neste projeto, o comprimento óptimo também depende da potência de sinal de entrada, no sentido que a saturação pode reduzir localmente o meio de inversão. Optamos por um valor de comprimento menor para minimizar os efeitos não lineares da propagação.

3.1.3 Laser do sinal de entrada

O laser de sinal é um laser pulsado operando no regime de modos travados e que foi construído previamente no laboratório de Fenômenos Ultra-Rápidos. Este laser tem uma potência média de saída $\bar{P}_s = 30$ mW, taxa de repetição 146 MHz (separação temporal dos pulsos $T_{rep} = 6.8$ ns), largura espectral $\Delta\lambda$ entre 13 nm e 16 nm, sendo aproximadamente limitado por transformada de Fourier. A duração dos pulsos de saída é $\tau_p \approx 180$ fs.

De acordo com nossas medidas da potência média, a potência de pico é $P_s^{max} \approx 1.2$ kW e a energia por pulso é aproximadamente 130 pJ [12]. A figura esquemática do laser de entrada é mostrado na Fig. 3.3.

O laser de sinal tem como meio de ganho uma fibra dopada com érbio, na configuração conhecida como "sigma", com um trecho em espaço livre para permitir controlar da frequência de repetição [19].

A não-linearidade, indispensável para a manutenção do regime pulsado, é proveniente de efeitos não-lineares de terceira ordem, a saber: automodulação de fase e modulação de fase cruzada. Estes efeitos são responsáveis por gerar novas frequências e por provocar uma rotação na

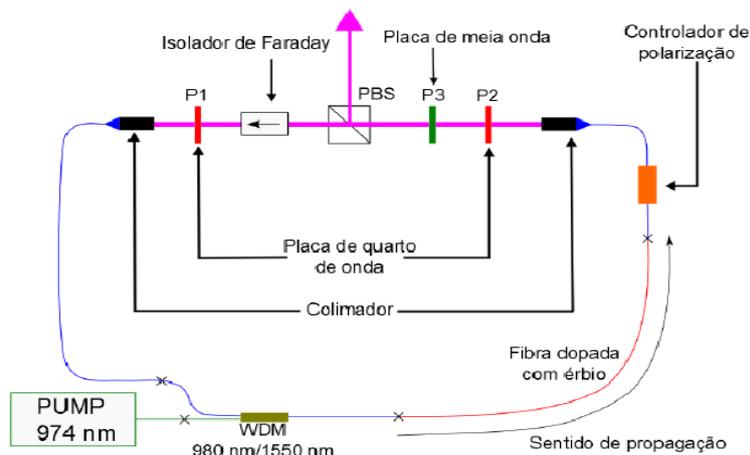


Figura 3.3 Esquema experimental representado a cavidade em anel. Aqui, estão presentes as placas de onda $P1$, $P2$ e $P3$, o controlador de polarização, um cubo polarizador (PBS), o isolador de Faraday, dois colimadores, as fibras ópticas, incluindo a dopada com érbio, um laser de bombeamento (Pump), no comprimento de onda de 974 nm, um multiplexor (WDM) [12].

polarização da luz que circula na cavidade. Este último efeito é responsável pela realimentação saturável na cavidade.

A caracterização deste laser através de medidas temporais e espectrais do pulso são apresentados na seq.3.3.

3.1.4 Laser de bombeamento

O laser de bombeamento é fabricado pela OClaro, de referência LC96UF74-20R. Ele opera no comprimento de onda $\lambda_b = 976 \text{ nm}$ ($\approx 980 \text{ nm}$) e pode atingir potências da ordem de $P_b \approx 800 \text{ mW}$. Para seu controle o laser foi acoplado ao suporte de conexões da Thorlabs, referência LM14s2 [28].

A montagem do laser no suporte é mostrada na Fig. 3.4, onde observa-se o laser em contato com a superfície do suporte, fixado com dois prendedores que proporcionam robustez mecânica.

Na parte inferior do suporte ficam os conectores RS232 para a fonte de corrente e o regulador de temperatura. Estas fontes são da marca ILX, com referências LDX 3545B e LDT 5412 respectivamente.

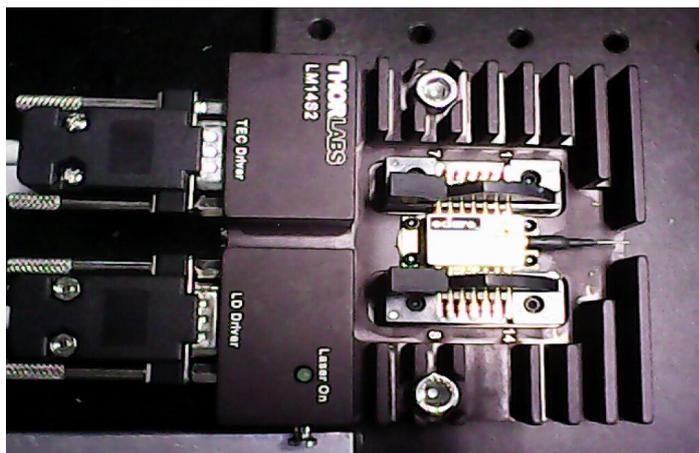


Figura 3.4 Acoplamento do laser de bombeamento com o suporte de conexões.

Depois de montar o laser ao suporte de conexões, este sistema foi caracterizado, variando a corrente de alimentação, inicialmente em intervalos de 5 mA. Quando a corrente chega cerca de 50 mA o laser começa a operar e aumentamos a corrente em intervalos maiores, até alcançarmos 1200 mA, a corrente máxima para este sistema. O resultado deste procedimento é a curva potência versus corrente, que apresentamos na Fig. 3.5.

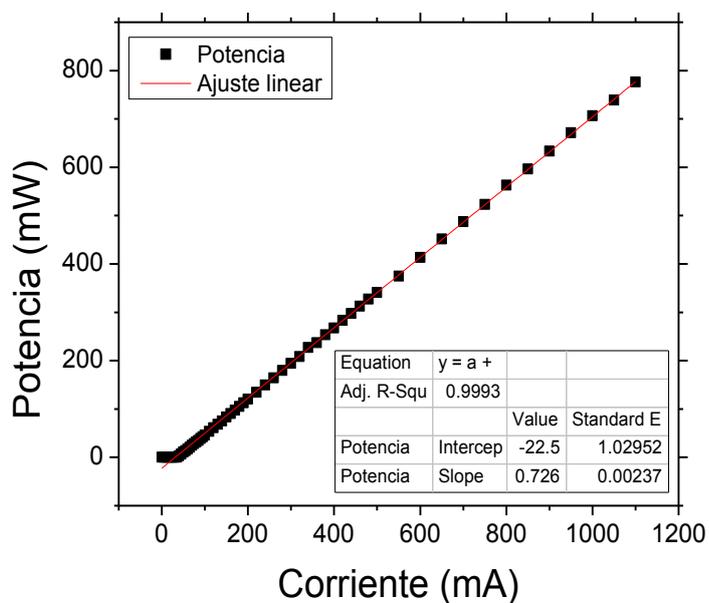


Figura 3.5 Grafica da potência de saída com respeito à corrente de alimentação.

No gráfico apresentado na Fig. 3.5 mostramos o ajuste linear para a relação entre a corrente e a potência do nosso laser de bombeamento. Esta relação é bem ajustada pela Eq. 3.5

$$P_b = 0.727 \times I_b - 22.5 \text{ mW} \quad (3.5)$$

onde P_b a potencia de bombeamento na saída do laser e I_b é a corrente aplicada em mA.

3.1.5 WDM

Lembremos que WDM significa "Wavelength Division Multiplexer", e que este dispositivo serve para separar ou juntar radiação de dois comprimentos de onda em uma fibra óptica. O WDM utilizado neste projeto é de marca Oplink, referência A322760.

O WDM é um elemento muito importante na construção do laser já que ele permite realizar a conexão entre a fibra de ganho e o laser de bombeamento, além de isolar a saída do feixe de bombeamento e isolar a etapa de bombeamento do feixe do sinal de 1560 nm. O aspecto fisico do WDM é apresentada na Fig. 3.6.

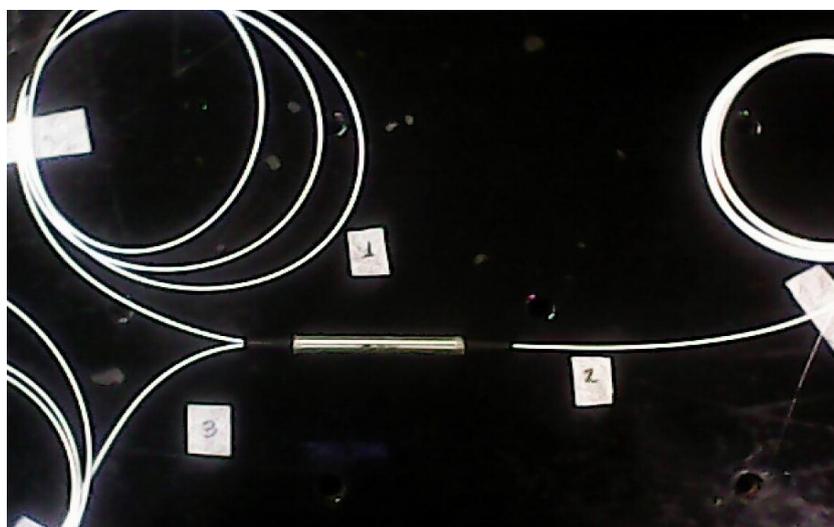


Figura 3.6 WDM de referência A3227660 do fabricante Oplink. Para facilitar a visualização, as pernas (saídas) do WDM foram numeradas, conforme mostra a figura.

Uma das características importantes para nosso sistema é a largura de banda deste dispositivo, que não deve ser menor que a largura espectral do laser de sinal.

Em nossa montagem do amplificador o WDM recebe o sinal amplificado em $\lambda_s = 1560$ nm proveniente da fibra de érbio através da porta 1 ("Common"), que é acoplada à saída através da porta 2 ("Pass") e isola o sinal para que não retorne ao laser de bombeamento, que fica na porta 3 ("Reflect"). A radiação do laser de bombeamento segue da porta 3 para a porta 1 para acoplar o feixe com a fibra de ganho. O feixe é isolado da porta 2 para evitar que a radiação em $\lambda_b = 980$ nm atinga a saída do amplificador.

O fundamento da multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM, wavelength division multiplexing) é análogo à multiplexação pela divisão de frequência (FDM, "frequency division multiplexing"). A técnica WDM consiste em transmitir por uma mesma fibra vários sinais cada um em um comprimento de onda diferente, sem interferência entre eles já que são suficientemente separados. Esta técnica é também muito importante em sistemas de comunicação quanto é possível de este modo a capacidade de enlace multiplica-se por o número de canais de entrada, que depois são separados por outro WDM atuando como um demultiplexador, esta técnica é apresentada na Fig. 3.7

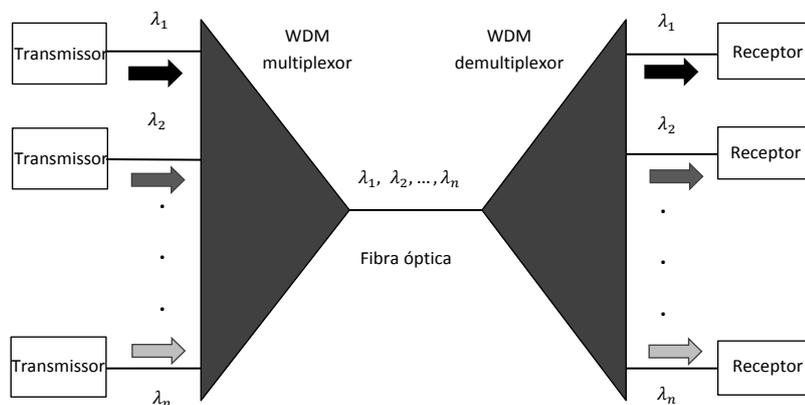


Figura 3.7 Aplicação do WDM em comunicações. Aqui vemos a transmissão através de múltiplos canais por meio de aplicação de WDM.

3.1.6 Divisor 99/1

Devido à importância de conhecer a potência de entrada para a fibra de ganho decidimos colocar um ponto de teste para o sinal de entrada neste ponto. É importante que este procedimento altere o mínimo possível o sinal. Para isto usamos um divisor 99/1, do fabricante Thorlabs, referência 10202A-99 [27].

O divisor 99/1 é o primeiro elemento do amplificador que recebe o feixe do laser de sinal de 1560 nm. Para acoplar a sinal de espaço livre proveniente do laser pulsado de sinal, utiliza-se uma lente colimadora, unida à fibra do divisor 99/1 pela porta de cor marcada em branco deste dispositivo. Na saída do divisor o sinal é dividido em duas partes; aproximadamente 99 % da potência vai para a porta de cor branca, que é acoplada à fibra de ganho; aproximadamente 1 % vai para a porta de cor azul, que é acoplada a um medidor de potencia. Estas frações foram devidamente medidas e registradas.

Com este procedimento pode-se medir com precisão a potência que chega à entrada da fibra, sem desfazer a conexão com a fibra de ganho.

