


Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Microonda e Óptica

Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida por Maria José Pontes
e aprovada pela Comissão
Julgadora em 10.09.96

Orientador

**ANÁLISE DA OPERAÇÃO SATURADA DE AMPLIFICADORES
DE POTÊNCIA A FIBRA DOPADA COM ÉRBITO**

Maria José Pontes

Orientador:

Rui Fragassi Souza (FEEC)

Co-Orientador:

Hugo Luís Fragnito (IFGW)

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da
Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para
obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Campinas, Julho de 1996.

9616078

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

P777a Pontes, Maria José
Análise da operação saturada de amplificadores de
potência a fibra dopada com érbio / Maria José Pontes.--
Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientadores: Rui Fragassi Souza , Hugo Luis Fragnito.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas,
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Fibras ópticas. 2. Comunicações ópticas.
3. Amplificadores de potência. I. Souza, Rui Fragassi.
II. Fragnito, Hugo Luis. III. Universidade Estadual de
Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação. IV. Título.

Agradecimentos

- Ao Dr. Rui Fragassi Souza, pela orientação e por ter acreditado neste trabalho.
- Ao Dr. Hugo Luís Fragnito, pela co-orientação e por permitir o desenvolvimento experimental deste trabalho, no Laboratório de Fibras Ópticas do Departamento de Eletrônica Quântica do Instituto de Física da Unicamp.
- Ao DMO-FEEC- Unicamp e ao Grupo de Fibras Ópticas - DEQ - IF - Unicamp, pela possibilidade de realizar o doutorado no Brasil.
- Ao Dr. Anderson Gomes, do Grupo de Fenômenos Não-Lineares e Optoeletrônica, da Universidade Federal de Pernambuco, pelo incentivo e por permitir a caracterização de conversão ascendente na fibra e medidas em 532 nm.
- Ao Dr. Hugo Hernández Figueroa e ao Dr. Cláudio Ribeiro Lima, pelo incentivo.
- A todas as pessoas que direta ou indiretamente me auxiliaram no desenvolvimento deste trabalho, meu muito obrigado.
- Aos amigos que sempre me incentivaram para a conclusão deste trabalho.
- À Angélica, Concha, Cidoca e ao Juninho, que mesmo de longe, sempre me incentivaram a finalizar este trabalho.
- À Tetê, pela força, pelos papos e acima de tudo pela grande amizade.
- Aos amigos do DMO, João, Marcelo, Rubem, Carlos, Luciano, Cláudio, Helder, Daniel.
- Aos novos amigos desse final de tese, Carla, Renata.
- Aos amigos do grupo de Fibras do Instituto de Física, Cláudio e Alexandre.
- À meus pais e irmãs, que sempre me apoiaram.
- E à CAPES, pelo apoio financeiro.

O meu carinho e mais profundo agradecimento a meus pais,
Manoel e Catharina,
que me ensinaram a ser gente.

E às minhas irmãs Nazareth, Cacá e Lu
pelo apoio em todos os momentos,
mesmo nos mais difíceis.

*“Todas as coisas têm seu tempo, e todas elas passam debaixo do céu
segundo o termo que a cada uma foi prescrito”*

Eclesiastes, 3 (1)

Conteúdo

Capítulo 1	Introdução.....	1
Capítulo 2	Física de Funcionamento do Amplificador a Fibra Dopada com Érbio.....	5
2.1	Mecanismo de Amplificação.....	5
2.2	Sistema de Níveis do Érbio.....	8
2.3	Equações de Taxa.....	11
2.4	Equações de Propagação.....	15
2.5	Emissão Espontânea Amplificada.....	20
2.6	Caracterização Básica do AFDE.....	23
2.6.1	Ganho.....	23
2.6.2	Comprimento Ótimo de Fibra.....	26
2.6.3	Saturação.....	27
2.6.4	Ruído.....	28
Capítulo 3	Projeto.....	31
3.1	Introdução.....	31
3.2	Crítérios de Otimização.....	32
3.3	Dimensionamento das Fibras Dopadas com Érbio.....	37
3.3.1	Escolha da Figura de Mérito.....	38
3.3.2	Parâmetros de Fabricação.....	40
3.3.3	Previsões Teóricas para Fibra Er04J.....	48
3.4	Simulação para AFDE em Dois Estágios.....	52
3.5	Conclusões.....	55
Capítulo 4	Amplificador de Potência.....	57
4.1	Introdução.....	57
4.2	Caracterização.....	58
Capítulo 5	Desenvolvimento Experimental.....	60
5.1	Introdução.....	60
5.2	Caracterização da Fibra Er04J.....	60
5.2.1	Comprimento Ótimo.....	60
5.2.2	Ganho.....	61
5.2.3	Tempo de Vida do Nível Metaestável.....	63
5.2.4	Medida de Conversão Ascendente.....	66
5.3	Implementação do Amplificador de Potência.....	70
5.3.1	Amplificador em um Único Estágio.....	70
5.3.2	Amplificador em Dois Estágios.....	74
5.3.3	Alto Sinal de Entrada e Bombeio Modesto.....	79

Capítulo 6 Conclusões.....	82
Referências Bibliográficas	87
Apêndice A - Equações para o Regime de Baixo Ganho.....	93
Apêndice B - Procedimentos para Caracterização de Fibras.....	98
Apêndice C - Programação e Testes de Consistência.....	102

Resumo

Apresentamos, neste trabalho, estudos sobre os amplificadores a fibra dopada com érbio, com especial atenção voltada para o regime de saturação.

O objetivo principal foi projetar e implementar um amplificador de potência. Aprimorou-se o modelamento analítico existente na literatura, aplicável a amplificadores de potência, e efetuou-se a montagem e caracterização desses dispositivos a fibra óptica.

Analisamos os amplificadores de um estágio e as potencialidades de amplificadores de dois estágios. A partir de potências de bombeamento modestas, combinadas com alto sinal de entrada, otimizamos a configuração do amplificador de dois estágios para a obtenção da máxima potência de sinal de saída.

As contribuições do trabalho estão: no uso da potência de saturação do sinal de saída, como figura de mérito, para a determinação dos parâmetros ótimos da fibra dopada com érbio; na determinação da configuração ótima para o melhor aproveitamento de dois lasers de bombeamento, com potências modestas, em um amplificador de dois estágios a fibra; e a verificação da compressão da emissão espontânea amplificada (ASE) no caso da combinação de alto sinal de entrada com potências de bombeamento modestas. Esses tópicos foram considerados na maximização da potência de sinal de saída.

Como esses amplificadores trabalham no regime de saturação com potências de entrada variando entre -3 e $+2$ dBm, com baixo ganho, uma possível aplicação seria como amplificadores ópticos analógicos, para sistemas de televisão a cabo (CATV).

Abstract

This thesis deals with the study and implementation of optimized erbium doped fiber amplifiers (EDFA), including the operation in the saturation regime.

The main goal was the design and implementation of a booster amplifier. An improvement in the analytical modeling was introduced, aiming its application in high power EDFA.

Both single and two-stage amplifier configurations were investigated and compared. In particular, a combination of a modest pump power and large input signal power, in a two-stage doped fiber configuration, was optimized to maximize the signal output power.

The saturation signal output power was taken as the figure of merit to be optimized in the amplifier design. A high Amplified Spontaneous Emission (ASE) compression was measured when the combination of high signal input power/modest pump power was used in the implemented EDFA configuration.

Lista de Símbolos

AN	abertura numérica
Δn	diferença de índice de refração entre a casca e o núcleo da fibra
Er^{3+}	átomo de érbio
G	ganho
Γ_p	fator de superposição entre região dopada e bombeio
Γ_s	fator de superposição entre região dopada e sinal
I_p	intensidade do bombeio
I_s	intensidade do sinal
L	comprimento de fibra
λ_c	comprimento de onda de corte
λ_p	comprimento de onda de bombeio
λ_s	comprimento de onda de sinal
N_1	população do nível fundamental
N_2	população do nível metaestável
N_3	população do nível excitado
P_p^{in}	potência de bombeio de entrada
P_p^{out}	potência de bombeio de saída
P_s^{out}	potência de sinal de saída
P_s^{in}	potência de sinal de entrada
$P_{\text{sat}}^{\text{out}}$	potência de saturação do sinal de saída
P_{sat}^p	potência de saturação do bombeio
P_{sat}^s	potência de saturação do sinal
P_p^{IS}	potência de saturação intrínseca de bombeio
P_s^{IS}	potência de saturação intrínseca de sinal
R	taxa de transição de bombeamento
r_n	raio do núcleo
r_{dop}	raio de dopagem
ρ_0	concentração total de érbio
ρ_g	densidade da matriz vítrea
σ_a^s	secção eficaz de absorção de sinal
σ_a^p	secção eficaz de absorção de bombeio
σ_e^s	secção eficaz de emissão de sinal
σ_e^p	secção eficaz de emissão de bombeio
τ_{21}	tempo de vida de fluorescência do nível metaestável
V	frequência normalizada da fibra óptica
W_{ij}	taxa de transição induzida de $i \rightarrow j$
$2w_p$	diâmetro modal para o bombeamento
$2w_s$	diâmetro modal para o sinal

Lista de Abreviações

AFDE	Amplificador a Fibra Dopada com Érbio
ASE	Emissão Espontânea Amplificada (<i>Amplified Spontaneous Emission</i>)
CATV	Televisão a Cabo (<i>Cable Television</i>)

ESA	Absorção do Estado Excitado (<i>Excited State Absorption</i>)
FDE	Fibra Dopada com Érbio
GSA	Absorção do Estado Fundamental (<i>Ground State Absorption</i>)
LAN	Rede Local (<i>Local Area Network</i>)
MAN	Rede Metropolitana (<i>Metropolitan Area Network</i>)
MCVD	<i>Modified Chemical Vapor Deposition</i>
NF	Figura de Ruído(<i>Noise Figure</i>)
OSA	Analisador de Espectro Óptico (<i>Optical Spectrum Analyser</i>)
OVD	Outside Vapor Deposition
RIN	Ruído de Intensidade do Laser (<i>Relative Intensity Noise</i>)
PCE	Eficiência de Conversão Óptica (<i>Power Conversion Efficiency</i>)
PMT	Fotomultiplicadora
QCE	Eficiência de Conversão Quântica (<i>Quantum Conversion Efficiency</i>)
TR	Terra-Rara
VAD	<i>Vapor Axial Deposition</i>
WDM	Multiplexador por Divisão de Comprimento de Onda (<i>Wavelength Division Multiplex</i>)
ZBLA	Zr-Ba-La-Al <i>Fluoride Glass</i>
ZBLAN	Zr-Ba-La-Al-Na <i>Fluoride Glass</i>

Capítulo 1 Introdução

A primeira descrição teórica do efeito de amplificação de luz ocorreu em 1958, quando A. L. Schawlow e C. H. Townes propuseram a possibilidade prática de masers (*microwave amplification by stimulated emission of radiation*) ópticos^[1.1].

Os primeiros experimentos de amplificação óptica com lasers de fibras dopadas com terras-raras (TR), datam da década de 60, com a demonstração experimental da ação laser em um guia de onda dopado com neodímio (Nd), por E. Snitzer^[1.2]. Em seguida, Snitzer e Koester^[1.3] mostraram que fibras dopadas com Nd poderiam ser utilizadas para a amplificação de sinal. Posteriormente, em 1963, Steinberg^[1.4] sugeriu a aplicação prática dos amplificadores a lasers semicondutores em comunicações ópticas. Em 1964, Snitzer e Woodcock^[1.5] montaram um laser em 1,54 μm em vidro dopado com as TR Érbio (Er) e Itérbio (Yb).

Estes trabalhos pioneiros demonstraram a potencialidade dos amplificadores ópticos, mas foram, talvez, demasiado avançados para essa época. De fato, as comunicações por fibras ópticas somente começaram após o desenvolvimento das fibras de baixas perdas nos anos 70 e das fibras monomodo nos anos 80. Em 1985, o grupo de D. N. Payne (Optoelectronics Research Center, Southampton - UK) iniciou uma série de pesquisas que culminaram em amplificadores ópticos e lasers de fibras dopadas com terras-raras^[1.6]. O resultado mais espetacular desse grupo foi a demonstração de um amplificador de alto ganho a fibra dopada com érbio, para sinais na região de 1,54 μm ^[1.7]. O Amplificador a Fibra Dopada com Érbio (AFDE) tornou-se um dispositivo prático no final da década de 80, após o desenvolvimento de diodos lasers capazes de bombear a fibra com alta potência, operando em 1480 nm ou em 980 nm. Assim, em 1991, o AFDE já era um produto disponível comercialmente.

Um amplificador óptico é um dispositivo que aumenta a amplitude de um sinal óptico através da emissão estimulada. O meio com ganho em um AFDE é uma fibra, em geral, de sílica dopada com érbio, e com comprimento físico pré-determinado a partir da potência de bombeamento utilizada. O comprimento de onda, onde o sinal é amplificado, está entre 1530 nm e 1570 nm, que coincide com a região de mínima atenuação para fibras de sílica. A energia exigida para esta amplificação é fornecida opticamente, a partir de uma outra fonte laser (referida como bombeamento). O bombeamento deve estar na faixa de comprimento de onda adequado para promover a inversão de população na fibra ativa, tipicamente lasers semicondutores de 980 ou 1480 nm.

A configuração básica de um AFDE, conforme ilustrado na Fig. 1.1, é composta por um laser semiconductor de bombeio, um acoplador com multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) e um trecho de fibra dopada com érbio (FDE). O WDM permite que o sinal de entrada e o de bombeio sejam acoplados à FDE. A introdução de um ou mais codopantes e a escolha do material hospedeiro são fatores críticos para se obter fibras com espectro de emissão largo e com pouca estrutura, isto é, pequena variação da intensidade associada à variação

do comprimento de onda. A combinação dos codopantes Al_2O_3 e/ou GeO_2 é muito utilizada na fabricação de fibras de SiO_2 , e têm resultado em fibras de alto ganho^[1.8] no intervalo de comprimentos de onda de 1530 a 1570 nm.

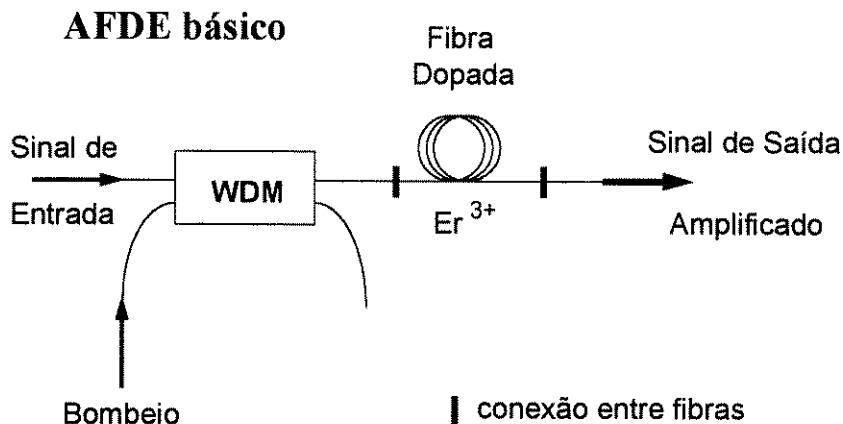


Figura 1.1: Esquema básico de um AFDE.

As configurações normalmente utilizadas para bombeamento, conforme se observa na Figura 1.2, no caso da utilização de um único laser de bombeamento, podem ser co- ou contra-propagante, para propagação de bombeio e sinal no mesmo sentido ou em sentidos opostos, respectivamente. Utilizando-se dois lasers de bombeamento, a configuração é denominada bombeamento bidirecional.

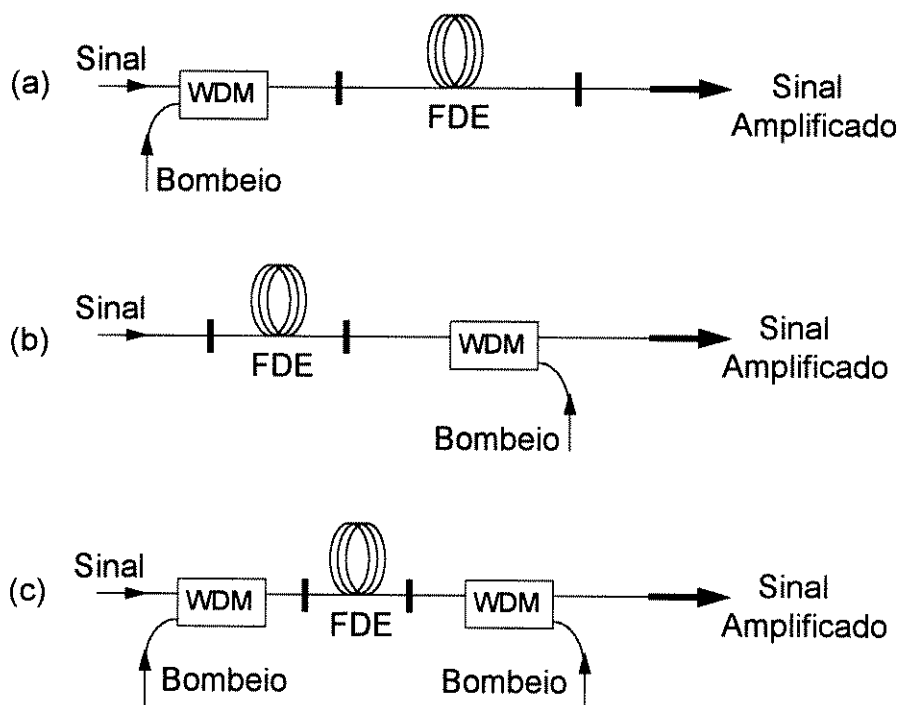


Figura 1.2: Configuração básica de um AFDE, considerando os diferentes esquemas de bombeamento: (a) co-propagante, (b) contra-propagante, e (c) bidirecional.

O desempenho de um amplificador é caracterizado através do ganho, potência máxima de saída, largura espectral e figura de ruído. Tipicamente, os AFDEs são bombeados com potências de 20 a 100 mW e saturam, em média, com 30 dB de ganho para o caso de pequeno sinal. A potência máxima de sinal amplificado, com ganho saturado, varia entre +12 e +24 dBm. A largura de linha do espectro, aproveitável para a amplificação, varia de uma fibra a outra, conforme o codopante que está sendo utilizado. Os maiores valores para a largura espectral de AFDEs são observados para fibras codopadas com $\text{GeO}_2 : \text{Al}_2\text{O}_3$, que apresentam pouca estrutura (que equivale dizer que a curva de emissão apresenta pouca variação de intensidade, ao longo da variação do comprimento de onda), e a largura de banda varia entre 30 a 40 nm. Na região de ganho (1530 a 1570 nm) a figura de ruído está entre 4 e 7 dB, tipicamente. A figura de ruído, como em um amplificador eletrônico convencional, mede a degradação da relação sinal-ruído.

Para otimizar o desempenho de um amplificador, deve-se estudar as relações entre esses parâmetros e o ganho óptico, que está diretamente ligado às populações dos níveis de energia que participam de transições radiativas. Isto é determinado pela concentração e distribuição dos elementos de TR, pelo projeto do amplificador e pelas condições de bombeamento.

A utilização dos amplificadores a fibra possibilita o aumento da capacidade dos sistemas de comunicações a fibra óptica por permitirem, essencialmente, a transmissão de sinais à longas distâncias (da ordem de milhares de quilômetros), transparência à taxa de bits (não requer taxas fixas) e por possibilitarem a capacidade de distribuição de multigigabits e multicanais (no caso de CATV) para muitos terminais. Os AFDEs são também imunes a distorções de pulsos que se propagam através deles, devido às FDEs apresentarem tempos de vida de fluorescência longos (10 a 14 ms). Isso favorece sua aplicação em sistemas de transmissão de altas taxas de informação. Os sistemas de transmissão e distribuição, conforme ilustrado na Figura 1.3, têm utilizado os AFDEs como pós-amplificadores, que funcionam como amplificadores de potência na saída do sinal a ser transmitido; amplificadores de linha, que regeneram o sinal ao longo da linha; ou como pré-amplificadores, que basicamente, aumentam o nível de sinal que chega ao receptor.

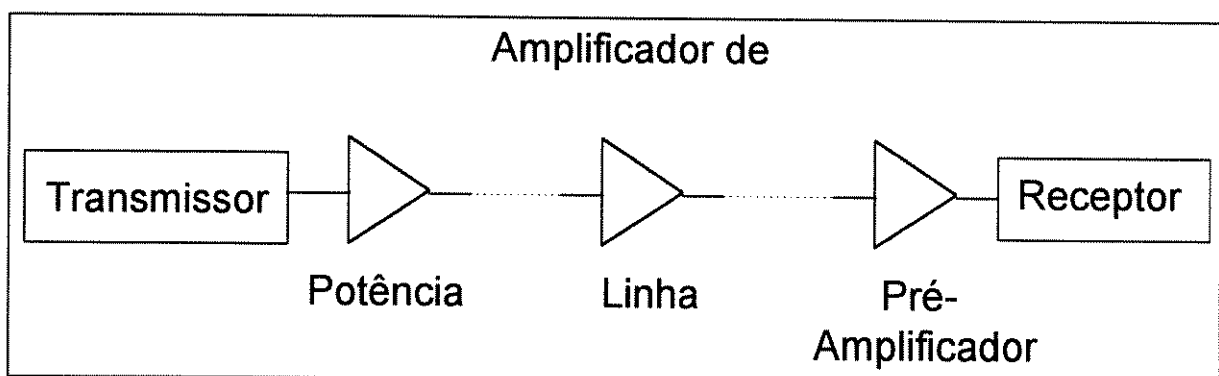


Figura 1.3: Aplicações de AFDEs em sistemas, utilizado como amplificador de potência, amplificador de linha ou pré-amplificador.

Essa tese concentra-se em pós-amplificadores (Amplificadores de Potência), importantes em redes que requerem altos níveis de potência óptica, tais como sistemas multiplexados em frequência (FDM)^[1.9], sistemas multiplexados em comprimento de onda (WDM)^{[1.10] - [1.11]}. Outra utilização desses dispositivos, que está crescendo atualmente, é nos sistemas de distribuição de TV a cabo, onde é possível a distribuição de sinais ópticos em uma rede passiva, dividindo o sinal amplificado^{[1.12], [1.13]}. Os AFDEs de potência são preferidos em tais aplicações devido ao excelente desempenho apresentado em condições de saturação, onde apresentam baixa distorção de sinal e são imunes às interferências entre as frequências da modulação de interesse^[1.14].

Apresentamos, neste trabalho, estudos sobre as condições de funcionamento de AFDEs em regime de saturação, onde aprimorou-se o modelamento analítico existente na literatura, aplicável a amplificadores de potência, e efetuou-se a montagem e caracterização desses dispositivos à fibra.

No Capítulo 2, introduzimos a teoria básica de funcionamento de AFDEs.

No Capítulo 3, apresentamos o projeto do amplificador de potência. Descrevemos em detalhes a sistemática adotada na otimização de fibras para a maximização da potência de sinal de saída, obtida a partir do modelamento.

No Capítulo 4, tratamos dos amplificadores de potência. As principais características e parâmetros de otimização, envolvidos em seu projeto, são apresentados.

O Capítulo 5 contém o desenvolvimento experimental referente à caracterização da fibra e à implementação do amplificador de potência. Exploramos, também, a potencialidade da amplificação em dois estágios de fibra, com a finalidade de maximizar a potência de sinal de saída, a partir de potências modestas disponíveis em lasers de bombeamento.

Discutimos os resultados no Capítulo 6 e apresentamos as conclusões a que chegamos. As perspectivas e contribuições geradas por este trabalho são também discutidas neste capítulo.

Os Apêndices A, B e C, contêm, respectivamente, detalhes referentes a expressões analíticas, procedimentos utilizados para a caracterização de fibras e alguns confrontos com resultados de outros autores.

Este trabalho, na área de dispositivos a fibra dopada com érbio, dá sequência aos trabalhos de Eunézio A. Souza^[1.15], Maria Thereza M. R. Giraldi^[1.16] e Carlos A. Caballero Petersen^[1.17], também nessa área, realizados na Unicamp.

Capítulo 2 Física de Funcionamento do AFDE

2.1 Mecanismo de Amplificação

Um átomo, sob a influência de um campo eletromagnético, sofre transições entre seus autoestados, que correspondem a diferentes níveis de energia dos elétrons desse átomo^[2.1]. Se um átomo está inicialmente em um autoestado com energia E_i e sofre uma transição para o autoestado E_j , a taxa induzida para transições do estado E_i para o estado E_j , com $E_i > E_j$, é dada por^[2.2] :

$$W_{ij} = \frac{\sigma_{ij}(\nu)}{h\nu} I_\nu \quad (2.1)$$

onde $\sigma_{ij}(\nu) = \frac{\lambda^3 \times h\nu \times g_{ij}(\nu)}{8\pi \times hc \times n^2 \times \tau_{ij}}$, é a secção eficaz da transição ($i \rightarrow j$) [m^2]

λ = comprimento de onda da radiação [m]

$g_{ij}(\nu)$ = função forma de linha da transição atômica [s]

h = constante de Planck [$6,626 \times 10^{-34}$ J. s]

c = velocidade da luz no vácuo [3×10^8 m/s]

n = índice de refração do meio

τ_{ij} = tempo de vida correspondente à transição de $i \rightarrow j$ [s]

$I(\nu)$ = intensidade da onda eletromagnética [watts/ m^2]

Se $i = 2$ e $j = 1$, temos o sistema esquematizado na Figura 2.1.

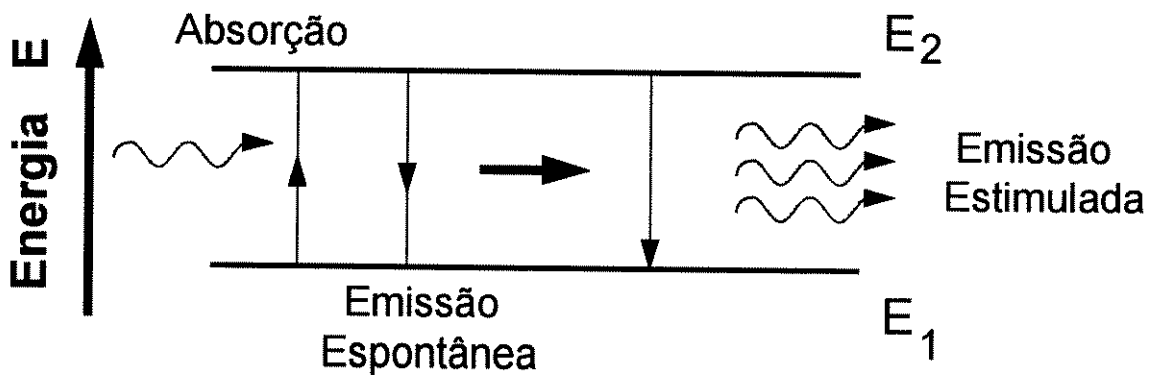


Figura 2.1: Sistema de 2 níveis utilizado para explicar as transições entre níveis e as implicações no processo de amplificação.

O processo de amplificação pode ser explicado de maneira simplificada a partir da situação em que temos uma onda eletromagnética passando por um sistema de 2 níveis, no qual $W_{12} = W_{21}$, assumindo que o alargamento de linha é homogêneo e o meio é uniformemente bombeado. Considere-se que a onda incidente é monocromática, de frequência ν , e que o meio atômico possui N_2 átomos por unidade de volume no nível 2 e N_1 no nível 1.

A variação da intensidade dI_ν , devido às transições induzidas a partir do nível 2 para o nível 1 ($N_2 W_{21}$), e de $1 \rightarrow 2$ ($N_1 W_{12}$), por unidade de tempo, em uma distância de propagação dz , é dada por^[2.2]:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = (N_2 - N_1)W_{21} \times h\nu \quad (2.2)$$

Substituindo-se a Eq. (2.1) na Eq. (2.2), obtemos:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = (N_2 - N_1) \times \sigma_{21}(\nu) \times I_\nu \quad (2.3)$$

Integrando a Equação (2.3), obtemos a variação da intensidade da radiação no meio atômico em função do comprimento z ^[2.2]:

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) \times \exp[\gamma(\nu) \times z] \quad (2.4)$$

onde

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1)\sigma_{21}(\nu) \quad (2.5)$$

Pode-se observar que a intensidade I_ν cresce exponencialmente quando $N_2 > N_1$, que corresponde à situação de população invertida, e é atenuada quando $N_2 < N_1$. As duas situações estão retratadas na Figura 2.2, onde o caso de $N_2 > N_1$ corresponde à amplificação tipo laser, e $N_2 < N_1$ comporta-se como um sistema atômico absorvedor, no equilíbrio térmico.

A absorção ou amplificação de radiação eletromagnética por uma transição atômica pode ser descrita não somente pelos valores da constante de ganho exponencial $\gamma(\nu)$, mas pode também ser, alternativamente, descrita em termos da parte imaginária da susceptibilidade elétrica $\chi_e''(\nu)$ do meio de propagação^[2.1], o que não é de nosso interesse tratar aqui. Vale citar que existem trabalhos na literatura, onde a dispersão cromática, ao longo do espectro de ganho do AFDE, é determinada a partir de medidas experimentais da susceptibilidade do érbio em fibras dopadas^[2.3]. O objetivo de se realizar essas medidas é conhecer o valor máximo de dispersão cromática existente em um AFDE, e saber a relevância desse tipo de fenômeno em sistemas de transmissão para longas distâncias.

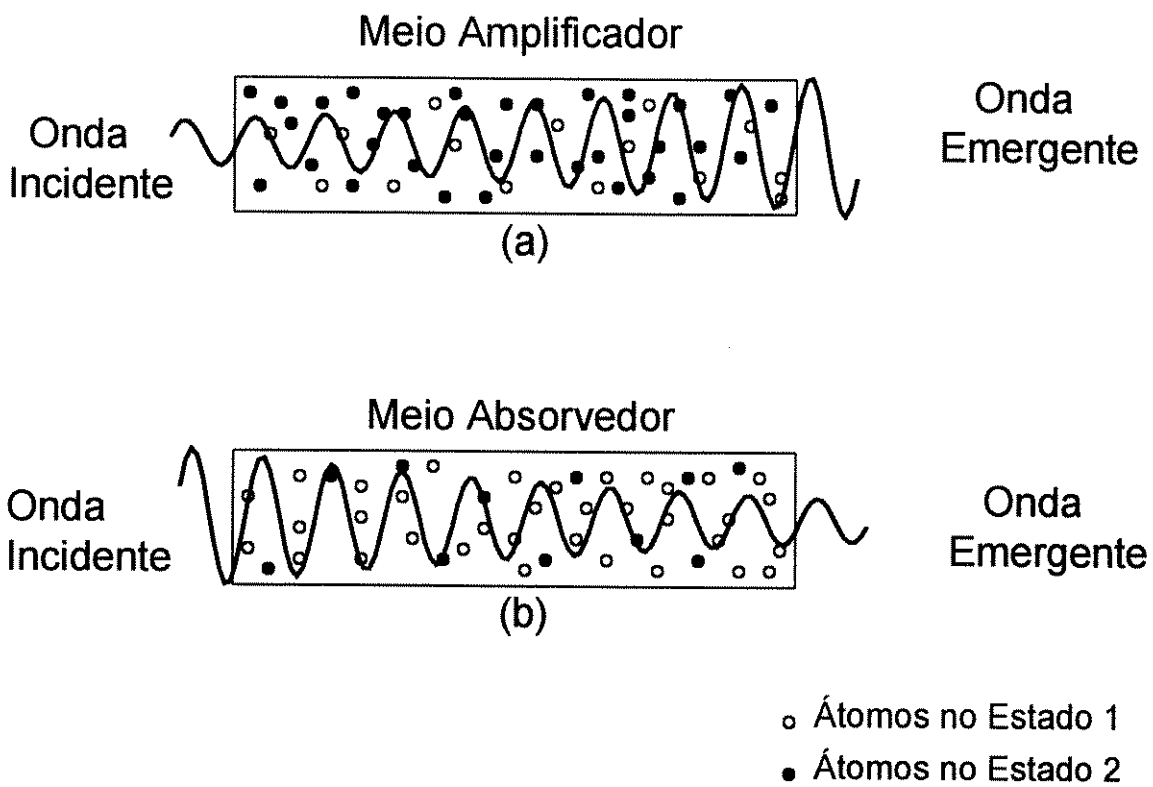


Figura 2.2: Amplificação de uma onda eletromagnética propagando-se: (a) em um meio com inversão de população [$N_2 > N_1$]; (b) em um meio absorvedor em equilíbrio térmico [$N_2 < N_1$].

2.2 Sistema de Níveis do Érbio

Os elementos das terras-raras (TR), ou lantanídeos, são os quinze elementos que ocupam a penúltima fila da tabela periódica, e vão desde o Lântano (número atômico = 57) ao Lutécio (número atômico = 71), conforme ilustra a Figura 2.3.

As propriedades ópticas das TR, que têm grande importância em aplicações como lasers e amplificadores, se devem às camadas eletrônicas desses átomos. Essas propriedades ópticas resultam do fenômeno de contração das TR^[2,4], que é uma consequência do comportamento dos elétrons no nível 4f. As constantes mudanças de níveis de energia provocam um aumento da carga nuclear efetiva do átomo e resultam em uma blindagem não-usual dos elétrons 4f mais internos, à medida que o número atômico aumenta na série dos lantanídeos. Como resultado, os elétrons 4f acabam ficando com a coroa eletrônica mais apertada, à medida que o número atômico aumenta^[2,5].

A configuração eletrônica de um íon de TR trivalente é equivalente à do gás nobre xenônio, acrescido das camadas $4f^{N-1} 5s^2 5p^6 6s^0$, onde N é igual a 14. A camada eletrônica mais externa é igual a $5s^2 5p^6 6s^2$, e está totalmente preenchida. Os elétrons 5s e 5p protegem os elétrons 4f dos efeitos do meio em que estão inseridos, como tensões e forças inter-iônicas, assim como de campos externos aplicados. A consequência desta proteção é que as características espectroscópicas das transições 4f são relativamente insensíveis ao tipo de material anfitrião, o que é de grande importância nas aplicações como dispositivos amplificadores.