3.2 Descrição e caracterização do sistema

O diagrama geral do sistema é apresentado na Fig. 2.1. Conforme afirmado no capítulo 2 o amplificador é composto por quatro etapas:

- 1 A primeira etapa é a de entrada do sinal em 1560 nm, onde é realizado o acoplamento do laser de sinal (espaço livre) à fibra SMF-28 de entrada que leva o pulso de sinal ao divisor de 99/1. Como o sinal de entrada ainda não foi amplificado, o principal fator que afeta o pulso nesta etapa é a dispersão da velocidade de grupo (GVD).
- 2 Na segunda etapa é a etapa de amplificação do sinal de entrada na fibra de ganho dopada com érbio. Nesta fibra o sinal é introduzido em uma porta ao passo que o laser de bombeamento é introduzido na outra extremidade, de modo que o bombeamento é contra-propagante ao sinal. O acoplamento da fibra de ganho com o laser de bombeamento é realizado através do WDM, descrito na seq. 3.1.5.

- 3 A terceira seção do amplificador é o laser de bombeamento. Este é um laser em $\lambda = 980$ nm e atinge uma potência máxima $P_b \approx 840$ mW. O laser é acoplado ao WDM e posteriormente à fibra de ganho. Ele opera no modo contrapropagante, isto é, propaga-se no sentido oposto ao sentido de propagação do sinal de entrada.
- 4 A quarta e última seção é a saída do sinal, após a amplificação. O comprimento da fibra é um parâmetro fundamental porque a potência do sinal é suficiente para que os efeitos da não-linearidade sejam relevantes na fibra SMF-28. Nesta seção da fibra de saída são produzidas mudanças na largura temporal do pulso devido à auto-modulação de fase, como será apresentado no capítulo 4.

A montagem do amplificador foi iniciada com a caracterização do laser de bombeamento, descrito previamente na subseção 3.1.4. Após isto, a saída do laser de bombeamento é unida à porta 3 do WDM, que acopla o laser de bombeamento com a fibra de ganho e isola a etapa de saída. O WDM foi descrito na subseção 3.1.5.

Para a emenda da saída do laser de bombeamento à porta 3 do WDM utilizamos um "fusion splicer" que faz a fusão de duas fibras usando um arco elétrico [16]. Após esta emenda fizemos medições da potência nas portas 1 e 2 do WDM, variando a corrente do laser entre 50 mA e 1200 mA, variando a potência do laser de bombeamento. As medidas da potência em $\lambda \approx 980$ nm foram feitas com o medidor de potência da Coherent, referência LM-Ultima [9]. Na subseção 3.3.1 detalha-se as características do medidor.

A conexão do laser de bombeamento ao WDM, e a disposição dos componentes para estas medidas de perdas são apresentados na Fig. 3.8. Os resultados destas medidas são mostrados na Fig. 3.5. Verificamos que a perda de potência na passagem através do WDM é de aproximadamente 6 %, enquanto a transmissão na porta 2 é de aproximadamente 0 %.

Posterior às medidas de perdas no WDM no comprimento de onda $\lambda_b = 980$ nm, procedemos à medição das perdas deste dispositivo em $\lambda_s = 1550$ nm fazendo uso de um laser no modo contínuo (Agilent, referência 8164A [3]), com potência de saída de 1 mW.

A saída do laser contínuo foi conectada à porta 1 do WDM e medimos a potência de saída nas portas 2 e 3. Para esta medida foi necessário usar conectores nas portas do WDM para acoplar ao medidor de potência de 1560 nm e à saída do laser de sinal. Isto foi realizado

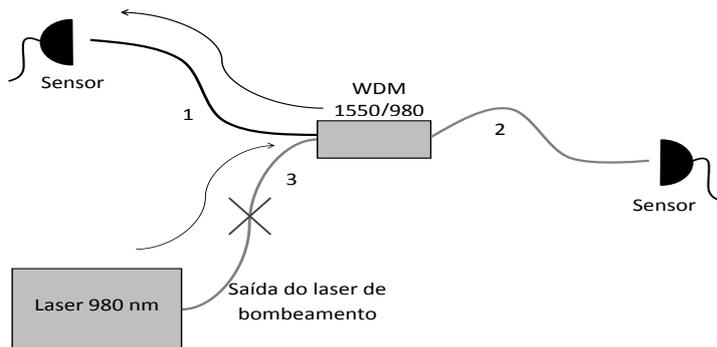


Figura 3.8 Diagrama de conexão do laser de bombeamento e do WDM, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.

com conectores da marca Furukawa, referência 3300116 [17]. A disposição dos componentes ópticos para estas medidas é apresentada na Fig. 3.9.

Com estes testes verificamos que as perdas em cada conector é aproximadamente de 5 %. A medição da potência em $\lambda_s = 1560$ nm é feita com um medidor de potência da Anritsu, referência ML9001A [7]. Verificamos que a perda total na porta 2 é de 15 % e a transmissão na porta 2 é praticamente nula (0 %), conforme desejado.

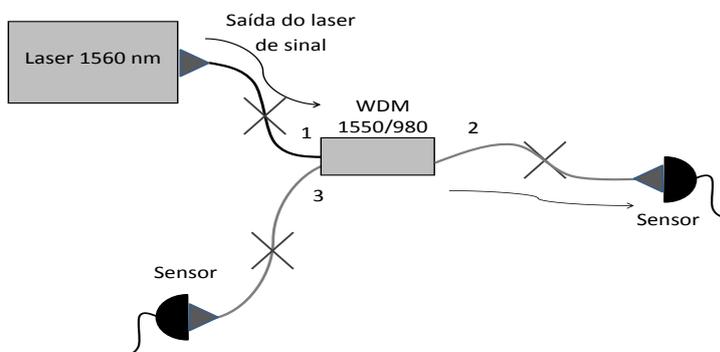


Figura 3.9 Diagrama de conexão do laser de sinal e do WDM, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.

Conforme justificado anteriormente, introduzimos um divisor de feixe 99/1 antes do meio de ganho para monitorar a potência do laser de sinal de entrada. Para medir as perdas no divisor utilizamos o laser de modo contínuo introduzido na porta branca de entrada (ao lado da porta

vermelha), e o medidor de potência de 1560 nm na porta branca de saída (99 %) e também na porta azul (1 %). A disposição dos componentes para estas medidas é apresentada na Fig. 3.10. Nossas medidas mostram que as potências após o divisor são 97 % na porta branca e 3 % na porta azul.

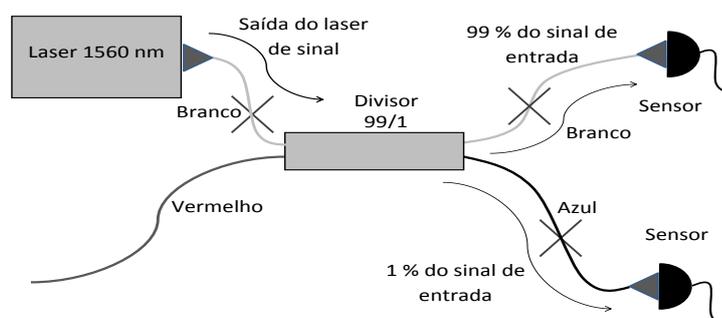


Figura 3.10 Diagrama de conexão do laser de sinal e do divisor 99/1, e a disposição dos componentes para a medição das perdas.

Depois de medir todas as perdas dos elementos utilizados emendamos 4.6 m de fibra de ganho dopada (total de fibra existente no laboratório) com érbio à saída do WDM. Ao colocarmos o laser de bombeamento em operação-se observa-se que a fibra de ganho emite radiação de cor verde pela emissão espontânea, já descrita no capítulo 2. Medimos a potência gerada em $\lambda = 1560$ nm. A disposição dos componentes para estas medidas é mostrado na Fig. 3.11.

Neste diagrama vemos que o feixe do laser de bombeamento incide na fibra de ganho e a fração não absorvida sai na direção do sensor P_2 . A emissão em $\lambda_s = 1560$ nm ocorre nas duas direções, sendo medidas nos sensores de potência P_1 e P_2 . Os resultados destas medidas são apresentadas na Fig. 3.12.

Na Fig. 3.12 é mostrada a potência medida em $\lambda = 1560$ nm em função da potência de bombeamento em $\lambda = 980$ nm nas portas P_1 e P_2 .

Inicialmente a variação é linear, com uma potência maior saindo na porta P_1 onde as perdas são menores. A partir de $P_b \approx 400$ mW, a dependência permanece sendo linear, mas a derivada muda. Isto deve-se ao fato de que a fibra de ganho começa a operar como um laser, cujas cavidades são as extremidades clivadas das fibras, que atuam como espelhos de baixa refletivi-

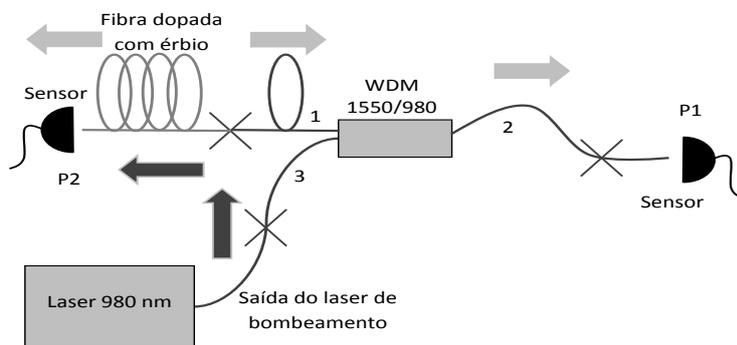


Figura 3.11 Diagrama de conexão do laser de bombeamento e o WDM com a fibra de ganho, e a disposição dos componentes para a medição de sinal de 1560 nm.

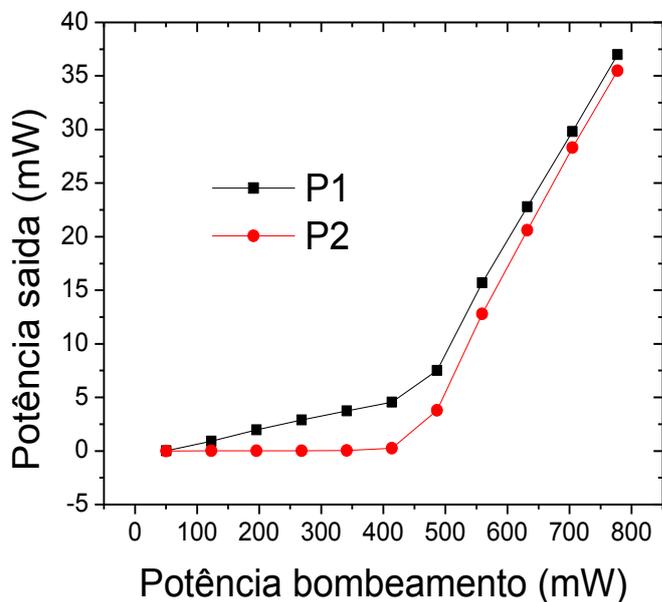


Figura 3.12 Gráfico da potência gerada nas duas saídas da fibra de ganho com respeito à potência do laser de bombeamento.

dade. Quando cortamos as extremidades das fibras de forma irregular o efeito desaparece, como mostra a Fig. 3.13.

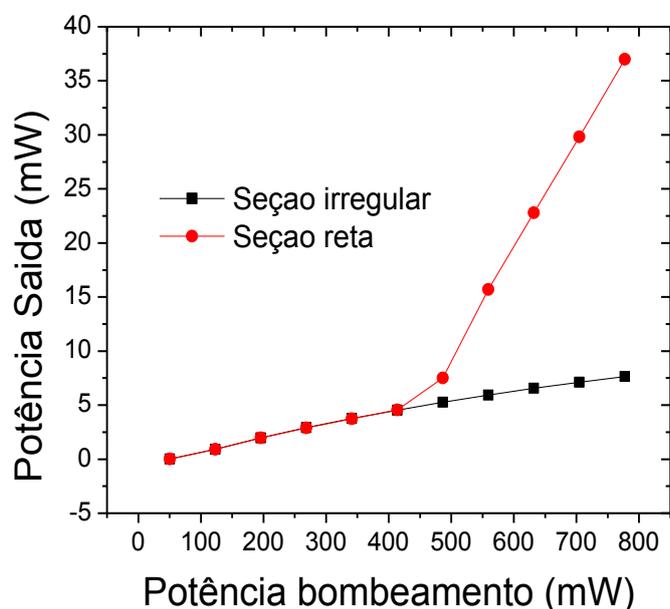


Figura 3.13 Gráfico da potência geradas em 1560 nm no sistema da fibra de ganho e o WDM com uma seção de corte irregular.

Neste ponto decidimos reduzir o comprimento da fibra de ganho para $L_g = 1.30$ m, calculado segundo o critério do comprimento ótimo descrito na seq. 3.1.2. Note-se que para o comprimento $L_g = 4.80$ m observa-se a porção final da fibra não emite radiação verde, indicando que a absorção do feixe de bombeamento é exagerada e a fibra não é efetivamente excitada nesta porção.

Com este comprimento da fibra de ganho o WDM foi emendado ao divisor 99/1 e o sistema ficou como apresentado na Fig. 2.1. Nesta configuração e com todas as perdas e transmissões devidamente caracterizados procedeu-se com as medidas de potência, duração temporal e aquisição dos espectros do pulso na saída do amplificador. Para fazer estas medições foi utilizado o laser pulsado com $\lambda = 1560$ nm, cujas características foram detalhadas na subseção 3.1.3.

A largura espectral do pulso e medida com o analisador de espectro óptico de marca Agilent e de referencia 86142B [4]. As principais características do analisador de espectro óptico são detalhadas na subseção 3.3.3.

Para mudar os parâmetros de saída como o ganho, largura espectral e duração temporal do pulso, variamos o seguinte conjunto de parâmetros:

- 1 Comprimento da fibra de entrada, L_i ;
- 2 Comprimento da fibra SMF-28 de saída, L_o ;
- 3 Comprimento da fibra de ganho, L_g
- 4 Potência do laser de bombeamento, P_b .
- 5 Potência do laser de sinal de entrada P_s

Para não aumentar demais o conjunto de medidas a ser realizado, optamos para variar o comprimento da fibra de entrar entre dois valores: $L_i = 1.8$ m e 4.8 m, e para a fibra de saída utilizamos $L_o = 1$ m e 3 m. As mudanças dos comprimentos da fibra de entrada e saída são combinados com uma variação sistemática da potência do laser de bombeamento.

A medida da potência no laser de sinal é feita depois de acoplá-lo à fibra de entrada através de uma lente colimadora. O feixe passa primeiro por um isolador de Faraday, que permite a passagem do feixe em 1560 nm mas bloqueia o laser de bombeamento do amplificador, que poderia impedir o laser de sinal de operar.

A variação da potência do sinal de entrada é realizada mudando o acoplamento do feixe deste laser na fibra de entrada. Adotamos como valores padrão $P_s = 0.1$ mW, 2.5 mW, 5.0 mW e 10.0 mW.

O controle da potência do laser de bombeamento foi efetivada através da fonte de corrente do laser. Usamos a Fig. 3.5 para calibrar a potência de saída em função da corrente do laser. As correntes de bombeamento usadas foram $I_b = 400$ mA, 800 mA e 1180 mA, correspondendo a potências $P_b = 270$ mW, 560 mW e 840 mW, respectivamente.

Depois de caracterizar a operação do amplificador com os diferentes comprimentos da fibra de entrada e de saída, procedeu-se a mudar o comprimento L_g da fibra de ganho. As primeiras medidas foram feitas $L_g = 1.30$ m, e em seguida a fibra foi reduzida para $L_g = 1$ m. Todas as medições anteriores foram repetidas, repetindo-se novamente o procedimento para $L_g = 0.8$ m

e 0.6 m. Os resultados de todas as medições da potência, largura temporal e espectral para estas diferentes configurações são apresentados no capítulo 4.

Nas próximas seções faremos uma descrição mais detalhada de cada um dos instrumentos ou aparatos utilizados para efetuar a caracterização da operação do nosso amplificador. Com este equipamento foram feitas medidas de potência média, perfil temporal e espectral dos pulsos antes e depois de amplificados.

3.3 Métodos e sistemas de medição

Na presente seção iremos descrever os aparelhos e aparatos usados para realizar as diferentes medições. Também serão descritas as técnicas envolvidas para este propósito.

Na primeira parte apresentaremos a instrumentação relacionada à medição da potência; na segunda parte com a técnica de medição do perfil temporal dos pulsos e, finalmente, o aparato usado na medição e registro da intensidade espectral dos pulsos.

3.3.1 Medição da potência

Para as medidas de potência foram necessários dois instrumentos distintos: para $\lambda_s = 1560$ nm foi utilizado o medidor de potência Anritsu, referência ML9001A [7], e para $\lambda_b = 980$ nm foi usado o medidor de potência Coherent, referência LM-Ultima [9].

A potência máxima que o medidor de potência Anritsu suporta é $P_{s,max} = 12$ mW, razão pela qual foi utilizado filtro para atenuar a potência por um fator de 20, tendo em vista que as potências médias atingidas após a amplificação são maiores do que 100 mW.

As potências do laser de bombeamento em $\lambda_b = 980$ nm, têm valores máximos da ordem de $P_{b,max} = 800$ mW, sendo que a potência máxima que o sensor suporta é da ordem de 40 mW. Novamente fizemos uso de um atenuador calibrado para reduzir a potência por um fator de 1000.

3.3.2 Medição do perfil temporal do pulso

Os pulsos que desejamos caracterizar têm duração $\tau_p \approx 200$ fs, o que é significativamente menor do que é possível medir diretamente com um osciloscópio e fotodetector. Assim precisamos utilizar um método indireto para medir a forma do pulso e para este propósito montamos um sistema chamado autocorrelacionador colinear por geração de segundo harmônico, baseado em um interferômetro de Michelson. Na Fig. 3.14 mostramos esquematicamente o diagrama do auto-correlacionador.

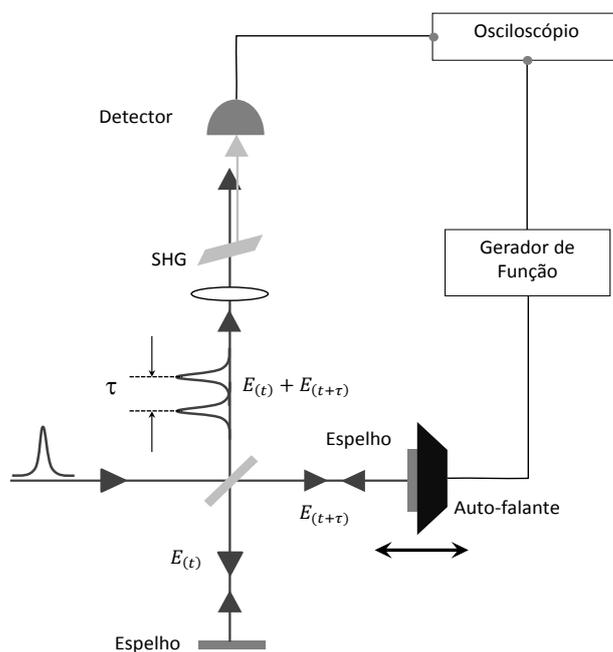


Figura 3.14 Diagrama geral do autocorrelacionador conectado ao gerador de sinais e osciloscópio.

O pulso que se deseja caracterizar incide inicialmente em um espelho semi-transparente ("beam splitter") com a 45 graus. Este espelho divide o feixe inicial em dois, de potência aproximadamente iguais. Um dos braços do interferômetro tem comprimento variável devido à ação de auto-falante, que é alimentado por um gerador de sinais (Agilent, referencia 33120A). O gerador é configurado para trabalhar no modo senoidal, com uma amplitude de tensão $V_{af} = 4.5$ V frequência $f = 20$ Hz.

Esta configuração faz com que o pulso que refletido pelo espelho colado ao alto-falante, ora esteja atrasado ora adiantado com respeito ao pulso refletido no espelho fixo. Este par de pulsos

é recombinado e direcionado a uma lente e focalizado em um cristal de geração de segundo harmônico, denominado SHG ("Second Harmonic Generator"). Este cristal absorve dois fótons do feixe de entrada gerando um fóton com o dobro da frequência óptica, o dobro da energia e metade do comprimento de onda do pulso de entrada.

Os fótons de comprimento de onda $\lambda_{SH} \approx 780$ nm são absorvidos no fotodiodo e produzem uma corrente eletrônica. A diferença de potencial gerada por esta corrente de elétrons em um resistor de carga é medida em um osciloscópio lento (Agilent, DSO-X 2022A). O sinal gerado desta forma é sensível à superposição temporal do perfil de intensidade do pulso que se deseja medir.

Supondo que a resposta do alto falante seja senoidal, o comprimento do braço móvel do interferômetro é dado por Eq. 3.6

$$L_t = L_0 + \Delta L \cos(2\pi f_{af} t) \quad (3.6)$$

onde f_{af} é a frequência do gerador de funções.

O sinal detectado pelo fotodiodo é proporcional à energia do pulso de segundo harmônico, ou seja, à integral temporal da intensidade do sinal de segundo harmônico.

$$S_t \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_{SH}(\tau) d\tau \quad (3.7)$$

O campo do segundo harmônico, por sua vez, é proporcional ao quadrado do campo do par de pulsos incidentes

$$I_{SH} \propto |E_{SH}|^2 = |E_F(\tau) + E_F(\tau + \Delta\tau_t)|^4 d\tau, \quad (3.8)$$

onde E_{SH} é o campo gerado pelo cristal do segundo harmônico com $\lambda_{SH} = 780$ nm e E_F é o campo na frequência fundamental, com $\lambda_F = 1560$ nm. Aqui $E_F(\tau)$ é o campo proveniente do braço de tamanho fixo e $E_F(\tau + \Delta\tau_t)$ é o campo proveniente do braço móvel do interferômetro. O sinal medido no auto-correlacionador, portanto, é

$$S_t \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E_F(\tau) + E_F(\tau + \Delta\tau_t)|^4 d\tau, \quad (3.9)$$

Por outro lado, o atraso relativo entre os dois pulsos é

$$\Delta\tau_t = \frac{2\Delta L}{c} \cos(2\pi f_{af} t). \quad (3.10)$$

O atraso relativo dos pulsos varia numa escala de tempo que é da ordem de décimos de segundos, facilmente medido no osciloscópio, ao passo que a integração temporal da intensidade ocorre em uma escala de temporal radicalmente diferente, da ordem de 1 ps. Isto significa que as duas escalas de tempo são intrinsecamente distintas.

É importante ressaltar que para os valores típicos de frequência e voltagem do gerador de sinais, o movimento do alto-falante pode ser considerado aproximadamente linear para uma região razoável em torno de L_0 na Eq. 3.6, de forma que o atraso entre os pulsos pode ser calculado usando as Eqs. 3.10 e 3.11.

O autocorrelacionador é calibrado da seguinte forma: medimos, no osciloscópio, o atraso temporal Δt_{pp} entre dois máximos sucessivos do interferograma, correspondente a um período óptico $T = \lambda_F/c$. Qualquer outro intervalo Δt medido no osciloscópio corresponde a um atraso relativo dos pulsos que vale

$$\Delta\tau = \frac{\lambda}{c} \left(\frac{\Delta t}{\Delta t_{pp}} \right) \quad (3.11)$$

Para entender melhor o resultado de uma medida de autocorrelação colinear por geração de segundo harmônico supomos uma forma de pulso típica, cujo perfil de intensidade é uma secante hiperbólica quadrada. Além disto supomos que o pulso apresenta um “chirp”, ou varredura de frequência. Isto significa que as diferentes componentes de frequência do pulso podem chegar em instantes de tempo diferentes. Um pulso sem chirp tem a frequência instantânea constante e o valor é igual à da portadora do pulso. Nestas condições o campo elétrico do pulso que incide sobre o autocorrelacionador tem a forma:

$$E_\tau = E_0 \left(\frac{1.763 \tau}{\tau_p} \right)^{1+i\alpha} \quad (3.12)$$

onde α é denominado de parâmetro de chirp e τ_p é a duração temporal do pulso pelo critério FWHM (“Full Width Half Maximum”) ou amplitude máxima à meia-altura.

Para efeito de compreensão mostramos na Fig. 3.15 os resultados de uma simulação do resultado de uma medida do perfil temporal de um pulso usando o autocorrelacionador.

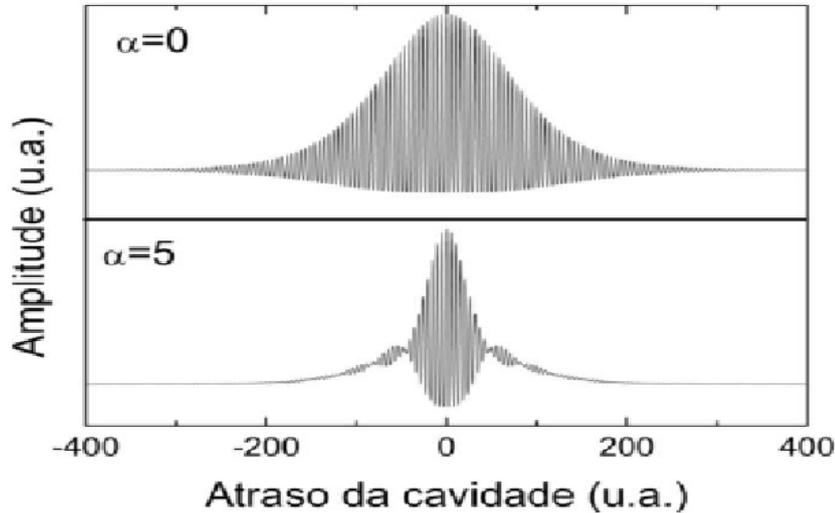


Figura 3.15 Simulação de auto-correlação do pulso sech com diferentes valores do parâmetro de chirp. Acima temos o pulso com $\alpha = 0$ e abaixo o pulso com $\alpha = 5$ [12].

Para este fim atribuímos os valores de $E_0 = 1$ e $\tau_p = 200$ fs, e atribuímos dois valores diferentes para o parâmetro de chirp, α . Temos, portanto, a autocorrelação de dois pulsos que possuem o mesmo perfil temporal de intensidade, mas parâmetros de chirp distintos: na figura superior o parâmetro de chirp é $\alpha = 0$, ou seja, o pulso não tem chirp e na parte inferior o parâmetro de chirp é $\alpha = 5$.

A Fig. 3.15 permite observar o efeito da presença do chirp: mesmo que a duração temporal T_p dos pulsos sejam iguais, o chirp produz um estreitamento na curva da autocorrelação. O estreitamento da curva de autocorrelação deve-se ao fato de que o pulso com chirp tem maior conteúdo espectral e, portanto, um tempo de coerência menor.