Lântano		La	[Xe] (6s 5d)
Céριο	58	Ce	[Xe] (6s ² 4f 5d)
Praseodímio	59	Pr	[Xe] (6s ² 4f ³)
Neodímio	60	Nd	[Xe] (6s ² 4f ⁴)
Promécio	61	Pm	[Xe] (6s ² 4f ⁵)
Samário	62	Sm	[Xe] (6s ² 4f ⁶)
Európio	63	Eu	[Xe] (6s ² 4f ⁷)
Gadolínio	64	Gd	[Xe] (6s ² 4f ⁷ 5d)
Térbio	65	Tb	[Xe] (6s ² 4f ⁹)
Disprósio	66	Dy	[Xe] (6s ² 4f ¹⁰)
Hólmio	67	Ho	[Xe] (6s ² 4f ¹¹)
Érbio	68	Er	[Xe] (6s ² 4f ¹²)
Túlio	69	Tm	[Xe] (6s ² 4f ¹³)
Ítérbio	70	Yb	[Xe] (6s ² 4f ¹⁴)
Lutécio	71	Lu	[Xe] (6s ² 4f ¹⁴ 5d)

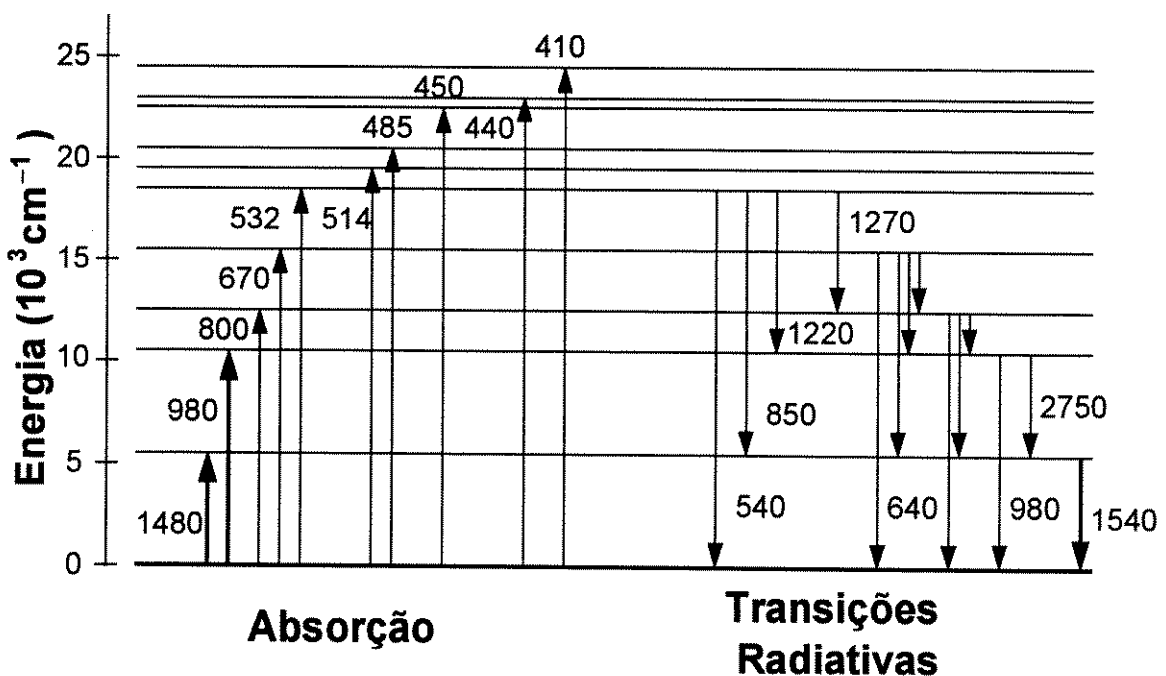
Figura 2.3: Configuração eletrônica e números atômicos dos elementos de TR^[2,5].

Vale mencionar que a denominação “íon”, é um caso de nomenclatura somente, porque os lantanídeos são átomos balanceados, ou seja, o número de elétrons é igual ao de prótons. Os constantes saltos para níveis de energia vizinhos dos elétrons 4f, torna esses orbitais temporariamente vazios e dá a idéia de se ter perdido elétrons, que origina a idéia de íon. Mas isto, na verdade, não ocorre^[2,6].

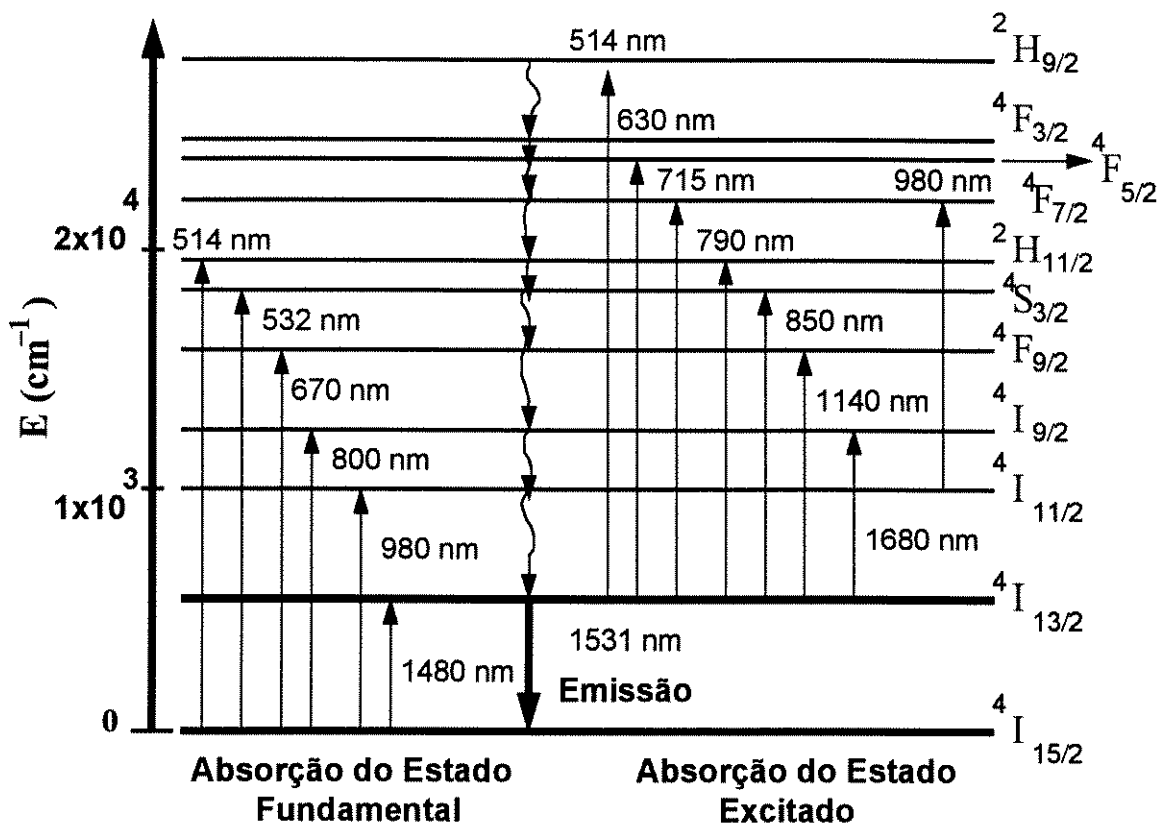
O Nd³⁺ e o Pr³⁺ são os outros elementos de TR, também utilizados em aplicações como lasers e amplificadores. Essas TR também satisfazem os requisitos necessários para aplicações em dispositivos ópticos, como apresentar transição laser no intervalo de comprimento de onda em torno de 1,31 µm ou 1,55 µm, correspondente às janelas de transmissão de comunicações por fibras ópticas. Outro ponto favorável é a possibilidade de seu bombeamento a partir de fontes como os lasers semicondutores.

Outras características igualmente importantes dessas transições lasers se referem ao tempo de vida de fluorescência longo, à alta taxa de inversão de população e às propriedades essencialmente radiativas.

Os níveis de energia do érbio dopado em sílica e as respectivas transições entre níveis são apresentadas na Fig. 2.4. O eixo vertical corresponde à energia, dada em 10³ cm⁻¹, na Fig. 2.4(a), onde observamos as transições referentes à absorção, para bandas de bombeamento no visível e no infravermelho próximo, além das transições radiativas. A Fig. 2.4(b) mostra um diagrama de níveis de energia para Er:sílica, com várias transições possíveis, de absorção do estado fundamental (*Ground State Absorption* = GSA) e absorção do estado excitado (*Excited State Absorption* = ESA), juntamente com os comprimentos de onda associados.



(a)



(b)

Figura 2.4: Diagrama de níveis de energia do érbio, mostrando (a) a absorção e as taxas de decaimento radiativas ^[2.7] e (b) a absorção do estado fundamental e do estado excitado, com os correspondentes comprimentos de onda ^[2.8].

2.3 Equações de Taxa

O desenvolvimento de modelos teóricos para AFDEs tem ocorrido paralelamente à evolução dos materiais de que são feitas as fibras, e de acordo com o comprimento de onda de bombeamento utilizado^{[2.9] - [2.13]}.

Na Figura 2.5 temos um esquema de um sistema de três níveis que corresponde ao érbio dopando a sílica, utilizado para tratar a maior parte dos problemas envolvendo diferentes comprimentos de onda de bombeamento.

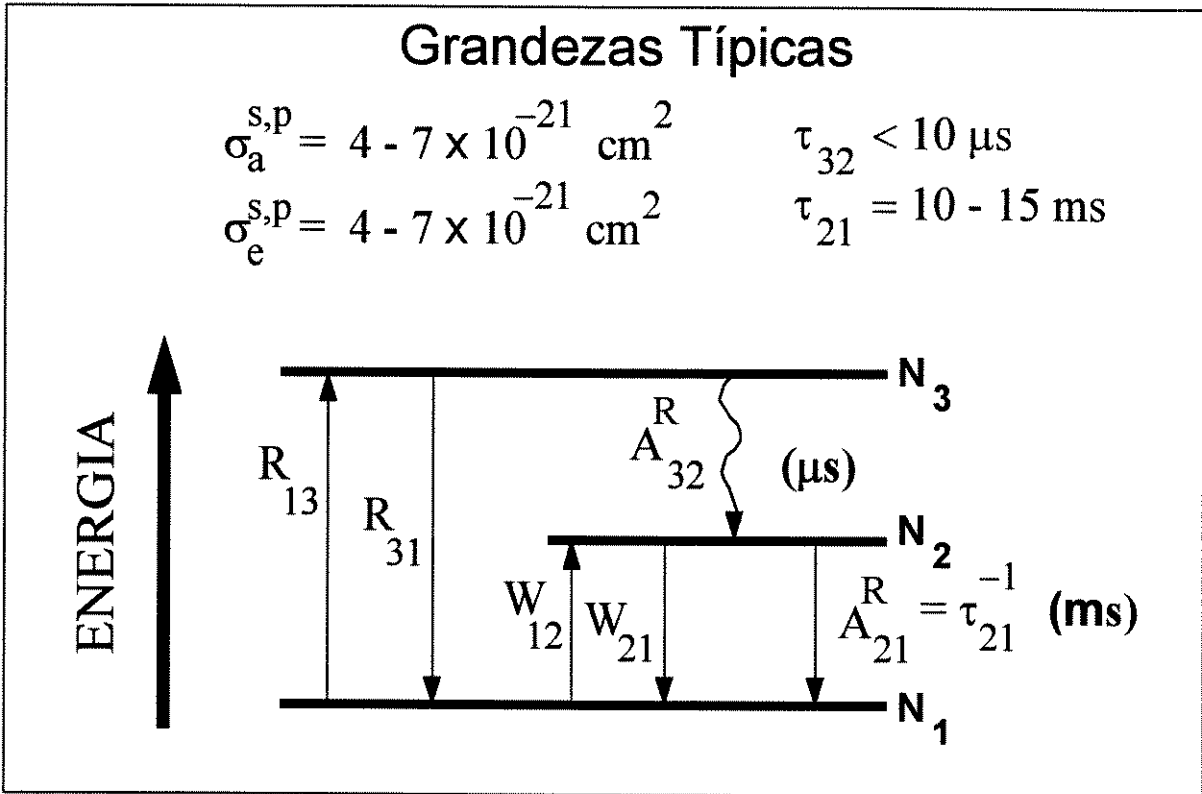


Figura 2.5: Níveis de energia para o érbio dopado em fibras de sílica, indicando os processos envolvidos nas transições.

O nível 1 é o fundamental e tem população igual a N_1 . O nível 2, com população N_2 , é o nível metaestável e é o mais populado durante o processo de inversão de população. Este nível é caracterizado por um tempo de vida radiativo " τ_{21} " longo, da ordem de 10 ms. O nível 3, com população N_3 , é o nível de bombeamento, com tempo de vida radiativo " τ_{32} " inferior a 10 μs . Esse tempo de decaimento 100 vezes menor que o tempo de decaimento do nível metaestável significa que este nível pode ser considerado praticamente despovoado em uma análise de estado estacionário. A transição laser de interesse ocorre entre os níveis 1 e 2 e os tempos de vida radiativos (R) dados por $1/A_{32}^R$ e $1/A_{21}^R$, correspondem a transições que envolvem liberação de energia via fótons. Os processos não-radiativos vão estar relacionados à criação ou absorção de fônons, os quais serão absorvidos pela rede e, na prática, vão estar diretamente ligados à atenuação na

fibra. A partir daqui não usaremos o super-índice R ou NR para denotar a natureza das transições. Como somente as transições radiativas nos interessam, sub-entende-se que todas as transições, daqui para frente, serão radiativas.

As grandezas $\sigma_a^{s,p}$ e $\sigma_e^{s,p}$ são, respectivamente, as secções eficazes de absorção (sub-índice “a”) e de emissão (sub-índice “e”), para sinal (super-índice “s”) e para bombeamento (super-índice “p”). Analisadas fenomenologicamente, essas grandezas medem a área de absorção ou de emissão na fibra, resultantes da presença dos átomos de érbio. A ordem de grandeza dessas áreas é igual a 10^{-21} cm^2 .

As equações de taxa que descrevem a distribuição das populações entre os níveis 1, 2 e 3 são^[2,8]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.7)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (2.8)$$

onde W_{ij} = taxa induzida para transições do estado E_i para o estado E_j , e R se refere à taxa de bombeamento.

Por causa do tempo de fluorescência longo das FDE, a descrição da maior parte das propriedades dos AFDEs pode ser feita a partir da solução de estado estacionário. Consideremos, portanto, o regime de estado estacionário, que corresponde à situação em que as populações são invariantes no tempo, isto é, $dN_i/dt = 0$ ($i = 1, 2, 3$). A partir das equações (2.7) e (2.8), temos^[2,8]:

$$W_{12}N_1 - (W_{21} + \frac{1}{\tau_{21}})N_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad (2.9)$$

$$R_{13}N_1 - (R_{31} + A_{32})N_3 = 0 \quad (2.10)$$

Considerando que $N_3 = \rho - N_2 - N_1$, e substituindo em (2.9) e (2.10), obtemos as expressões para N_1 e N_2 escritas em termos de ρ , que é a concentração de érbio na fibra. Portanto^[2,8]:

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau_{21})(1 + R_{13}/A_{32})}{(1 + W_{21}\tau_{21})[1 + (R_{13} + R_{31})/A_{32}] + W_{12}\tau_{21}(1 + R_{31}/A_{32}) + R_{13}\tau_{21}} \quad (2.11)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau_{21} + W_{12}\tau_{21}(1 + R_{13}/A_{32})}{(1 + W_{21}\tau_{21})[1 + (R_{13} + R_{31})/A_{32}] + W_{12}\tau_{21}(1 + R_{31}/A_{32}) + R_{13}\tau_{21}} \quad (2.12)$$

Supondo que a taxa de decaimento A_{32} prevalece sobre as taxas de bombeamento entre os níveis 1 e 3, ou seja, $A_{32} \gg R_{13,31}$, temos que $N_3 = \rho - N_1 -$

$N_2 \approx 0$, o que significa ter somente os níveis 1 e 2 populados. Nesta situação, as expressões (2.11) e (2.12) simplificam-se para:

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau_{21}}{1 + W_{21}\tau_{21} + W_{12}\tau_{21} + R\tau_{21}} \quad (2.13)$$

$$N_2 = \rho \frac{R\tau_{21} + W_{12}\tau_{21}}{1 + W_{21}\tau_{21} + W_{12}\tau_{21} + R\tau_{21}} \quad (2.14)$$

onde $R = R_{13}$.

Um efeito que pode ocorrer e que diminui a eficiência de bombeamento é a absorção do estado excitado (ESA). Nesse efeito os elétrons são absorvidos do nível metaestável, que é o mais povoado devido à inversão de população, e lançados para níveis de energia superior. Entre os comprimentos de onda de bombeamento em que o efeito de absorção do estado excitado é normalmente desprezado, estão os de 532 nm, 980 nm e 1480 nm. Portanto, em nosso caso, esse efeito (mostrado na Fig. 2.4) é desprezado^[2.8].

Consideraremos, a partir daqui, o comprimento de onda de bombeamento igual a 1480 nm e as fibras monomodo dopadas com érbio, como um sistema de 2 níveis, onde o bombeamento é feito diretamente para o nível 2. Contrariamente ao sistema de 3 níveis, vamos ter um valor não-nulo para a secção eficaz de emissão de bombeamento, isto é, $\sigma_e(1480) \neq 0$.

Reescrevendo as equações de taxa em termos das populações dos níveis 1 e 2, iremos obter as expressões referentes ao bombeamento e sinal propagantes na fibra, assim como as potências de saturação associadas. Consideremos a região da fibra que está a uma distância radial "r" do eixo do núcleo, à posição "z" ao longo do comprimento da fibra, com uma intensidade do sinal propagante $I_s(r,z)$, e de bombeamento igual a $I_p(r,z)$. Para a simplificação da notação, denotaremos a intensidade I à frequência ν_s , simplesmente como I_s , e assim para todas as outras grandezas. Neste caso, as taxas de transição são dadas por^[2.2]:

$$W_{12}(r,z) = \frac{\sigma_a^s}{\tau_{21}h\nu_s} I_s(r,z) = \frac{\sigma_a^s}{(\sigma_a^s + \sigma_e^s)h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\Psi_s(r) \quad (2.15)$$

$$W_{21}(r,z) = \frac{\sigma_e^s}{\tau_{21}h\nu_s} I_s(r,z) = \frac{\sigma_e^s}{(\sigma_a^s + \sigma_e^s)h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\Psi_s(r) \quad (2.16)$$

$$R(r,z) = \frac{\sigma_a^p}{\tau_{21}h\nu_p} I_p(r,z) = \frac{\sigma_a^p}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z)\Psi_p(r) \quad (2.17)$$

onde $P_s(z)$ é a potência de sinal se propagando ao longo do comprimento (eixo z) da fibra, $2w_s =$ diâmetro modal para o sinal, $2w_p =$ diâmetro modal para o bombeamento, e $\Psi_{s,p}$ é a função que dá a dependência radial do sinal (s) ou do bombeio (p) propagante.

A intensidade de saturação, para sistemas lasers básicos, é, por definição, escrita como^[2.8]:

$$I'_{\text{sat}}(\nu_k) = \frac{h\nu_k}{\sigma_e(\nu_k)\tau_{21}} \quad (2.18)$$

O sub-índice k se refere a um comprimento de onda genérico.

Para a modelagem de fibras dopadas com érbio, no entanto, a intensidade de saturação é escrita, geralmente, considerando as secções eficazes de absorção e de emissão^[2.8].

$$I_{\text{sat}}(\nu) = \frac{h\nu_k}{[\sigma_a^k + \sigma_e^k]\tau_{21}} = \frac{\sigma_e^k / \sigma_a^k}{1 + [\sigma_e^k / \sigma_a^k]} I'_{\text{sat}}(\nu_k) \quad (2.19)$$

Reescrevendo (2.19) em termos de potências, a potência de saturação de sinal, na frequência ν_s , fica na forma^[2.8].

$$P_{\text{sat}}(\nu_s) = \frac{h\nu_s \pi w_s^2}{[\sigma_a^s + \sigma_e^s]\tau_{21}} \quad (2.20)$$

e para a frequência de bombeamento:

$$P_{\text{sat}}(\nu_p) = \frac{h\nu_p \pi w_p^2}{[\sigma_a^p + \sigma_e^p]\tau_{21}} \quad (2.21)$$

As taxas de absorção e emissão, dadas pelas Equações de (2.15) a (2.17), podem ser utilizadas nas Equações (2.13) e (2.14), para expressar as populações N_1 e N_2 no estado estacionário. Essas taxas passam a ser, então, funções explícitas das potências ópticas e das funções $\Psi_{s,p}(r)$, que dão os perfis dos modos transversais da fibra para sinal e bombeio. As populações para os níveis 1 e 2 são, ainda, função das características materiais da fibra, contidas nos parâmetros como secções eficazes de absorção e emissão ($\sigma_{a,e}^{s,p}$) e concentração de dopantes (ρ). Portanto, teremos^[2.8]:

$$N_1(r, z) = \frac{1 + \left[\frac{\sigma_e^s / \sigma_a^s}{1 + \sigma_e^s / \sigma_a^s} \right] (P_s(z) / P_{\text{sat}}(\nu_s)) \Psi_s(r)}{1 + (P_p(z) / P_{\text{sat}}(\nu_p)) \Psi_p(r) + (P_s(z) / P_{\text{sat}}(\nu_s)) \Psi_s(r)} \rho(r) \quad (2.22)$$

$$N_2(r, z) = \frac{(P_p(z) / P_{\text{sat}}(\nu_p)) \Psi_p(r) + \left[\frac{1}{1 + \sigma_e^s / \sigma_a^s} \right] (P_s(z) / P_{\text{sat}}(\nu_s)) \Psi_s(r)}{1 + (P_p(z) / P_{\text{sat}}(\nu_p)) \Psi_p(r) + (P_s(z) / P_{\text{sat}}(\nu_s)) \Psi_s(r)} \rho(r) \quad (2.23)$$

Resumindo, apresentamos inicialmente as expressões para um sistema de 3 níveis, considerando a situação de estado estacionário; reescrevemos, posteriormente, as expressões para um sistema de 2 níveis. A partir das equações de taxa, chegamos às populações correspondentes aos níveis fundamental (1) e metaestável (2), com as expressões sendo escritas em função das potências de bombeamento (P_p), de sinal (P_s) e de saturação (P_{sat}) envolvidas.

2.4 Equações de Propagação

As expressões de propagação analisam a variação da intensidade de sinal “ I_s ” e de bombeamento “ I_p ” ao longo da fibra.

Considerando que a luz é guiada na fibra, a potência de sinal acoplada ao modo, em uma fibra monomodo, apresenta uma distribuição espacial finita no plano transversal da fibra. A intensidade de distribuição no plano transversal está relacionada à potência de sinal, contida em cada seção transversal de fibra, através da expressão^[2.8]:

$$\int_s I_s(r, \theta) r dr d\theta = P_s \quad (2.24)$$

Por outro lado, a variação da intensidade de luz ao longo da fibra, vai estar relacionada às populações dos níveis fundamental (N_1) e metaestável (N_2). Neste caso, a variação dI_s na intensidade do feixe de luz, correspondente a uma variação infinitesimal em z , é dada por^[2.2]:

$$\frac{dI_s}{dz} = (\sigma_e^s N_2 - \sigma_a^s N_1) I_s \quad (2.25)$$

que pode ser reescrita como:

$$\frac{dI_s}{dz} = \sigma_a^s [\eta(\lambda_s) N_2 - N_1] I_s \quad (2.26)$$

onde $\eta(\lambda_s) = \sigma_e^s / \sigma_a^s$.

Relacionando (2.24) a (2.26), podemos escrever a expressão para a taxa de variação da potência óptica, ou descrever como a luz se propaga ao longo da fibra. Portanto^[2.8]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(z) \sigma_a^s \int_s [\eta_2 N_2(r, \theta) - N_1(r, \theta)] \times I_s(r, \theta) r dr d\theta \quad (2.27)$$

A intensidade de sinal, $I_s(r, \theta)$, em uma “fatia” da fibra, é^[2.8]:

$$I_s(r, \theta) = P_s \frac{\Psi_s(r, \theta)}{\int_s \Psi_s(r, \theta) r dr d\theta} = P_s \bar{\Psi}_s(r, \theta) \quad (2.28)$$

onde

$$\bar{\Psi}_s(r, \theta) = \Psi_s(r, \theta) / \int_s \Psi_s(r, \theta) r dr d\theta \quad (2.29)$$

Considerando a simetria radial da fibra e integrando em θ , a expressão para a propagação do sinal, na Eq. (2.27), pode ser reescrita como^[2.8]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \sigma_a^s 2\pi \int_s [\eta_2 N_2(r) - N_1(r)] \times P_s(z) \psi_s(r) r dr \quad (2.30)$$

com $\psi_s(r) = \bar{\Psi}_s / \pi w_s^2$, onde S indica que se trata de uma integral de superfície.

Acrescentando o termo referente à emissão espontânea ($2P_0$), a propagação do sinal, na Eq. (2.30), é reescrita como^[2.8]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \sigma_a^s 2\pi \int_s \left\{ \eta_2 N_2(r) [P_s + 2P_0] - N_1(r) P_s \right\} \psi_s(r) r dr \quad (2.31)$$

onde $P_0 = h\nu_s \Delta\nu$, com $\Delta\nu$ sendo a largura da banda de sinal. O fator multiplicativo 2 é acrescentado para computar a propagação da ASE, que pode ocorrer nos dois eixos de polarização da fibra.

Substituindo as expressões (2.22) e (2.23), que dão as populações dos níveis N_1 e N_2 , em (2.31), obtemos a equação para a propagação do sinal ao longo da fibra dopada. Então^[2.8]:

$$\frac{dP_s}{dz} = \rho_0 \sigma_a^s \frac{2}{w_s^2} \int_s \left\{ \frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_s(r) \left[\frac{\eta_s \left[\frac{1}{1 + \eta_p} \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{1}{1 + \eta_s} \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r) \right] \left[\frac{P_s}{P_{sat}^s} + \frac{2P_0}{P_{sat}^s} \right]}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\left[1 - \frac{\eta_p}{1 + \eta_p} \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{\eta_s}{1 + \eta_s} \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r) \right] \frac{P_s}{P_{sat}^s}}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)} \right\} r dr \quad (2.32)$$

onde $\eta_s = \sigma_e^s / \sigma_a^s$ e $\eta_p = \sigma_e^p / \sigma_a^p$.

A concentração de érbio, dada por $\rho(r)$, passou a ser escrita, na Eq. (2.32), como $\rho(r)/\rho_0$, onde ρ_0 é o valor de pico da concentração de érbio, que coincide com a região central no núcleo da fibra. O termo $\rho(r)/\rho_0$ expressa, portanto, a distribuição da concentração de érbio normalizada com relação ao máximo de dopantes. No caso da dopagem ser uniforme ao longo do núcleo da fibra, $\rho(r)$ é constante e igual a ρ_0 . O termo $\rho_0 \sigma_a^{s,p}$ representa os coeficientes de absorção para sinal (α_s) e para bombeamento (α_p).

No caso do bombeamento, consideraremos somente a população N_1 , na Eq. (2.30), que passa a ser escrita com o sub-índice p, por se referir ao bombeamento. A propagação de bombeamento ao longo da fibra, é então^[2.8]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -P_p \sigma_a^p 2\pi \int_s [N_1(r, \theta)] \times \bar{\Psi}_p(r) r dr \quad (2.33)$$

com $\bar{\Psi}_p(r, \theta) = \Psi_p(r, \theta) / \int \Psi_p(r, \theta) r dr d\theta$, análoga à Eq. (2.29).

Com substituições análogas às realizadas para o caso anterior, obtemos a expressão para a propagação do bombeamento^[2,8]:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\frac{P_p(z)}{P_{sat}^p} \rho_0 \sigma_a^p \frac{2}{w_p^2} \int_s \frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_p(r) \left\{ \frac{\left[\frac{\eta_s - \eta_p}{1 + \eta_s} \frac{P_s(z)}{P_{sat}^s} \psi_s(r) + 1 \right]}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)} \right\} r dr \quad (2.34)$$

onde $\psi_p = \bar{\Psi}_p / \pi w_p^2$.

Consideremos um fator de superposição total ($\bar{\Gamma}$) entre os modos propagantes e a região dopada da fibra. Para introduzir este conceito, usemos a aproximação de que $P_s(z)/P_{sat}^s \ll P_p(z)/P_{sat}^p$, que é o caso para o regime de pequeno sinal, e desprezemos a ASE para a simplificação da análise. Neste caso aproximado, a potência de sinal é desprezível se comparada à potência de bombeamento. Portanto, o fator de superposição é dado $\bar{\Gamma}_p$. A Eq. (2.32) pode ser reescrita como^[2,8]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \rho_0 \sigma_a^s \bar{\Gamma}_p P_s(z) \quad (2.35)$$

onde

$$\bar{\Gamma}_p = 2\pi \int_s \frac{\frac{\rho(r)}{\rho_0} \psi_s(r) \left[\frac{\eta_s - \eta_p}{1 + \eta_p} \psi_p(r) - 1 \right]}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r)} r dr \quad (2.36)$$

O produto $\rho_0 \sigma_a^s \bar{\Gamma}_p$, na Eq. (2.35), é o coeficiente de ganho total para o modo do sinal. A integral de superposição " $\bar{\Gamma}_p$ " dá a variação média da inversão de população ao longo do núcleo, e considera o valor finito da superposição existente entre o modo de sinal e a distribuição de dopantes. Este parâmetro representa ambos, um fator de superposição e um grau de inversão de população e, teoricamente, pode variar entre +1 e -1.

O fator de superposição Γ , é usualmente definido como o valor finito da superposição existente entre o modo de sinal, ou de bombeamento, e a região dopada. A expressão escrita em termos da emissão e da absorção, são dadas por^[2,8]:

$$\Gamma_c^k(z, P_k) = \int_s 2\pi r dr \frac{\rho(r)}{\rho_0} \bar{\Psi}_k(r) \left[\frac{1 + \frac{P_p(z)}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)} \right] \quad (2.37)$$

$$\Gamma_a^k(z, P_k) = \int_s 2\pi r dr \frac{\rho(r)}{\rho_0} \bar{\Psi}_k(r) \frac{\left[1 + \frac{\eta_p}{1 + \eta_p} \frac{P_p(z)}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r) \right]}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}^p} \psi_p(r) + \frac{P_s}{P_{sat}^s} \psi_s(r)} \quad (2.38)$$

Assumindo um perfil de índice degrau para a fibra, o raio do modo correspondente ao modo fundamental de propagação (LP₀₁), é definido como^{[2.14], [2.15]}.

$$w_k = r_{dop} \frac{VK_1(W)}{UK_0(W)} J_0(U) \quad (2.39)$$

com a frequência normalizada

$$V = 2\pi r_{dop} \frac{AN}{\lambda} \quad , \quad (2.40)$$

$$W^2 = V^2 - U^2 \quad , \quad (2.41)$$

e

$$U = \frac{1 + \sqrt{2}}{1 + [4 + V^4]^{0.25}} \quad (2.42)$$

As grandezas “r_{dop}” e “AN” são, respectivamente, o raio de dopagem do núcleo e a abertura numérica da fibra. Para fibras com núcleos totalmente dopados, o raio de dopagem (r_{dop}) é igual ao raio do núcleo (r_n), isto é r_{dop} = r_n. Os termos J₀, K₀ e K₁ representam as funções de Bessel de ordem zero, e as funções de Bessel modificadas de ordem 0 e de ordem 1, respectivamente.

A partir da adoção do perfil de índice degrau, das simplificações em que $\psi_s(r) \approx \psi_p(r)$, de que a distribuição de érbio é uniforme sobre um dado raio de dopagem e tem a forma de uma gaussiana, as expressões de propagação (Eq. (2.32) e (2.34)), passam a ser escritas como^[2.8]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = (g_e^s + g_a^s)P_p(z) + 2g_e^s P_0 \quad (2.43)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = (g_e^p - g_a^p)P_p(z) \quad (2.44)$$

com

$$g_e^{s,p} = \eta_{s,p} \rho_0 \sigma_a^{s,p} \Gamma_e^{s,p}(z, P_{s,p}) \quad (2.45a)$$

$$g_a^{s,p} = \rho_0 \sigma_a^{s,p} \Gamma_a^{s,p}(z, P_{s,p}) \quad (2.45b)$$

e as integrais de superposição, escritas em função da emissão e absorção, são dadas pelas Eqs. (2.37) e (2.38).

Todas as expressões apresentadas podem ser resolvidas somente por métodos numéricos.

No entanto, sob aproximações do regime de pequeno sinal, também conhecido como regime de ganho não-saturado ($P_s^{\text{in}} \sim -30$ dBm), ou para o regime de baixo ganho, também conhecido como regime saturado ($P_s^{\text{in}} \sim 0$ dBm), as expressões de propagação podem ser expressas na forma fechada e apresentam, portanto, resolução analítica. A simulação desenvolvida neste trabalho faz as aproximações para o regime saturado e utiliza o modelo de Saleh et al.^[2.16] para a solução das equações de propagação. Nesse caso, o desenvolvimento das expressões analíticas é análogo ao apresentado aqui para a resolução numérica das equações de propagação. No Apêndice A, deduzimos em detalhes as expressões que compõem o modelamento de Saleh et al.^[2.16].

2.5 Emissão Espontânea Amplificada

A amplificação da emissão espontânea (ASE), é a principal fonte de ruído dos AFDEs.

A ASE resulta do decaimento de elétrons do nível metaestável para o nível fundamental, onde ocorre a emissão de fótons. Como esses fótons não apresentam coerência, isto é, não têm a mesma fase, o fenômeno de emissão estimulada que ocorreria ao encontrarem um fóton de sinal se propagando na fibra, não é observado.

Na Fig. 2.6 observamos o espectro de fluorescência ou de emissão espontânea amplificada, para uma FDE e codopada com GeO_2 , bombeada com potências diferentes. Essa FDE exibe picos característicos em $1,535 \mu\text{m}$ e $1,55 \mu\text{m}$, cujas intensidades dependem das condições de bombeamento e do comprimento de fibra.

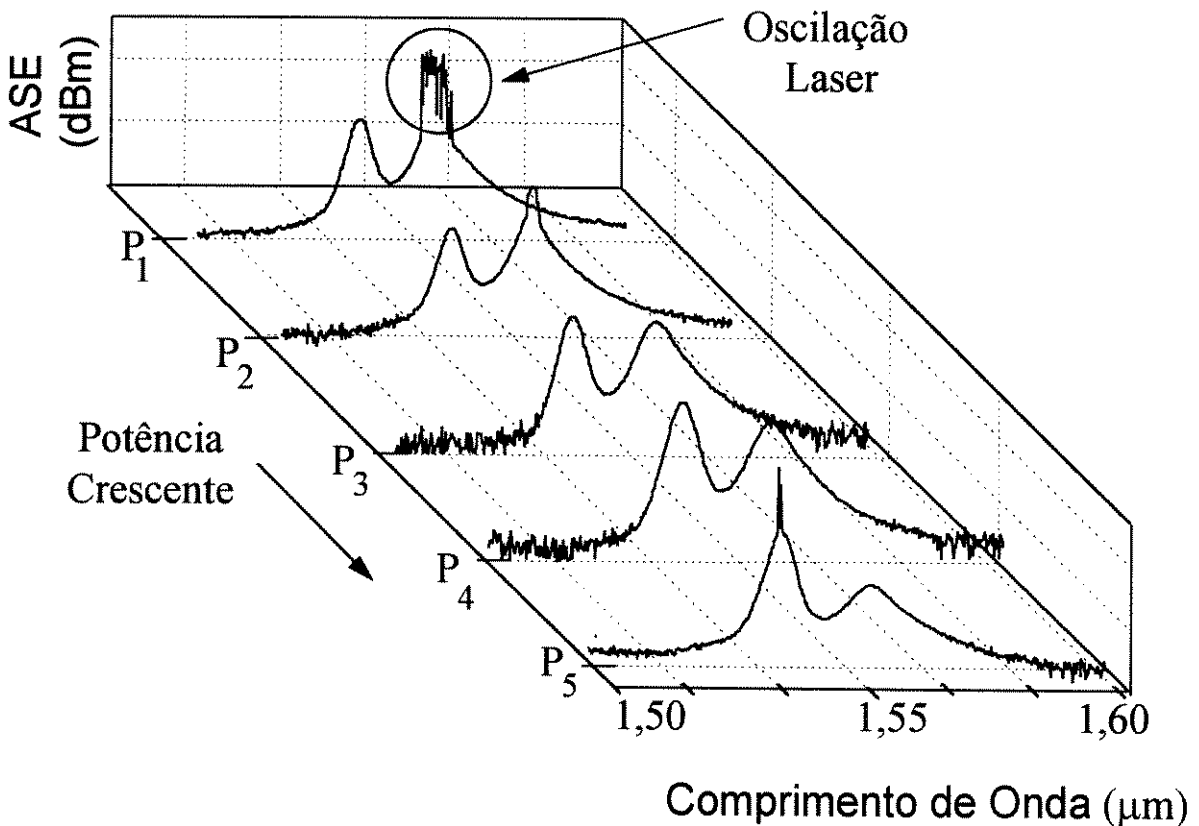


Figura 2.6: Evolução espectral para a ASE, utilizando-se um comprimento fixo de uma mesma fibra e potências de bombeamento diferentes, onde $P_1 = 12 \text{ mW}$, $P_2 = 20 \text{ mW}$, $P_3 = 27 \text{ mW}$, $P_4 = 34 \text{ mW}$ e $P_5 = 38 \text{ mW}$.