Podemos medir a largura temporal da curva de autocorrelação $\Delta\tau_{ac}$ e a partir disto determinar, em princípio, a duração temporal do pulso. Para um pulso do tipo secante hiperbólica, sem chirp esta relação é

$$\tau_{ac} = 0.648\Delta\tau_{ac} , \quad (3.13)$$

$$\Delta\nu_{ac} = \frac{0.486}{\Delta\tau_{ac}}, \quad (3.14)$$

onde τ_{ac} e $\Delta\nu_{ac}$ são a duração e a largura espectral (no critério FWHM) estimadas pela autocorrelação. É importante saber que τ_{ac} é uma estimativa da duração do pulso obtida pela autocorrelação, não sendo igual a τ_p no caso de o pulso possuir chirp.

Outra quantidade importante é o producto tempo-largura de banda ("TBWP"), que é um parâmetro para medir o quão próximo um pulso é limitado por la transformada de Fourier (LFT). Um pulso limitado por transformada de Fourier é aquele cujo produto tempo-largura de banda é mínimo. O produto tempo-largura de banda de um pulso secante hiperbólica obedece a uma relação de desigualdade dada por

$$\tau_p \Delta\nu_p \geq 0.315 \quad (3.15)$$

Onde T_p é a duração real e $\Delta\nu_p$ é a largura de banda real do pulso pelo critério FWHM. A igualdade ocorre no caso que o pulso seja LTF, ou em outras palavras, não tem chirp ou é muito pequeno.

Tendo em mãos agora o significado da medida de autocorrelação podemos descrever nosso procedimento quanto aos dados experimentais. Os dados da medida do perfil temporal do pulso são armazenados e copiados através da porta USB para depois serem arquivados no computador e posteriormente processados no programa Origin. Na Fig. 3.16 apresentamos a título de exemplo uma medida de autocorrelação do pulso saído diretamente do laser de sinal ($\lambda_s = 1560$ nm). Deste gráfico, e seguindo o procedimento descrito anteriormente estimamos a largura temporal do pulso é de $T_p \approx 140$ fs, se for limitado por transformada de Fourier.

Deste gráfico, e seguindo o procedimento descrito anteriormente estimamos a largura temporal do pulso é de $T_p \approx 140$ fs, se for limitado por transformada de Fourier.

3.3.3 Medição do perfil espectral do pulso

Conforme verificado na seção anterior em que discutimos a medida do perfil temporal do pulso é fundamental que conheçamos o seu perfil espectral, o que pode ser feito no domínio

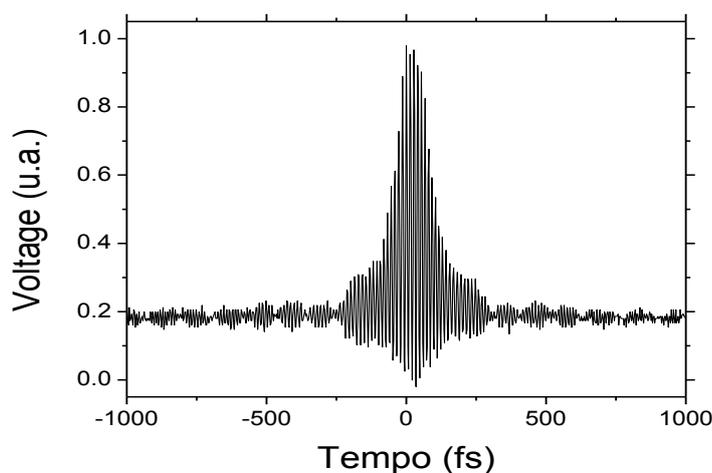


Figura 3.16 Medida de autocorrelação colinear por geração de segundo harmônico do laser de sinal ($\lambda = 1560$ nm) sem passar em outros elementos ópticos.

da frequência ou do comprimento de onda. Para esta finalidade foi utilizado o analisador de espectro óptico Agilent, referencia 86142D [4].

No painel frontal do analisador de espectro óptico no qual é possível identificar a entrada para o conector de fibra na parte inferior direita. Esta trás o sinal da saída do laser de sinal ou da saída do amplificador. A potência máxima que pode ser aplicada é de 30 dBm, razão pela qual devemos ter o cuidado de atenuar o sinal proveniente da saída do amplificador.

Como o analisador de espectro utilizado não tem porta USB para saída de dados foi necessário fazer um programa no Labview para coletar os dados da porta GPIB com um adaptador para USB.

Os dados do analisador foram armazenados no computador em formato Ascii e processados no programa Origin. Como exemplo, mostramos na Fig. 3.17 o espectro do laser de sinal de modo pulsado em $\lambda = 1560$ nm.

No gráfico da Fig. 3.17 pode-se observar que o pico central na verdade é $\lambda \approx 1565$ nm e que a largura do espectro à meia altura é aproximadamente de $\Delta\lambda \approx 14$ nm.

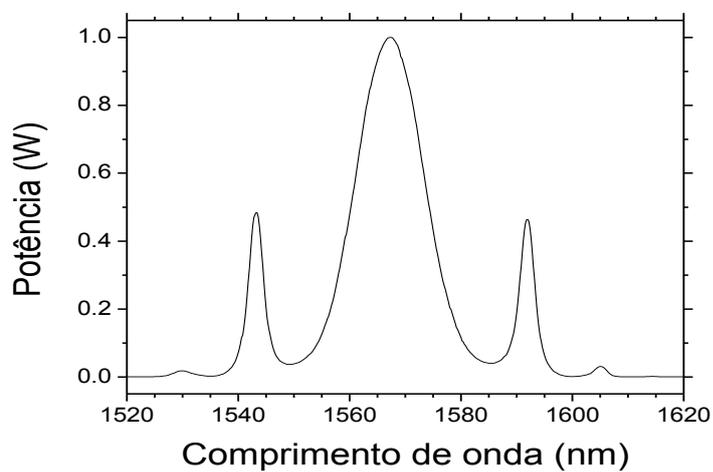


Figura 3.17 Gráfico do espectro do laser de sinal no modo pulsado de 1560 nm.

Capítulo 4

Resultados e análise

No capítulo anterior descrevemos o diagrama experimental para a montagem do amplificador em fibra de érbio. Após a montagem do sistema seguido da caracterização inicial de todos os componentes utilizados, neste capítulo apresentaremos a caracterização global do sistema, isto é a dependência dos parâmetros do pulso de saída com os parâmetros do amplificador e dos pulsos de entrada.

Os parâmetros que usaremos para caracterizar a saída do amplificador são: a potência média, o ganho, a largura temporal e o espectro do pulso de saída. Para caracterizar a entrada do pulso medimos os seguintes parâmetros: a potência do sinal de entrada, a potência do laser de bombeamento, o comprimento de fibra de entrada e de saída, e o comprimento da fibra de ganho.

Na primeira seção e na segunda seção, respectivamente, apresentamos os resultados de medidas referentes à relação entre a potência de saída e o ganho e os diferentes parâmetros de entrada. Nas seções 3 e 4 realizamos a mesma análise para a largura temporal e o espectro do pulso, respectivamente.

4.1 Potência de saída em função dos parâmetros de entrada

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos que relacionam a potência de saída do amplificador aos parâmetros de entrada. Primeiro é mostrado a dependência da potência de saída com a potência de bombeamento, posteriormente estudamos como a potência de saída

varia com respeito à potência do sinal de entrada, e finalmente estudamos a relação com o comprimento da fibra de ganho.

4.1.1 Dependência da potência de saída com a potência de bombeamento

Neste ponto apresentamos na Fig .4.1 o conjunto inicial de dados que relacionam a potência de saída à potência de bombeamento. Neste conjunto de medidas mantivemos constante o comprimento da fibra de ganho, $L_g = 1.3$ m e a potência do sinal de entrada em seu valor máximo $P_s = 10$ mW. As medidas envolvem diferentes combinações dos comprimentos da fibra de entrada e saída variam dentro das faixas $L_i = 1.8$ 4.8 m e $L_o = 1.0$ 3.0 m, respectivamente.

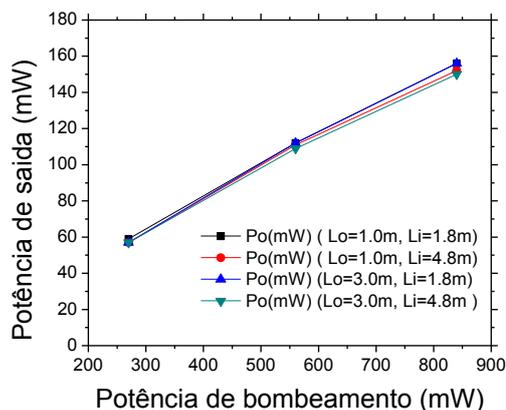


Figura 4.1 Gráficos de potência de saída com respecto à potência de bombeamento para uma potência de entrada de 10.0 mW e comprimento de fibra de ganho de $L_g = 1.3$ m, para as diferentes configurações das fibras de entrada e saída.

No conjunto de dados da Fig. 4.1 observa-se que, para todas as configurações dos comprimentos da fibra de entrada e saída a potência de saída é uma função monotonicamente crescente com a potência de bombeamento, como seria de se esperar, e em todos os casos a relação é aproximadamente linear neste intervalo. O comportamento observado para as diferentes configurações é muito semelhante entre si, para a potência de sinal de entrada de 10 mW. Este comportamento repete-se para todos os comprimentos de fibra de ganho utilizados. Aqui temos evidência de que a mudança nos comprimentos da fibra de entrada e saída não mudam apreciavelmente a potência de saída.

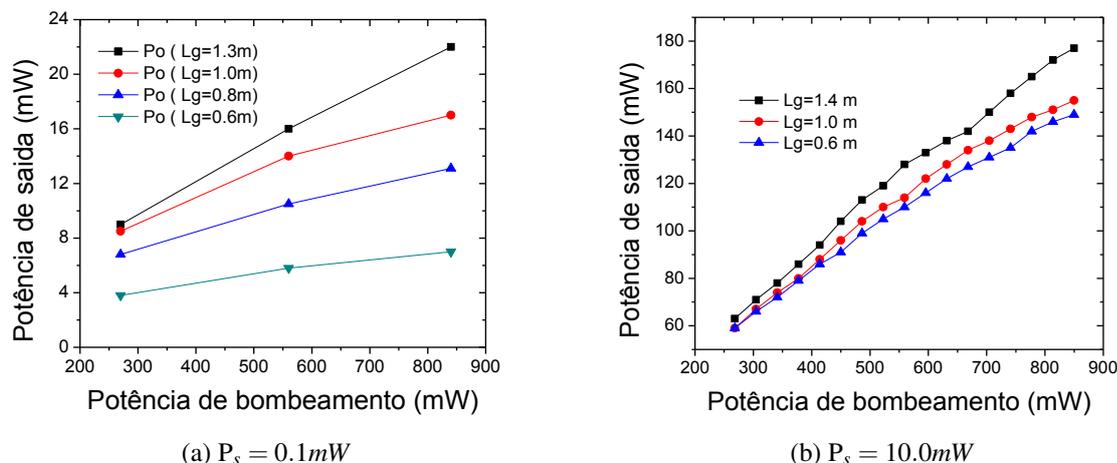


Figura 4.2 Gráficos de potência de saída com respeito à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8 \text{ m}$ e $L_o = 3.0 \text{ m}$, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência do sinal de entrada mínima 0.1 mW para Fig. 4.2a e máxima de 10.0 mW para Fig. 4.2b.

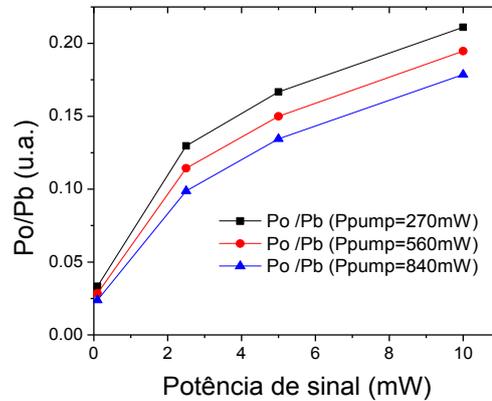
No conjunto de dados da Fig. 4.2 são apresentados as medidas da potência de saída para diferentes comprimentos da fibra de ganho, com L_g igual a 0.8 m , 1.0 m e 1.3 m e duas potências do laser de sinal: a) $P_s = 0.1 \text{ mW}$ e b) $P_s = 10.0 \text{ mW}$. No primeiro caso a potência de sinal de entrada é menor que a potência de saturação e observa-se que as maiores potências de saída são atingidas para os maiores comprimentos da fibra de ganho. Quando a potência de sinal de entrada é aumentada para 10.0 mW a potência de saída aumenta na medida que aumenta o comprimento da fibra de ganho, isto deve-se à aumento no número de íons de érbio.

4.1.2 Dependência da potência de saída com a potência do sinal de entrada

Nesta seção apresentamos as medidas da potência de saída dividido pela potência de bombeamento variando a potência do sinal de entrada, mantendo fixos os comprimentos das fibras de entrada e saída, igualmente ao que foi realizado na análise anterior.

Na Fig. 4.3 mantivemos o comprimento de fibra de ganho $L_g = 1.3 \text{ m}$ e medimos a potência de saída em função da potência de entrada, para várias potências de bombeamento. Isto é feito

para analisar o efeito sobre a potência de saída quando muda a potência de bombeamento para um comprimento de fibra de ganho determinado.