Podemos observar que a intensidade e a forma do espectro obtidos sofrem mudanças significativas com a variação da potência de bombeamento utilizada. Neste caso, utilizamos um comprimento de fibra fixo e igual a 21 m.

Na curva correspondente à potência de bombeamento P_1 , o pico em $1,55 \mu\text{m}$ é mais intenso, e apresenta oscilação laser. Essa característica se deve à intensidade maior, presente nesta região, e a reflexões ocorridas em conexões entre fibras e com equipamentos de medida, que funcionam como uma cavidade. À medida que a potência de bombeamento cresce, a intensidade do segundo pico diminui, enquanto a do primeiro pico aumenta. Para o maior valor de potência de bombeamento disponível, P_5 , o pico em $1,535 \mu\text{m}$ torna-se mais intenso. Oscilações laser voltam a aparecer, mas agora no primeiro pico, onde a intensidade é maior.

Para baixas potências de bombeamento, e considerando-se um comprimento de fibra suficientemente curto, a absorção do érbio, a partir do nível fundamental $^4I_{15/2}$, ocorre ao longo de todo o comprimento de fibra. À medida que a potência de bombeamento cresce, e atinge valores bem superiores à potência de saturação de sinal na saída (neste caso, $P_p^{\text{in}} \cong 20 \times P_s^{\text{in}}$), o nível metaestável $^4I_{13/2}$ supera a absorção e o espectro da ASE segue o mesmo perfil da secção eficaz de emissão^[2.10]. Sob tais condições, o espectro de ASE, que no caso de baixo ganho é também chamado de espectro de fluorescência, corresponde a uma medida direta da forma de linha da secção eficaz^[2.10].

Os maiores valores de potência de ASE encontram-se nas partes terminais da fibra, uma vez que a emissão estimulada pela ASE aumenta à medida que o ganho e o bombeamento aumentam. Nestas regiões, a inversão de população do meio é reduzida e o ganho do amplificador pode saturar na ausência de qualquer sinal de entrada.

Na derivação da equação de taxa para o sinal, acrescida do efeito de ASE, Eq. (2.31), considerou-se o número de fótons “dn”, no intervalo de frequência entre ν e $\nu+d\nu$, gerados espontaneamente na direção positiva de z , dentro de um volume infinitesimal dV do meio laser e acoplado ao modo da fibra. A expressão pode ser escrita como^[2.8]:

$$dn(\nu) = \frac{g(\nu)}{\tau_{21}} \delta\nu \frac{\Delta\Omega}{4\pi} dV \int_s N_2(r, \theta) \psi(r, \theta) r dr d\theta \quad (2.46)$$

onde $g(\nu)$ é a função forma de linha, $\Delta\Omega/4\pi$ é a fração de emissão espontânea captada pela fibra, e a integral em (2.46) considera a superposição entre a densidade de distribuição entre os íons excitados, que é a região dopada, e o modo guiado. O ângulo sólido ($\Delta\Omega$) pode ser definido como $\Delta\Omega = \lambda_s^2/n^2\pi w_s^2$, e o elemento de volume vai ser $dV = \pi w_s^2 dz$. A partir dessas definições, a taxa de geração de potência de emissão espontânea, na largura de banda $\delta\nu$, torna-se^[2.8]:

$$\frac{dP_{\text{ASE}}(\lambda_s)}{dz} = 2P_0 \sigma_e(\lambda_s) \int_s N_2(r, \theta) r dr d\theta \quad (2.47)$$

onde P_0 é a potência de um fóton de emissão espontânea (ou ruído espontâneo) na largura de banda $\delta\nu$; o fator 2 reflete o fato da ASE ocorrer nos dois modos de

polarização da fibra.

A ASE tem forte influência sobre amplificadores utilizando sinais de entrada fracos. Neste caso, a saturação pela ASE é dominante e deve-se eliminá-la. No entanto, a ASE não representa necessariamente um problema, desde que não sature o amplificador. À medida que a potência de sinal de entrada é aumentada, a ASE é naturalmente comprimida na saída do amplificador. Este fato pode ser também observado no trabalho de Kimura e Nakazawa^[2.17], embora a compressão da ASE não tenha sido tratada formalmente. Para uma potência de sinal de entrada igual -30 dBm, tinha-se uma potência de ASE co-propagante igual a -15 dBm. Aumentando-se a potência de sinal de entrada para $+10$ dBm, a ASE co-propagante foi comprimida para -32 dBm. A compressão da ASE devido ao aumento do sinal de entrada é um dos pontos estudados neste trabalho, e contém uma de suas contribuições.

Para o caso de baixos sinais de entrada, a ASE pode aumentar ao ponto de ocorrer o efeito de auto-saturação do amplificador por ASE, contrariamente ao caso de saturação por sinal amplificado. A saturação pelo sinal amplificado não pode ser inteiramente suprimida pelo aumento do bombeamento de entrada, porque qualquer aumento resultaria no aumento da potência de ASE co- ou contra-propagante. Em geral, esses dois efeitos de saturação, por sinal de entrada e por ASE, não se contrabalançam, mesmo quando em regime saturado^[2.18].

Encontra-se na literatura^[2.16], que ganhos iguais ou inferiores a 20 dB asseguram que o amplificador não satura pela ASE.

2.6 Caracterização Básica do AFDE

2.6.1 Ganho

O ganho óptico é definido como a razão entre as potências de sinal de saída e de entrada, no modo fundamental. Para amplificadores operados no regime de pequeno sinal de entrada (-30 dBm), o ganho é praticamente independente da potência de sinal de entrada. Neste caso, depende mais acentuadamente da potência de bombeamento. O valor do ganho, por sua vez, depende do comprimento de onda do sinal, da polarização (devido à birrefringência da fibra, que no caso de fibras de sílica com érbio é praticamente desprezível), do comprimento de fibra dopada, da potência de bombeamento utilizada e das perdas intrínsecas do sistema.

Para potências de bombeamento inferiores à potência exigida para a inversão total de população, a fibra estaria “sub-bombeada” e teria ganho inferior a 1. No caso da potência de bombeamento ser superior à potência exigida para tornar a fibra transparente (*bleaching*), o ganho cresce proporcionalmente com o aumento da potência de bombeamento. Finalmente, para potências de bombeamento muito superiores à potência exigida para a inversão de população da fibra, o ganho evoluiria para um valor infinito. Isto poderia ser atingido se todos os fótons de bombeamento fossem absorvidos pelo meio amplificante. Este caso extremo, no entanto, não ocorre devido à FDE ter um número finito de átomos de érbio, e, também, devido a perdas e efeitos de saturação existentes no amplificador real.

Eficiência de Ganho

A primeira e mais importante medida de desempenho do amplificador é a caracterização do ganho em função da potência de bombeamento ($G \times P_p^{in}$).

Na Figura 2.7, temos o ganho dado em função da potência de bombeamento, medido para a fibra Er04J, para comprimentos de onda de sinal igual a 1531 nm, 1535 nm e 1540 nm. A reta que parte da origem e tangencia a curva de ganho define a eficiência de ganho, cuja grandeza corresponde à inclinação, dada em [dB/mW]. Essa foi a primeira figura de mérito utilizada na otimização do desempenho das fibras dopadas com érbio.

O efeito produzido pelo aumento da potência de sinal de entrada sobre o ganho do AFDE pode ser observado na Figura 2.8. Há diferentes maneiras de se medir o ganho. Apresentamos, no Apêndice B os detalhes do método de medida por nós utilizado.

Regimes de Ganho

Há dois regimes de ganho que podem ser considerados, que são: o linear e o saturado.

O regime de ganho linear corresponde ao caso de ganho não-saturado ou de pequeno sinal de entrada, em que o ganho cresce linearmente com o aumento da potência de bombeamento. Esse regime de ganho corresponde aos valores apresentados na Fig. 2.7, para potências de bombeamento inferiores a 25 mW.

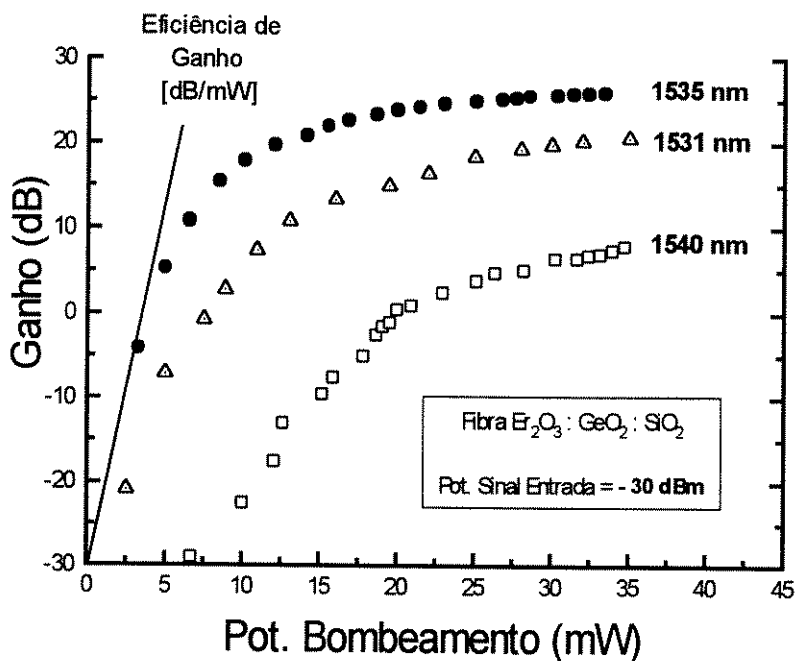


Figura 2.7: Ganho em função da potência de bombeamento, considerando a potência de sinal de entrada constante e igual a -30 dBm. As diferentes curvas consideram comprimentos de onda de sinal iguais a 1531 nm, 1535 nm e 1540 nm.

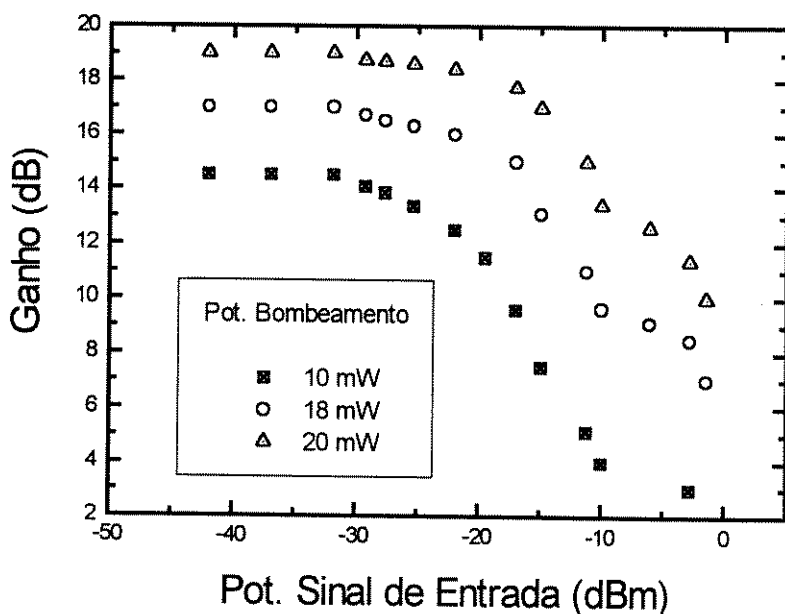


Figura 2.8: Ganho em função da potência de sinal de entrada, para $\lambda_s = 1535$ nm, considerando diferentes potências de bombeamento.

O regime saturado ocorre quando o ganho praticamente não cresce com o

aumento da potência de bombeamento. É observado, na Fig. 2.7, para valores de potência de bombeamento superiores a 25 mW. A curva correspondente a 1535 nm, é a que melhor exemplifica as definições acima para bombeamento de 25 mW. Na Fig. 2.9 podemos observar as curvas envolvendo o regime de ganho saturado.

A queda no ganho e o crescimento da potência de sinal amplificado, é provocado pelo crescimento do sinal de entrada. Observamos que potências de bombeamento maiores correspondem a maiores valores de saturação de ganho.

O valor de limiar para a transição entre os regimes de ganho linear e saturado do amplificador é caracterizado pela potência de saturação do sinal de saída ($P_{\text{sat}}^{\text{out}}$), definida como o valor de potência de sinal para o qual o ganho é reduzido de 3 dB, com relação ao valor de ganho de pequeno sinal, no comprimento de onda do sinal amplificado. Para a curva correspondente à potência de bombeamento igual a 23,5 mW, a potência de saturação do sinal de saída está em torno de 3,5 dBm, para a fibra Er04J.

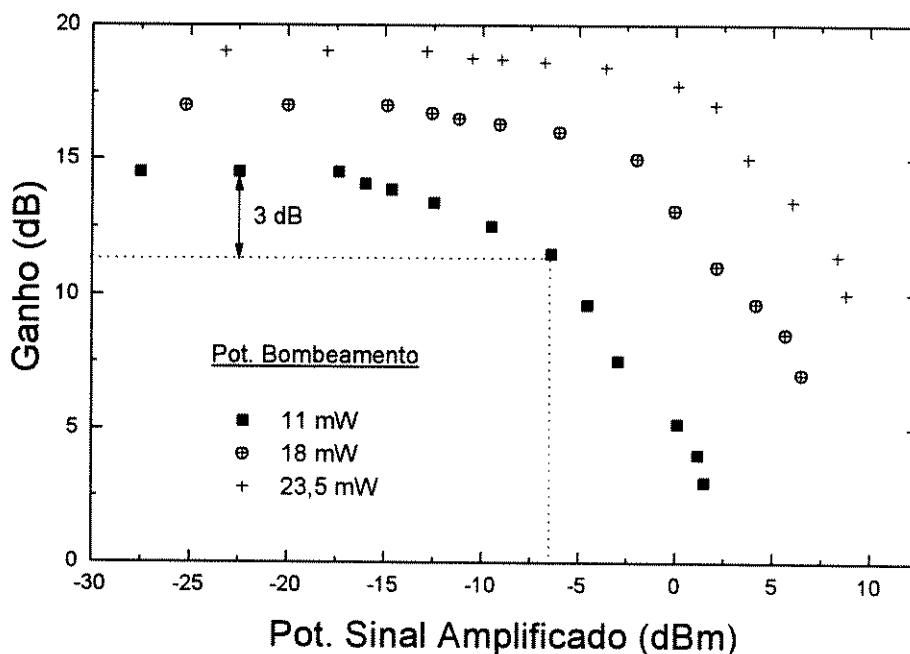


Figura 2.9: Ganho em função da potência de sinal de saída (Fibra Er04J).

Saturação de Ganho

Em relação à saturação de ganho transiente, presente em estudos de transmissão de pulsos, os valores dos tempos de recuperação do AFDE são proporcionais ao inverso das taxas de bombeamento e de emissão estimulada, e esses tempos estão entre 100 μs e 1 ms^[2.19].

Além do aumento da potência de bombeamento e de sinal de entrada, o ganho pode chegar à saturação por outros fatores, como por oscilações laser indesejadas, ou pela ASE co- ou contra-propagante, que levaria à auto-saturação do amplificador.

Em nosso caso, no entanto, os altos sinais de entrada serão os principais responsáveis pela saturação de ganho; uma vez que os ganhos serão inferiores a 20 dB e os efeitos referentes à ASE poderão ser desprezados. Para ganhos superiores a esse valor, os efeitos de auto-saturação pela ASE devem ser considerados^[2.16].

A tecnologia limita hoje o ganho a aproximadamente 50 dB. Teoricamente poderiam ser atingidos 60 dB. Tal aumento exigiria amplificação em múltiplos estágios baseada nos métodos previamente descritos. Além disso, seriam necessários filtros ópticos com banda passante menor que 1 nm e isoladores com perda de retorno maiores que 60 dB^[2.20].

2.6.2 Comprimento Ótimo de Fibra

O conceito de comprimento ótimo é definido a partir do compromisso existente entre a potência de bombeamento e o comprimento de fibra utilizado. O comprimento ótimo depende também dos comprimentos de onda de sinal e de bombeamento. Comprimentos de fibra muito curtos implicam em baixo ganho, enquanto que comprimentos muito longos introduzem a reabsorção do sinal.

Na Fig. 2.10 observamos a intensidade do bombeamento e do sinal ao se propagarem ao longo da fibra. O comprimento ótimo de fibra deve coincidir com o máximo de intensidade do sinal amplificado. Comprimentos de fibra maiores que o ótimo implicam no maior consumo de bombeamento, sem que ocorra crescimento do sinal amplificado com isto. Isto é indesejável, já que perdemos energia destinada à inversão de população. Por outro lado, a utilização de comprimentos de fibra inferiores ao comprimento ótimo implica em “sub-aproveitar” o bombeamento que se tem disponível. Portanto, o comprimento ótimo corresponde ao comprimento de fibra dopada que maximiza o ganho do sinal amplificado.

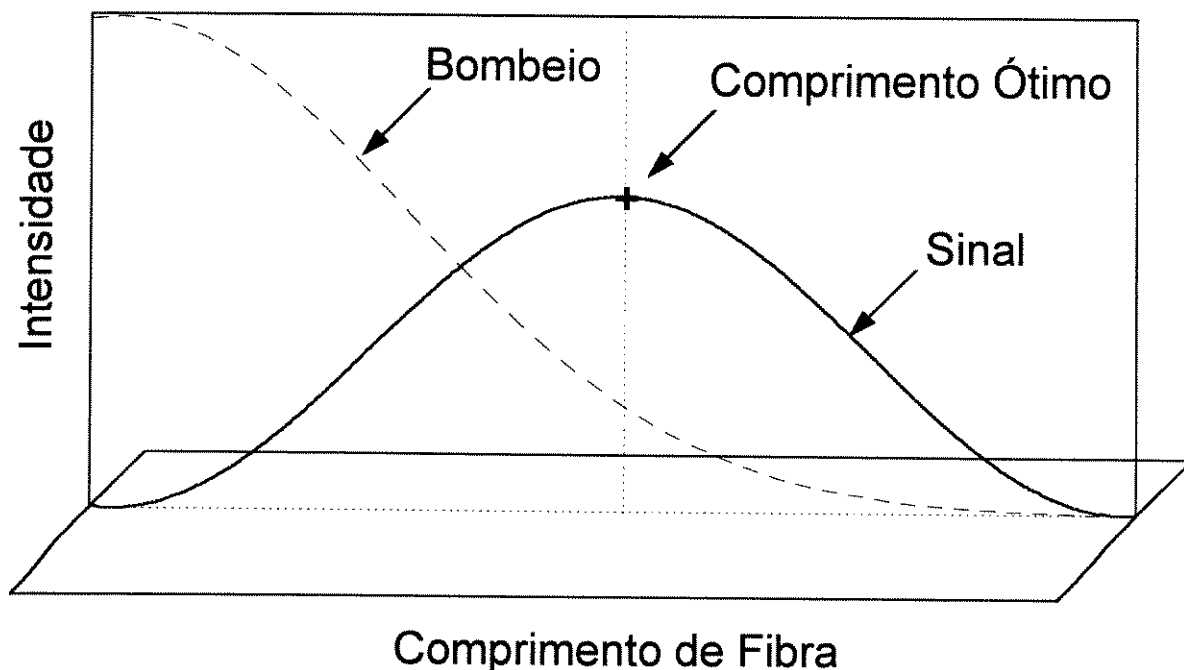


Figura 2.10: Ilustração da definição de comprimento ótimo de fibra.

No projeto de um sistema de CATV que utiliza AFDEs de potência, por exemplo, o comprimento ótimo de fibra corresponde à extensão de fibra que cancela a perda permitida após o pós-amplificador, para uma relação portadora/ruído (CNR) especificada no receptor^[2.21].

Para AFDEs saturados, o comprimento ótimo depende também da potência de sinal de entrada, já que o efeito de saturação reduz localmente a inversão de população do meio^[2.22]. Para altos sinais de entrada teremos um comprimento de fibra ótimo menor que para o caso de pequenos sinais de entrada^[2.23].

2.6.3 Saturação

O conceito de saturação está ligado à medida da capacidade máxima de se extrair potência do meio amplificador, e é determinado pelo ponto em que o aumento do bombeamento não consegue mais provocar o aumento do sinal amplificado. A amplificação dos fótons de sinal despovoava o nível superior, provocando a diminuição do ganho.

Uma forma empírica de se determinar regime de saturação é avaliar as relações entre P_s^{in}/P_{sat}^s e P_p^{in}/P_{sat}^p . Para a saturação de ganho ser significativa, a relação entre essas grandezas deve ser^[2.24] $P_s^{in}/P_{sat}^s > P_p^{in}/P_{sat}^p$. Ou seja, a razão entre as potências de entrada e de saturação para o sinal deve ser maior que a razão entre as potências de entrada e de saturação para o bombeamento.

Uma possível forma de se contornar o problema de saturação, e aumentar a potência de sinal amplificado (P_s^{out}), é utilizar amplificadores de múltiplos estágios. Há diferentes configurações possíveis, com utilização de recursos tais como utilização de portas ópticas (*gates ópticos*)^[2.25], filtros^[2.26] ou isoladores intermediários (*midway*)^[2.27], cujo efeito é reduzir a auto-saturação induzida pela ASE co-propagante e contra-propagante nos estágios posteriores de amplificação.

As portas ópticas (*gates*), no caso de amplificação de pulsos, tem o efeito de reduzir a auto-saturação induzida pela ASE co-propagante no estágio seguinte de amplificação.

O filtro tem a função de evitar a propagação co-propagante da ASE, mas deve-se tomar cuidado para que a ASE refletida não provoque oscilações junto ao sinal de entrada, uma vez que os filtros refletem o sinal que não deixam passar.

O efeito do isolador intermediário (*midway*), cuja localização deve ser otimizada, é bloquear a ASE contra-propagante, em um determinado ponto da FDE, evitando a sua propagação na parte anterior da fibra e, conseqüentemente, a saturação do meio. Além do filtro e do isolador, já se utilizaram polarizadores intermediários (*midway*)^[2.28], o que permite reduzir a ASE à metade. A amplificação em dois estágios é equivalente a um esquema de bombeamento em dois estágios. A idéia básica é utilizar dois AFDEs em cascata, bombeados por diodos laser e ligados por um elemento inter-estágios.

A amplificação de sinal em um amplificador saturado provoca alterações transientes no ganho do amplificador^[2.19]. Geralmente, a saturação de ganho produz distorção e interferência intersimbólica^[2.29] para a amplificação de um único canal, e provoca diafonia em amplificação multicanal. As penalidades de distorção e diafonia dependem da quantidade de saturação do amplificador e de seu

comportamento transitório. Já a distorção de intermodulação, que ocorre em amplificadores semicondutores e é responsável pela deformação do sinal propagante na fibra, não ocorre em amplificadores a fibra, pois a fibra é transparente à taxa de bits enviada^[2.30].

2.6.4 Ruído

O ruído em sistemas de comunicações limita a potência mínima de sinal necessária para enviar a informação. A principal fonte de ruído em amplificadores a fibra é a ASE.

Poucos trabalhos tratam teoricamente o ruído em AFDEs de maneira específica, isto é, modificando adequadamente a teoria de ruído convencional. R. Olshansky^[2.31] trata a figura de ruído através do cálculo do número de fótons da ASE; E. Desurvire^[2.32] elabora uma expressão para o número de fótons da ASE e discute a figura de ruído. Nos trabalhos sobre ruído, cada autor utiliza uma grandeza ou expressão para descrever o problema, sem que haja um consenso nas grandezas adotadas ou expressões utilizadas por diferentes autores. Isto se deve, principalmente, a não haver uma diferenciação entre as descrições para ruído elétrico e ruído óptico. Trataremos aqui das noções básicas sobre ruído e figura de ruído, necessárias para a caracterização de AFDEs, descrito em termos de grandezas elétricas.

O ruído em amplificadores ópticos a fibra pode ser melhor compreendido como uma soma de três contribuições, que são decorrentes da emissão espontânea amplificada (ASE). Na Figura 2.11, podemos observar o espectro de emissão de um amplificador a fibra dopada com érbio, com a indicação das respectivas contribuições de ruído que irão contaminar o sinal detectado.

A primeira se refere ao batimento (via detector) do sinal com a ASE existente ao seu redor; ele é chamado de ruído de batimento sinal-espontâneo e é indicado por $\langle i_{s-sp}^2 \rangle$. A notação apresentada para cada componente de ruído é tipicamente estatística, já que o ruído precisa ter um tratamento fundamentalmente probabilístico. Esta componente de ruído ocorre somente quando o sinal e a ASE estão presentes. Pode ser entendido como o batimento entre fótons do sinal, do pico, e fótons da ASE da base do espectro.

A segunda contribuição ao ruído é resultante da interação da ASE com ela própria, o que origina o ruído conhecido como batimento espontâneo-espontâneo, onde os fótons da ASE interferem no detector, e é denotado por $\langle i_{sp-sp}^2 \rangle$. Esta componente de ruído pode ser minimizada com a utilização de filtros, que limitam a banda da ASE.

Finalmente, como terceira contribuição, temos o ruído balístico (ou *shot*) intrínseco do sinal, devido à variância do número de fotoelétrons. Tem a notação usual de $\langle i_{shot}^2 \rangle$.

Considerando um AFDE em um sistema de recepção óptica analógica, as fontes de ruído adicionais, além do ruído do AFDE já citadas, são: o ruído de intensidade relativa (*Relative Intensity Noise* = RIN) do laser que transmite informação e o ruído do receptor.

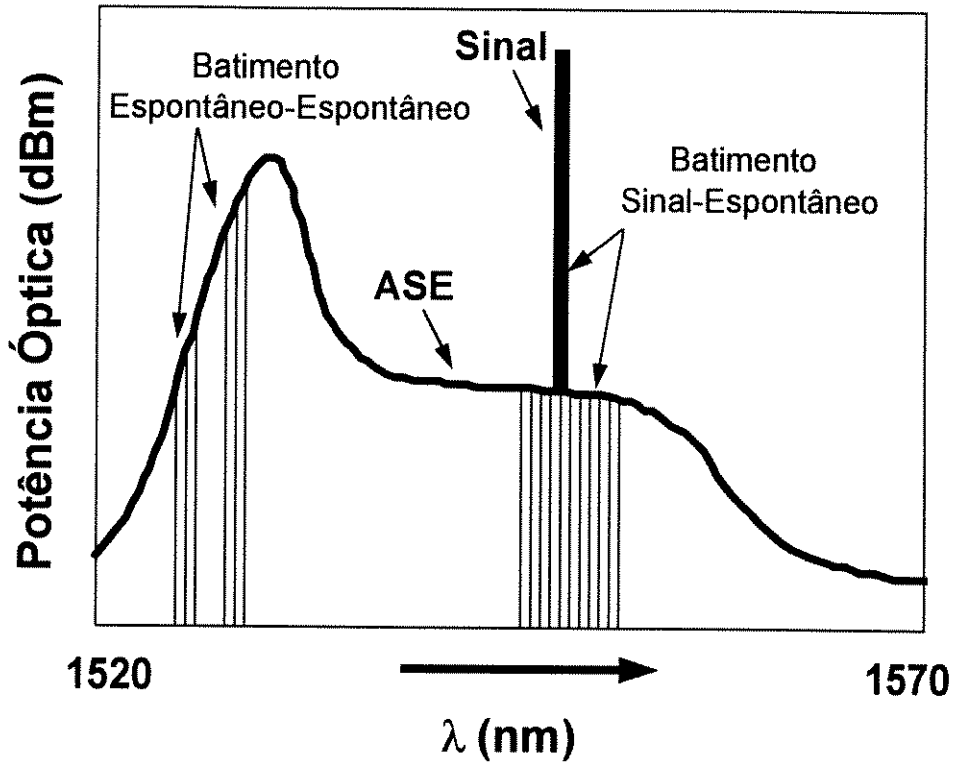


Figura 2.11: Mecanismo de ruído em amplificadores ópticos, onde observamos as três principais fontes de ruído (ASE, batimento sinal-ASE, batimento ASE-ASE).

Todas essas fontes de ruído citadas vão estar juntas do sinal no receptor. As expressões formais para as componentes de ruído são escritas em termos das correntes médias quadráticas de ruído e larguras de banda óptica (B_o) e elétrica (B_e), no receptor. O ruído total do amplificador pode ser escrito como^[2.33]:

$$N_{total} = \langle i_{s-sp}^2 \rangle + \langle i_{sp-sp}^2 \rangle + \langle i_{shot}^2 \rangle \quad (2.48)$$

com as expressões para cada componente sendo dadas por^[2.33]:

$$\langle i_{s-sp}^2 \rangle = 4P_s P_{ASE} R^2 B_e / B_o \quad (2.49a)$$

$$\langle i_{sp-sp}^2 \rangle = P_{ASE}^2 R^2 B_e (2B_o - B_e) / B_o^2 \quad (2.49b)$$

$$\langle i_{shot}^2 \rangle = \langle i_{shot-s}^2 \rangle + \langle i_{shot-sp}^2 \rangle = 2B_e eR(P_s + P_{ASE}) \quad (2.49c)$$

onde “e” é a carga do elétron, R é a responsividade do detector, e P_s e P_{ASE} são as potências ópticas de sinal e de ASE, respectivamente, dadas em watts.

A figura de mérito geralmente utilizada para avaliar o ruído de um amplificador é definida como a razão entre a relação sinal/ruído na entrada e na saída do amplificador^[2.34], isto é, $F = (S/N)_{in} / (S/N)_{out}$. A figura de ruído vai avaliar a degradação da relação sinal/ruído da entrada até a saída do amplificador. Pode-se

deduzir uma expressão para a relação entre a figura de ruído óptica, o ganho e a densidade espectral de potência da ASE co-propagante (S_{ASE}^+ , definida na região de ganho linear e na frequência do sinal. Esta expressão é^[2,34]:

$$NF = \frac{1}{G} \left(\frac{S_{ASE}^+(v_s, L)}{h\nu_s} + 1 \right) \quad (2.50)$$

onde $S_{ASE}^+(v_s, L)$ deve ser considerada em unidades de [watts/Hz], v_s é a frequência de interesse, L é o comprimento do amplificador e G é o ganho. É importante salientar que não existem expressões exatas para a predição de figura de ruído de AFDEs no regime de saturação.

Uma das caracterizações importantes sobre a figura de ruído de um AFDE, é feita com relação à variação da potência de bombeamento. Na Fig. 2.12 temos um exemplo dessa caracterização, para o regime de pequeno sinal de entrada.

Em um amplificador óptico ideal, isto é, onde o ganho é infinito e o fator de emissão espontânea é igual a 1, a relação sinal/ruído de saída é limitada pelo ruído s-sp de batimento e a relação sinal/ruído de saída é metade da de entrada. Relacionando essas grandezas à taxa de erro máximo aceitável para que se possa transmitir informação (1×10^{-9}) em um sistema de comunicação, tem-se que a taxa média de fótons de sinal necessária é de 38 fótons/bit de informação^[2,35]. Amplificadores a fibra dopada com érbio (AFDEs) podem se comportar próximo do limite ideal descrito acima.

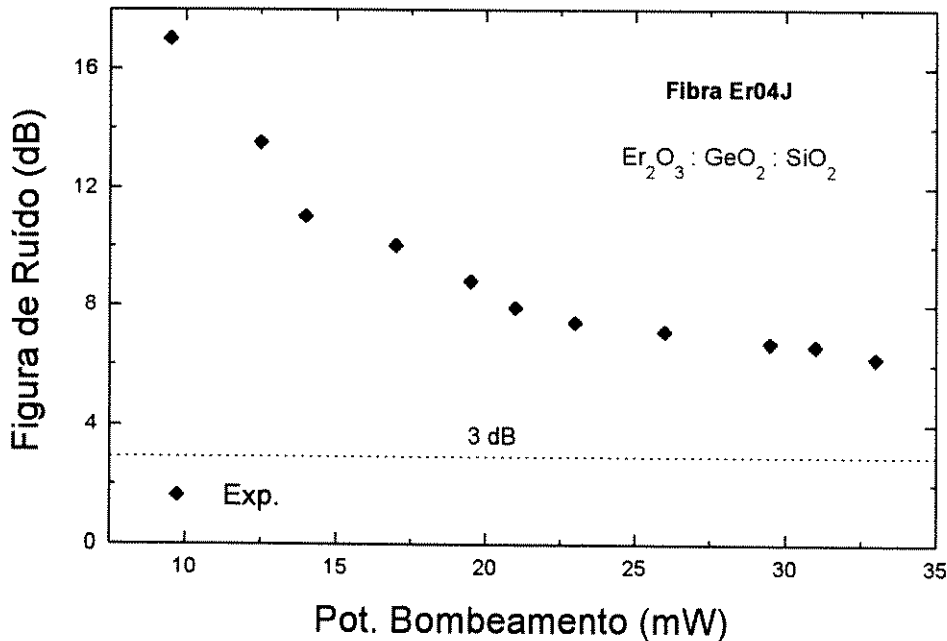


Figura 2.12: Figura de ruído em função da potência de bombeamento, para potência de sinal de entrada igual a -30 dBm.

Capítulo 3 Projeto

3.1 Introdução

Otimização é a determinação dos parâmetros mais adequados para que se obtenha o melhor desempenho para o amplificador que está sendo projetado.

As condições ótimas de funcionamento do amplificador exigem a determinação do comprimento de fibra, do ganho, da potência de bombeamento e de sinal de entrada, da potência de sinal e de saturação de saída. A determinação prévia, via modelagem, das características físicas e de funcionamento, implica em economia de tempo e recursos. O principal objetivo deste trabalho é permitir a montagem de um amplificador de potência a partir de resultados obtidos por projeto, e caracterizá-lo.

Para o dimensionamento e a otimização de fibras, utilizou-se o modelo analítico para regime de baixo ganho de Saleh et al.^[2.16], o qual foi complementado com algumas considerações e expressões adicionais para satisfazer as nossas necessidades de cálculo. Incorporamos a dependência radial da variação dos modos de propagação, tanto para o bombeamento como para o sinal, utilizando as soluções exatas para w_s e w_p . Isto permitiu incluir as dimensões da fibra na análise. Adotamos a potência de saturação do sinal de saída como o parâmetro básico de referência, que equivale a uma figura de mérito na escolha e determinação das dimensões mais adequadas para a fibra a ser utilizada.

Embora o projeto da fibra tenha se concentrado em amplificadores de potência, o modelamento é geral e, portanto, válido também para amplificador de linha ou pré-amplificador. O que muda, em uma ou outra aplicação, é a grandeza a ser otimizada ou maximizada.

O modelamento empregado utiliza resolução analítica e técnicas de resolução numérica para as equações diferenciais e transcendentais envolvidas.

Inicialmente os programas foram todos desenvolvidos em Fortran-77 e rodados em estações de trabalho Sun. Posteriormente, passou-se a trabalhar com o Software Mathematica^[3.1], e os programas passaram a ser todos rodados no *Mathematica for Windows* em microcomputadores (PC 386 ou 486).

Apresentamos, a seguir, os passos dados no dimensionamento ótimo da fibra para a sua utilização como amplificador de potência.