(a) $L_g = 1.3m$

Figura 4.3 Gráfico de potência de saída P_o dividido pela potência de bombeamento P_b em função da potência do sinal de entrada para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8$ m e $L_o=3.0$ m, e mudando a potência de bombeamento para o comprimento da fibra de ganho com 1.3 m.

No conjunto de dados registrados na Fig. 4.3 verifica-se um aumento da potência da saída com o aumento da potência de bombeamento, ou da potência do sinal de entrada. Verifica-se, no entanto, que este crescimento é reduzido à medida que aumenta a potência do sinal de entrada, o que é evidenciado pela redução das derivadas das retas que ligam os pontos. Este comportamento é similar ao previsto pela Eq. 2.54 na teoria de ganho saturado e é verificado em todos os comprimentos de fibra registrados.

Na Fig. 4.4, mostramos os resultados de medidas mantendo fixa a potência de bombeamento em seu valor máximo $P_b = 840$ mW e a mesma configuração das fibras de entrada e saída anteriores. Apresentamos um conjunto de medidas para cada comprimento L_g da fibra de ganho.

Os resultados da Fig. 4.4 mostram que a potência de saída é menor para a fibra $L_g = 0.6$ m, comparando aos comprimentos maiores. Para $L_g = 0.8$ m, 1.0 m e 1.3 m, verifica-se comportamentos similares entre eles, conforme mostrado para o conjunto de gráficos da Fig. 4.2b. Este comportamento é similar para outras potências de bombeamento e também previsto pela Eq. 2.54, como no conjunto de dados anterior.

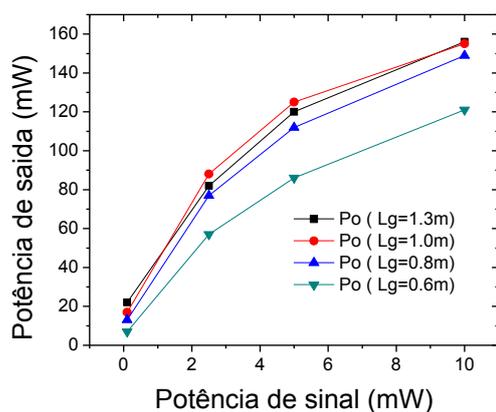
(a) $P_b = 840\text{mW}$

Figura 4.4 Gráfico da potência de saída com respecto à potência da sinal de entrada para a configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8\text{ m}$ e $L_o=3.0\text{ m}$, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência de bombeamento máximo de 840 mW .

4.1.3 Dependência da potencia de saída com o comprimento da fibra de ganho

Nesta seção apresentamos as relações entre a potência de saída e o comprimento da fibra de ganho. Para isto mantemos a configuração das fibras de entrada e saída fixadas na mesma configuração dos dados anteriores.

Nos dados registrados na Fig. 4.5, apresentamos um gráfico para a potência de sinal de entrada mínima de 0.1 mW e a potência máxima de 10.0 mW , para cada potência de bombeamento.

Verifica-se, conforme mostrado na Fig. 4.5a para $P_s = 0.1\text{ mW}$, que para todas as potências de bombeamento, a potência de saída é sempre crescente, saturando mais rapidamente para as potências de bombeamento menores. Na Fig. 4.5b para $P_s = 10.0\text{ mW}$, verificamos que a potência máxima de saída do amplificador é 156 mW , para $L_g = 1.3\text{ m}$ e $P_b = 840\text{ mW}$.

Para as duas potências de entrada ocorre um crescimento maior da potência de saída para menores comprimentos de fibra de ganho, saturando ou até diminuindo quando a fibra de ganho torna-se mais comprida.

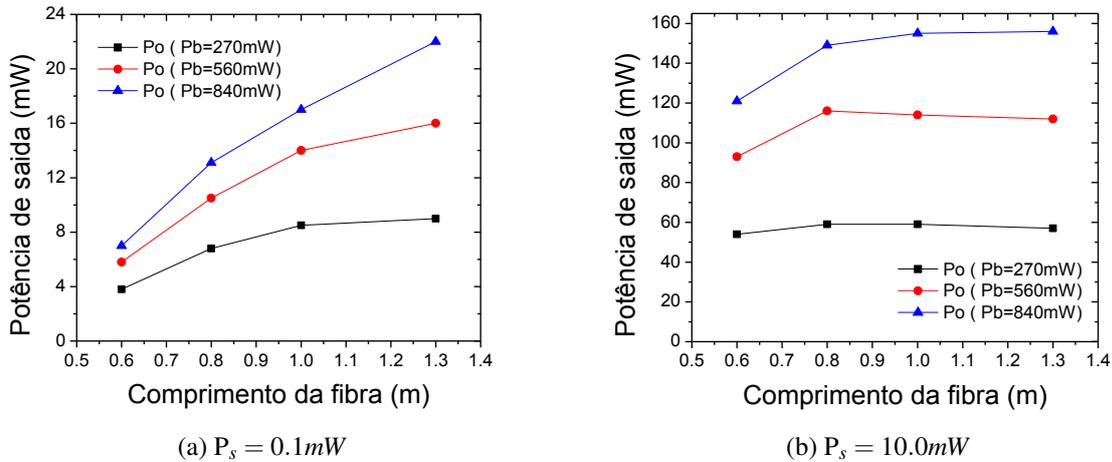


Figura 4.5 Gráficos de potência de saída com respeito ao comprimento da fibra de ganho para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8 \text{ m}$ e $L_o = 3.0 \text{ m}$, e mudando a potência de bombeamento para a potência do sinal de entrada com 0.1 mW para Fig.4.5a e 10.0 mW para Fig.4.5b.

4.2 Comportamento do ganho respeito aos parâmetros de entrada

Nesta seção apresentamos os mesmos dados da seção anterior, agora parametrizados em termos do ganho G , definido como a razão entre a potência de saída e a potência de entrada. A razão disto é que este parâmetro é mais comumente usado na descrição de amplificadores.

São apresentados os resultados obtidos para o ganho do amplificador em função dos diferentes parâmetros de entrada, mantendo os comprimentos da fibra de entrada e saída em $L_i = 1.8 \text{ m}$ e $L_o = 3.0 \text{ m}$, respectivamente.

Estudamos primeiro a relação entre o ganho e a potência de bombeamento, e a potência do sinal de entrada.

4.2.1 Dependência do ganho com a potência de bombeamento.

No que segue estudamos a relação entre o ganho do amplificador e a potência de bombeamento, P_b . Na Fig. 4.6 $L_g = 1.3 \text{ m}$ e diferentes potências P_s do sinal de entrada.

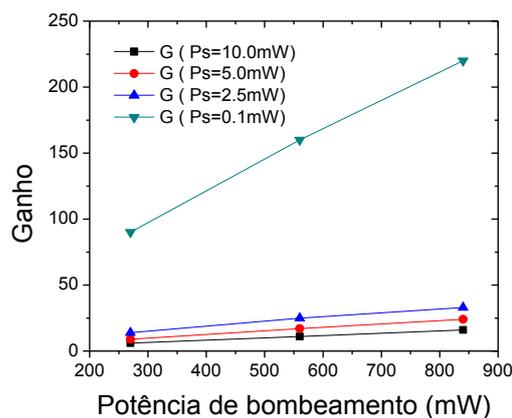
(a) $L_g = 1.3m$

Figura 4.6 Gráfico do ganho do amplificador com respeito à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8 m$ e $L_o = 3.0 m$ respectivamente, e mudando a potência do sinal de entrada para o comprimento da fibra de ganho de $1.3 m$

A partir da Fig. 4.6 é evidente que todas os valores da potência de entrada P_s o ganho é sempre crescente como função de P_b , sendo máximo para $P_s = 0.1 mW$, e reduzindo à medida que P_s aumenta, devido à saturação.

O ganho máximo obtido foi $G = 220$, e ocorre para $L_g = 1.3 m$, $P_s = 0.1 mW$ e a potência máxima de bombeamento $P_b = 840 mW$. Este comportamento é similar para todos os comprimentos da fibra de ganho utilizados.

Na Fig. 4.7 apresentamos o ganho do amplificador variando a potência de bombeamento, P_b , na qual mantivemos a potência de sinal de entrada $P_s = 10 mW$, variando o comprimento da fibra de ganho, L_g .

Da Fig. 4.7 pode-se observar que para $P_s = 10 mW$ e todos os comprimentos L_g o ganho é sempre crescente com P_b , o mesmo sendo observado para todos os demais valores de P_s . O ganho máximo obtido quando $P_s = 10.0 mW$, $L_g = 1.3$ e $P_b = 840 mW$ é $G = 16$.

4.2.2 Dependência do ganho com a potência do sinal de entrada

Nesta seção estudamos o comportamento do ganho ao variar a potencia de sinal de entrada. P_s .

Na Fig. 4.8a é mostrado o resultado da medida do ganho mantendo fixo o comprimento da fibra de ganho em $L_g = 1.3 m$ para diversas potências de bombeamento, P_b . Verifica-se que o

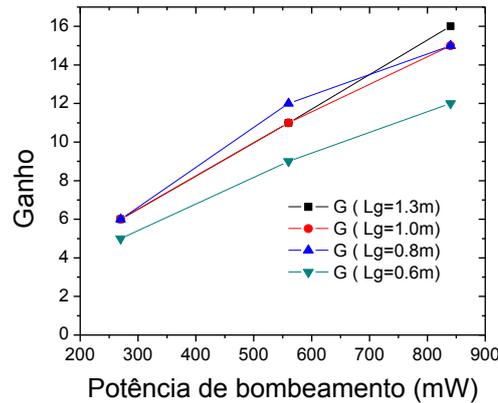
(a) $P_s = 10.0mW$

Figura 4.7 Gráfico do ganho do amplificador com respeito à potência de bombeamento para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho para a potência de sinal de entrada máxima de 10.0 mW.

ganho é decrescente com a potência de sinal de entrada, devido à saturação e crescente com a potencia de bombeamento, conforme esperado.

Na Fig. 4.8b mantivemos fixa a potência de bombeamento em $P_b = 840$ mW e estudamos diversos comprimentos da fibra de ganho. Verifica-se que o ganho é decrescente com P_s sinal de entrada e crescente o comprimento da fibra de ganho.

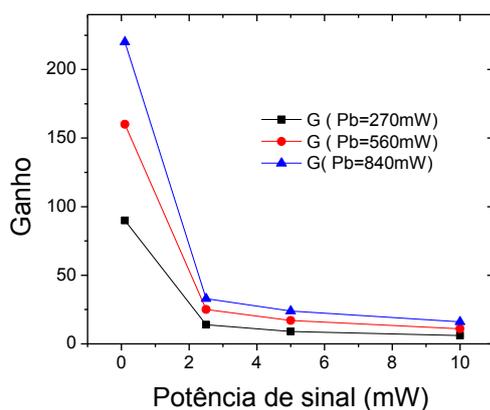
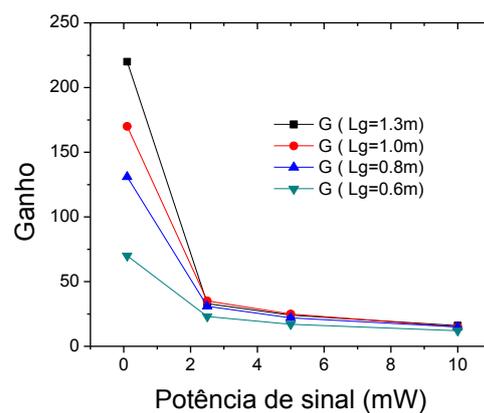
(a) $L_g = 1.3m$ (b) $P_p = 840mW$

Figura 4.8 Gráficos de ganho com respeito à potência de sinal de entrada fixando o comprimento da fibra de ganho de 1.3 m (Fig. 4.8a), e depois fixando a potência de bombeamento em 840 mW (Fig. 4.8b).

Na Fig. 4.9 mostramos os gráficos da potência de sinal de entrada versus o ganho, onde comparamos os dados calculados com os dados medidos para o comprimento de fibra de ganho $L_g = 1.3$ m (Fig. 4.9), mantendo a potência fixa em $P_b = 840$ mW. Os dados teóricos da potência de sinal de entrada são calculados por meio da Eq. 2.55 substituindo o valor dos ganho medidos e comparando com as potências de entrada aplicadas.

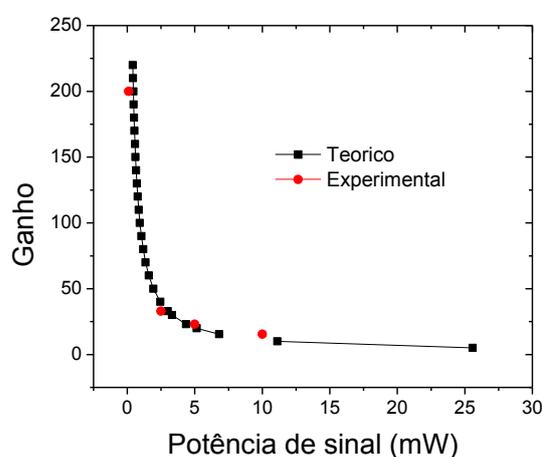


Figura 4.9 Gráfico de ganho em função da potência de sinal de entrada teórico e experimental para o comprimento da fibra de ganho de 1.3 m

No conjunto de dados apresentados na Fig. 4.9 pode-se observar que o modelo desenvolvido ajusta se muito bem com os dados medidos tendo em conta as perdas e incerteza de medição e também que a presença de um logaritmo natural na equação torna não confiável o modelo teórico. Temos que a mínima diferença entre os dados medidos e calculados é 32.0 % e máxima 62.2 %.