3.2 Critérios de Otimização

Os parâmetros de otimização da fibra podem ser divididos em duas categorias. A primeira se refere às dimensões físicas e materiais da fibra. São eles: o comprimento de fibra “ L ”, os índices de refração da casca “ n_c ” e do núcleo “ n_n ”, o raio do núcleo “ r_n ”, o raio de dopagem “ r_{dop} ”, o comprimento de onda de corte “ λ_c ”, o perfil de dopagem “ $\rho(r)$ ”, a concentração de dopantes “ ρ_0 ”, a codopagem (GeO_2 , Al_2O_3 ou $\text{GeO}_2:\text{Al}_2\text{O}_3$), as secções eficazes de absorção e emissão de sinal “ $\sigma_{a,e}^s$ ” e de bombeamento “ $\sigma_{a,e}^p$ ”, e o modo de propagação do sinal e do bombeamento contidas, respectivamente, em “ w_s ” e “ w_p ”. Vamos tratar esses parâmetros como dimensões físicas e materiais da fibra.

A segunda categoria de parâmetros determina as condições de operação do amplificador e são: o comprimento de onda de sinal “ λ_s ”, o comprimento de onda de bombeamento “ λ_p ”, e as potências de bombeamento “ P_p^{in} ” e de sinal “ P_s^{in} ”. Vamos nos referir a eles como condições de operação.

Para simplificar a análise, reduz-se o número de variáveis independentes.

Entre os parâmetros que podem ser agrupados estão os índices de refração da casca e do núcleo, que podem ser tratados diretamente pela abertura numérica AN, pois, para fibras monomodo $\Delta n \ll 1$, tem-se $AN = 2n_n\Delta n$, onde $\Delta n = n_c - n_n$.

O raio de dopagem e o raio do núcleo vão ser analisados pela relação r_{dop}/r_n .

Já a codopagem será embutida nas secções eficazes de absorção e emissão, que dependem do material utilizado.

O perfil de dopagem $\rho(r)$ e os modos de propagação do sinal (w_s) e de bombeamento (w_p), vão estar embutidos no fator de superposição da região dopada com o sinal “ Γ_s ” e com o bombeamento “ Γ_p ”.

O comprimento de fibra L e a concentração de dopantes ρ_0 vão aparecer agrupados como o produto $\rho_0 \times L$. Fixando-se o material de que é feita a fibra, as secções eficazes ficam definidas. Portanto, os parâmetros relativos às dimensões físicas e materiais da fibra serão: o produto $\rho_0 L$, AN, a relação r_{dop}/r_n e r_n .

Para cada aplicação a que se destina o AFDE, existe uma figura de mérito que deve ser otimizada. Para um amplificador de linha, por exemplo, o ganho é a principal grandeza a ser maximizada. Já para o pré-amplificador, a figura de ruído deve ser minimizada. No caso de amplificadores de potência, é a potência de sinal de saída que deve ser maximizada.

Apresentamos, a seguir, um resumo sobre a evolução no trabalho de otimização das FDE.

Otimização do Coeficiente de Ganho [$g \rightarrow \text{dB/mW}$]

A primeira otimização que gerou rápida evolução na qualidade e desempenho das FDE ocorreu a partir da adoção do coeficiente de ganho ($g[\text{dB/mW}]$) como figura de mérito^{[3.2] - [3.4]}, útil para a comparação de resultados obtidos sob a consideração de diferentes bandas de bombeamento, porcentagens de dopantes e projeto da fibra.

Otimização do Comprimento de Onda de Bombeamento

Paralelamente, elegeram-se os comprimentos de onda mais eficientes para o bombeamento e os escolhidos foram os que não apresentam ESA, ou cujo efeito pode ser desconsiderado, como 532 nm, 980 nm e 1480 nm, já mencionado no Cap. 2. Os principais comprimentos de onda utilizados atualmente são os de 980 nm e 1480 nm. Além de serem os mais eficientes para o bombeamento, o desenvolvimento tecnológico dos lasers semicondutores nesses comprimentos de onda, possibilitou a implementação dos amplificadores comerciais utilizando essas fontes de bombeamento.

Fator de Confinamento

A seguir, estabeleceu-se o confinamento da região dopada com érbio no centro do núcleo da fibra^[3.5] e a redução do modo de bombeamento^[2.9], com o objetivo de aumentar a superposição do érbio e do modo do bombeamento e do sinal, obtendo-se o melhor aproveitamento das potências de entrada utilizadas. Representamos esquematicamente, na Fig. 3.1, a região de superposição entre o modo óptico (de bombeamento ou de sinal) e o núcleo dopado com érbio.

O modo de propagação em uma fibra monomodo padrão e em uma FDE, é esboçado em Fig. 3.1(a), para o caso de se ter o modo de bombeamento e a dopagem confinados. Na Fig. 3.1(b) há um corte frontal de uma FDE, com as dimensões e valores típicos sendo indicados.

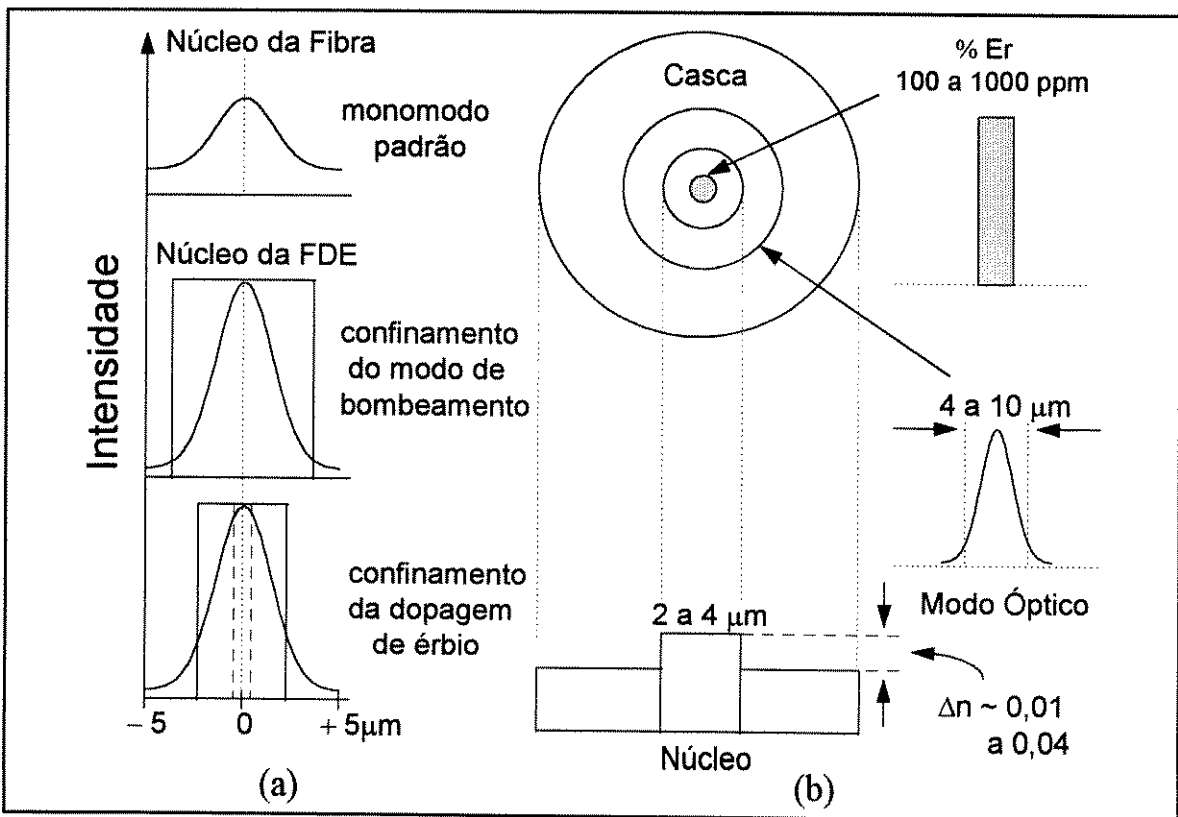


Figura 3.1: (a) Superposição entre o modo óptico e a região dopada da fibra, mostrando as grandezas típicas; e (b) vista de um corte frontal em uma FDE, com as respectivas dimensões indicadas.

Concentração de Dopantes

A otimização quanto à concentração de dopantes foi determinada pela máxima quantidade de érbio que se pode inserir em um hospedeiro como sílica, no ponto limite em que não provoca a formação de aglomerados que prejudicam a uniformidade e homogeneidade da fibra.

Codopantes

Com relação aos materiais utilizados, é importante salientar que a vizinhança do érbio afeta consideravelmente o desempenho do amplificador. Os fatores que levam à escolha da composição e estequiometria de um material são determinados pela possibilidade do material poder ser manipulado por técnicas de fabricação como MCVD (*Modified Chemical Vapor Deposition*), OVD (*Outside Vapor Deposition*) e VAD (*Vapor Axial Deposition*)^[3,6]. Fatores como diferença de índice, taxa de deposição e coeficiente de expansão também são importantes. Tudo é analisado e conferido, para que as perdas na fibra possam ser mínimas e o material resultante seja quimicamente estável e mecanicamente resistente.

Os principais anfitriões para as FDE são os aluminossilicatos^[2,22], germanossilicatos^[3,7] ou fluorzirconatos (ZBLA = *Zr-Ba-La-Al Fluoride Glass*, ZBLAN = *Zr-Ba-La-Al-Na Fluoride Glass*)^[3,8]. Acrescenta-se maior quantidade de fósforo (P) em algumas fibras, com a finalidade de evitar a formação de aglomerados de érbio, o que provoca não-homogeneidades e efeitos indesejáveis de conversão ascendente^[3,9].

Considera-se que a porcentagem do principal codopante (GeO_2 , no caso de germanossilicatos; Al_2O_3 , no caso de aluminossilicatos e $\text{GeO}_2 : \text{Al}_2\text{O}_3$, para germano-aluminossilicatos), estão na proporção de aproximadamente 7,5% por mol de mistura com érbio. A expressão que relaciona a quantidade de dopantes e a de codopantes, pode ser escrita como^[2,8]:

$$\rho[\text{TR} / \text{cm}^3] = \frac{2\rho_g \times N_A \times x}{Z[\text{SiO}_2] + x\{Z[\text{RE}_2\text{O}_3] + Z[\text{GeO}_2] + Z[\text{Al}_2\text{O}_3] - Z[\text{SiO}_2]\}} \quad (3.1)$$

onde ρ_g é a densidade do “glass”, que em nosso caso é a sílica, em unidades de ppm (partes por milhão), N_A é o número de Avogadro, $x = \rho / (3,98 \times 10^{22} - 4,84\rho)$ e dá a porcentagem de érbio dentro da composição total da mistura, em unidades de ppm (partes por milhão), e Z se refere ao número atômico dos compostos.

Na Fig. 3.2 temos os espectros de fluorescência característicos para os principais codopantes em sílica, material mais utilizado na fabricação das fibras. O acréscimo de germânio acentua a diferença de índice de refração entre a casca e o núcleo da fibra, enquanto que o alumínio torna o espectro de emissão mais plano. Os fluoretos ainda não são utilizados em escala comercial.

Conclusões

Embora tenha-se evoluído na otimização de fibras dopadas, não existe uma fibra ativa padrão, que otimiza um AFDE independente da sua função. Portanto, é atual e de importância a otimização da fibra, para aplicações específicas da sua

função.

Embora essas idéias sejam óbvias, em geral não é trivial saber quais são os parâmetros e as dimensões da fibra, além de condições de funcionamento, que maximizam os valores de potência de sinal e de saturação de saída.

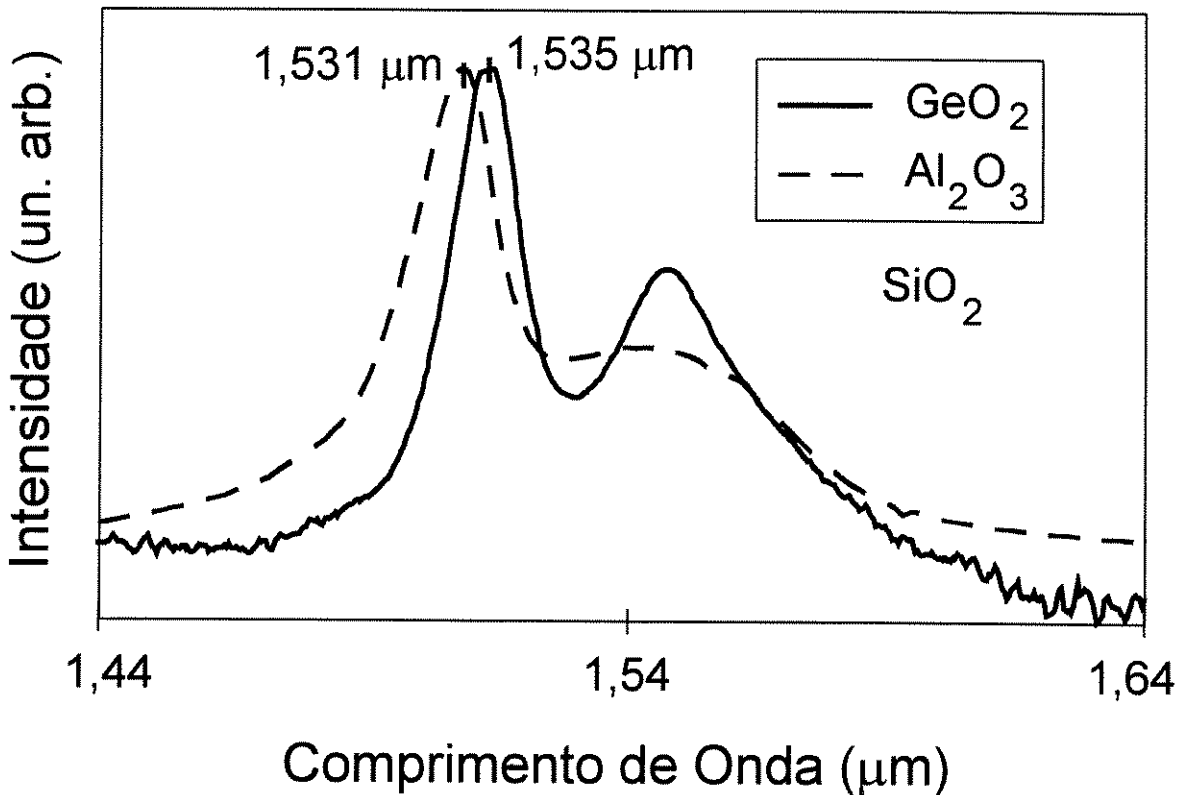


Figura 3.2: Espectros de fluorescência para os codopantes mais utilizados na fabricação de FDE de sílica, obtidas experimentalmente.

Os critérios citados, como: alto confinamento de dopagem e alto ganho, não são adequados para a otimização da FDE para amplificadores de potência.

Os fatores importantes são aqueles que levam à maximização da potência de sinal de saída. Entre eles estão a eficiência de conversão de fótons de bombeio em sinal, que mais adiante estimaremos pela grandeza PCE, e a potência de saturação do sinal de saída. Como o amplificador deve operar sob condições de altas potências de sinal de entrada e de bombeamento, a fibra a ser utilizada deve suportar as condições de regime de saturação a que vai estar submetida.

Sobre codopantes preferíveis, não podemos estabelecer um que seja mais indicado para a maximização da potência de sinal de saída. O que se deve observar, no entanto, é a escolha mais adequada do comprimento de onda de sinal, para o codopante a ser utilizado. Para uma fibra codopada com GeO₂, por exemplo, o comprimento de onda de sinal deve ser igual a 1535 nm. Para o Al₂O₃, deve-se escolher um laser de sinal em 1531 nm.

É necessário, portanto, o modelamento teórico e a subsequente avaliação experimental. Escolhemos, para isto, aproveitar ao máximo a potência de bombeamento disponível, utilizando relativamente alta potência de sinal de entrada,

e escolher a fibra mais adequada para essas condições de funcionamento.

Por outro lado, os lasers semicondutores chegaram a um nível de desenvolvimento bastante avançado, e as potências disponíveis para o bombeamento estão entre 100 e 150 mW. Acima desses valores de potência, o custo do diodo laser aumenta muito e encarece o custo final do AFDE. Portanto, optou-se por projetar fibras para funcionarem com potências de bombeamento entre 50 e 100 mW.

3.3 Dimensionamento das Fibras Dopadas com Érbio

Tendo estabelecido os parâmetros de otimização da fibra, os quais dividimos como dimensões físicas e materiais da fibra e como condições de operação, precisamos ainda escolher o perfil de dopagem e a forma do modo de propagação do sinal e do bombeamento. A escolha da figura de mérito complementa a série de parâmetros e aproximações adotados no projeto da fibra. Esta figura de mérito será o fator determinante na escolha dos parâmetros ótimos.

O perfil de dopagem adotado será o de índice degrau, por ser reconhecido como o mais simples, do ponto de vista da fabricação^[2,10], e por apresentar bom desempenho na prática.

O modo de propagação escolhido é o fundamental (LP_{01}). A contribuição de modos de ordem superior (LP_{11}) pode ser considerada desprezível, para comprimentos de onda de bombeamento igual a 980 nm ou 1480 nm^[3,10].

Finalmente, a figura de mérito a ser adotada na otimização é a potência de saturação de sinal de saída (P_{sat}^{out}). Esse parâmetro foi escolhido por se relacionar com a maior parte dos parâmetros de que estamos tratando, e porque é sensível à grandeza a ser maximizada, que no nosso caso é a potência do sinal de saída (P_s^{out}).

Reunimos, na Tabela 3.1, as duas categorias de parâmetros envolvidos no projeto da fibra. Fixando-se os valores de λ_s , λ_p , P_p^{in} , P_s^{in} , determinaremos os valores de AN, r_{dop}/r_n , Γ_s , Γ_p e do produto $L \times \rho_0$, que maximizem a potência de sinal de saída para a FDE ótima. Acrescentamos o comprimento de onda de corte (λ_c) a esses parâmetros, para garantir que a fibra seja monomodo.

Tabela 3.1: Parâmetros a serem tratados no projeto da FDE.

Condições de Operação		Dimensões Físicas e Materiais da FDE	
Parâmetro	Símbolo	Parâmetro	Símbolo
comprimento de onda de bombeamento	λ_p	comprimento de onda de corte	λ_c
comprimento de onda de sinal	λ_s	abertura numérica	AN
potência de bombeamento	P_p^{in}	confinamento de dopagem	r_{dop}/r_n
potência de sinal de entrada	P_s^{in}	fator de superposição entre região dopada e bombeamento	Γ_p
		fator de superposição entre região dopada e sinal	Γ_s
		comprimento de FDE	L
		concentração total de érbio	ρ_0

A montagem do amplificador de potência final será determinada pelo projeto da fibra, respeitando-se as limitações impostas pelas condições experimentais disponíveis no laboratório. A partir do modelamento pode-se, também, definir os intervalos interessantes para se trabalhar em condições de funcionamento pré-

determinadas como, por exemplo, fixando-se a figura de ruído, e avaliando o desempenho do AFDE através do modelamento.

3.3.1 Escolha da Figura de Mérito

A modelagem tem como principal objetivo, prever características ótimas para o funcionamento do AFDE e, em particular, mais adequadas para a nossa aplicação como amplificador de potência. O projeto da fibra é fundamental para atingirmos esse objetivo^[2.7].

A partir das expressões analíticas de Saleh et al.^[2.16], realizaram-se testes de consistência. Uma vez que os resultados obtidos reproduziram satisfatoriamente resultados experimentais encontrados na literatura, os quais são apresentados no Apêndice C, adotamos essas expressões como a base do modelamento aqui realizado.

Embutimos a dependência material da fibra, que inclui as dimensões físicas da FDE e o material constituinte, em Γ_s e Γ_p . Adotamos uma expressão analítica - Eq. (A22) - para Γ_s e Γ_p , onde levamos em consideração a variação do fator de confinamento com as potências de sinal e de bombeamento.

Incorporamos a determinação precisa de w_s e w_p , utilizando as soluções exatas para o modo LP₀₁, o que implica na resolução das funções de Bessel. Aí está embutida a variação radial.

E, finalmente, introduzimos a variação da potência ao longo da fibra, calculando numericamente a equação diferencial que calcula a propagação do bombeio ao longo da fibra.

A relação P_s^{IS}/P_p^{IS} (onde P_s^{IS} e P_p^{IS} são as potências de saturação intrínsecas de sinal e de bombeio, respectivamente), escrita diretamente em termos da área da região dopada A, conforme Eq. (A21), vai carregar somente a dependência material da fibra. Essa dependência é expressa em termos dos fatores de superposição (Γ_s e Γ_p) e das secções eficazes ($\sigma_{a,e}^{s,p}$).

As considerações acima foram incorporadas na Eq. (A21), a qual foi reescrita na forma:

$$P_{sat}^{out} = P_s^{in} + P_s^{IS} + P_p^{in} \left[1 - \exp \left(- \frac{\Gamma_p (\sigma_a^p + \sigma_e^p)}{\Gamma_s (\sigma_a^s + \sigma_e^s)} \right) \right] \quad (3.2)$$

Essa expressão é bastante abrangente, em termos do número de parâmetros envolvidos. Somente através de cálculos, é que se podem avaliar os resultados obtidos com essa expressão.

A P_{sat}^{out} apresenta forte dependência da potência de bombeamento e, fixada uma potência de bombeamento, a variação do termo P_s^{IS}/P_p^{IS} é que determina a sua variação. A análise de P_{sat}^{out} pode, portanto, ser realizada em função da relação P_s^{IS}/P_p^{IS} , que tem a dependência explícita de $\Gamma_p(\sigma_a^p + \sigma_e^p) / \Gamma_s(\sigma_a^s + \sigma_e^s)$.

Fixemos os comprimentos de onda de sinal em 1535 nm, e o de bombeio em 1480 nm. Escolhendo P_p^{in} e P_s^{in} , completamos a escolha das condições de operação.

Para $P_s^{in} = 1$ mW e $P_p^{in} = 40$ mW, 80 mW e 120 mW, a variação P_{sat}^{out} em

função, inicialmente, de P_s^{IS}/P_p^{IS} , pode ser vista na Fig. 3.3, obtida a partir da Eq. (A21). O intervalo de variação de P_{sat}^{out} normalizada por P_p^{in} é $0,2 < P_{sat}^{out}/P_p^{in} < 0,4$. Isto significa que a P_{sat}^{out} varia entre 20 e 40% do valor de P_p^{in} . Neste caso, consideramos o codopagem de GeO₂ em sílica.

A forte dependência de P_{sat}^{out} com P_p^{in} pode ser observada, assim como o aumento de P_{sat}^{out} com P_s^{IS}/P_p^{IS} crescente. A cada valor de potência de bombeamento, está relacionado um único comprimento de fibra. Este valor é aquele otimizado para a obtenção de máximo ganho, com a utilização da P_p^{in} selecionada.

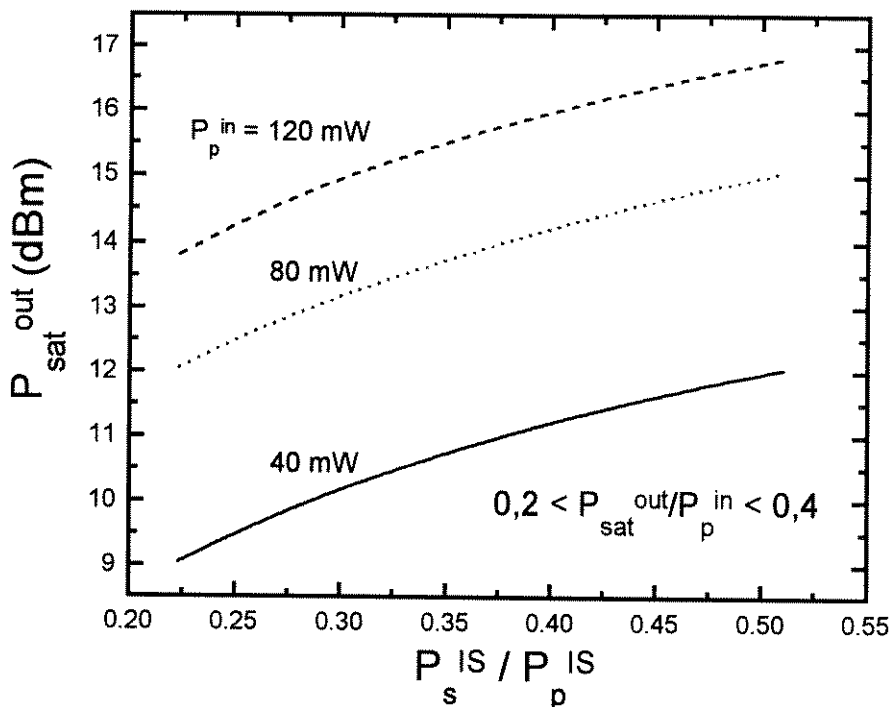


Figura 3.3: Potência de saturação do sinal de saída dada em termos da relação entre as potências de saturação intrínsecas para sinal e bombeamento, considerando P_p^{in} igual a 40 mW, 80 mW e 120 mW, e $P_s^{in} = 1$ mW.

Para cada valor de P_s^{IS}/P_p^{IS} , corresponde um conjunto dos parâmetros referentes às dimensões físicas da fibra, listados na Tabela 3.1. Neste caso de uma fibra com codopagem de GeO₂, por exemplo, P_s^{IS}/P_p^{IS} igual a 0,22 corresponde a um raio de núcleo igual a 2 μm e AN de 0,30. Para 40 mW de potência de bombeamento, teríamos +9 dBm de potência de saturação do sinal de saída. Aumentando a potência de bombeamento para 80 mW, P_{sat}^{out} aumentaria para +12 dBm. E, finalmente, para 120 mW de potência de bombeamento, teríamos aproximadamente +13,7 dBm para a potência de saturação do sinal de saída.

Estes são valores típicos encontrados para P_{sat}^{out} em AFDEs, na literatura. É, portanto, possível relacionar as dimensões físicas da fibra à P_{sat}^{out} , utilizando a Eq. (3.2).

3.3.2 Parâmetros de Fabricação

A estratégia adotada para a determinação das dimensões da fibra foi relacionar a potência de saturação do sinal de saída, Eq. (3.2), aos parâmetros $\rho_0 L$, AN , r_{dop}/r_n , e λ_c .

Dividiremos a apresentação dos parâmetros de fabricação em duas partes. A primeira tratará das dimensões físicas e materiais da fibra. Na segunda parte apresentaremos as grandezas responsáveis pela caracterização do funcionamento dos AFDEs. E, na parte final, apresentaremos as previsões feitas para a fibra Er04J, que utilizamos na implementação do amplificador.

Parâmetros Físicos e Materiais da Fibra

Na Fig. 3.4 temos um esquema da fibra com indicações de grandezas envolvidas no dimensionamento.

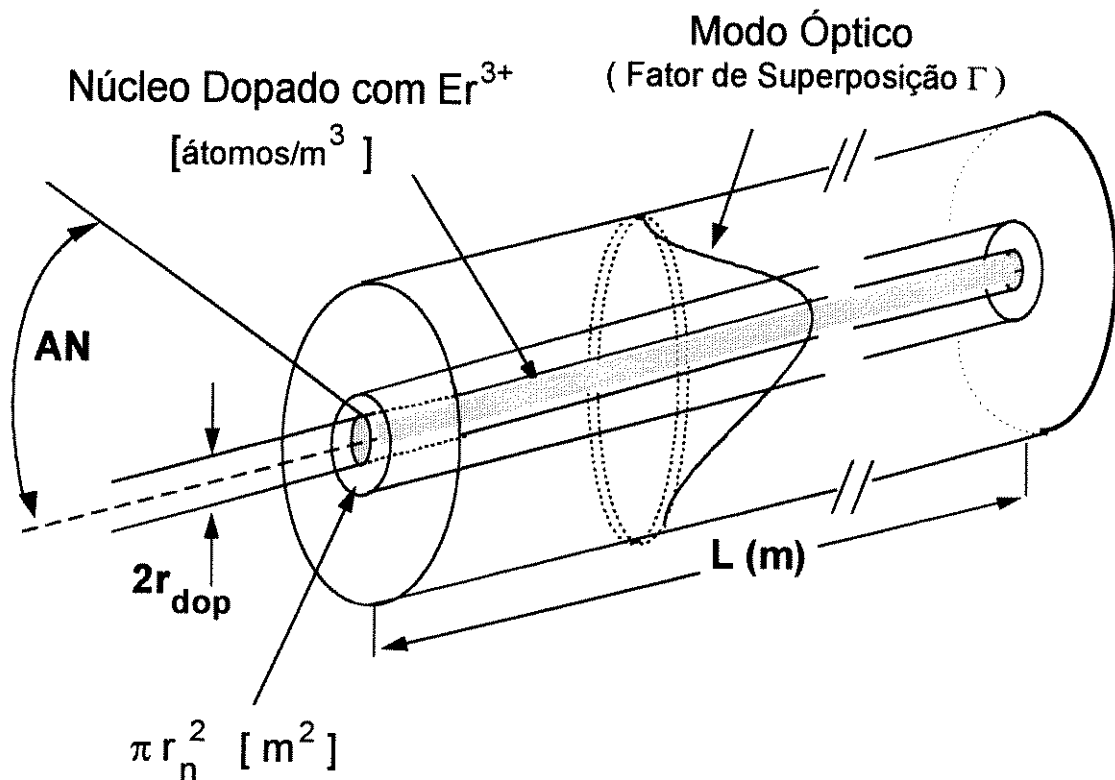


Figura 3.4: Dimensões consideradas no projeto da fibra.

Vemos indicado o raio do núcleo (r_n), o raio de dopagem (r_{dop}), a abertura numérica (AN), e a forma de onda do campo óptico se superpondo à região dopada do núcleo. Temos, ainda, a área ativa (igual a πr_{dop}^2), e a indicação do núcleo dopado com érbio, dado em unidades de $[\text{átomos}/\text{m}^3]$. O comprimento (L) de fibra é dado em [m].

Comecemos delimitando os valores das grandezas pelo raio do núcleo da fibra, o qual contém a região dopada. É importante dimensionar a fibra de modo que ela seja eficiente, mas sem esquecer que deve ser compatível com as fibras monomodo padrão.

Escolhemos, como limite inferior, $r_n = 1 \mu\text{m}$, considerando a limitação tecnológica em se obter raios inferiores a esse valor^[3.11]. Aliamos a isso, a inconveniência de se ter raios muito pequenos para fibras ativas, no momento de se fazerem as soldas com fibras monomodo padrão.

A fim de minimizar, então, as perdas nas soldas com fibras monomodo comuns, presentes em um sistema de comunicações, ou mesmo devido à introdução de dispositivos passivos com terminação em fibra (caso de WDMs ou isoladores) no amplificador, deseja-se projetar fibras cujas dimensões dos núcleos dopados são tão próximos quanto possível do raio do núcleo de fibras comuns. Essa perda é indesejável por duas razões: reduz a potência de bombeamento, enviada para a FDE, e aumenta a figura de ruído do sinal, pela mesma grandeza. As fibras monomodo comuns têm raio do núcleo de $6 \mu\text{m}$, no máximo. Portanto, o raio máximo permitido para fibras dopadas não deve ser superior a este valor.

Esquematizamos, na Fig. 3.5, a vista lateral de duas fibras monomodo, uma dopada com érbio e outra comum, colocadas face-a-face. O alinhamento feito pelo eixo central, dado pela linha pontilhada, tende a minimizar as perdas do sinal propagante.

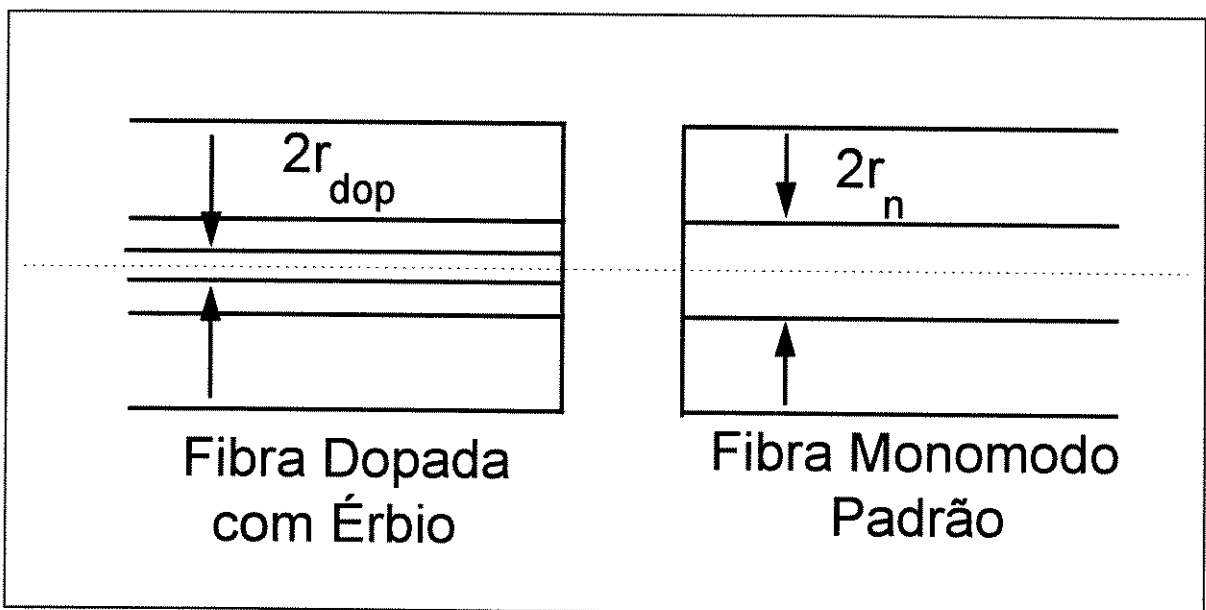


Figura 3.5: Posicionamento adequado para efetuar emenda entre a fibra dopada e a fibra monomodo padrão.

Fixando-se a potência de bombeamento em 30 mW , e mantendo $P_s^{in} = 1 \text{ mW}$, $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ e $\lambda_s = 1535 \text{ nm}$, observamos a variação de P_{sat}^{out} em função do raio do núcleo, na Fig. 3.6, calculadas a partir da Eq. (3.2).

Manteve-se a AN constante e igual a $0,20$, e utilizou-se as codopagens de GeO_2 , Al_2O_3 e $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{GeO}_2$ em sílica. As modificações introduzidas em cada fibra devido às diferentes codopagens, estão embutidas nos valores das secções eficazes, como já dissemos anteriormente. A concentração de érbio utilizada foi de 180 ppm , igual para as três codopagens. A proporção entre dopantes e codopantes obedece a Eq. (3.1).

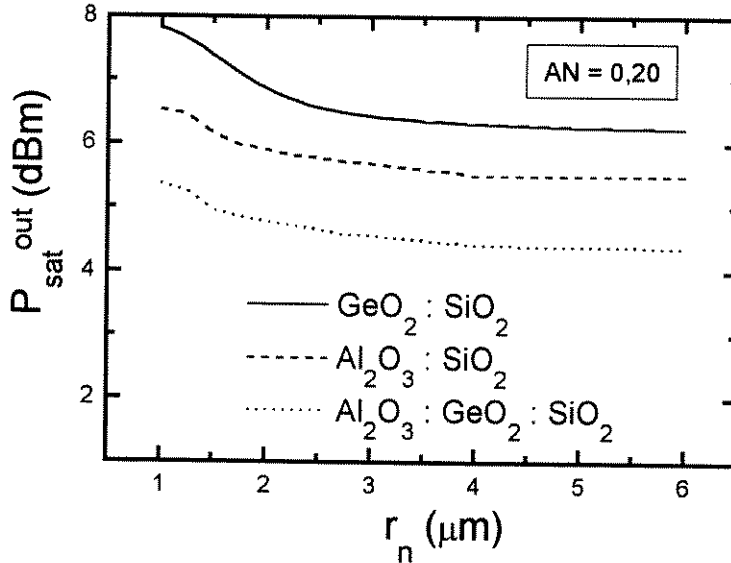


Figura 3.6: Variação da potência de saturação do sinal de saída, em função do raio do núcleo, para diferentes codopantes.

O comportamento de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ com o aumento do raio do núcleo é semelhante para os três codopantes, e os valores absolutos obtidos diferem por um valor constante. As maiores $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ são obtidas para o $\text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$, que são 0,9 dB maiores que para $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{SiO}_2$, e 2,1 dB maiores que para $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$. Isto se deve, provavelmente, ao comprimento de onda de sinal escolhido, que coincide com o pico de emissão da fibra de GeO_2 e que também ocorre em 1535 nm.

Pode-se também observar que $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ não sofre variações relevantes a partir de um determinado valor de r_n crescente, que, nestes casos, ocorre em $\sim 4,5 \mu\text{m}$.

Como nosso objetivo é maximizar $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, escolheremos valores de r_n menores que $4,5 \mu\text{m}$. Em consequência desta análise, estabelecemos a região ótima para a escolha de r_n , a qual maximiza $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, com relação às três principais codopagens de FDE.

Tomemos, desta região ótima obtida, o $r_n = 2 \mu\text{m}$. Esta escolha pondera entre a maximização de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ e a dimensão física do núcleo da FDE, que deverá posteriormente ser emendada a uma fibra monomodo padrão, cujos núcleos têm raios máximos iguais a $6 \mu\text{m}$. Portanto, raios de núcleo inferiores a $2 \mu\text{m}$, podem acarretar maiores perdas em emendas.

Analisemos a variação da AN para uma fibra com $r_n = 2 \mu\text{m}$, e sob as mesmas condições de operação, impostas no caso considerado na Fig. 3.6.

A $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, na Fig. 3.7, diminui à medida que AN aumenta. Observa-se o mesmo comportamento para as três codopagens, com o GeO_2 apresentando os maiores valores de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, a exemplo do que ocorreu na Fig. 3.6. Novamente, utilizou-se a expressão (3.2) para os cálculos.

Quando comparamos a evolução das curvas ao longo do eixo de variação de AN, há uma pequena diferença em $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, que não se mantém constante.

Para GeO_2 e Al_2O_3 , por exemplo, a diferença em $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ no caso de AN = 0,10, é de 0,02 dB; esta diferença sobe para 0,09 dB, para AN = 0,60. A variação

de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, referente ao intervalo $0,10 < AN < 0,60$, para o caso de GeO_2 , não passa de 0,60 dB. Para o Al_2O_3 essa variação é de 0,68 dB. E para o $\text{GeO}_2 : \text{Al}_2\text{O}_3$, a variação é de 0,70 dB.

Esses valores são da mesma ordem de grandeza que resultados obtidos a partir da análise de outras figuras de mérito, como figura de ruído^[2.12].

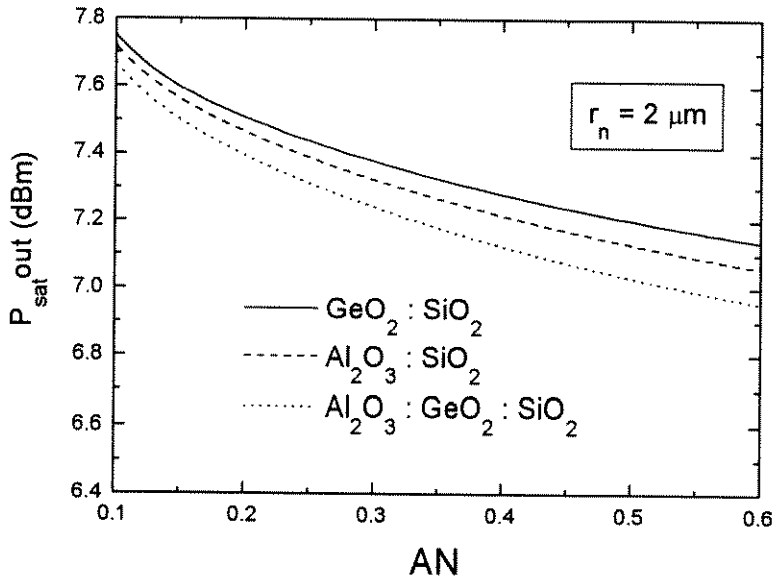


Figura 3.7: Variação da potência de saturação do sinal de saída, em função da AN, para raio do núcleo igual a $2 \mu\text{m}$ e para diferentes codopantes.

O que podemos concluir, a partir da Fig. 3.7, é que para $r_n = 2 \mu\text{m}$, escolhido anteriormente, e sob as condições pré-determinadas, a AN deve ser escolhida o menor possível para maximizar $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$.

Do ponto de vista prático, esta escolha é bastante conveniente, pois o aumento de AN introduz maiores perdas no acoplamento entre uma FDE e uma fibra monomodo padrão^[3.12].

Analisando esses resultados, temos que, para pequeno sinal de entrada, as integrais de superposição entre o modo LP_{01} e a região dopada, aumentam com o aumento de AN. É o caso para o sinal (Γ_s) e, também, para o bombeamento (Γ_p).

Isto ocorre porque o aumento de AN leva à diminuição do tamanho do modo w_s e w_p . Como consequência, há o aumento no coeficiente de ganho dos AFDEs^[3.3].

No caso de alto sinal, no entanto, o aumento do sinal de entrada faz com que Γ_s aumente e seja da mesma ordem de grandeza que Γ_p , uma vez que consideramos a dependência de $\Gamma_{s,p}$ com a variação da potência. Com o aumento de AN, w_s e w_p diminuem, também neste caso. Como as seções eficazes de absorção e de emissão do sinal são maiores que para o bombeamento, o denominador da exponencial, na Eq. (3.2), é sempre maior que o numerador. Portanto, $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ decrescerá com o aumento de AN para o nosso caso, onde temos alto sinal de entrada.

É, portanto, razoável observarmos a diminuição de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ com o aumento de AN.

Para delimitar a região de AN, no entanto, é necessário que analisemos o compromisso existente entre os três parâmetros: raio do núcleo, abertura numérica e comprimento de onda de corte. Isto porque queremos que a fibra seja monomodo e otimizada com relação ao comprimento de onda de corte.

O comprimento de onda de corte (λ_c) está relacionado à abertura numérica (AN) e ao raio do núcleo (r_n), pela expressão (2.40), onde a frequência normalizada é substituída pela frequência normalizada de corte, que corresponde a 2,405.

A relação existente entre AN, r_n e λ_c pode ser observada na Fig.3.8, calculada a partir da expressão (2.40).

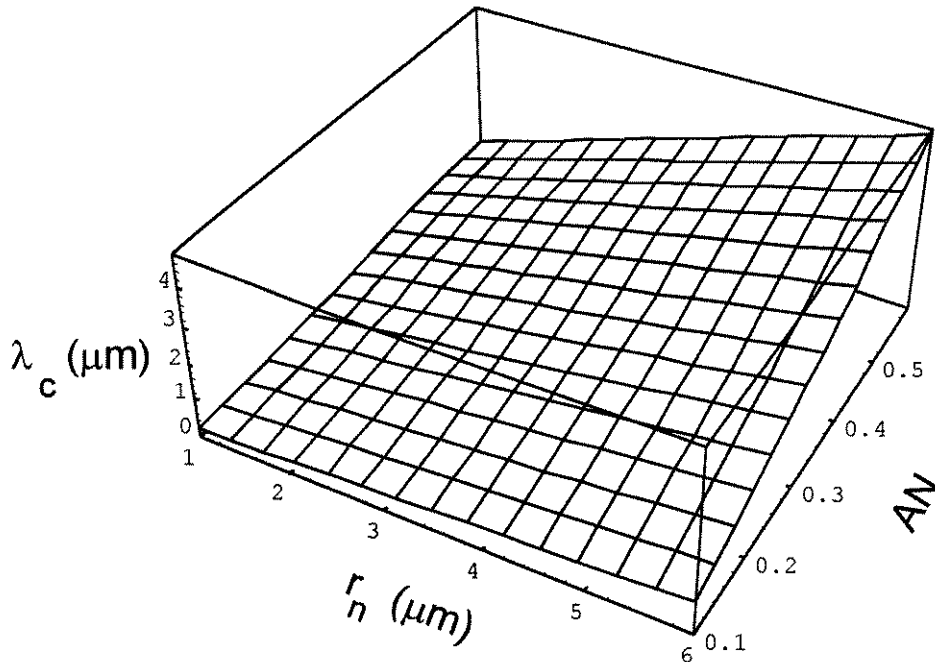


Figura 3.8: Relação entre o comprimento de onda de corte, a abertura numérica e o raio do núcleo.

A análise do comportamento do comprimento de onda de corte ótimo ($\lambda_c^{\text{ót}}$) com relação à figura de mérito adotada, $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, pode ser introduzida, tomando λ_p como o comprimento de onda limitante para o corte. Na Fig. 3.9 podemos observar a variação de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ calculada em função do comprimento de onda de corte. A variação de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ com o comprimento de onda de corte é pequena. Para uma variação de 58 nm (0,9 μm a 1,48 μm) no comprimento de onda de corte, a $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ sofreu uma variação de 0,04 dB, 0,06 dB e 0,09 dB para $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{GeO}_2$, Al_2O_3 e GeO_2 , respectivamente. Apesar da pequena influência de λ_c na potência de saturação do sinal de saída, obtida em nossos cálculos, a maximização da $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ implica na diminuição de λ_c .

Resumindo, para as condições de operação fixadas, os valores de AN, r_n e λ_c que maximizam a potência de saturação do sinal de saída, estão resumidas na Tabela 3.2.

Para os codopantes analisados, deve-se dar preferência aos valores menores de r_n para maximizar $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$.

O intervalo determinado para AN está entre 0,09 e 0,54, para os três codopantes. No entanto, deve-se dar preferência para valores próximos do limite inferior desse intervalo, que são os que maximizam $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$.

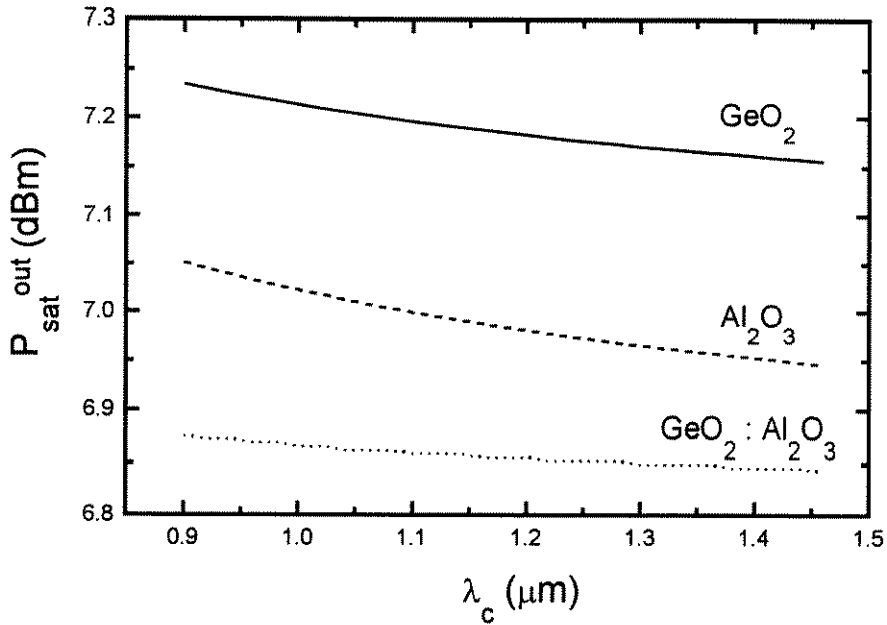


Figura 3.9: Potência de saturação do sinal de saída em função do comprimento de onda de corte.

Sobre λ_c , observamos a pequena influência que ele exerce sobre $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$. Há, no entanto, a indicação de que o $\lambda_c^{\text{ótimo}}$ está no extremo inferior do intervalo estudado, pois a curva para $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ cresce nesta região.

Tabela 3.2: Valores para r_n , AN e λ_c que maximizam $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$, para $P_p^{\text{in}} = 30$ mW, $P_s^{\text{in}} = 1$ mW, $\lambda_p = 1480$ nm e $\lambda_s = 1535$ nm.

Codopante	GeO_2	Al_2O_3	$\text{GeO}_2 : \text{Al}_2\text{O}_3$
r_n (μm)	1,0 - 4,5	1,0 - 4,5	1,0 - 4,5
AN	0,09 - 0,54		
λ_c (μm)	< 1,48		

Com relação ao raio de dopagem, observamos que r_{dop} muito menores que o raio do núcleo não alteram significativamente o valor de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$. No caso de amplificadores de potência, sob as condições impostas, o confinamento de dopagem não é decisivo na maximização de $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$.

Parâmetros de Funcionamento do AFDE

Apresentamos, a seguir, a potência do sinal de saída em função de diferentes parâmetros.

Na Fig. 3.10 temos a P_s^{out} em função do raio do núcleo, considerando uma fibra codopada com GeO_2 , e diferentes potências de bombeamento, usando a Eq. (A19). O comprimento de onda de bombeamento considerado é 1480 nm e o de sinal é 1535 nm. A potência de sinal de entrada foi mantida constante e igual a 1 mW. Para essas condições, pode-se observar que o valor ótimo para o raio (aquele que maximiza P_s^{out}) é função da potência de bombeamento. Esses valores, para o intervalo de raios fixado anteriormente (1 a 4,5 μm) estão próximos de 4,5 μm , para 30 mW, 50 mW e de 1 μm para 70 mW.

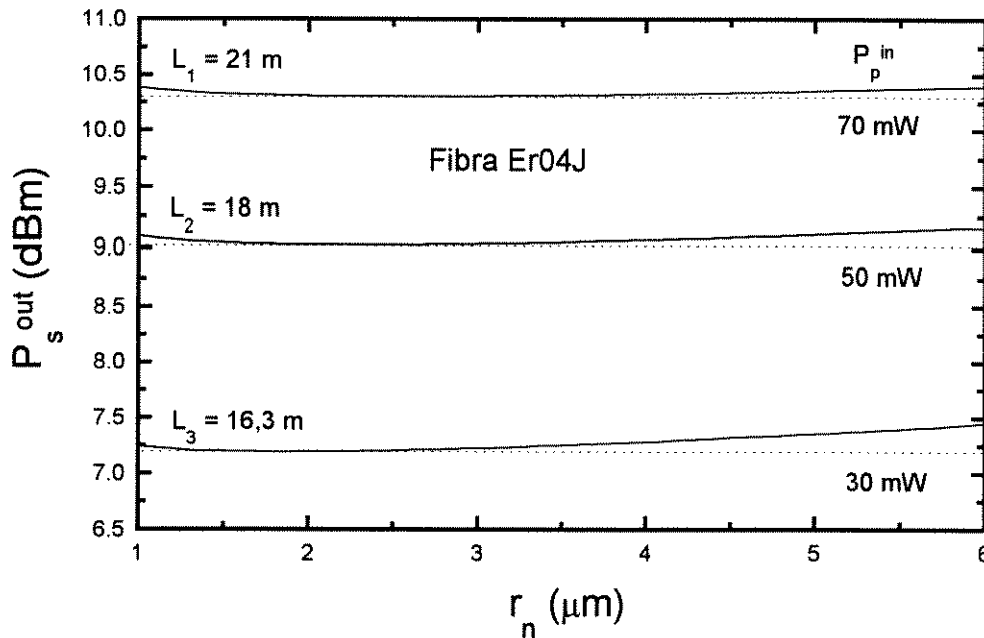


Figura 3.10: Potência de sinal amplificado em função do raio do núcleo, para diferentes potências de bombeamento e potência de sinal de entrada constante, igual a 1 mW. As linhas horizontais pontilhadas foram introduzidas para facilitar a leitura do gráfico ($P_s^{in} = 1$ mW, AN = 0,20).

A potência de sinal de saída em função de AN é mostrada na Fig. 3.11, utilizando a Eq. (A19). Consideramos $P_p^{in} = 30$ mW e potência de sinal de entrada igual a 1 mW, 2 mW e 3 mW.

A conclusão, a partir da Fig. 3.11, é que valores de AN maiores que 0,5, praticamente não há alteração do valor de P_s^{out} , para qualquer P_s^{in} utilizado. A melhor escolha corresponde a valores baixos de AN.

Finalmente, temos a P_s^{out} em função da potência de bombeamento, na Fig. 3.12. Consideramos 532 nm e 1480 nm para os comprimentos de onda de bombeamento, e fibras codopadas com GeO_2 , com codopagens de 160 ppm e 360 ppm. Esses resultados permitem visualizar a maior eficiência do bombeamento em 1480 nm, apesar da fibra utilizada para 532 nm ter maior concentração de dopantes.

Esses resultados foram obtidos a partir da expressão (A19), acrescida das considerações descritas na Seção 3.31.

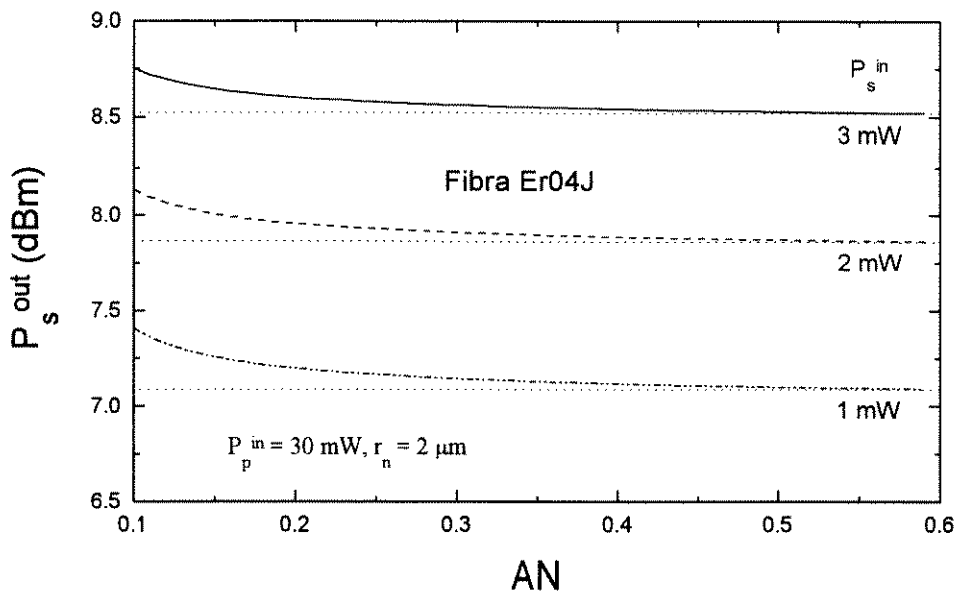


Figura 3.11: Potência de sinal amplificado em função da abertura numérica, para potência de bombeamento constante e potências de sinal de entrada iguais a 1 mW, 2 mW e 3 mW ($L = 16,3 \text{ m}$).

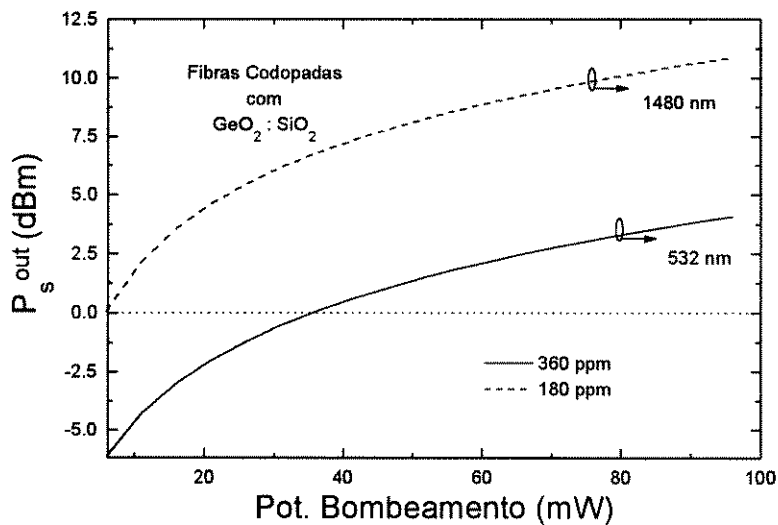


Figura 3.12: Potência de sinal amplificado em função da potência de bombeamento, calculada para a fibras codopadas com GeO₂ com 160 ppm e 360 ppm, considerando comprimentos de onda de bombeamento em 532 nm e 1480 nm, respectivamente, com $P_s^{\text{in}} = 0,8 \text{ mW}$ e $L = 26,4 \text{ m}$ (referente a P_p^{in} máximo).

3.3.3 Previsões Teóricas para Fibra Er04J

As especificações da fibra Er04J são apresentadas na Tabela 3.3.

A fibra Er04J, codopada com GeO₂, tem concentração de dopantes (ρ_{Er}) igual a 180 ppm (ou $6,643 \times 10^{24}$ íons/m³), raio de dopagem (r_{dop}) coincidente com o raio do núcleo (r_n) e igual a 2,1 μm e a abertura numérica, determinada pelo fabricante da fibra (CPqD/Telebrás), igual a 0,19. O tempo de fluorescência, medido no laboratório, a ser apresentado no Capítulo 5, é igual a 10,06 ms. Os valores de secção eficaz de emissão e de absorção foram tomados da literatura^[3.13].

Tabela 3.3: Especificações da fibra Er04J.

FIBRA Er04J			
Matriz vítrea	SiO ₂	r_{dop}/r_n	1
Codopante	GeO ₂	λ_c (μm)	1,15
Dopagem (ppm)	180	$\sigma_a(1,535 \mu\text{m})$	$6,0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
Δn	0,012	$\sigma_e(1,535 \mu\text{m})$	$7,5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
AN	0,19	$\sigma_a(1,48 \mu\text{m})$	$1,5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
Diâmetro Externo (μm)	125,0	$\sigma_e(1,48 \mu\text{m})$	$0,5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
r_n (μm)	2,1		

Espectro de Absorção

O espectro de absorção permite que se conheça as melhores regiões de comprimento de onda para se trabalhar. Os picos de absorção são os escolhidos por corresponderem ao máximo de amplificação. Na Fig. 3.13, podemos observar o espectro de absorção para a fibra Er04J/Telebrás, codopada com GeO₂ e que foi utilizada nas montagens dos amplificadores de potência, em um e dois estágios.

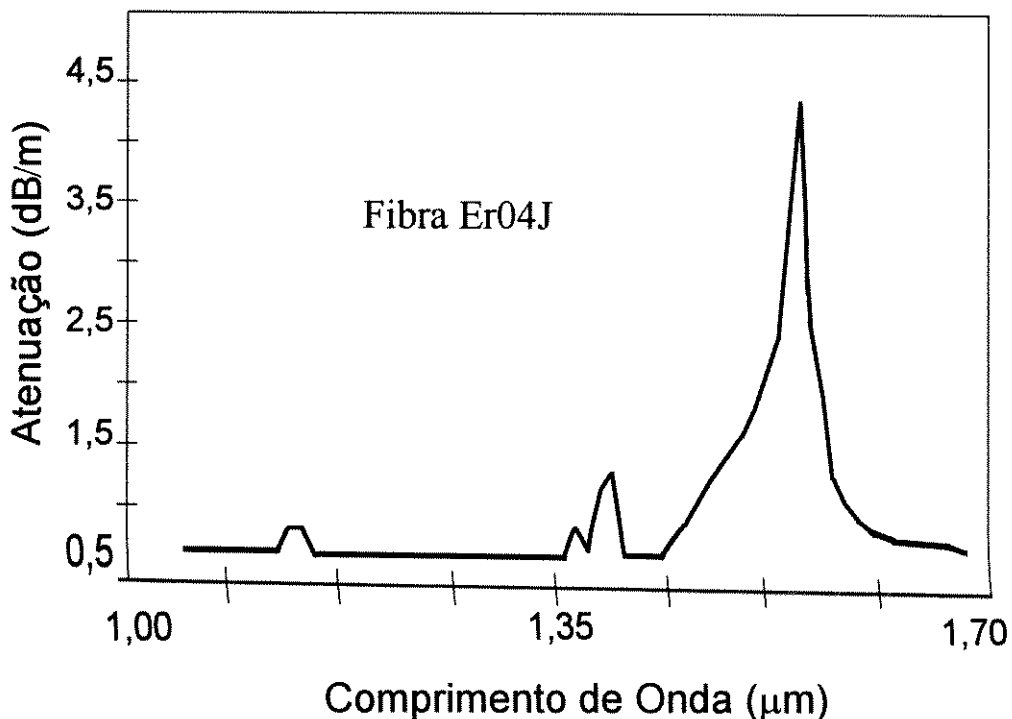


Figura 3.13: Espectro experimental de absorção para a fibra Er04J.

Pode-se observar as bandas de absorção na região de 1,35 μm e 1,50 μm . Utilizamos a banda correspondente a 1,50 μm , com λ_p igual a 1,48 μm e $\lambda_s = 1,535$ μm . Para fibras codopadas com Ge, 1,535 μm é o comprimento de onda de pico de emissão e, portanto, possibilita valores maiores de potência de sinal amplificado.

Espectro de Emissão

O espectro de fluorescência para a fibra Er04J está na Fig. 3.14, com o valor de pico correspondendo a 1,535 μm , o qual é coincidente com o pico de absorção. Pode-se observar a oscilação laser em 1,535 μm , devido à reflexões nos conectores utilizados.

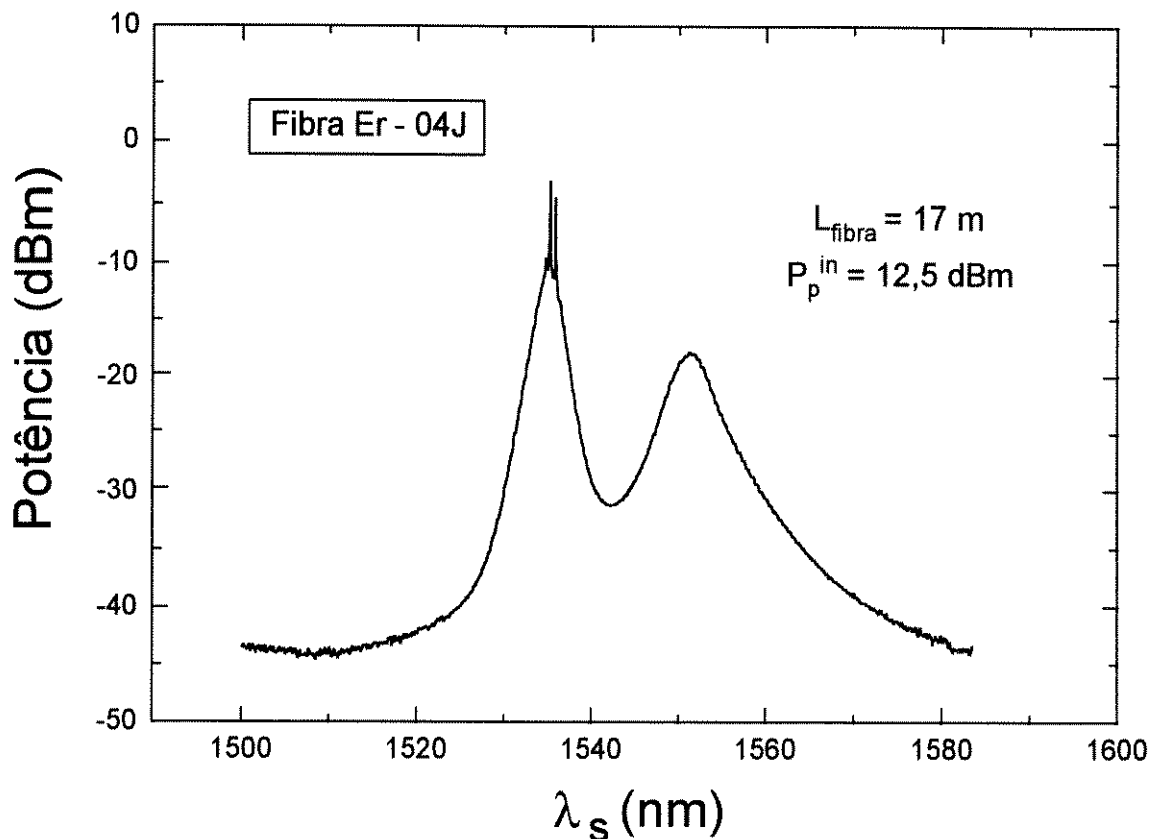


Figura 3.14: Espectro de fluorescência experimental para a fibra Er04J, que é função da potência de bombeamento e do comprimento da fibra.

Previsões a Partir de Simulações

O conhecimento da P_s^{out} e ganho em função do comprimento da fibra Er04J, a partir de análise teórica, é importante para a implementação do amplificador de potência.

Potência do Sinal de Saída \times Comprimento de Fibra

A potência de sinal de saída em função do comprimento de fibra, considerando diferentes potências de bombeamento, é mostrada na Fig. 3.15, usando a Eq. (A19).

Estas curvas permitem visualizar o nível de potência de sinal, para cada

ponto da fibra. As potências de sinal de entrada utilizadas foram sempre iguais a $-0,5$ dBm. Os valores máximos obtidos para cada curva, correspondente a cada P_p^{in} utilizada, indicando o comprimento de fibra que maximizaria a potência de sinal de saída.

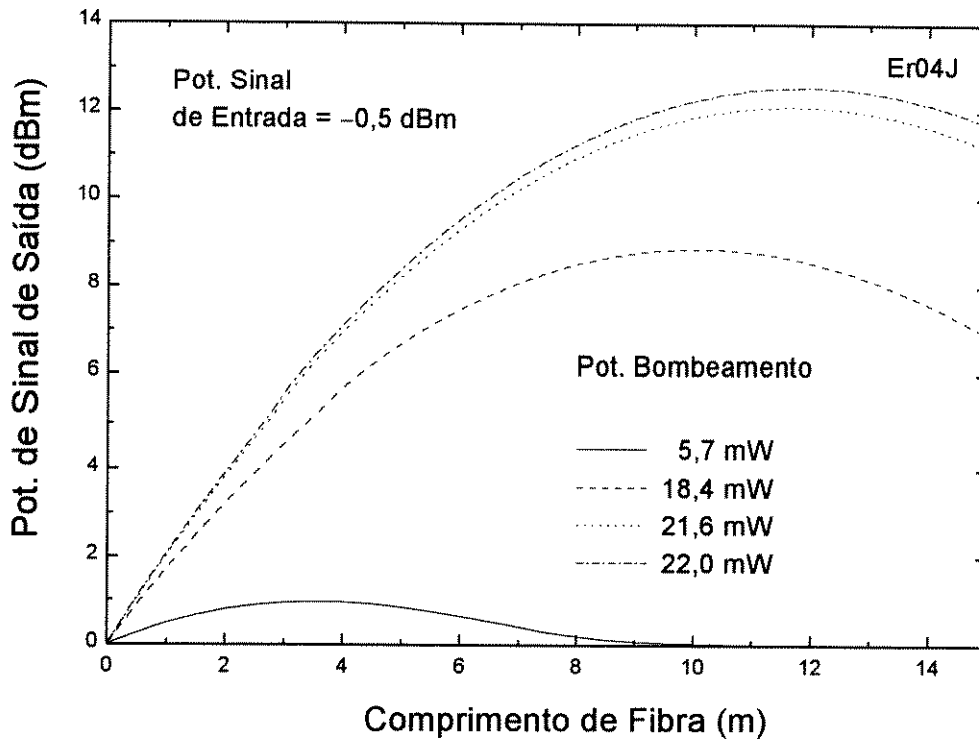


Figura 3.15: Valores obtidos para a potência de sinal amplificado em função do comprimento de fibra, considerando potências de bombeamento de entrada iguais a 5,7 mW, 18,4 mW, 21,6 mW e 22 mW.

Ganho \times Comprimento de Fibra

O ganho, em função do comprimento da fibra, apresentado na Fig. 3.16, é calculado para a mesma fibra Er04J, considerando potências de sinal de entrada iguais a 0,5 mW, 0,8 mW e 1 mW, usando a Eq. (A19). A potência de bombeamento foi mantida constante e igual a 22 mW. Pode-se observar, na Fig. 3.16, a compressão de ganho provocado pelo aumento da potência de sinal de entrada.

Ganho \times Potência de Sinal de Saída

A curva de caracterização do ganho em função da potência de sinal de saída, na Fig. 3.17, usando a Eq. (A19), permite a determinação da potência de saturação do sinal de saída, como já vimos na Seção 2.6. Os valores obtidos para P_{sat}^{out} , a partir dos cálculos com as expressões de Habbab et al.^[2,21], estão próximos dos valores obtidos na seção anterior, através da Eq. (A19).

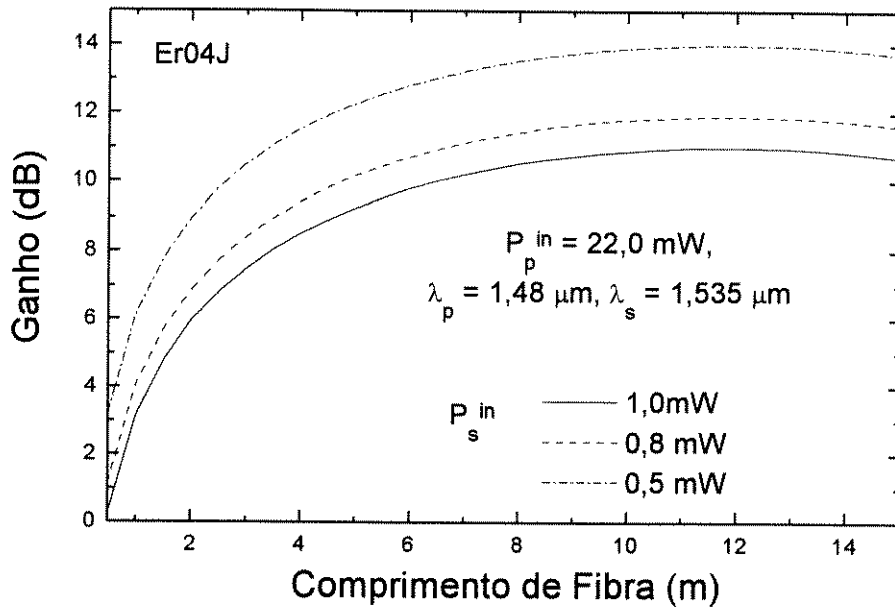


Figura 3.16: Ganho calculado em função do comprimento de fibra, considerando diferentes valores de potências de sinal de entrada.

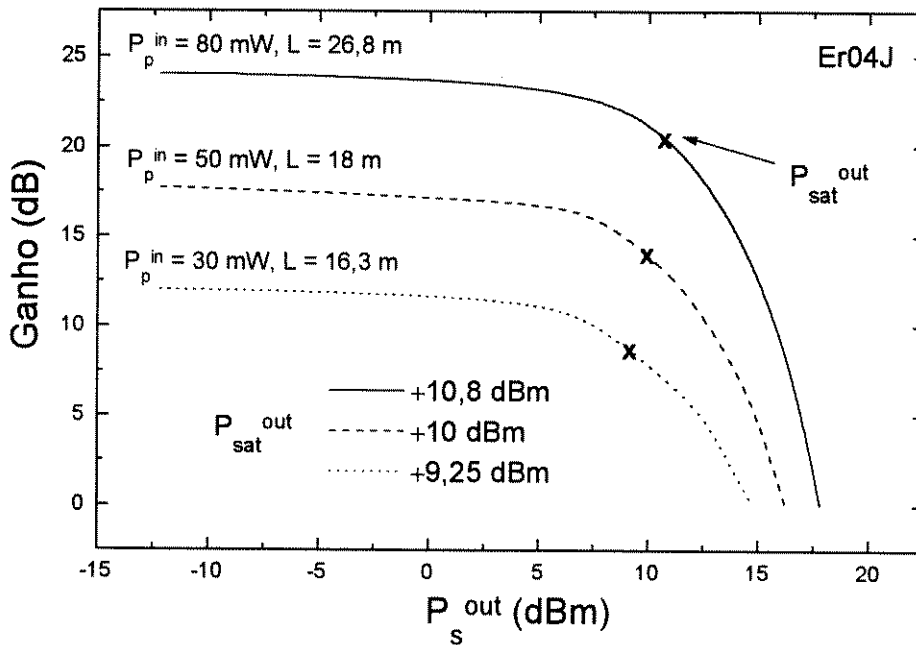


Figura 3.17: Ganho em função da potência de sinal de saída, considerando potências de bombeamento igual a 30 mW, 50 mW e 80 mW, com as respectivas P_{sat}^{out} sendo indicadas. A potência de sinal de entrada foi considerada constante e igual a 1 mW.