4.3 Dependência da largura temporal do pulso de saída com os parâmetros de entrada

Para a maioria das aplicações para as quais este amplificador foi desenvolvido é crucial que o pulso de saída tenha durações temporais que sejam similares ou menores que aquelas dos pulsos de entrada. Desejamos evitar usar dispositivos que não sejam em fibra, tais como grades de difração e espelhos compensadores de varredura de frequência, visando minimizar as perdas e também para manter sistema todo em fibra.

Nesta seção são apresentados os resultados das medidas da largura temporal do pulso, usando a técnica da autocorrelação por geração de segundo harmônico, na configuração colinear apresentada na seção 3.3.2. Estudamos a dependência deste parâmetro com respeito aos parâmetros de entrada: i) potência de bombeamento, P_b ; ii) potência do sinal de entrada, P_s e iii) o comprimento da fibra de ganho, L_g . Em cada uma dos conjuntos de dados mencionados variamos também os comprimentos das fibras de entrada e saída, uma vez que estas agora são fundamentais para determinar o comportamento da largura do pulso de saída.

4.3.1 Dependência da largura temporal do pulso com a potência de bombeamento

Na Fig. 4.10 são apresentados os resultados das medidas da largura temporal do pulso de saída variando a potência de bombeamento, P_b , para $P_s = 10.0$ mW e $L_g = 1.3$ m. Os pontos conectam os dados experimentais associados às diversas combinações dos comprimentos das fibras de entrada e saída $L_i = 1.8$ 4.8 m e $L_o = 1.0$ 3.0 m, respectivamente. Isto é feito para observar o efeito na largura temporal do pulso devido a mudanças nos comprimentos da fibra de entrada e saída para o comprimento da fibra de ganho quando temos as maiores potências de saída.

Na Fig. 4.10 são mostrados os resultados das medidas da largura temporal com função da potência de bombeamento. Verifica-se que o do pulso diminui de forma abrupta quando os comprimentos das fibras de entrada e saída são $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$, sendo este comportamento mais marcante do que qualquer outra configuração analisada. Verificamos ainda que para todos

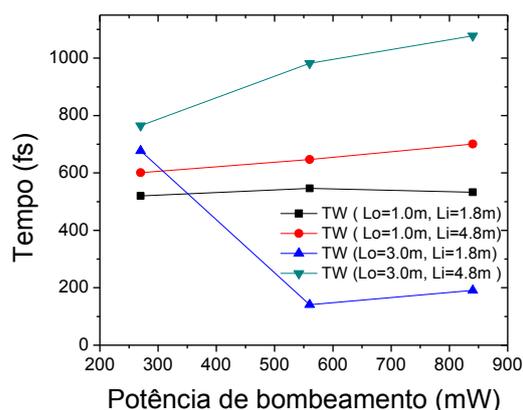


Figura 4.10 Gráfico de largura temporal do pulso com respeito à potência de bombeamento para uma potência de entrada fixa de 10.0 mW, mudando as diferentes combinações dos comprimentos das fibras de entrada e saída entre $L_i = 1.8 - 4.8$ m e $L_o = 1.0 - 3.0$ m respectivamente, para o comprimento da fibra de ganho com 1.3 m.

os comprimentos de fibra de ganho utilizados, a largura de pulso atinge o valor mínimo para a potência de bombeamento $P_b = 560$ mW. Isto é devido ao fenômeno da propagação não linear descrito no capítulo 2, e está associado a uma combinação entre o efeito Kerr e a dispersão da velocidade de grupo. Ao variarmos a potência de bombeamento controlamos o balanço entre estas duas contribuições à propagação do pulso através do controle da não linearidade.

Na Fig. 4.11 apresentamos a dependência da largura temporal do pulso apenas para a combinação de comprimentos das fibras de entrada e saída de $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, tendo em vista que esta foi a configuração para a qual ocorreu a menor largura do pulso juntamente às maiores potências de saída. A Fig. 4.11 corresponde à potência do sinal de entrada $P_s = 10$ mW e os pontos correspondentes a cada comprimento da fibra de ganho foram unidos por retas.

Nos dados apresentados na Fig. 4.11 pode-se observar que, para a potencia máxima do sinal de entrada $P_s = 10.0$ mW, em todos os comprimentos da fibra de ganho analisados a largura do pulso diminui ao aumentarmos a potência de bombeamento de $P_b = 270$ mW até $P_b = 560$ mW, quando a duração do pulso atinge um mínimo de $\tau_s = 123$ fs para a fibra com $L_g = 1.0$ m. Ao aumentarmos a potência de bombeamento até $P_b = 840$ mW, verifica-se que a largura do pulso passa a aumentar, de forma mais suave, com variações da largura temporal entre cerca de 20 % e 50 %.

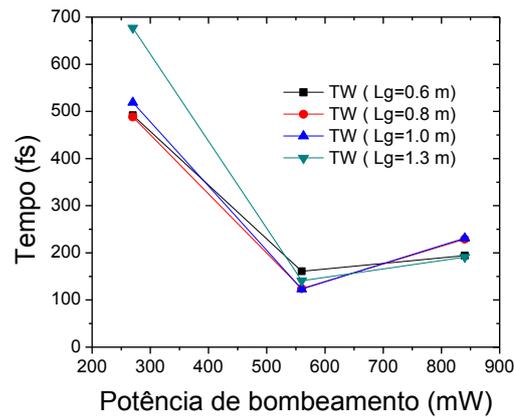


Figura 4.11 Gráfico de largura temporal do pulso com respecto à potência de bombeamento para comprimentos de entrada e saída fixos de $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, mudando os comprimentos da fibra de ganho entre $L_g = 0.6$ m e $L_g = 1.3$ m, para a potência de sinal de entrada de 10.0 mW.

4.3.2 Dependência da largura temporal do pulso com a potência do sinal de entrada

No conjunto de dados da Fig. 4.12 apresentamos os resultados da dependência da largura temporal do pulso com respeito à potência de sinal de entrada P_s , mantendo fixos: a potência de bombeamento em seu valor máximo $P_b = 840$ mW; e os comprimentos da fibra de entrada e saída em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m respectivamente. Isto foi feito para cada comprimento da fibra de ganho entre $L_g = 0.6$ m até $L_g = 1.3$ m.

No conjunto de dados da Fig. 4.12 pode-se observar que para todos os comprimentos da fibra de ganho analisados, quando a potência de sinal aumenta de $P_s = 2.5$ mW para $P_s = 5$ mW a largura de pulso sofre um forte decréscimo, atingindo o valor mínimo de $\tau_s = 128$ fs para a fibra de $L_g = 1.0$ m. Ao aumentar a potência, do sinal de entrada para 10 mW, a largura do pulso aumenta para todos os comprimentos da fibra de ganho. O aumento é relativamente baixo comparado com o valor inicial onde os valores ficam na faixa entre 190 fs e 230 fs.

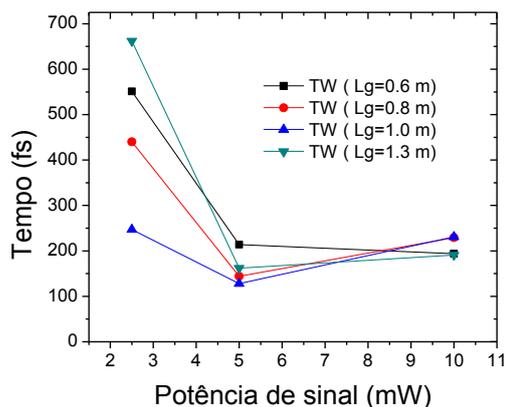


Figura 4.12 Gráfico da largura temporal do pulso com respeito potência de sinal de entrada para uma configuração dos comprimentos de entrada e saída fixos em $L_i=1.8$ m e $L_o=3.0$ m, e mudando o comprimento da fibra de ganho fixando a potência de bombeamento de 840 mW.

4.3.3 Dependência da largura temporal do pulso com o comprimento da fibra de ganho

Nesta seção estamos interessados em otimizar a duração temporal do pulso de saída. Conforme explicitado anteriormente nosso objetivo é obter o pulso mais intenso com a menor duração temporal possível. Com este objeto em mente iremos investigar a dependência da largura temporal do pulso amplificado com o comprimento da fibra de ganho.

Antes disto, porém, queremos otimizar a configuração de operação do amplificador com relação ao comprimento das fibras de entrada e de saída, L_i e L_s , respectivamente. Para este fim foram realizadas as medidas apresentados na Fig. 4.13, em que fixamos a potência de bombeamento em $P_b = 840$ mW e a potência de sinal de entrada em $P_s = 10.0$ mW. Retas unem os dados referentes a cada combinação dos comprimentos das fibras de entrada e saída entre $L_i = 1.8$ 4.8 m e $L_o = 1.0$ 3.0 m, respectivamente.

A partir da Fig. 4.13 verificamos que a configuração das fibras $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m resultam nos menores valores da largura de pulso, para todos os comprimentos da fibra de ganho L_g . De acordo como os objetivos de ter a mínima largura temporal de pulso, concluímos que esta é a melhor configuração das fibra de entrada e saída.

Finalmente, na Fig. 4.14, apresentamos o comportamento da largura temporal do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho, fixando os comprimento da fibra de entrada e saída

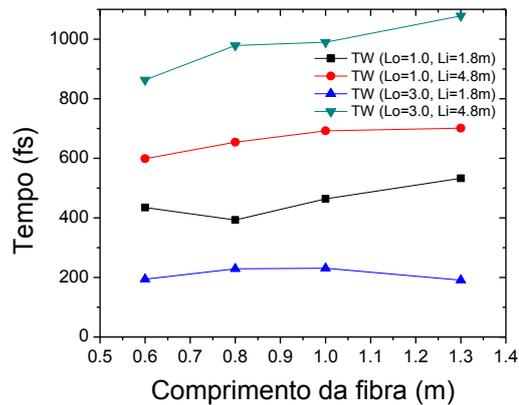


Figura 4.13 Gráfico da largura temporal do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho para as diferentes configurações dos comprimentos de entrada e saída entre $L_i = 1.8 - 4.8$ m e $L_o = 1.0 - 3.0$ m respectivamente, para a potência de sinal de entrada fixa de $P_s = 10.0$ mW e a potência de bombeamento com 840 mW.

em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, e a potência do sinal de entrada em $P_s = 10$ mW. As retas unem os dados referentes a cada potência de bombeamento.

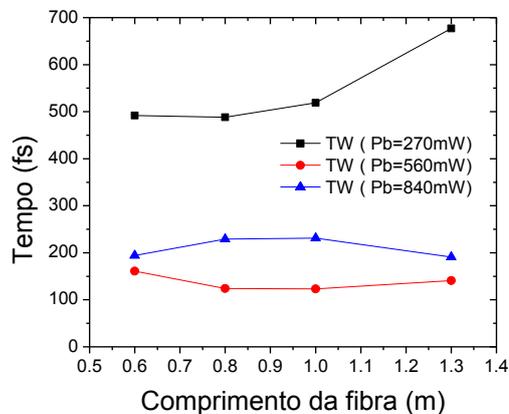


Figura 4.14 Gráfico de largura temporal do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho para comprimentos de entrada e saída fixos de $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, mudando a potência de bombeamento fixando a potência de sinal de entrada de 10 mW.

Do conjunto de dados da Fig. 4.14 pode-se observar que para $P_s = 10.0$ mW a largura de pulso é menor para $P_b = 560$ mW. Também pode-se observar a diferença de concavidade da dependência de τ_s com L_g para as potências de bombeamento $P_b = 840$ mW e $P_b = 560$ mW.

4.4 Comportamento do espectro amplificado com os parâmetros de entrada

Nesta seção apresentamos os resultados obtidos quanto à dependência do espectro dos pulsos amplificados em relação aos parâmetros de entrada. Conforme já verificado no estudo da duração temporal dos pulsos, sabemos que o espectro também deve refletir os efeitos combinados da não linearidade óptica e da dispersão da velocidade de grupo. Estes efeitos manifestam-se na formação de estruturas espectrais relativamente complexas e que dificultam a definição de um parâmetro como a largura espectral do pulso, tornando esta seção mais qualitativa, mas importante para o conhecimento das condições de operação do nosso amplificador.

Nas seções que se seguem registraremos o comportamento do espectro sob diferentes condições experimentais. Primeiro examinamos a relação entre o espectro e as diferentes combinações de comprimentos das fibras de entrada e saída, L_i e L_o , mantendo fixos as potências do sinal e do bombeamento, P_s e P_b , respectivamente, ambos em seus valores máximos.

Posteriormente examinamos a relação entre o espectro e as potências P_b e P_s , mantendo fixos os comprimentos das fibras de entrada e saída, L_i e L_o . Estas medidas serão feitas o comprimento da fibra de ganho para a qual foram obtidos as maiores potências de saída.

Finalmente examinamos o comportamento do espectro dos pulsos amplificados em relação ao comprimento da fibra de ganho, L_g , mantendo fixas as potências P_s e P_b em seus valores máximos e também a configuração dos comprimentos de entrada e saída.