3.4 Simulação para AFDE em Dois Estágios

Considerando o amplificador em dois estágios, montado com a finalidade de aproveitar os dois lasers de bombeamento com potências de saída modestas, pudemos chegar a resultados interessantes sobre a distribuição do bombeamento entre os dois estágios de FDE. O procedimento utilizado é original e constitui uma das contribuições dessa tese.

Os comprimentos de onda de bombeamento e de sinal escolhidos foram, respectivamente, $1,48 \mu\text{m}$ e $1,535 \mu\text{m}$. O bombeio foi escolhido co-propagante com o sinal, com o objetivo de maximizar a potência de sinal de saída, mantendo a potência da ASE mínima na saída do amplificador. A FDE foi escolhida de $\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$, com dopagem de érbio de 180 ppm, raio do núcleo igual a $2,1 \mu\text{m}$ e AN de 0,19. Os comprimentos de fibra foram, inicialmente, otimizados para cada valor de bombeamento utilizado, o que leva a tamanhos diferentes de fibra para cada caso considerado. No entanto, o comprimento total de fibra para os dois estágios é, aproximadamente, constante e está em torno de 16 m.

Inicialmente, simulamos dois amplificadores montados com as potências de bombeamento disponíveis iguais a 8,1 mW e 20,4 mW, respectivamente. A potência de sinal de entrada, em ambos, foi mantida constante e igual a $-1,5 \text{ dBm}$. Na Fig. 3.18 podemos observar a P_s^{out} obtida em função do comprimento de fibra utilizada, para os amplificadores individuais simulados, usando a Eq. (A19). A configuração para cada AFDE individual é esboçada no quadro inserido na Fig. 3.18.

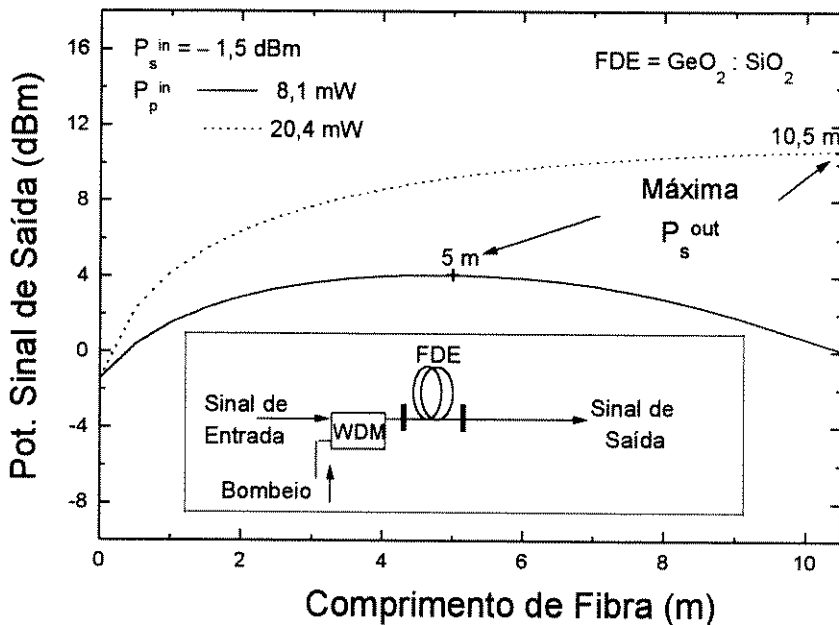


Figura 3.18: Simulação de dois amplificadores bombeados com potências iguais a 8,1 e 20,4 mW, respectivamente, na entrada das FDE.

Os comprimentos de FDE que maximizam a potência de sinal de saída, como

se pode observar da Fig. 3.18, correspondem a 5 m e a 10,5 m, para as potências de bombeamento de 8,1 mW e 20,4 mW, respectivamente. A P_s^{out} obtida com o uso de somente um estágio de fibra é +10,35 dBm para o laser de bombeio de 20,4 mW e +3,5 dBm, com o laser de bombeio de 8,1 mW. Essas são as máximas potências de sinal de saída teóricas, que podem ser extraídas desses amplificadores, sob as condições especificadas.

Assumindo que a potência de bombeamento total (28,5 mW) está disponível em um único laser de bombeamento, simulamos primeiramente um amplificador em um único estágio, e em seguida distribuímos esta potência de bombeamento total entre dois estágios de fibra.

Mantendo o comprimento total de fibra igual a 15,5 m, consideramos os amplificadores conectados em cascata, e distribuímos de diferentes maneiras a potência de bombeamento entre o primeiro (1º) e o segundo (2º) estágios. As estimativas das P_s^{out} em função do comprimento de fibra para cada caso, são apresentadas na Fig. 3.19. Considerou-se, inicialmente, somente um estágio de fibra, que é o caso de 100 % do bombeio no primeiro estágio e 0 % no segundo.

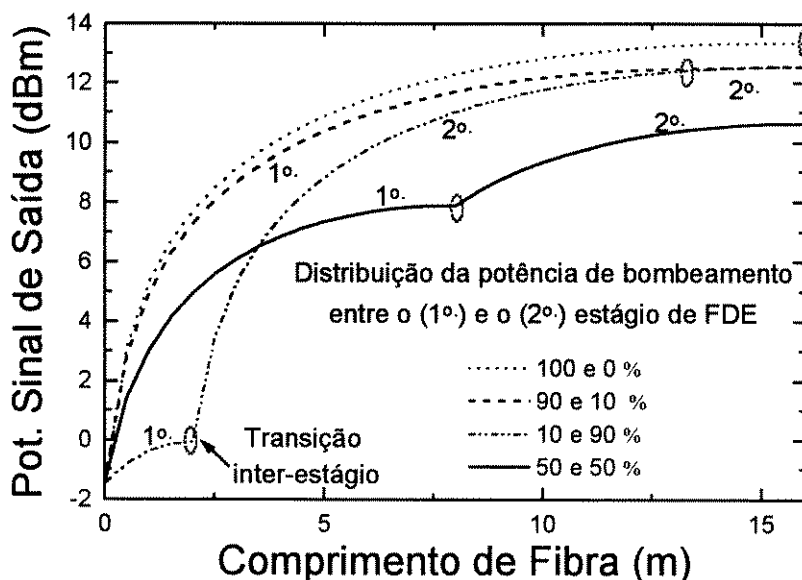


Figura 3.19: Simulação de um amplificador de dois estágios a fibra dopada com érbio, com os estágios conectados em cascata. Em cada curva, a potência de sinal de saída, em função do comprimento de fibra, foi obtida com a potência de bombeamento total fixa (28,5 mW) e distribuída, como indicado, na entrada do primeiro e segundo estágios de fibra.

A seguir, três diferentes possibilidades de distribuição de bombeamento total fixo entre o primeiro e segundo estágios de fibra dopada com érbio são consideradas. Obteve-se a máxima potência de sinal na saída da fibra com 100% de potência de bombeamento disponível em um único estágio de fibra. A ausência de perdas nos elementos inter-estágios irá, também, contribuir para este resultado, na prática. Isto sugere que se tivermos toda a potência disponível em um único laser,

um amplificador em um único estágio maximizaria a potência de sinal de saída. Mas este não é o caso disponível em nosso experimento (dois lasers de bombeamento com potências desiguais).

Bombeando a entrada do primeiro e do segundo estágios com 90 % e 10% da potência de bombeamento total, respectivamente, a potência de sinal de saída sofre uma compressão de 1 dB com relação ao resultado anterior. Não se observou qualquer diferença na potência de sinal de saída quando alternamos simetricamente a distribuição de potência entre o primeiro e o segundo estágios de fibra (de 90 % e 10 % para 10 % e 90 %). Em ambos os casos, a potência de sinal na saída da fibra assumiu o mesmo valor. Para os casos: 100% - 0% e 90% - 10% ou 10% - 90%, a potência de sinal de saída para 90% - 10% ou 10% - 90% decresceu na saída do amplificador (no final da FDE) com relação a 100% - 0%.

Para o caso de concentrarmos 71,7% (28,3%) da potência de bombeamento no 1º estágio de fibra, e 28,3% (71,7%) no 2º estágio, obtemos as curvas para P_s^{out} em função do comprimento de fibra apresentadas na Fig. 3.20. Manteve-se a potência de bombeamento total constante e igual a 28,5 mW, e $P_s^{in} = -1,5$ dBm também foi mantida constante.

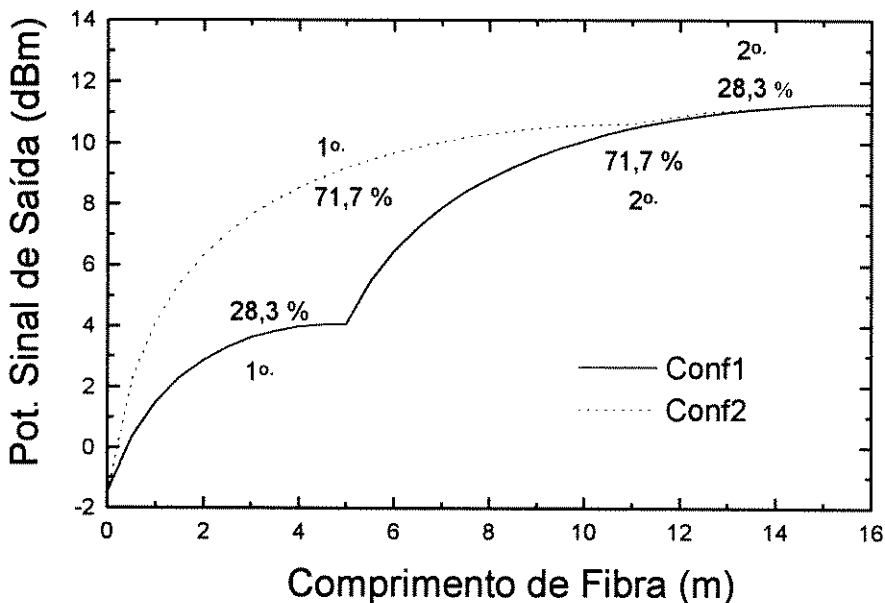


Figura 3.20: Potência de sinal de saída em função do comprimento de fibra, simulado para o amplificador em dois estágios, considerando alternadamente 71,7% e 28,3% da potência de bombeamento no 1º e 2º estágios de fibra.

A potência do sinal de saída também decresce para outras distribuições de bombeamento simuladas (80 % - 20 %, 70 % - 30 %, 60 % - 40 %), as quais não são apresentadas na Fig.3.19. A menor potência de sinal de saída ocorreu no caso do uso de 50 % da potência de bombeamento total disponível em cada estágio de fibra, cujo valor decresceu cerca de 2,8 dB com relação ao valor máximo obtido para o caso de 100 % e 0 %.

para o caso de 100 % e 0 %.

Denominamos a configuração com o laser de menor potência bombeando o primeiro estágio de fibra como Conf1 (28,3% - 71,7%) e, o caso contrário, chamamos de Conf2 (71,7% - 28,3%). Os comprimentos de fibra foram otimizados para as duas configurações, e os comprimentos de fibra ótimos foram 5 m e 11 m, alternados entre os dois estágios.

Posteriormente, compararemos este resultado da simulação para Conf1 e Conf2, com a avaliação experimental, da mesma forma que faremos para outras situações simuladas.

Os resultados da simulação mostram que é mais eficiente concentrarmos toda a amplificação em um único estágio de fibra dopada, ao invés de distribuir a potência de bombeamento entre os dois estágios, dependendo dos comprimentos de FDE envolvidas. A ausência de perdas entre elementos inter-estágios também contribui neste sentido. No caso de se utilizar dois lasers de bombeamento e dois estágios de FDE, a maximização da potência de sinal de saída é obtida com a concentração de maior potência de bombeamento em um dos dois estágios. Os menores valores de potência de sinal amplificado foram obtidos para a distribuição correspondente a 50 % e 50 % de bombeamento para cada trecho de FDE. Os comprimentos de fibra, para cada estágio, devem sempre ser otimizados com relação à potência de bombeamento a ser utilizada, da mesma maneira que se faz quando um único estágio de fibra é utilizado.

3.5 Conclusões

Através de cálculos simples e da análise de grandezas que aferem o que ocorre no desempenho das fibras, definimos os intervalos mais indicados para os parâmetros das FDE, dimensionadas para os amplificadores de potência.

Na elaboração do modelamento, partimos de expressões analíticas conhecidas na literatura, para o regime de baixo ganho, como, por exemplo, o de Saleh et al.^[2.16]

As modificações introduzidas no modelamento estão em: embutir a dependência material da fibra, como dimensões físicas e o material constituinte, no fator de superposição entre bombeamento e sinal, e a região dopada; adotar uma expressão para os fatores de superposição, que consideram sua variação com as potências de sinal e de bombeamento; incorporar a determinação precisa dos modos ópticos, utilizando as soluções exatas para o modo fundamental de propagação, através da resolução das funções de Bessel; e, finalmente, introduzir a variação da potência ao longo da fibra, através da cálculo numérico da equação de propagação para o bombeamento.

O objetivo foi sempre buscar a otimização da fibra para a montagem de amplificadores de potência, adotando, como estratégia, a maximização da potência de saturação de saída e do sinal de saída. Adotamos a potência de saturação do sinal de saída como a figura de mérito utilizada na escolha das dimensões ótimas da fibra. Essa figura de mérito é mais direta para a análise dos resultados obtidos, que, no nosso caso, visa a maximização da potência de sinal de saída. Trabalhos existentes na literatura adotam, usualmente, a eficiência de conversão de

otimização de AFDEs de potência.

As contribuições podem ser tratadas sob três aspectos diferentes. O primeiro se refere à elaboração do *software* utilizado nos cálculos; em seguida, temos o modelamento e, como consequência desses dois primeiros pontos, temos o projeto da fibra.

Na parte de *software* desenvolvemos programas na linguagem Fortran-77, utilizáveis em estações de trabalho, e na plataforma Mathematica 2.1, executáveis em estações de trabalho ou microcomputadores. Isso foi feito a partir de cálculos numéricos e analíticos, utilizando, preferencialmente, expressões fechadas e provenientes de modelamentos analíticos.

No projeto da fibra ótima, para a aplicação como amplificador de potência, chegamos a algumas conclusões sobre os parâmetros de fabricação.

Para as condições de potência de bombeamento e de sinal impostas, existe uma região em que o raio do núcleo e a abertura numérica maximizam a potência de saturação do sinal de saída. Esses intervalos variam conforme a escolha do codopante.

Observamos pequena alteração no valor da potência de saturação do sinal de saída, com a variação do comprimento de onda de corte. No entanto, há indicação de que a diminuição do comprimento de onda de corte provoca o aumento da potência de sinal de saída.

Com relação ao raio de dopagem, observamos que este não altera significativamente o valor da potência de saturação do sinal de saída. Portanto, sob as condições impostas, o confinamento de dopagem não é decisivo na maximização da potência de saturação do sinal de saída.

Sobre a escolha do codopante, o GeO_2 mostrou-se mais indicado em nosso caso. Apresentou maiores potências de saturação do sinal de saída que os outros codopantes, devido ao comprimento de onda de sinal escolhido ser igual a 1535 nm. Este comprimento de onda coincide com o primeiro pico de emissão de fibra codopadas com GeO_2 . O GeO_2 também apresenta melhor eficiência de conversão^[2,36] de bombeamento em sinal, que o Al_2O_3 ou o $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{GeO}_2$, para dopagens em torno de 180 ppm.

Pode-se prever, pela simulação, as potências de sinal de saída e comprimentos ótimos de fibra dopada com érbio, para as condições de potência de bombeamento e de sinal impostas.

Para o amplificador em dois estágios, os resultados da simulação mostram que é mais eficiente concentrarmos a maior capacidade de amplificação em um único estágio de fibra dopada, ao invés de distribuir a potência de bombeamento entre os dois estágios. A ausência de perdas entre elementos inter-estágios também contribui neste sentido. No caso de se utilizar dois lasers de bombeamento e dois estágios de FDE, a maximização da potência de sinal de saída é obtida com a concentração de maior potência de bombeamento em um dos dois estágios. Os menores valores de potência de sinal amplificado foram obtidos para a distribuição correspondente à metade da potência de bombeamento total em cada trecho de FDE. Os comprimentos de fibra, para cada estágio, devem sempre ser otimizados com relação à potência de bombeamento a ser utilizada, da mesma maneira que se faz quando um único estágio de fibra é utilizado.

Capítulo 4 Amplificador de Potência

4.1 Introdução

Os amplificadores de potência mostram-se adequados para a utilização em sistemas capazes de transmitir altas taxas de informações como, por exemplo, sistemas WDM (*wavelength division multiplexing*)^[4.1], TDM (*time division multiplexing*)^[4.2], e sistemas de CATV (*cable television*)^[4.3].

As altas potências de saída, disponíveis nestes dispositivos, aumentam significativamente a capacidade de distribuição de sinal, a partir de um único transmissor. Como consequência, os custos operacionais podem ser reduzidos. A utilização de redes, que possibilitam a manutenção de altas potências em todas as fibras ópticas da rede, como as conhecidas MAN (*metropolitan area network*) e LAN (*local area network*)^[4.4], são muito promissoras e devem crescer rapidamente com o aumento de demanda de televisão a cabo.

Em todas essas aplicações, o amplificador é colocado na saída do transmissor com a finalidade de funcionar como *booster* e amplificar o sinal a ser propagado, conforme visto na Fig. 1.2. No caso de amplificadores de potência, a figura de ruído é maior que nos AFDEs de linha ou nos pré-amplificadores. Isto se deve ao alto nível de sinal de entrada e de bombeamento. Tem-se, neste caso, maior tolerância com os valores de NF, que é aceitável estar entre 7 e 10 dB.

Entre as suas principais características, podemos citar a baixa distorção de sinal^[4.5], as altas potências de sinal de saída^[4.6], e a não interferência entre canais em frequências de modulação de interesse^[4.7].

Na Tabela 4.1 temos um resumo sobre os valores típicos das principais grandezas que caracterizam um AFDE de potência comercial, para comprimentos de onda de bombeamento igual a 980 e 1480 nm.

A arquitetura básica dos amplificadores é organizada, em geral, com relação à configuração do bombeamento. O que muda de um amplificador descrito, e já apresentado na Fig. 1.1, para o amplificador de potência, é a utilização de altos níveis de sinal de entrada, e também a introdução e a alteração da disposição de elementos como isoladores e filtro, na montagem. O acréscimo de isoladores e filtro, no entanto, faz parte da otimização destes dispositivos. As potências de sinal de entrada envolvidas são da ordem de 1 mW, o que estimula mais fortemente a conversão de fótons de bombeamento em fótons de sinal. Isto implica em ganhos menores que para amplificadores operados no regime de pequeno sinal. Nesta situação, a saturação do amplificador pelo sinal de entrada, passa a ser um ponto importante.

O desempenho do amplificador para esta aplicação, vai depender muito do projeto da fibra, por depender essencialmente da eficiência de conversão de fótons de bombeamento em fótons de sinal^[4.8], conforme já tratado no Capítulo 3.

Tabela 4.1: Especificações de AFDEs de potência comerciais.

Empresa	abcXtal	Alcatel	Amoco	Fitel	Italtel	JDS Fittel	NOI	Photon etics	Pirelli
Modelo	AO48 DT			ErFA1 118	AF21				TPA
Aplicação	potência			potência	potência				potência
Fibra		Er/Yb			Er/Yb				
λ_p (μm)	1,48			1,48		1,48	0,98	0,98	0,98
$\lambda_{\text{operação}}$ (μm)	1,53 – 1,56	1,53 – 1,565	1,535	1,552	1,53 – 1,57	1,53 – 1,56		1,536	1,53 – 1,56
configuração de bombeio		bi-direcional		contra-propagante	co-propagante		co-propagante	co-propagante	
P_s^{in} (dBm)	-7 a -2	-3	> 3	> -6	0				-3 a -1
P_p^{in} (mW)		>70					20	25	
NF (dB)	9	7,8	4,5±0,5	< 7	< 7	6 – 7	< 4		≤ 4
$P_{\text{sat}}^{\text{out}}$ (dBm)	15 – 16	13 – 15	15 – 24	18	19	5 – 10	> 3	6	10 – 15
G (dB) para -30 dBm				> 35	> 30	20 – 30	> 20		

4.2 Caracterização (PCE e QCE)

A figura de mérito utilizada na literatura, para a análise de amplificadores de potência, é a eficiência de conversão de potência de bombeamento em potência de sinal. Define-se a eficiência de conversão óptica (*Power Conversion Efficiency* = PCE), pela expressão^[2,8]:

$$\text{PCE} = \frac{P_s^{\text{out}} - P_s^{\text{in}}}{P_p^{\text{in}}} \quad (4.1)$$

que tem, como referência absoluta, a eficiência de conversão quântica (*Quantum Conversion Efficiency* = QCE), dada por:

$$\text{QCE} \equiv \frac{\bar{P}_s^{\text{out}} - \bar{P}_s^{\text{in}}}{\bar{P}_p^{\text{in}}} = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \text{PCE} \quad (4.2)$$

onde \bar{P} se refere a fluxo de fótons, e se relaciona à potência P por $P = \bar{P} \times h\nu$.

Para $QCE = 1$ temos a situação em que todos os fótons de bombeamento são convertidos em fótons de sinal.

A potência de sinal de saída, assim como a eficiência de conversão óptica e de conversão quântica, podem ser estimadas a partir das Eq. (4.1) e Eq. (4.2), respectivamente. Essas expressões são função dos comprimentos de onda e das potências de bombeamento e de sinal envolvidos.

A Fig. 4.1 apresenta o comportamento ideal previsto para os AFDEs, considerando os comprimentos de onda de bombeamento: 980 e 1480 nm.

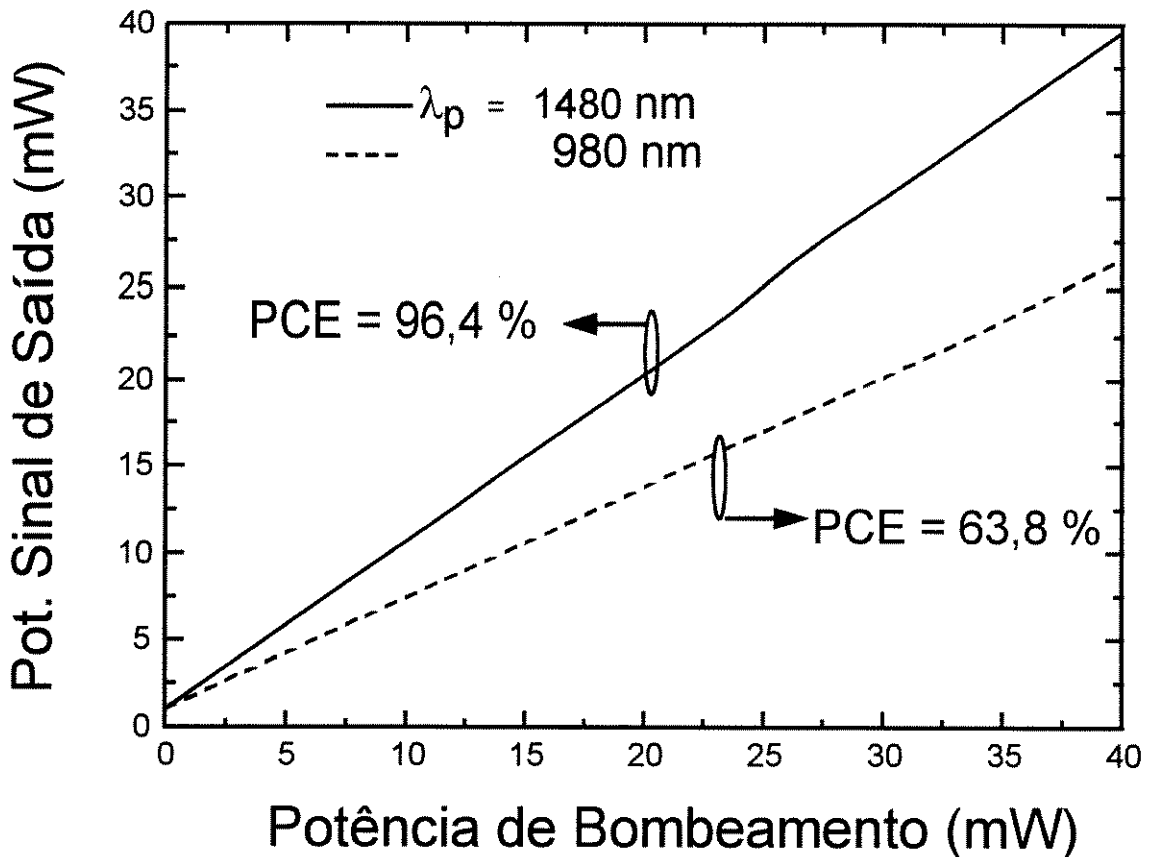


Figura 4.1: Estimativa da potência de sinal de saída, para bombeamento igual a 980 e 1480 nm, e sinal igual a 1535 nm, com 1 mW ($QCE = 1$).

Esses valores foram calculados considerando-se um valor de PCE máximo correspondente a $QCE = 1$ na Eq. (4.2), cujo valor é dado pela razão entre os comprimentos de onda de bombeio e de sinal. Esses resultados nos permitem ter uma idéia preliminar dos níveis de potência de bombeamento, e as consequentes potências de sinal amplificado envolvidas no sistema considerado.

Capítulo 5 Desenvolvimento Experimental

5.1 Introdução

Apresentamos, neste Capítulo 5, as principais medidas realizadas para a caracterização e avaliação dos amplificadores a fibra, montados em um e dois estágios.

A determinação do comprimento ótimo, em função do ganho e da potência de sinal de saída, é realizada experimentalmente. A seguir apresentamos a caracterização de ganho para os níveis de potência de sinal de entrada, utilizadas na implementação dos AFDEs de potência. Completamos a caracterização experimental da fibra Er04J, com a medida do tempo de vida de fluorescência e da conversão ascendente.

A implementação do AFDE em um estágio é apresentada, em seguida, assim como sua caracterização.

No caso do amplificador em dois estágios, buscamos a melhor configuração, respeitando a limitação da potência de bombeamento disponível. O objetivo foi encontrar a configuração que maximizasse a potência de sinal de saída.

A confrontação entre valores de potência de sinal de saída obtidos, teórica e experimentalmente, foi realizada para os amplificadores em um e em dois estágios. Esses resultados são discutidos neste capítulo.

A influência da combinação de alto sinal de entrada e das potências de bombeamento modestas, na potência de sinal de saída, é também discutida.

Finalmente, o comportamento da emissão espontânea amplificada é discutida a partir da introdução de um isolador com isolamento variável, como elemento inter-estágio em um AFDE em dois estágios, utilizando a fibra Er04J.

5.2 Caracterização da Fibra Er04J

5.2.1 Comprimento Ótimo

A primeira caracterização experimental é a do comprimento ótimo de fibra.

É usual encontrar, na literatura, a escolha do comprimento ótimo como sendo o tamanho de FDE que maximiza o ganho. Como utilizamos alto sinal de entrada (~ 0 dBm), teremos uma forte compressão no ganho. Como o nosso objetivo é extrair a máxima potência de sinal de saída, optamos por verificar, teórica e experimentalmente, qual seria a diferença no tamanho de fibra para o caso de maximizarmos o ganho, e para o caso da maximização da potência de sinal de saída.

Para potências de bombeamento e de sinal de entrada constantes e iguais, respectivamente, a 28,5 mW e 0,75 mW, medimos o ganho e a potência de sinal de saída em função do comprimento de FDE.

Pode-se determinar o comprimento ótimo de fibra, por um método que poderíamos chamar de “*cut-back*”. Mantendo constante as potências de

bombeamento e de sinal de entrada, a fibra foi sucessivamente cortada (encurtando-a) e foi medido o ganho e a potência de sinal de saída.

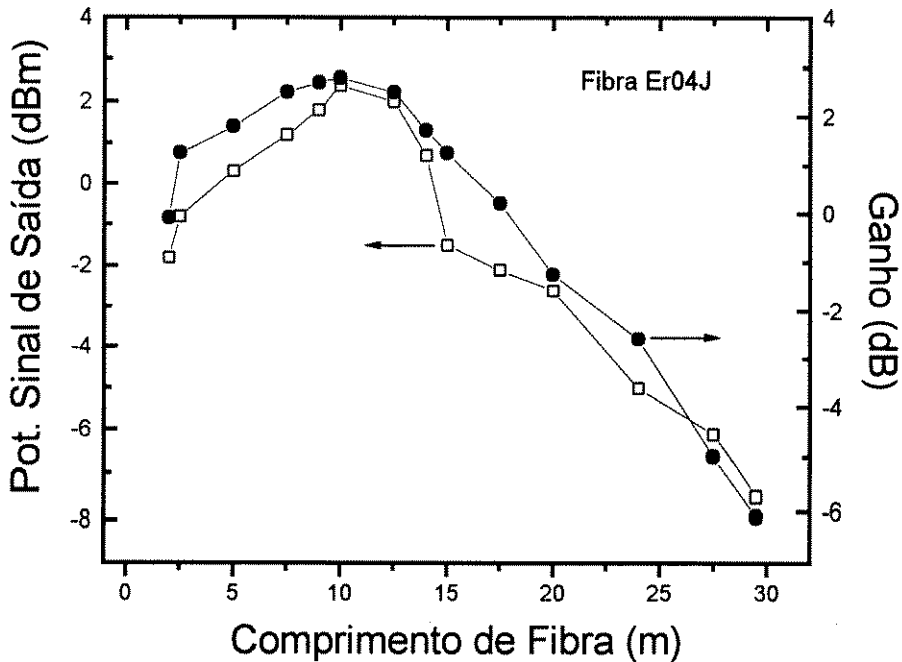


Figura 5.1: Determinação experimental do comprimento ótimo de fibra para a obtenção (a) de máxima potência de sinal de saída e (b) para máximo ganho.

A partir desses resultados, mostrados na Fig. 5.1, podemos concluir que o comprimento ótimo para a maximização da potência de sinal de saída, é, praticamente, o mesmo que o comprimento ótimo obtido para a maximização do ganho, considerando o método e as condições utilizadas nas medidas.

5.2.2 Ganho

Na Fig. 5.2, apresentamos a medida do ganho em função da potência de bombeamento, considerando dois comprimentos de onda de sinal, 1531 nm e 1535 nm. Utilizamos potência de sinal de entrada igual a $-1,0$ dBm, por ser o nível de potência de sinal de entrada a ser utilizado na montagem do AFDE de potência.

Os valores de ganhos máximos obtidos para 1535 nm, são 5 dB superiores aos correspondentes valores obtidos para $\lambda_s = 1531$ nm. Conclui-se, experimentalmente, que a melhor escolha para o comprimento de onda de sinal, no caso de fibra codopada com GeO_2 , é 1535 nm. Isso já foi dito antes, utilizando resultados teóricos.

O arranjo experimental e o procedimento empregado nessas medidas são conhecidos na literatura^{[1.15], [2.12], [4.1]}, sendo descritos no Apêndice B.

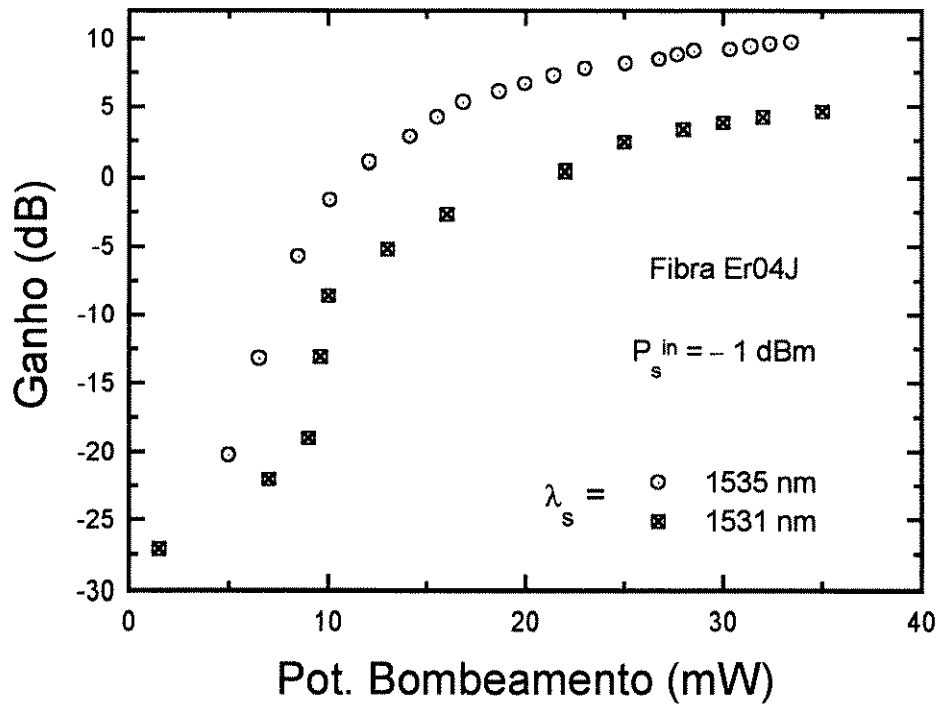


Figura 5.2: Ganho medido em função da potência de bombeamento, para alto sinal de entrada ($\lambda_p = 1480 \text{ nm}$, $L = 15 \text{ m}$, otimizado para P_p^{in} máxima).

5.2.3 Tempo de Vida do Nível Metaestável

O tempo de vida de fluorescência é um parâmetro importante, não somente para o modelamento preciso do amplificador a fibra, mas também para o entendimento qualitativo de suas propriedades. Medidas detalhadas de fluorescência podem fornecer informação sobre a importância relativa de interações íon-íon, assim como sobre o processo de conversão ascendente, ou sobre a análise de formação de aglomerados de íons de érbio devido a altas concentrações de dopantes^[5.1]. Este parâmetro está diretamente relacionado às populações dos níveis fundamental e metaestável.

O tempo de vida de emissão espontânea ou de fluorescência (τ_{21}) do nível ${}^4I_{13/2}$ pode ser medido por excitação pulsada a partir de uma fonte de bombeamento. A medida é feita, basicamente, monitorando o decaimento espontâneo do nível superior (${}^4I_{13/2}$) após bombear um pedaço de fibra com um laser pulsado ou contínuo, utilizando, ou não, um *chopper*. É importante evitar que ocorra distorção da ASE, devido à propagação do bombeamento ao longo da fibra. Isso é feito, escolhendo-se um pedaço de fibra suficientemente pequeno (≤ 1 m), de modo que a atenuação do pico de ganho seja inferior a 1%^[5.2].

É imprescindível que a duração do pulso de bombeamento seja suficientemente longa para que uma taxa significativa de átomos de érbio seja excitada. Na maioria dos materiais de sílica, a transição ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ em torno de 1,53 μm , é aproximadamente 100% radiativa^[5.3], o que significa que não perdemos energia na forma de fônons. Isto assegura um bom nível de fluorescência para as medidas.

Idealmente, a intensidade de fluorescência decairia exponencialmente no tempo (t), de acordo com a expressão $\exp(-t/\tau_{21})$, após o pulso de bombeamento ser desligado. Na prática, deve-se considerar a fonte de bombeamento e o equipamento de medida que estão sendo utilizados, para se determinar a duração dos pulsos e a potência a serem aplicados. Deve-se tomar alguns cuidados para que o decaimento que se está medindo não seja contaminado por efeitos de emissão estimulada ou oscilação espúria, e isso pode ser assegurado se, a partir de um certo nível de potência de bombeamento, o tempo de decaimento característico $1/e$ for independente da potência de bombeamento.

A análise do decaimento da fluorescência pode revelar uma componente mais rápida superposta a uma componente mais lenta, o que indicaria a formação de aglomerados devido à presença do érbio, no caso de se ter concentrações superiores a 1000 ppm. Essa medida pode ser feita tanto na preforma quanto na fibra, mas o valor a ser utilizado no modelamento deve ser o tempo de vida medido para a fibra.

A montagem experimental, utilizada na medida do tempo de vida de fluorescência das fibras dopadas com érbio, está esquematizada na Fig. 5.3.

O método de medida consiste em excitar, através do sinal pulsado, a população do nível fundamental (${}^4I_{15/2}$) para o nível metaestável (${}^4I_{13/2}$). Uma vez que o comprimento de onda de bombeamento é, no caso, 1480 nm, sabemos que estamos realmente explorando essa transição (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$). Cessada a excitação, via pulso, a população decai espontaneamente para o nível fundamental, e pode ser medida a partir do detector de Ge ou InGaAsP de área larga, mais o osciloscópio, e

medida a partir do detector de Ge ou InGaAsP de área larga, mais o osciloscópio, e com o armazenamento pelo microcomputador acoplado ao sistema. Isso tudo ocorre em um tempo da ordem de milissegundos, tempo mínimo necessário até a aplicação do próximo pulso.

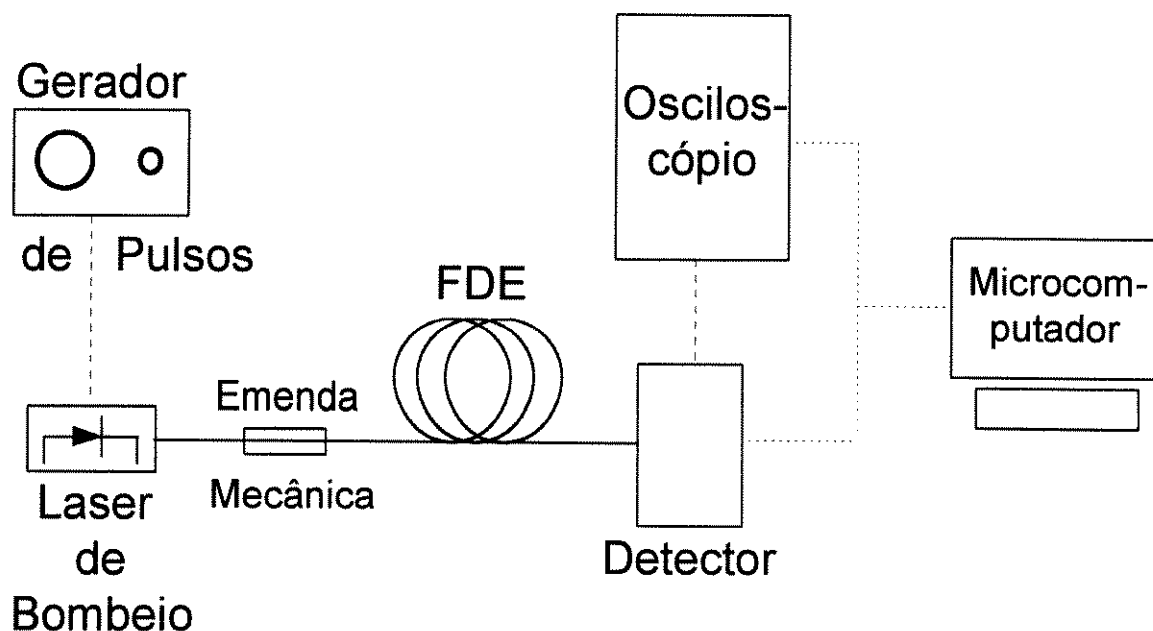


Figura 5.3: Montagem experimental para medição do tempo de vida de fluorescência em fibras dopadas.

A potência de bombeamento utilizada foi a máxima disponível, cerca de 28 mW na saída em fibra, do laser de bombeamento, e o comprimento de fibra foi definido para se ter a intensidade de potência de emissão mensurável pelo detector e osciloscópio, considerando as perdas ocorridas na emenda mecânica. A dependência da inclinação da curva de decaimento, referente à intensidade variável de potência de bombeamento, não pode ser detectada, devido à potência de bombeamento disponível ser limitada.

As medidas aqui foram realizadas utilizando-se um laser de bombeamento em 1480 nm CW, com saída em fibra, o qual foi modulado por um gerador de pulsos externo, a uma frequência de 5 Hz, para fornecer pulsos espaçados por cerca de 30 ms. Acoplou-se este sinal pulsado na entrada de um comprimento de fibra igual a um metro e posicionou-se um detector de germânio de área larga na saída da fibra. O sinal detectado pode ser observado em um osciloscópio de 50 MHz, conforme ilustrado na Fig. 5.3. A aquisição da curva de decaimento é obtida usando-se o osciloscópio digital acoplado a um microcomputador, via GPIB.

O decaimento medido pode ser observado na Fig. 5.4. O valor do tempo de vida de fluorescência é obtido pelo ajuste da curva, a partir da expressão de decaimento exponencial, com uma taxa τ_{21} . O valor obtido para τ_{21} foi de 10,06 ms, conforme indicado na Fig. 5.4.

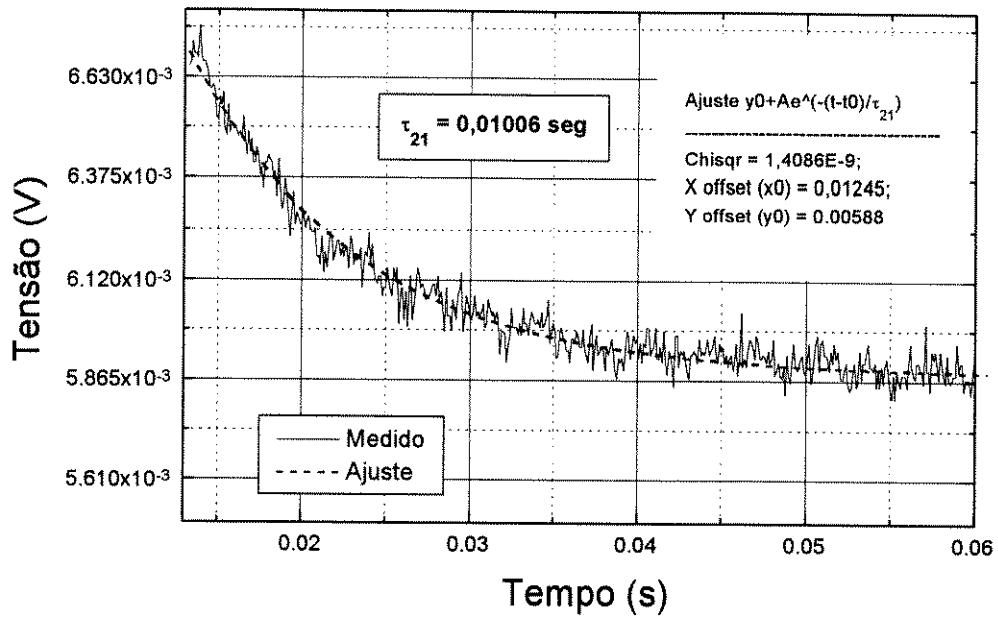


Figura 5.4: Medida do tempo de vida de fluorescência realizada para a fibra Er04J/Telebrás, com valor ficando em torno de 10,06 ms. (Bombeio em 1480 nm).

5.2.4 Medida de Conversão Ascendente

O estudo experimental da dinâmica das interações iônicas ou a espectroscopia de fibras dopadas com érbio, desempenha um papel importante na análise e entendimento do amplificador a fibra óptica.

O entendimento básico dos vários processos físicos, ocorridos no conjunto sílica/érbio, incluem transições atômicas radiativas (emissão de fótons) e não-radiativas (vibração na rede), alargamento de linha, absorção do estado excitado, transferência de energia cooperativa e conversão ascendente.

Características relevantes do dispositivo, como espectro de ganho, ganho como função da potência de bombeamento e comprimento de onda de bombeamento, potência de saturação do sinal de saída, eficiência de conversão de potência e figura de ruído, estão relacionadas às propriedades espectroscópicas^{[5.4] - [5.6]}.

O fenômeno de conversão ascendente (*up-conversion*) é um caso resultante de interações inter-iônicas, que reduzem drasticamente a amplificação em fibras com dopagens de érbio entre 70 e 840 ppm^{[5.7], [5.8], [5.9]}. As interações entre íons são intensificadas com o aumento da proximidade entre os átomos. Portanto, o fenômeno de conversão ascendente é dependente da concentração de dopantes.

O objetivo de nossas medidas foi verificar a existência ou não de mecanismos de conversão ascendente nas fibras que estamos utilizando para a montagem dos amplificadores. Observamos, para isso, a fluorescência em 980 nm resultante do bombeamento em comprimento de onda igual a 1480 nm, e a relação com os processos radiativos e não-radiativos envolvidos.

O modelo de conversão ascendente de duas partículas^{[5.10], [5.11]}, assim como a avaliação experimental e conclusões, são apresentados a seguir.

Modelo de Conversão Ascendente

A análise dos processos de relaxação radiativos e não-radiativos pode ser feita considerando o íon de TR isolado ou inserido em uma matriz vítrea. No caso da concentração de íons de TR ser suficientemente pequena (≤ 100 ppm), os íons podem ser considerados igualmente distribuídos na matriz vítrea (no nosso caso, na fibra) e as distâncias interiônicas são grandes, evitando qualquer interação.

Os efeitos de transferência de energia cooperativa realmente relevantes, para aplicações envolvendo AFDEs, são aqueles em que o doador cede energia para o receptor, e este emite essa energia espontaneamente. Isso possibilita bombeamento a diferentes comprimentos de onda, a partir do nível do érbio, utilizando inclusive outros íons de TR no processo (como Yb ou Dy), aumentando assim a eficiência de bombeamento. Os outros dois efeitos, a relaxação cruzada e a conversão ascendente de frequência cooperativa, podem ser considerados prejudiciais em aplicações como AFDEs, uma vez que competem com a amplificação da luz. A única forma de evitá-los é limitar as concentrações de dopagem de érbio para níveis suficientemente baixos para que as distâncias médias interiônicas sejam grandes.

Os processos básicos de transferência de energia entre íons doadores (que cedem energia) e receptores (que recebem energia), designados, respectivamente, por A e B na Fig. 5.5, podem se dar de diferentes maneiras.

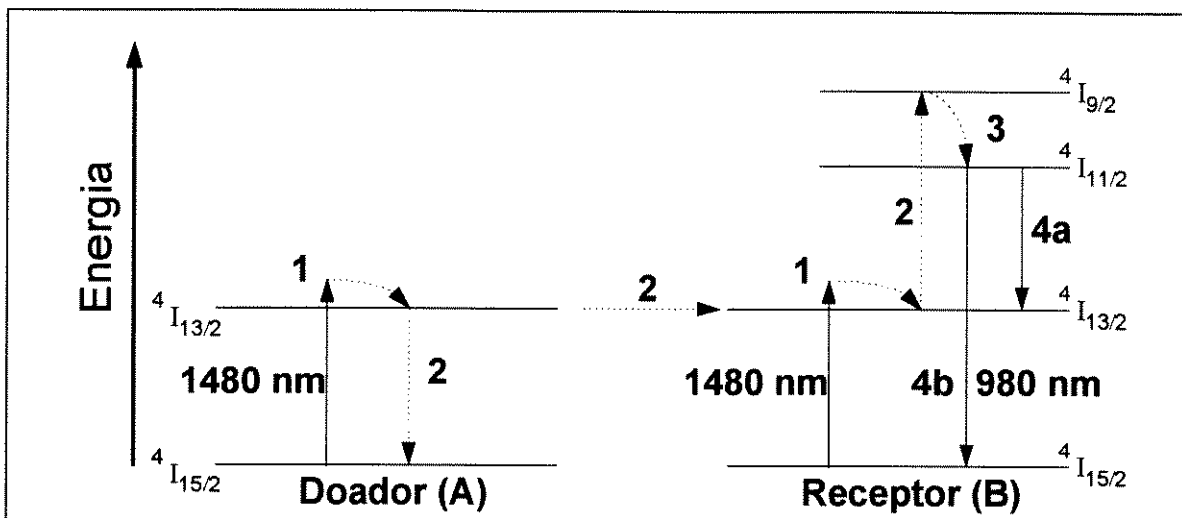


Figura 5.5: Fenômeno de conversão ascendente de 2 partículas em fibras dopadas com érbio. As linhas cheias representam as transições radiativas, enquanto que as linhas tracejadas representam as não-radiativas.

Dois átomos vizinhos são excitados para o nível ${}^4I_{13/2}$ por dois fótons com comprimento de onda igual a 1480 nm. A energia é, então, transferida não-radiativamente do átomo doador (A) para o receptor (B). A transferência de energia resulta em um doador sem excitação e um átomo (B) no estado ${}^4I_{9/2}$. O átomo (B), que recebeu energia, relaxa para o estado ${}^4I_{11/2}$ dentro de poucos nanossegundos. O decaimento mais provável é para o nível metaestável ${}^4I_{13/2}$ (conforme 4a). Grosseiramente, um a cada 10.000 átomos relaxa para o estado fundamental (${}^4I_{15/2}$) com emissão de um fóton com comprimento de onda igual a 980 nm, conforme 4b.

O fenômeno de transferência de energia por conversão ascendente é provocada pela alta concentração de érbio na matriz vítrea, que, no nosso caso, é a fibra. No processo, a energia proveniente da relaxação de um dos íons pode ser absorvida por um íon adjacente excitado, o que projeta os elétrons daquele íon para níveis de energia mais altos. Altas concentrações de dopantes são pré-requisito para a transferência de energia por conversão ascendente.

Montagem Experimental

O arranjo experimental utilizado nas medidas de conversão ascendente está esquematizado na Fig. 5.6. A fonte de bombeamento utilizada é um laser semiconductor sub-montado, com comprimento de onda igual a 1480 nm. A luz desse laser foi acoplada à FDE através de um arranjo de objetivas. A aquisição de dados foi feita por um analisador de espectro óptico (OSA), e foi também monitorada por um medidor de potência óptica (PM) de silício, já que a fluorescência observada ocorre em 980 nm. Para baixas intensidades de potências, utilizou-se uma fotomultiplicadora (PMT) e um amplificador *lock-in*, com o sinal sendo modulado por um *chopper*.

Para a realização do experimento, utilizou-se um comprimento curto de fibra, entre 2 e 3 m, dependendo da dopagem da fibra utilizada. O laser semiconductor sub-

montado, com comprimento de onda igual a 1480 nm, teve operação em modo contínuo, com potência óptica de saída da ordem de 40 mW. O espectro de fluorescência da fibra foi observado no analisador de espectro óptico.

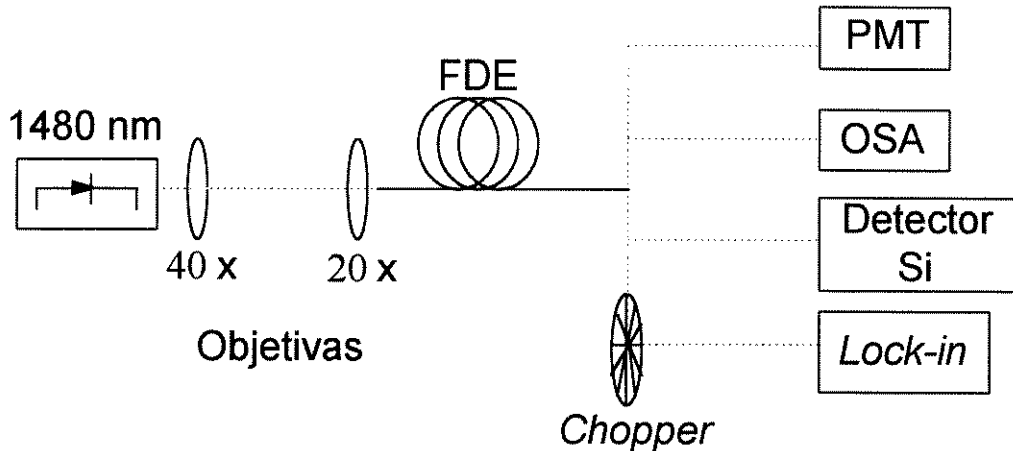


Figura 5.6: Arranjo experimental para medição do fenômeno de conversão ascendente em fibras dopadas com érbio.

Resultados

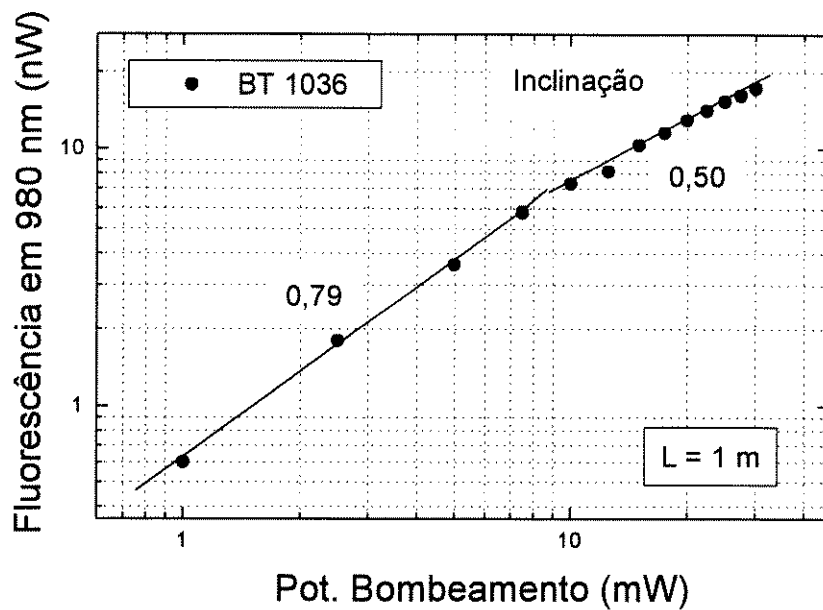
Observou-se a fluorescência em 980 nm, somente em fibras com altas dopagens de érbio. É o caso da fibra BT-1036, com concentração de érbio igual a 1000 ppm e sem codopagem de P_2O_5 . A alta dopagem de érbio e a ausência do codopante P_2O_5 , favorece o aparecimento de aglomerados de íons de TR. O aparecimento desses aglomerados de TR podem ser avaliados pela intensidade da fluorescência em 980 nm.

A Fig. 5.7 apresenta a variação da intensidade da fluorescência em 980 nm em função da potência de bombeamento, para a fibra BT-1036. Esses valores resultam da integração do espectro na região de 980 nm, medidos em um analisador de espectro óptico. A intensidade de fluorescência aumentou linearmente com a potência de bombeamento, da mesma forma que no trabalho de Kagi et al.^[5,9]. Por outro lado, à medida que se aumentou o comprimento de fibra para 5 m, a fluorescência passou a não ser observada, devido ao fato de não dispormos de potências de bombeio maiores. O padrão mais utilizado para este tipo de medida é um comprimento de fibra em torno de um metro. A análise da existência ou não de conversão ascendente devido a aglomerados de íons deve ser feita a partir da inclinação da curva.

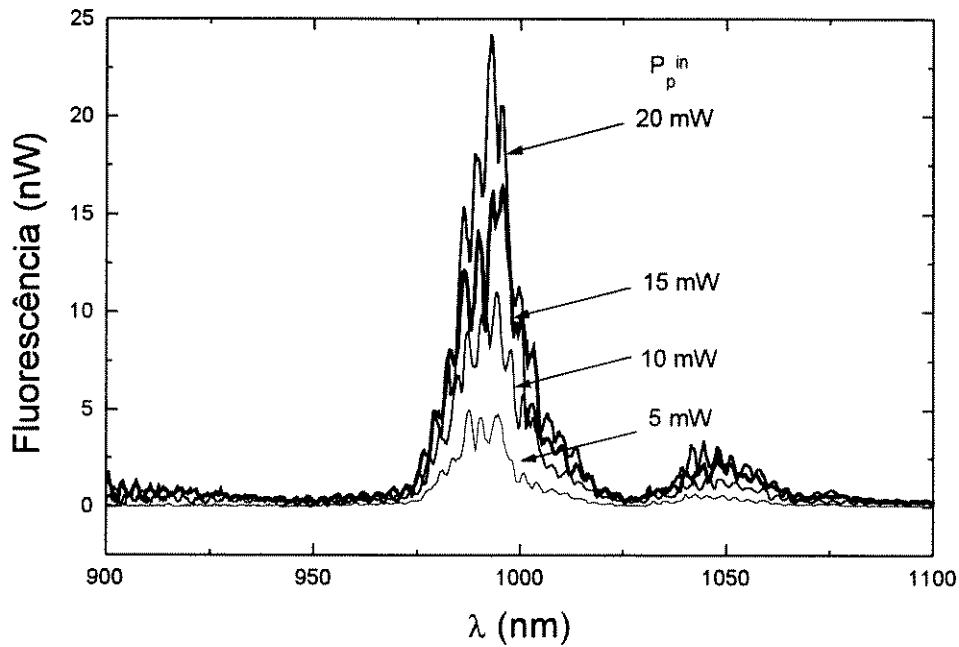
Para menores intensidades de fluorescência, detectamos o sinal através de amplificadores *lock-in*.

Para a fibra Er04J, no entanto, não observamos a fluorescência em 980 nm, mesmo com a utilização de uma foto-multiplicadora.

Pode-se concluir, a partir das medidas realizadas, que as fibras da Telebrás estudadas não apresentam aglomerados (*clusters*) de TR, o que é indicativo da boa qualidade da fabricação das fibras e adequadas para a utilização em amplificadores.



(a)



(b)

Figura 5.7: Variação da intensidade de fluorescência em 980 nm, em função da variação da potência de bombeamento em 1480 nm, (a) por integração na região de 980 nm e (b) variação espectral.

5.3 Implementação do Amplificador de Potência

5.3.1 Amplificador em um único estágio

A montagem do amplificador em um único estágio está esquematizada na Fig. 5.8. Essa montagem é bastante simplificada e contou com 15 m de fibra (FDE), uma vez que este é o comprimento ótimo correspondente à potência de bombeamento disponível. Tínhamos conectores somente na entrada e saída da fibra, o que reduziu as perdas, e pudemos medir + 5 dBm de potência de saída no analisador de espectro óptico. O uso de conectores na montagem aumentou muito as perdas. Cada conector introduziu 1,5 dB de perda, que é bem superior a 0,2 dB, das emendas por fusão.

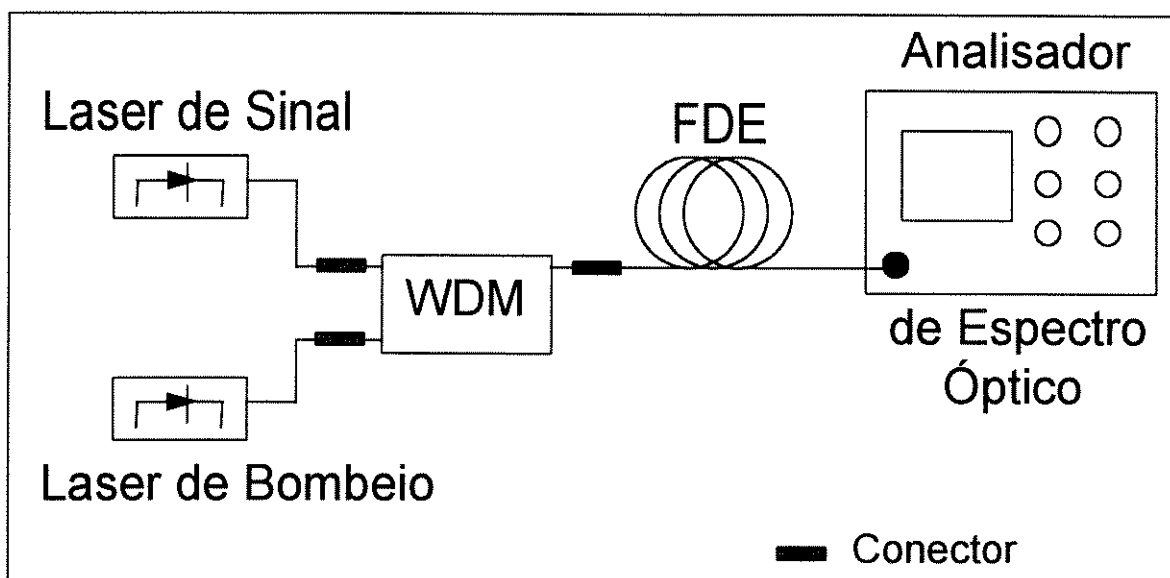


Figura 5.8: Esquema utilizado na medida do amplificador em um único estágio.

Descrevendo mais detalhadamente a montagem, o dispositivo indicado por WDM é um acoplador com entrada e saída em fibra, análogo a um dispositivo de quatro portas utilizado em microondas. É fabricado para acoplar comprimentos de onda específicos e, nesta montagem, é responsável por permitir que a luz de bombeamento e de sinal possam entrar simultaneamente na FDE. Foram utilizados WDMs comerciais, especificados para acoplar bombeio de $1,48 \mu\text{m}$, e sinal na região de $1,55 \mu\text{m}$. Os dados do fabricante foram: perda de inserção de 1,5 dB e perda de retorno de 45 dB.

A conexão entre dispositivos, e entre dispositivos e fibras, foi feita através de conectores FC/PC, que têm a vantagem de agilizar as montagens, permitindo conectar e desconectar fibras a qualquer momento. Isso possibilita o desenvolvimento de montagens paralelas no laboratório, devido à facilidade de se dispor dos dispositivos e lasers.

Porém, têm a desvantagem de apresentar maiores perdas nas conexões, tanto por reflexão nas transições entre conectores, como pelos valores diferentes de perdas ocorridas pelas sucessivas conexões. A conexão entre conectores exige a

utilização de uma transição, e a perda desse conjunto é da ordem de 3 dB, enquanto que as perdas ocorridas nas emendas por fusão não são superiores a 0,5 dB. Em alguns pontos da montagem, no entanto, somente foi possível a utilização de conectores.

Pode-se observar, na Fig. 5.9, a evolução da amplificação com o aumento da potência de bombeamento, utilizando a fibra Er04J. No sentido que vai da curva 1 para a curva 4, há o aumento da potência de bombeamento.

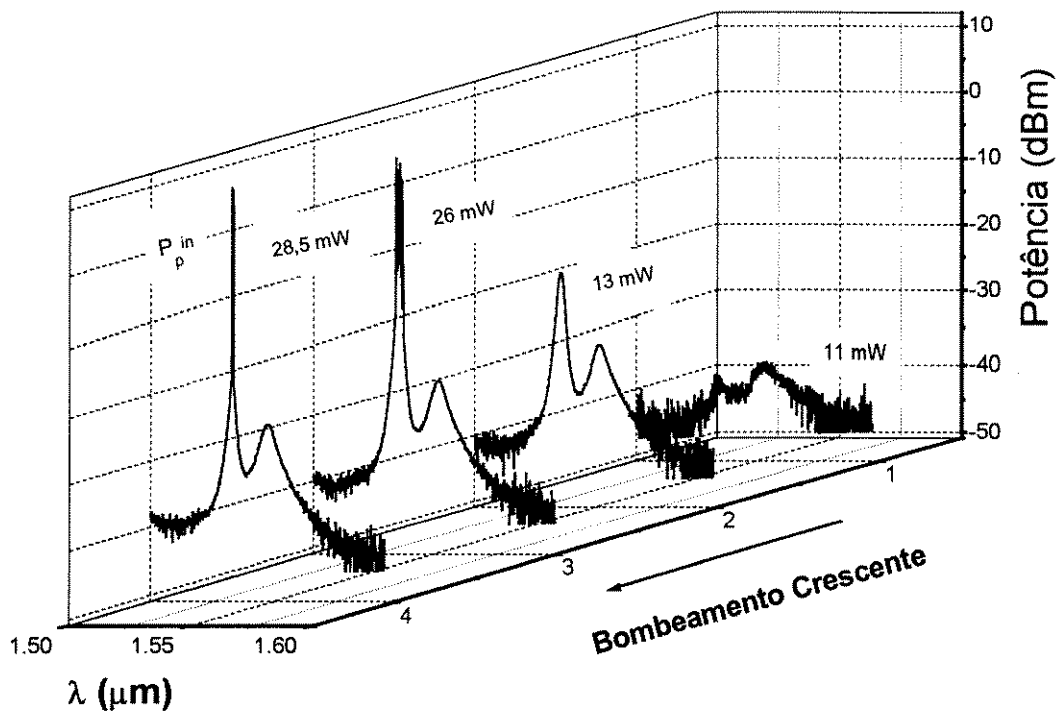


Figura 5.9: Evolução da amplificação para a fibra Er04J, para bombeamento crescente ($L = 15,5$ m).

Na curva 1, para $P_p^{in} = 11$ mW, observamos o espectro da ASE ainda se confundindo com o ruído de fundo existente no OSA. Na curva 2, o pico correspondente a 1535 nm é bem mais intenso que no caso anterior, e a curva de fluorescência para a fibra Er04J pode ser claramente observada. Com a potência de bombeamento igual a 26 mW, já se observa a amplificação do sinal (1535 nm) na curva 3. Observa-se oscilações laser neste caso. Finalmente, no espectro 4, o sinal amplificado é nitidamente observado, para potência de bombeamento igual a 28,5 mW.

A potência de sinal de saída em função da potência de bombeamento pode ser observada na Fig. 5.10. A curva foi medida no pico (em 1535 nm), usando o analisador de espectro óptico (OSA).

O que diferencia o amplificador de potência, de um pré-amplificador ou de um amplificador de linha, é o nível de potência de sinal de entrada. Pelo fato de termos disponível apenas uma potência de bombeamento modesta, os valores de

potência de sinal amplificado também serão limitados. Os resultados para P_s^{out} , em função da potência de sinal de entrada, também foram medidos no pico. Esses resultados estão na Fig. 5.11.

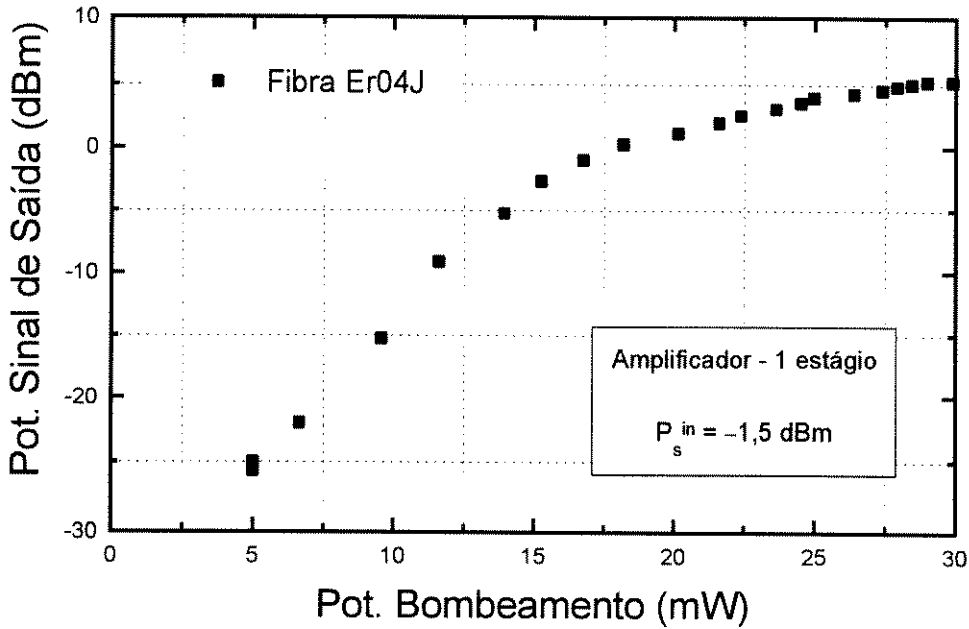


Figura 5.10: Resultados experimentais para a potência de sinal de saída em função da potência de bombeamento ($L = 15,5 \text{ m}$, ótimo para $P_p^{in} = 30 \text{ mW}$).

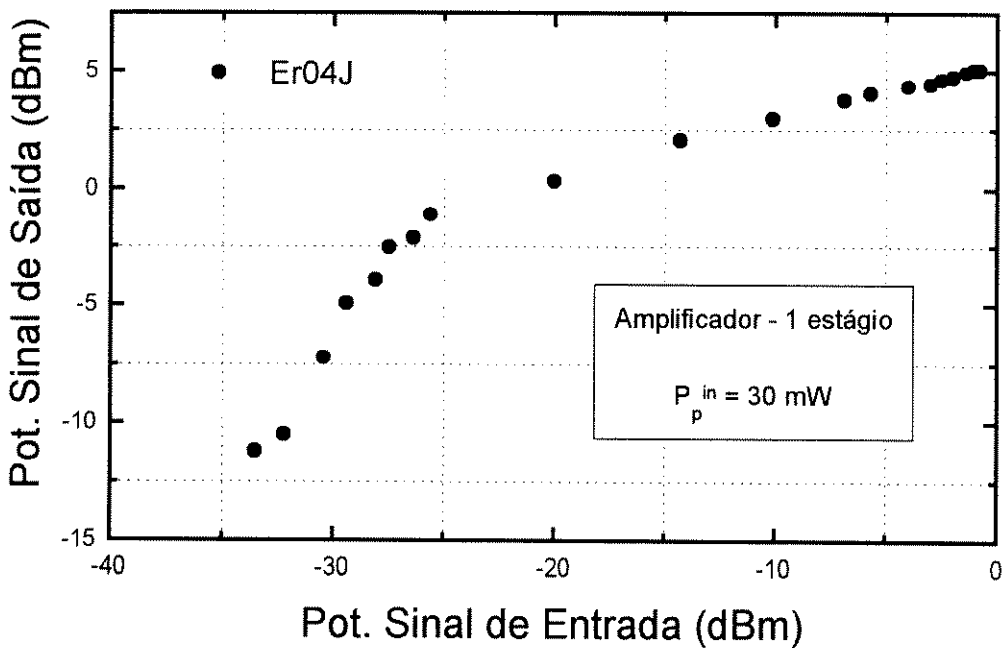


Figura 5.11: Valores medidos da potência de sinal amplificado, em função da potência de sinal de entrada ($L = 15,5 \text{ m}$, ótimo para $P_p^{in} = 30 \text{ mW}$).

Na Fig. 5.12 temos o ganho medido em função de P_s^{in} . Esta figura mostra, basicamente, a compressão experimental do ganho, como consequência do aumento da potência de sinal de entrada. As duas curvas correspondem às potências de bombeamento iguais a 27 mW e 30 mW, respectivamente. Note a compressão do ganho, para P_s^{in} variando de -35 dBm a -1,5 dBm.