4.4.1 Dependência do espectro do pulso com os comprimentos das fibras de entrada e de saída

Nesta Fig. 4.15 apresentamos as medidas que permitem relacionar o comportamento do espectro dos pulsos amplificados com as diferentes configurações dos comprimentos das fibras de entrada e saída que variam entre $L_i = 1.8 - 4.8$ m e $L_o = 1.0 - 3.0$ m respectivamente, fixando $P_b = 840$ mW e $P_s = 10$ mW. Estas medidas foram realizadas para a fibra de ganho onde a potência de saída foi máxima: $L_g = 1.3$ m.

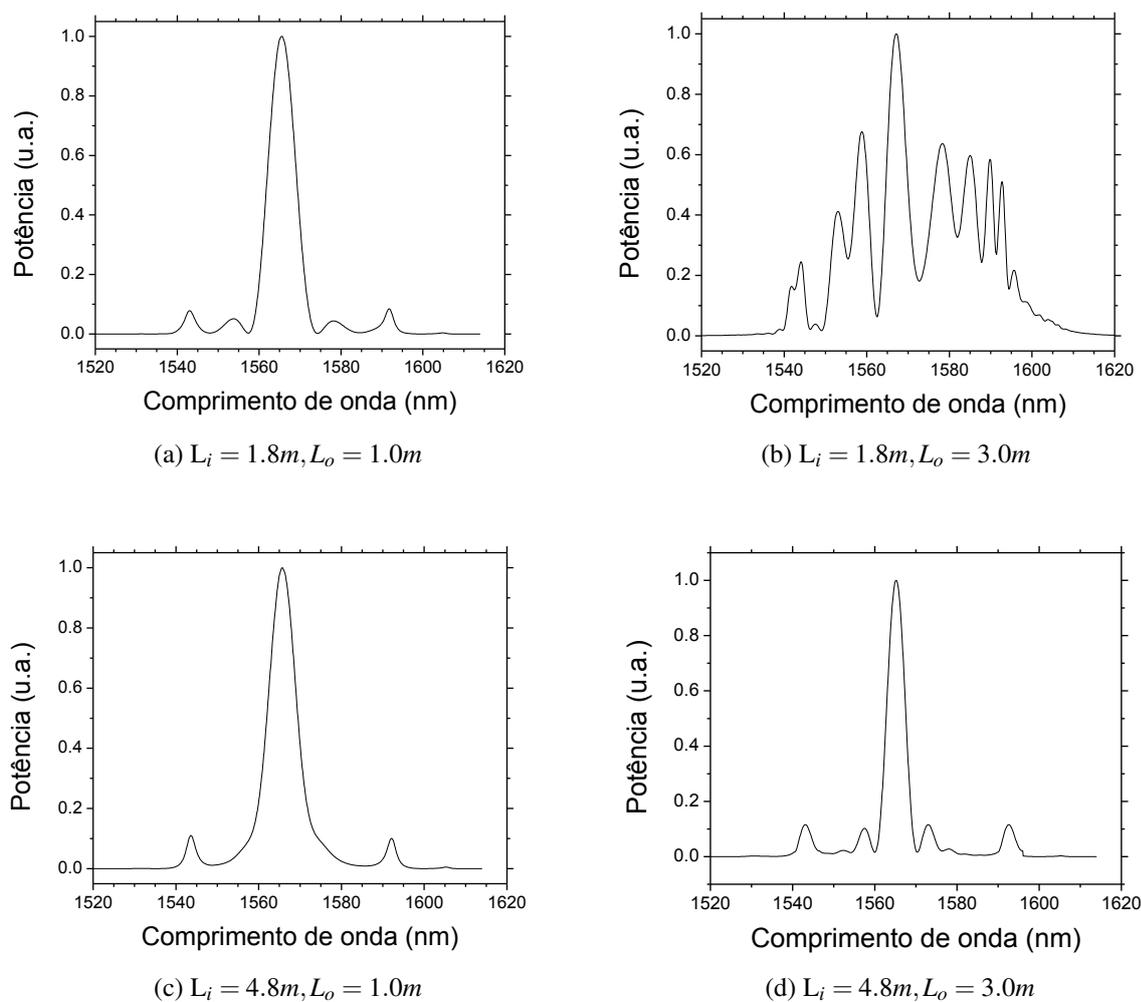


Figura 4.15 Gráficos do espectro do pulso com respeito aos comprimentos das fibras de entrada e saída com $L_i = 1.8m$ e $L_o = 1.0m$ para Fig.4.15a, $L_i = 1.8m$ e $L_o = 3.0m$ para Fig.4.15b, $L_i = 4.8m$ e $L_o = 1.0m$ para Fig.4.15c, $L_i = 4.8m$ e $L_o = 3.0m$ para Fig.4.15d, fixando a potência de sinal de entrada máxima de $P_s = 10$ mW e a potência de bombeamento em $P_b = 840$ mW, para o comprimento da fibra de ganho de $L_g = 1.3$ m.

No conjunto de dados apresentados na Fig. 4.15 pode-se observar que, para a configuração $L_i = 1.8$ m e $L_o = 1.0$ m (Fig. 4.15a) o espectro é simétrico em relação ao comprimento de onda central, λ_0 , tem a mesma forma do espectro original, mas apresenta largura espectral $\Delta\lambda < 10$ nm, menor que o espectro do pulso de entrada. Os picos laterais presentes no espectro original quase desaparecem e novos comprimentos de onda são gerados próximos ao pico central.

Para a configuração $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m (Fig. 4.15b) o espectro muda radicalmente e novos comprimentos de onda são gerados em torno do pico central do espectro original, com potência integrada comparável à deste. Este efeito é claramente devido ao fenômeno da auto modulação de fase descrito no capítulo 2, pois ocorre completamente na fibra de saída.

Na configuração $L_i = 4.8$ m e $L_o = 1.0$ m (Fig. 4.15c) o comportamento é similar ao observado na primeira configuração: obtemos um espectro simétrico em torno do pulso, sem a geração de novos comprimentos de onda, forma similar ao pulso de entrada e mais estreito ($\Delta\lambda < 10$ nm).

Finalmente, para a configuração $L_i = 4.8$ m e $L_o = 3.0$ m (Fig. 4.15d) o espectro é novamente similar primeiro caso mas os novos comprimentos de onda em torno ao pulso central são mais intensos e a largura do pulso central é menor.

É importante ressaltar ao final desta seção que a configuração para a qual ocorre o maior alargamento espectral pela geração de novas frequências é a mesma configuração onde observamos a menor duração temporal do pulso.

4.4.2 Dependência do espectro do pulso com a potência de bombeamento e do sinal de entrada

Investigamos nesta seção a dependência do espectro com P_b e P_s , mantendo fixos os comprimentos das fibras de entrada e saída para as quais a largura temporal do pulso foi minimizada, ou seja, $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, respectivamente. As medidas foram realizadas para $L_g = 1.0$ m.

Nos gráficos mostrados na Fig. 4.16 a potência do sinal de entrada aumenta de acima para abaixo e a potência de bombeamento aumenta da esquerda para a direita. Para a primeira fila, Fig. 4.16a e Fig. 4.16b, a potência do sinal de entrada é fixado em $P_s = 2.5$ mW e as potências

de bombeamento são $P_b = 560, 840$ mW. Neste primeiro caso a forma do espectro muda pouco com respeito ao espectro de entrada mas aparece novos comprimentos de onda do lado do pico central que aumentam com a potência de bombeamento.

Para a segunda fila, Fig. 4.16c e Fig. 4.16d, $P_s = 5.0$ mW e $P_b = 560, 840$ mW. A forma do espectro é mais estruturada, acentuando este efeito ao aumentarmos o bombeamento. De fato, para $P_b = 840$ mW (Fig. 4.16d) o pico central reparte-se em dois picos em torno deste.

Para a última fila, Fig. 4.16e e Fig. 4.16f, $P_s = 10.0$ mW e $P_b = 560, 840$ mW. Para $P_s = 560$ mW o espectro tem forma muito similar àquela apresentada quando $P_s = 5.0$ mW $P_b = 840$ mW (Fig. 4.16d). Finalmente, quando $P_b = 840$ mW (Fig. 4.16f) o pico central em torno de $\lambda \approx 1565$ nm reaparece com largura espectral maior, $\Delta\lambda \approx 15$ nm.

Podemos observar que o efeito conjunto do aumento da potência de bombeamento e da sinal de entrada produz o alargamento do espectro do pulso de saída do amplificador devido à não linearidade.

4.4.3 Dependência do espectro do pulso com o comprimento da fibra de ganho

seção investigamos a relação entre o comportamento do espectro e o comprimento da fibra de ganho, L_g , mantendo fixas em seus respectivos máximos as potências de bombeamento $P_b = 840$ mW e do sinal de entrada $P_s = 10.0$ mW. Também mantemos fixa a configuração dos comprimentos das fibras de entrada e de saída em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m, respectivamente.

Os resultados destas medidas são apresentados na Fig. 4.17. De imediato percebe-se que, por estarmos usando a configuração que minimiza a duração temporal do pulso, os espectros são todos relativamente estruturados. Isto ocorre porque maximizamos o efeito da não linearidade e fica claro que o comprimento da fibra de entrada é fundamental neste caso para este propósito.

Para os casos de $L_g = 0.6$ m e $L_g = 0.8$ m (Figs. 4.17a e 4.17b) percebe-se claramente a presença de um pico em torno de $\lambda \approx 1540$ nm. Para $L_g = 1.0$ m (Fig. 4.17c), o pico em torno de $\lambda \approx 1540$ nm é reduzido e o pico central é alargado. Finalmente pode-se observar que para o comprimento máximo da fibra de ganho $L_g = 1.3$ m (Fig. 4.17d) temos um espectro mais amplo que o pulso de entrada e diversos novos comprimentos de onda gerados, mas onde

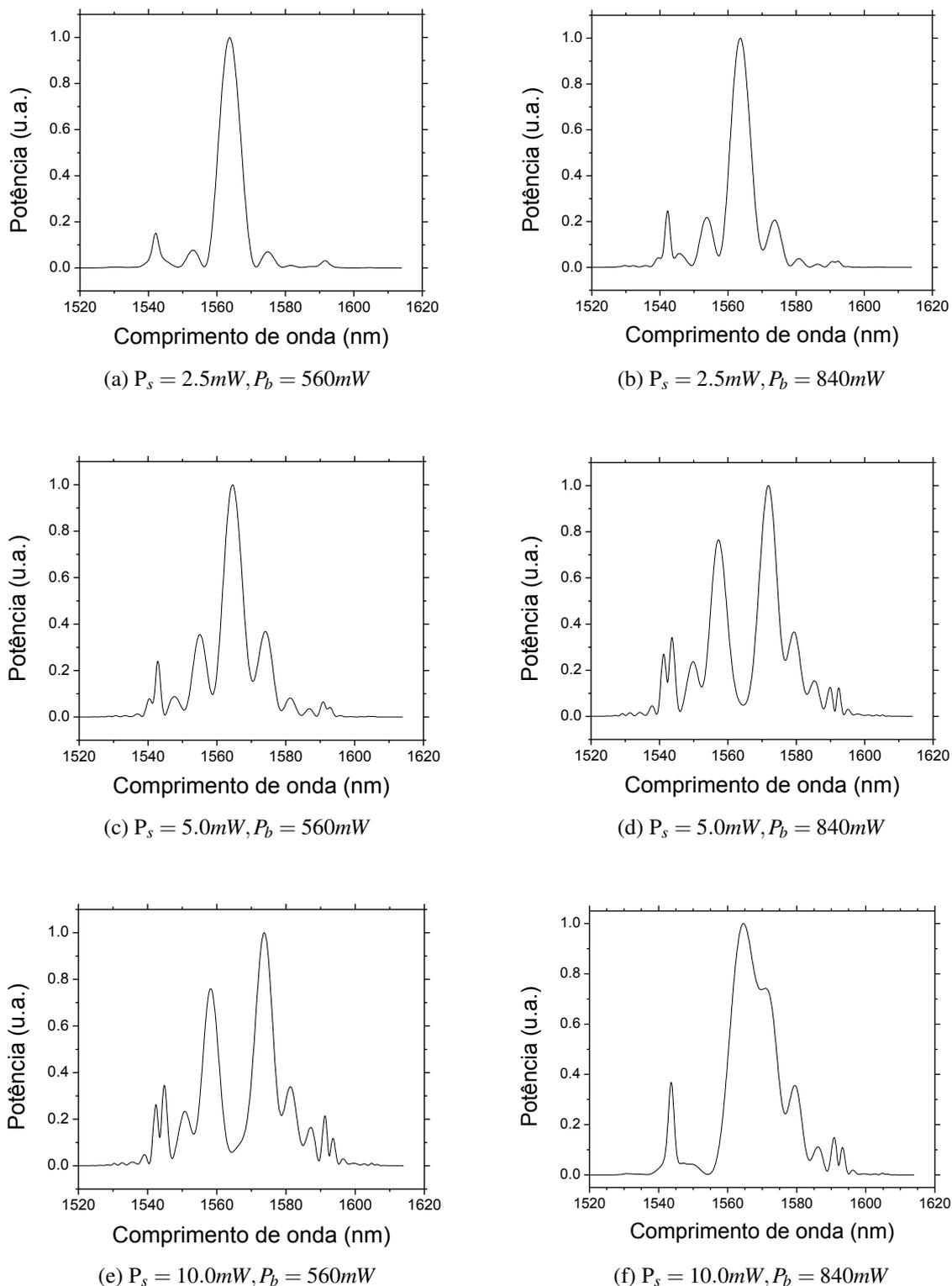


Figura 4.16 Gráficos do espectro do pulso com respeito as potências de sinal de entrada $P_s = 2.5 - 10.0$ mW e de bombeamento $P_b = 560 - 840$ mW fixando os comprimentos das fibras de entrada e saída em $L_i = 1.8$ m e $L_o = 3.0$ m respectivamente, para o comprimento da fibra de ganho de $L_g = 1.0$ m.

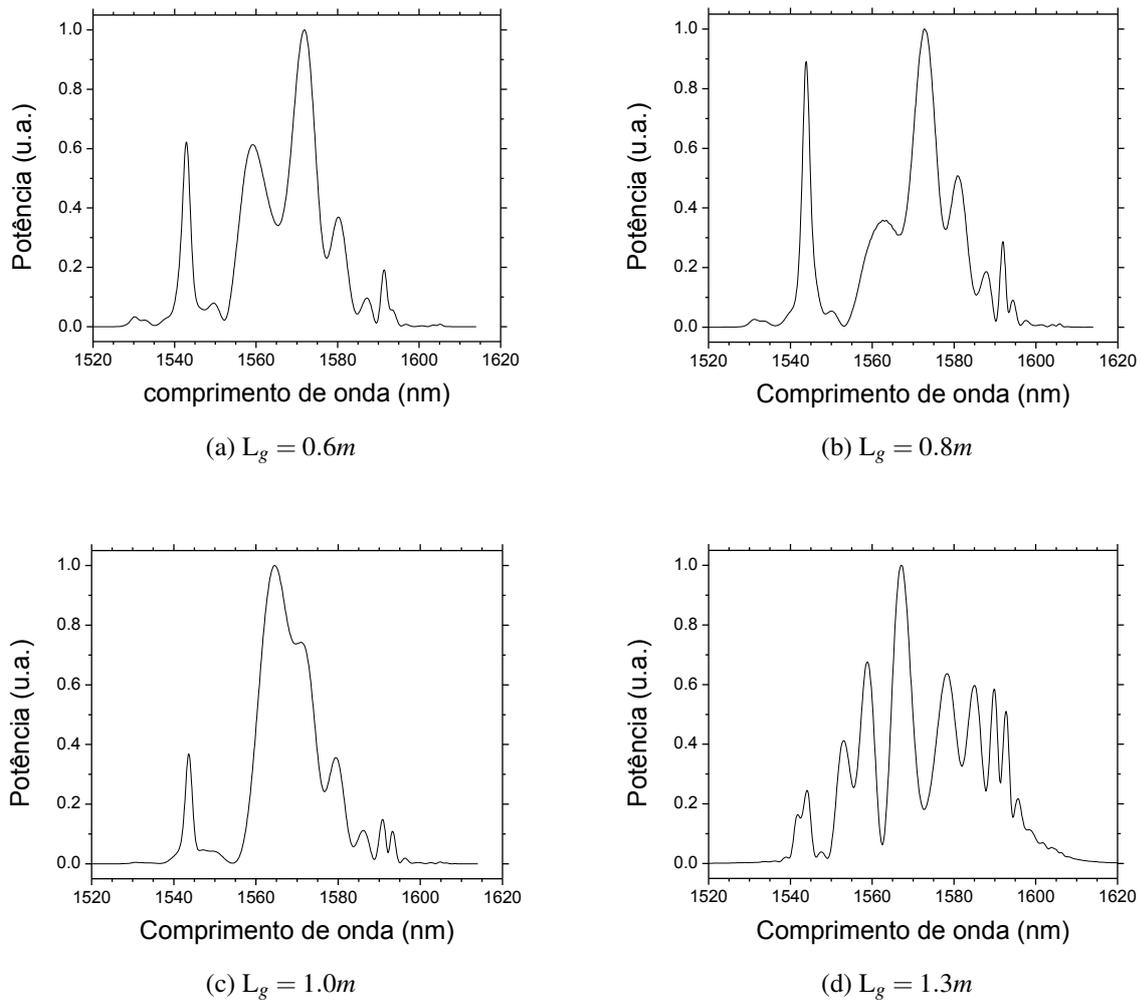


Figura 4.17 Gráficos do espectro do pulso com respeito ao comprimento da fibra de ganho fixando as potências de bombeamento máximo de $P_b = 840$ mW e do sinal de entrada $P_s = 10$ mW.

podemos identificar pico central perto de 1565 nm. Aqui podemos observar que o aumento no comprimento da fibra de ganho gera um maior número de comprimentos de ondas que pode aumentar a largura do espectro.

Com relação ao pico observado em torno de $\lambda \approx 1545$ nm, que torna o espectro mais claramente assimétrico, observamos que este deve estar associado a um processo de espalhamento Raman, embora o deslocamento não corresponda ao que se espera usualmente para uma fibra de vidro silicato. É importante ressaltar que o processo de auto modulação de fase não produz tais assimetrias. Finalmente, é interessante notar que este efeito é reduzido quando aumentamos o comprimento da fibra de ganho.

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas

Nesta dissertação foram apresentados os resultados da construção e caracterização de um amplificador em fibra dopada com o íon Er^{3+} para um laser de femtosegundos operando em $\lambda_c = 1560$ nm.

Durante cada etapa de construção foram medidas todas as perdas e obtivemos um total de perdas de aproximadamente 15 %. De acordo com os dados obtidos, na configuração ótima o amplificador atingiu uma potência máxima de saída $P_o \approx 156$ mW para uma potência de entrada $P_s = 10$ mW. Isto significa que para a configuração onde o amplificador atinge a potência de saída máxima, juntamente com o pulso mais curto e o espectro mais largo o ganho foi de 15.6 vezes a potência de entrada ou de 12 dB aproximadamente.

Para a potência de sinal de entrada mais baixa que utilizamos, $P_s = 0.1$ mW, o ganho máximo do amplificador foi de 220 vezes a potência de sinal de entrada, o que corresponde a 23.4 dB. A diferença de comportamento neste caso é devido à saturação da potência de sinal, o que está em acordo com nossas estimativas iniciais.

A configuração para a qual foi atingido a maior potência de saída juntamente com o pulso de 190 fs de duração temporal ocorreu para a fibra de ganho de comprimento $L_g = 1.3$ m. No comprimento de $L_g = 1.3$ m de fibra de ganho é atingida a potência máxima de saída, e cuja magnitude é ligeiramente menor para os comprimentos de fibra de ganho de 1.0 m e 0.8 m, e é reduzida de forma mais acentuada para o comprimento de 0.6 m.

Das 4 configurações investigadas quanto aos comprimentos das fibras de entrada e saída, foi verificado que a que melhor adequa-se aos nossos propósitos foi aquela com $L_i = 1.8$ m de comprimento da fibra de entrada e $L_o = 3.0$ m de comprimento de fibra de saída. Com esta configuração foi obtido o pulso mais curto no tempo e mais largo espectralmente, sendo que este efeito está associado ao balanço adequado entre o efeito de auto modulação de fase e dispersão da velocidade de grupo.

As fibras de entrada e saída não afetam de modo significativo a potência de saída, conforme esperado. Também o comprimento da fibra de ganho não afeta significativamente a largura temporal do pulso.

Como perspectivas de continuidade deste trabalho, de acordo com a teoria estudada e os artigos consultados, pode-se melhorar o desempenho do amplificador colocando outro laser de bombeamento operando na direção copropagante para tornar mais homogêneo a inversão de população dos íons no meio de ganho, e o que poderia permitir o uso de fibras de ganho ainda mais compridas e aumentar a potência de saída.

Um outro aprimoramento que poderia ser experimentado é usarmos um laser de sinal com uma menor taxa de repetição. Isto permitiria aumentar a recomposição da inversão entre um pulso e outro e resultaria em maiores potências de saída. Isto só seria uma opção viável se a taxa de repetição pudesse ser sacrificada.

Outro interesse do grupo no laboratório é utilizar uma fibra de ganho menos dopada. A razão disto é que nos experimentos realizados foi observado a geração de radiação de cor verde ($\lambda \approx 540$), muito intensa, o que indicaria uma transferência de população significativa para o nível $^2H_{11/2}$, diminuindo a população de íons disponíveis para realizar a emissão estimulada, e a eficiência do amplificador. Este problema poderia ser corrigido com uma fibra de ganho de maior comprimento, porém menos dopada.

Referências

- [1] IHS Ingeneering 360. <http://www.globalspec.com/reference/28573/203279/chapter-7-other-active-devices>, 2014.
- [2] A. V. Kir'yanov A. N. Pisarchik and Y. O. Barmenkov. Dynamics of an erbium-doped fiber laser with pump modulation: theory and experiment. *Optical Society of America*, 22:2107–2114, 2005.
- [3] Inc Agilent. Agilent 8164a/b lightwave measurement system, 2004.
- [4] Inc Agilent. Agilent 86142b optical spectrum analyzer technical overview, 2012.
- [5] Govind P. Agrawal. *Non linear fiber óptics*, volume 1. Academic Press, Inc., San Diego, USA, 1989.
- [6] B. James Ainslie. A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 9:220–227, 1991.
- [7] Inc Anritsu. *ML 9001A Optical Power Meter Manual Operator*. 2001.
- [8] S. A. Diddams B. R. Washburn and N. R. Newbury. Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared. *Optics Letters*, 29:3, 2004.
- [9] Inc Coherent. Power laser and energy meters, 2014.
- [10] J. D. Minelly D. L. Harris and S. C. Guy. Measurement of the multiphonon decay rate from the $4i11/2$ level in erbium-doped silica, multicomponent silicate, tellurite and fluoride fibers. *Conference on Laser and Electro-Optics*, 1(4):298, 2000.
- [11] Museo das Comunicações. Janelas de comunicação de fibra optica, 2014.
- [12] B. Delgado. Construção e caracterização de um laser de femtosegundos em fibra óptica dopada com érbio. Master's thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2012.
- [13] Emmanuel Desurvire. *Ebrium-Doped Fiber Amplifiers (Principles and Applications)*, volume 1. Wiley Inter-Science, New York, 2002.

- [14] A. Leitenstorfer F. Tauser and W. Zinth. Amplified femtosecond pulses from an er: fiber system: Nonlinear pulse shortening and selfreferencing detection of the carrier-envelope phase evolution. *Optics Society of America*, 11:6, 2003.
- [15] Optoelectronics Photographs from Textbook. <http://photonics.usask.ca/photos/>, 2014.
- [16] Inc Furukawa. S-175 version 2000 single fiber fusion splicer. 2000.
- [17] Inc Furukawa. Cordão optico monofibra ou duplex, 2013.
- [18] Corning incorporated. Corning smf-28 ull optical fiber, 2014.
- [19] E. P. Ippen J. Chen, J. W. Sickler and F. X. Kärtner. High repetition rate, low jitter, low intensity noise, fundamentally mode-locked 167 fs soliton er-fiber laser. *Optics Letters*, 32:1566, 2007.
- [20] M. F. Yan P. Wisk R. Bise D. J. Trevor J. Alonzo T. Stockert J. Fleming E. Monberg F. Dimarcello J. W. Nicholson, A. D. Yablon and J. Fini. Coherence of supercontinua generated by ultrashort pulses compressed in optical fibers. *Optics Letters*, 33:18, 2008.
- [21] P. S. Westbrook K. S. Feder J. W. Nicholson, A. D. Yablon and M. F. Yan. High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation. *Optics Society of America*, 12:13, 2004.
- [22] c. headley m.f. yan j.w. nicholson1, a.k. abeeluck and c.g. jørgensen. Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers. *Optics Letters*, 77:211, 2003.
- [23] C. K. Kao and G. A. Hockham. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Institution of Electrical Engineers-London*, 113:1151, 1966.
- [24] Chamorro Posada Martín Ramos, Martín Gil. *Amplificadores de fibra óptica dopada con Erbio e Iterbio (EDFAs y YEDFAs)*, volume 1. Universidad de Valladolid, Valladolid, 2014.
- [25] Richard S. Quimby. Output saturation in a 980-nm pumped erbium-doped fiber amplifier. *Optical Society of America*, 30:2546–2552, 1991.
- [26] F.-L. Hong H. Inaba A. Onae T. R. Schibli, K. Minoshima and H. Matsumoto. Frequency metrology with a turnkey all-fiber system. *Optics Letters*, 29:21, 2004.
- [27] Inc Thorlabs. 2x2 single mode fused fiber optic couplers, 2014.

-
- [28] Inc Thorlabs. Butterfly laser diode mounts, 2014.
- [29] Inc Thorlabs. Erbium doped sm and lma optical fiber, 2014.
- [30] Eleanor J. Taxbox William L. Barnes, Richard I. Laming and P. R. Morkel. Absorption and emission cross section of Er^{3+} doped silica fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27:1004–1009, 1991.
- [31] Amnon Yariv. *Quantum Electronics*, volume 1. Jonh Wiley and Sons, New York, 1975.
- [32] J. L. Zyskind, E. Desurvire, J. W. Sulhoff, and D. J. Di Giovanni. Determination of homogeneous linewidth by spectral gain hole-burning in an erbium-doped fiber amplifier with GeO/SiO_2 core. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2:869–871, 1990.