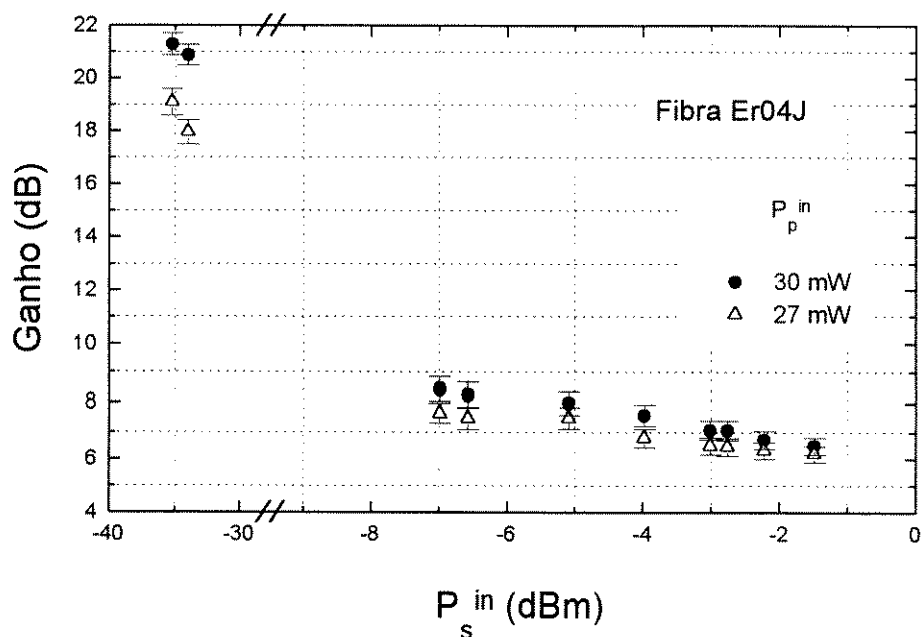


Figura 5.12: Ganho em função da potência de sinal de entrada ($L = 15,5$ m).

5.3.2 Amplificador em Dois Estágios

Buscando a configuração que maximizasse a potência de sinal amplificado, estudamos diferentes possibilidades para dispor os lasers de bombeamento na montagem. A idéia foi aproveitar, ao máximo, a potência de bombeamento disponível.

A montagem experimental utilizada está esquematizada na Fig. 5.13. É composta por dois acopladores WDM, dois trechos da fibra Er04J ($\text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$) e dois lasers de bombeamento, cuja soma de suas potências de saída (28,5 mW), foi mantida sempre constante.

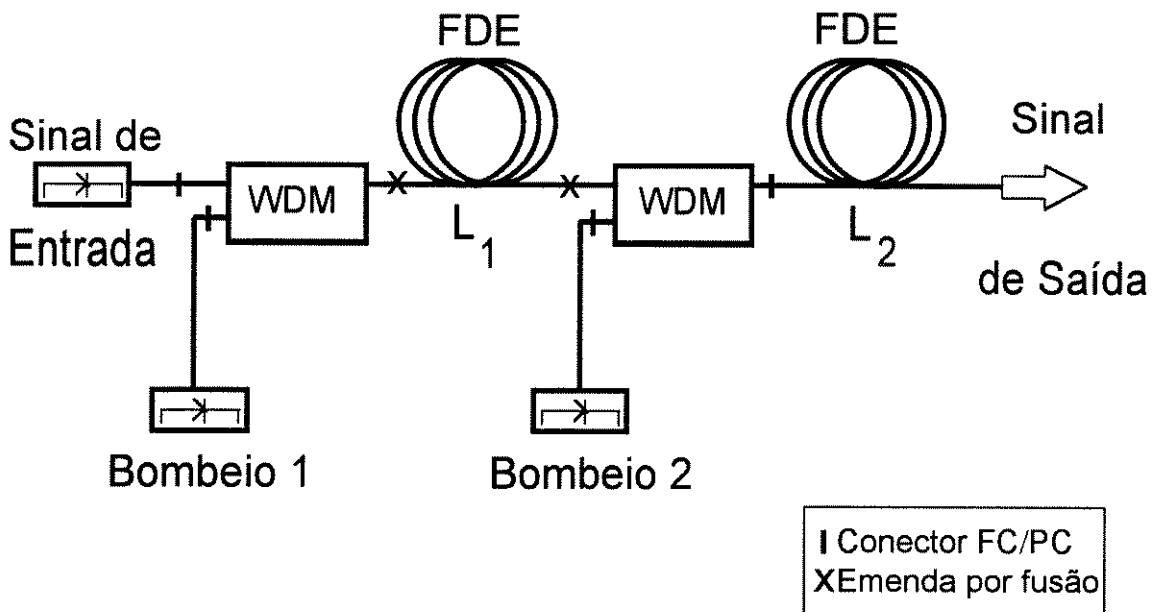


Figura 5.13: Esquema do amplificador em dois estágios utilizado nas medidas.

A configuração para o bombeamento, no esquema utilizado, é co-propagante com relação ao sinal, e os Bombeios 1 e 2 são lasers semicondutores de $1,48 \mu\text{m}$. A potência de sinal de entrada também foi mantida constante, e igual a $-1,5 \text{ dBm}$. O comprimento de onda de sinal, igual a $1,535 \mu\text{m}$, foi escolhido por coincidir com o máximo do pico de emissão da fibra utilizada.

Nas medidas realizadas preliminarmente, utilizaram-se dispositivos totalmente conectorizados. Em uma montagem mais otimizada, um dos conectores foi substituído por uma emenda mecânica (tipo V-groove com líquido casador de índice). Este fato ocasionou o aumento da potência de sinal de saída medida. Incluindo as perdas nas conexões com conectores, chegamos experimentalmente a $+5,0 \text{ dBm}$ de potência de sinal de saída para os dois estágios, com comprimento total de FDE de $15,5 \text{ m}$. O valor calculado é igual a $+9,5 \text{ dBm}$, sem considerar o efeito de conectores, para a entrada e saída do sinal.

A fim de estudar a utilização de dois lasers de potência moderada, no bombeamento de um amplificador a fibra em dois estágios (com um laser para cada estágio), utilizaram-se duas montagens iguais ao esquema apresentado na Fig. 5.13, onde os lasers de bombeamento, indicados por Bombeio 1 e Bombeio 2, têm

diferentes capacidades de fornecimento de potência. Na primeira montagem, que trataremos por configuração 1 (Conf1), o primeiro laser (Bombeio 1, que corresponde a 20,4 mW na entrada da FDE) é o que apresenta maior potência de saída ($\approx 3 \times$ Bombeio2); contrariamente, na segunda montagem, que corresponde à configuração 2 (Conf2), o laser com capacidade de fornecer maior potência é colocado como *Bombeio 2* ($\approx 3 \times$ Bombeio1). A soma das potências de bombeamento, nas duas situações, foi mantida constante.

As medidas foram realizadas respeitando-se, primeiramente, as limitações existentes, impostas pelos dispositivos utilizados na montagem, como acopladores WDM e lasers de bombeamento, principalmente. A montagem experimental utilizada, conforme esquematizada na Fig. 5.13, envolveu dois acopladores WDM e dois trechos de fibra Telebrás dopada com érbio ($\text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$), de comprimentos iguais a 3 m.

As medidas obtidas preliminarmente, apresentadas na Fig. 5.14, correspondem ao caso de se utilizar dispositivos totalmente conectorizados.

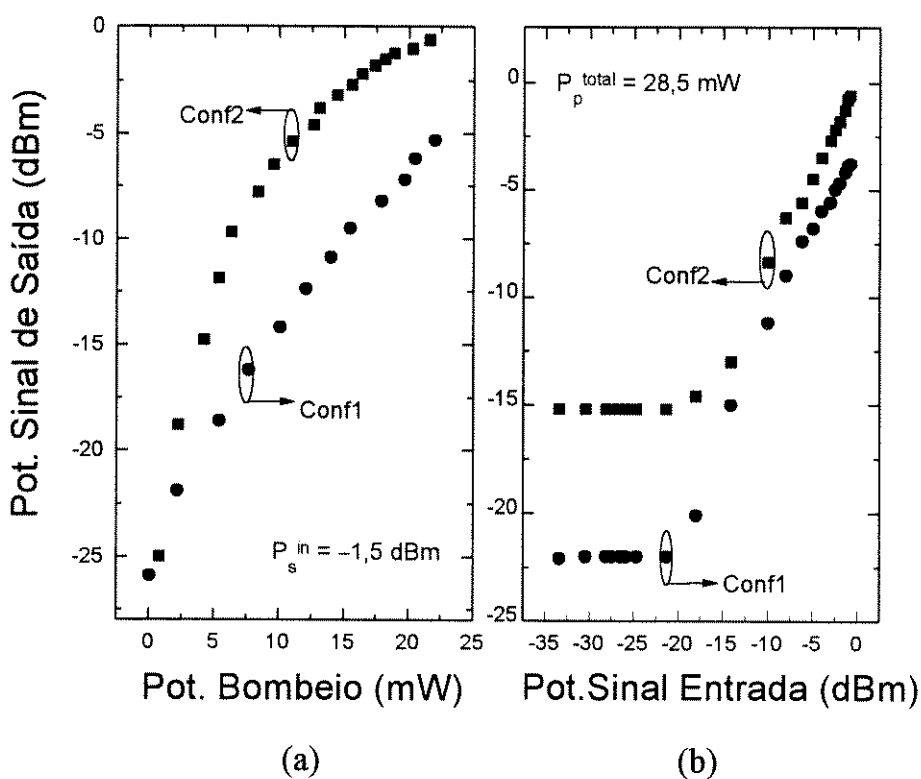


Figura 5.14: Resultados preliminares sobre comportamento da potência de sinal de saída relacionado a (a) potência de bombeamento e, (b) potência de sinal de entrada, nas configurações experimentais Conf1 e Conf2.

Os resultados preliminares mostraram que a Conf2 fornece maior potência de sinal de saída que a Conf1, conforme mostra a Fig. 5.14. Na Fig. 5.14(a) temos a potência de sinal de saída em função da potência de bombeamento. A variação da potência de sinal de saída, devida à variação da potência de sinal de entrada, é dada pela Fig. 5.14(b). A potência de bombeamento total (P_p^{total}) foi, neste último caso,

mantida constante e igual a 28,5 mW. O que se observa é que, para potências de sinal de entrada menores que -20 dBm, a diferença entre Conf1 e Conf2 para a potência de sinal de saída está em torno de 7 dB. Neste intervalo de potência de sinal de entrada não se observa, no entanto, variação na potência de saída nessas curvas. Este fato é devido ao fato de o sinal amplificado ficar completamente mascarado pela ASE presente na saída.

As características de ganho, obtidas dessas medidas, podem ser observadas na Fig. 5.15. Essas curvas de ganho mostram que, para altos sinais de entrada e com bombeamento muito limitado, o amplificador, como um todo, atua como um atenuador (ganho negativo).

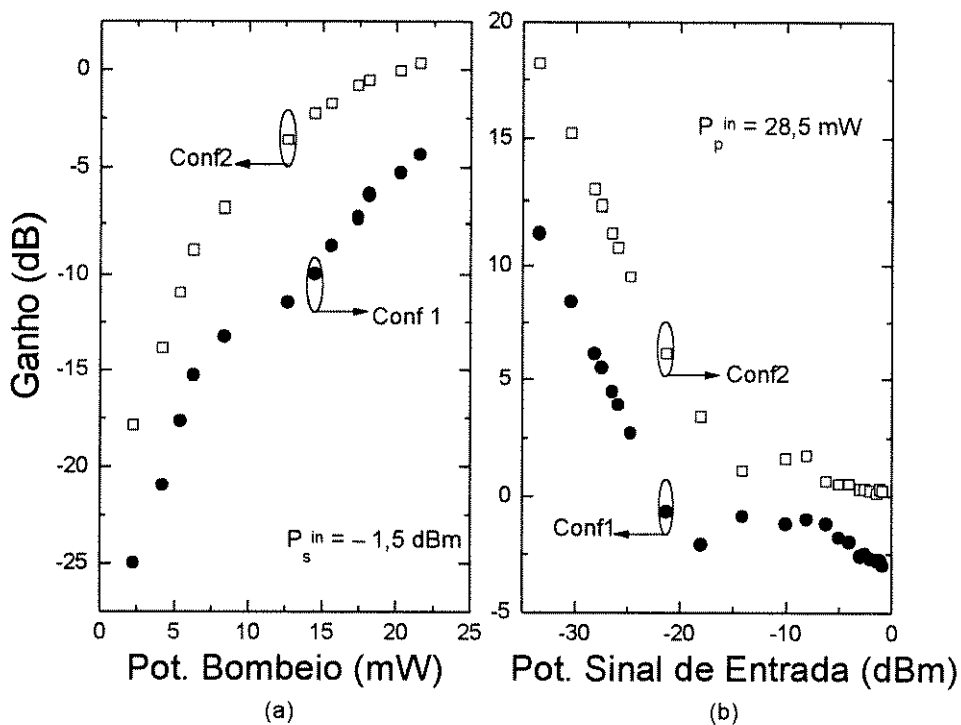


Figura 5.15: Ganho medido versus (a) potência de bombeamento e (b) potência de sinal de entrada, nas configurações Conf1 e Conf2.

Na Fig. 5.15(a) vemos o ganho em função da potência de bombeamento. Na Conf2 somente obtemos ganho maior ou igual a zero, para potências de bombeamento superiores a 20 mW. Pode-se estimar a partir da Fig. 5.15(a), que a potência de bombeamento necessária para que o ganho referente à Conf1 passe a ser positivo, está em torno de 30 mW, para a potência de sinal de entrada elevada utilizada. Como na Fig. 5.14(a), também observamos aqui uma tendência para a saturação, à medida que o bombeamento aumenta.

A Fig. 5.15(b) mostra o ganho de sinal em função da variação da potência de sinal de entrada. Para sinais de entrada em torno de -30 dBm, que correspondem ao regime de pequenos sinais, os valores de ganho estão entre 12 e 18 dB para as Conf1 e 2, respectivamente. Para a Conf1, para sinais de entrada maiores que -20 dBm, passamos a ter ganho negativo, o que significa que passamos a ter atenuação do sinal e não mais amplificação. Obviamente, isto não deve ocorrer na aplicação

prática desse amplificador. Assim como na Fig. 5.14(b), a potência de bombeamento foi mantida constante e igual a 28,5 mW.

Melhorando a montagem experimental através da redução de perdas nas conexões, obtivemos maiores potências de sinal de saída, como podemos observar na Fig. 5.16.

A Fig. 5.16 apresenta resultados medidos para dois níveis de sinal de entrada: -30 dBm e $-1,5$ dBm. No primeiro caso, quando o sinal de entrada é igual a -30 dBm, estamos no regime de pequeno sinal e, para $P_s^{in} = -1,5$ dBm estamos no regime de grande sinal.

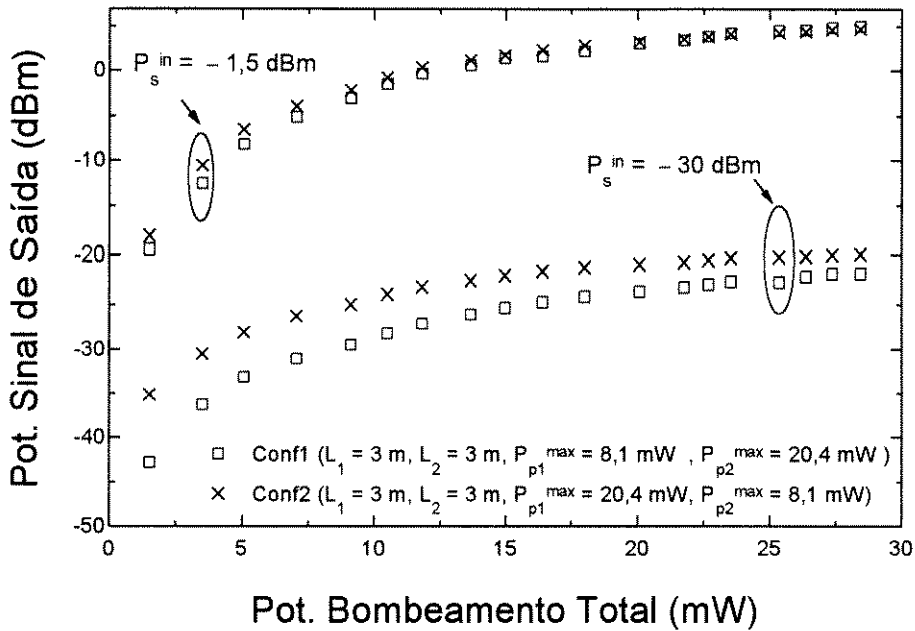


Figura 5.16: Medida da potência do sinal de saída versus potência de bombeamento, considerando dois níveis de potência de sinal de entrada.

No caso de $P_s^{in} = -30$ dBm, os valores medidos das potências de saída da Conf2 são sempre bem superiores aos valores medidos com a Conf1. O mesmo não ocorre para o sinal de entrada igual a $-1,5$ dBm, onde a diferença de potência do sinal de saída, entre as duas configurações, é inferior a 1 dB. Há, ainda, uma região em que Conf2 resulta em maiores valores de potência de sinal de saída, quando o bombeamento é menor que 22 mW. Acima de 22 mW, os valores obtidos na Conf1 passam a ser ligeiramente maiores que os medidos na Conf2. Essas curvas também mostram que a potência de sinal de saída aumentam com o bombeamento, como esperado.

Além das medidas para Conf1 e Conf2, que correspondem à combinação 71,7% e 28,3% de bombeio e comprimentos $L_1 = L_2 = 3$ m, foram realizadas medidas envolvendo as seguintes porcentagens de bombeamento entre primeiro e segundo estágios de fibra [61 % (1°) e 39 % (2°), com $L_{total} = 9,0$ m; 83,5 % (1°) e 16,5 % (2°), com $L_{total} = 10,5$ m; 85,2 % (1°) e 14,8 % (2°), com $L_{total} = 15,5$ m]. O valor total do bombeio foi mantido constante, igual a 28,5 mW. A não ser no caso de 71,7% e 28,3%, os comprimentos de fibra dopada foram, nestes casos,

otimizados em função da potência de bombeamento utilizada.

Apresentamos, na Fig.5.17, a comparação entre os dados teóricos (Eq. (A19)) e os experimentais, onde as potências de sinal de saída foram medidas no final das duas fibras.

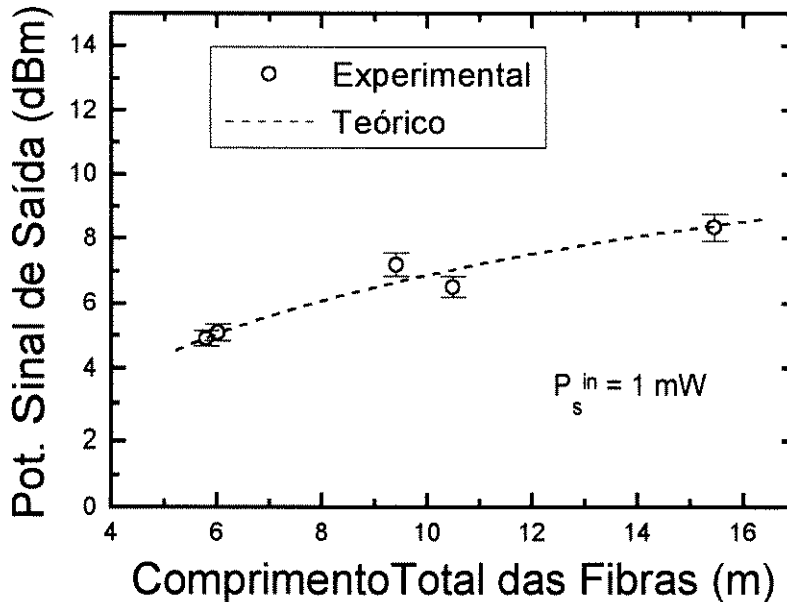


Figura 5.17: Comparação entre dados teóricos e experimentais, considerando diferentes distribuições de bombeamento entre o primeiro e segundo estágios de fibra e comprimentos otimizados de fibra, correspondentes a esses bombeios.

Esquemas de bombeamento contra-propagante ou bidirecional, que seriam mais apropriados para maximizar a potência de sinal de saída, não foram utilizados. As estimativas para potências de sinal de saída, a partir da simulação, no caso contra-propagante, foram somente 0,5 dB maiores que para o caso co-propagante, enquanto que a figura de ruído foi três vezes superior. Embora este não seja um parâmetro de otimização deste amplificador, optou-se pelo esquema co-propagante com a finalidade de se manter a figura de ruído em um nível aceitável. Neste sentido, estas duas configurações não foram consideradas.

5.3.3 Alto Sinal de Entrada e Bombeio Modesto

A introdução de componentes adicionais nos trechos de fibra dopada com érbio (FDE) têm sido utilizados para otimizar o desempenho desses dispositivos. Filtros^[5.12], isoladores^[5.13] ou ambos^[5.14] têm sido utilizados como elementos inter-estágios para suprimir a emissão espontânea amplificada (ASE) co-propagante e contra-propagante. As principais vantagens obtidas estão relacionadas ao aumento do ganho líquido não-saturado, à equalização da dinâmica de ganho, e ao decréscimo na figura de ruído.

Para altos sinais de entrada (regime saturado)^[5.15], no entanto, a alta potência de sinal de entrada domina a ASE e a inserção de elementos inter-estágios não provoca, necessariamente, a maximização da potência de sinal de saída. Além disso, a perda de inserção desses elementos afeta os valores de potência do sinal amplificado.

Neste trabalho, diferentemente dos trabalhos acima citados, que utilizam altas potências de bombeamento (~100 mW), o amplificador em dois estágios de fibra tem como bombeamento, dois lasers semicondutores com potências modestas. Comparamos, a seguir, as potências de sinal de saída, obtidas a partir de pequeno e alto sinal de entrada, a relação desses casos com a potência de bombeamento e a compressão da emissão espontânea amplificada (ASE) com o nível de potência de sinal de entrada que está sendo utilizado.

O fato de um acoplador com multiplexagem de comprimento de onda (WDM) ser usado como elemento inter-estágio, implica em menor perda de inserção, comparado a esquemas que utilizam filtros ou isoladores, e em um arranjo experimental com menores custos.

O trabalho teórico envolveu, basicamente, o modelamento analítico para a simulação em dois estágios de fibra, determinando-se, inicialmente, os comprimentos ótimos de fibra para a maximização da potência de sinal de saída, respeitando-se as potências de bombeamento e de sinal disponíveis no laboratório. A partir da determinação dos comprimentos de fibra e potências de sinal amplificado, em função da potência de sinal de entrada e de bombeamento, pode-se realizar os experimentos.

A fase seguinte envolveu a interpretação da simulação e resultou na melhor configuração para o amplificador em dois estágios, utilizando os dois lasers de bombeamento com potências modestas. Os modelamentos analíticos para pequeno^[5.16] e alto sinal^[5.17] de entrada permitiram o confronto com as curvas experimentais obtidas. O cálculo da ASE foi realizado a partir de um modelamento numérico^[5.18].

A avaliação experimental foi feita em um AFDE em dois estágios, como mostrado no esquema introduzido na Fig. 5.18. Escolheu-se uma FDE codopada com GeO₂, por esta fibra apresentar um pico de emissão mais intenso em 1535 nm, que coincide com o comprimento de onda do sinal utilizado. Isto maximiza a potência de sinal de saída. Esta fibra também apresenta ganho de pequeno sinal inferior a 20 dB para a potência de bombeamento total disponível, o que reduz a possibilidade de ocorrer saturação do amplificador pela ASE.

O sinal e o bombeio foram acoplados, em cada estágio de fibra dopada,

usando WDM1 e WDM2. Estes dispositivos apresentam 1,5 dB de perda de inserção, conforme especificação do fabricante.

Resultados - Discussão

A potência de sinal de saída em função do bombeio, para potências de sinal de entrada constantes, está mostrada na Fig. 5.18. A potência de sinal de saída, no regime de alto sinal, é 25 dB maior que para o regime de pequeno sinal de entrada. Obteve-se, experimentalmente, potências de sinal de saída igual a + 5 dBm, para um sinal de entrada igual a -1,5 dBm e bombeamento total de 28,5 mW.

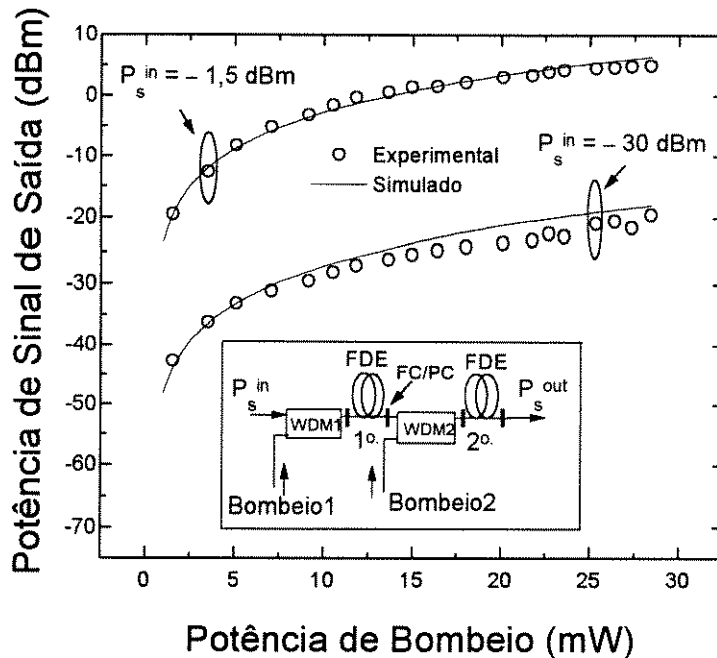


Figura 5.18: Potência de sinal de saída em função da potência de bombeamento, simulada e experimental. Considerou-se pequeno (-30 dBm) e alto (-1,5 dBm) de entrada no arranjo experimental esquematizado na figura ($P_{p1}^{max} = 20,4$ mW, $L_1 = 10,5$ m, $P_{p2}^{max} = 8,1$ mW, $L_2 = 5$ m).

Incluindo nos cálculos as perdas por conexões, os resultados simulados (linhas sólidas) na Fig. 5.18 mostram o comportamento esperado para os regimes de pequeno (-30 dBm), Eq. da Referência [2.22], e alto (-1,5 dBm), Eq. (A19), sinal de entrada.

A Fig. 5.19 apresenta a potência da ASE para a amplificação em dois estágios (com Bombeio1 igual 20,4 mW e 10,5 m de FDE, e Bombeio2 igual a 8,1 mW e 5 m de FDE) em função da potência de sinal de entrada. A potência de ASE foi estimada por um modelamento numérico^[5.18]. A evolução da ASE (co-propagante e contra-propagante) mostra uma compressão acentuada à medida que a potência de sinal de entrada aumenta. O valor máximo assumido pela ASE co-propagante em regime de pequeno sinal é, conforme a Fig. 5.19, igual a -9,5 dBm; este valor decresce à medida que a potência de sinal de entrada aumenta e chega a -17,5 dBm para +3 dBm de sinal de entrada. A variação entre os valores máximo e e

mínimo é de 8 dB. Para a ASE contra-propagante, os valores máximo e mínimo são, respectivamente, $-1,5$ dBm e $-11,5$ dBm, e a variação é de 10 dB. A diferença na compressão da ASE co- e contra-propagante, portanto, é de 2 dB, sendo que a ASE contra-propagante sofre maior compressão.

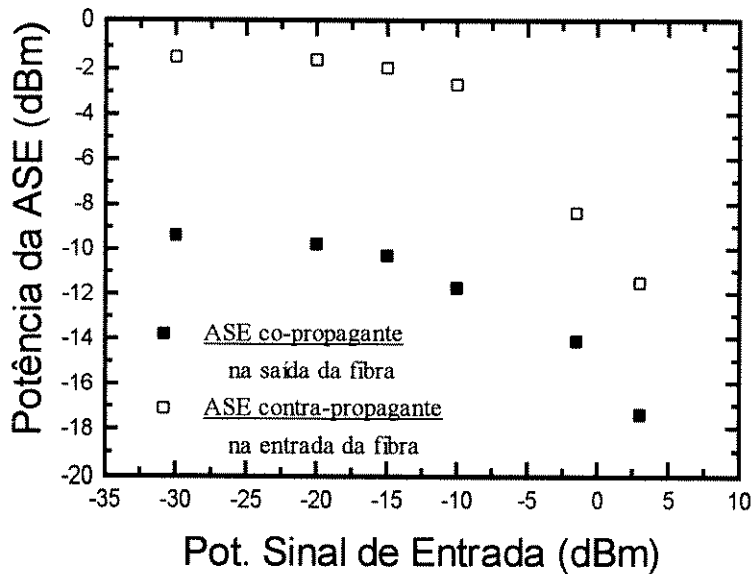


Figura 5.19: Potência da ASE, calculada numericamente, em função da potência de sinal de entrada, indicando a compressão da ASE ($P_{p1} = 20,4$ mW, $L_1 = 10,5$ m, $P_{p2} = 8,1$ mW, $L_2 = 5$ m).

No regime de pequeno sinal, o valor simulado, obtido para a ASE co-propagante ($-9,5$ dBm), é, aproximadamente, 10,5 dB maior que a potência de sinal de saída (-20 dBm), Fig. 5.16, medida para sinal de entrada igual a -30 dBm e 28,5 mW de potência de bombeamento. No caso da ASE contra-propagante essa diferença cresce para 18,5 dB.

Entretanto, para alto sinal de entrada ($-1,5$ dBm), a ASE co-propagante (-14 dBm) é, aproximadamente, 19 dB menor que a potência de sinal de saída ($+5$ dBm), calculada para 28,5 mW de potência de bombeamento. Nessa situação, a ASE contra-propagante é comprimida de 6 dB, referente à situação de pequeno sinal de entrada. Estes resultados mostram que ocorre uma forte compressão da emissão espontânea amplificada com o aumento da potência de sinal de entrada. Isto sugere que o alto sinal de entrada rouba energia da ASE.

Conclusões

As potências de sinal de entrada utilizadas, -30 dBm e $-1,5$ dBm, mostram que o sinal de entrada influencia fortemente a potência de sinal de saída.

Potências de bombeamento maiores que as que trabalhamos resultariam em maiores potências de sinal amplificado, uma vez que, tanto para o regime de pequeno sinal quanto para o de alto sinal, não observamos a saturação da potência de sinal de saída.

Capítulo 6 Conclusões

O objetivo deste trabalho foi projetar e implementar um amplificador de potência otimizado usando fibra dopada com érbio.

Baseado no modelamento analítico de Saleh et al.^[2.16], elaborado para amplificadores que funcionam em regime saturado, simulamos e implementamos o amplificador de potência em um estágio e em dois estágios de fibra dopada com érbio.

A simulação do amplificador exigiu, inicialmente, que os mecanismos de amplificação e o sistema de níveis do érbio fossem estudados.

Como o comprimento de onda de bombeamento escolhido foi 1480 nm, pudemos aproximar o esquema de níveis do érbio para um sistema de dois níveis.

O modelo analítico de Saleh et al. foi o escolhido por reproduzir condições de saturação e se ajustar às nossas necessidades de cálculo. Esse modelo, além de considerar um sistema de dois níveis para o érbio, considera também a propagação somente do modo fundamental e inclui a dependência radial do modo de propagação, através do fator de superposição. Este fator considera a superposição entre o modo de propagação do sinal e do bombeamento com a região dopada do núcleo.

Uma simplificação profunda, existente no modelo de Saleh et al., é a não consideração da emissão espontânea amplificada. Portanto, este modelo não representa bem o comportamento de um amplificador a fibra dopada com érbio, para o caso de pequenos sinais de entrada e baixo bombeamento.

Em situações com ganho de sinal inferiores a 20 dB, este modelo reproduz adequadamente os valores de potência de saturação e de sinal de saída. Pode ocorrer, no entanto, erro de até 10 % nos valores de potência de sinal de saída, simulados a partir das equações analíticas desse modelo (acrescidas da considerações aqui introduzidas), quando comparados a resultados obtidos a partir de expressões gerais, que incorporam o efeito da emissão espontânea amplificada^[1.17].

No projeto da fibra, foram incorporadas algumas modificações ao modelamento. Embutimos a dependência material da fibra, como dimensões físicas e o material de que é feita, no fator de superposição entre bombeamento, e sinal, e a região dopada. Adotamos, para os fatores de superposição, expressões analíticas que consideram a variação desses fatores com as potências de sinal e de bombeamento. Utilizamos a resolução exata das funções de Bessel para representar os modos de propagação do bombeamento e do sinal. Isto possibilitou a determinação mais precisa dos fatores de superposição e, conseqüentemente, da potência de saturação e do sinal de saída, em função das dimensões da fibra.

O objetivo foi sempre buscar a otimização da fibra para a montagem de amplificadores de potência, tendo sido adotada, como estratégia, a maximização da potência de saturação de saída e do sinal de saída. A potência de saturação do sinal de saída foi escolhida como a figura de mérito utilizada na escolha das dimensões ótimas da fibra. Essa figura de mérito é mais adequada para a análise dos

resultados obtidos, já que, no nosso caso, visava-se a maximização da potência de sinal de saída. Trabalhos existentes na literatura adotam, usualmente, a eficiência de conversão de bombeamento (PCE) e a eficiência quântica (QCE), como a figura de mérito para a otimização de AFDEs de potência.

As contribuições de nosso trabalho podem ser tratadas sob três aspectos diferentes. O primeiro se refere à elaboração do *software* utilizado nos cálculos; em seguida, temos o modelamento e, como consequência desses dois primeiros pontos, temos o projeto da fibra e a implementação do amplificador.

Na parte de *software* desenvolvemos programas na linguagem Fortran-77, utilizáveis em estações de trabalho, e na plataforma Mathematica 2.1, executáveis em estações de trabalho ou microcomputadores para modelagem de amplificadores a fibra dopada com érbio. Isso foi feito a partir de cálculos numéricos e analíticos, utilizando, preferencialmente, expressões fechadas e provenientes de modelamentos analíticos.

No projeto da fibra ótima, para aplicação como amplificador de potência, chegamos a algumas conclusões sobre os parâmetros de fabricação.

Para as condições de potência de bombeamento e de sinal impostas, existe uma região em que o raio do núcleo e a abertura numérica maximizam a potência de saturação do sinal de saída. Esses intervalos podem variar, conforme a escolha do codopante.

Observamos pouca alteração no valor da potência de saturação do sinal de saída, com a variação do comprimento de onda de corte. No entanto, há indicação de que a diminuição do comprimento de onda de corte provoca um pequeno aumento da potência de sinal de saída.

Com relação ao raio de dopagem, observamos que este não altera significativamente o valor da potência de saturação do sinal de saída. Portanto, sob as condições impostas, o confinamento de dopagem não é crítico na maximização da potência de saturação do sinal de saída.

Sobre a escolha do codopante, o GeO_2 mostrou-se mais indicado em nosso caso. Apresentou maiores potências de saturação do sinal de saída que os outros codopantes, devido ao comprimento de onda de sinal escolhido ser igual a 1535 nm. Este comprimento de onda coincide com o primeiro pico de emissão de fibra codopadas com GeO_2 . O GeO_2 também apresenta melhor eficiência de conversão^[2,36] de bombeamento em sinal, que o Al_2O_3 ou o $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{GeO}_2$, para dopagens em torno de 180 ppm.

É importante salientar que a fibra Er04J, utilizada na implementação dos amplificadores de potência, foi selecionada por apresentar parâmetros dentro dos intervalos determinados pelo nosso projeto. Não tivemos oportunidade de fabricar as fibras projetadas.

Podem-se prever, pelas nossas simulações, as potências de sinal de saída e os comprimentos ótimos de fibra dopada com érbio, para as condições de potência de bombeamento e de sinal disponíveis.

Para o amplificador em dois estágios, os resultados da simulação mostram que é mais eficiente concentrarmos a maior capacidade de amplificação em um único estágio de fibra dopada, ao invés de distribuir a potência de bombeamento entre dois estágios. A ausência de perdas nos elementos inter-estágios também

contribui neste sentido. No caso de se utilizar em dois lasers de bombeamento e dois estágios de FDE, a maximização da potência de sinal de saída é obtida com a concentração de maior potência de bombeamento em um dos dois estágios. Os menores valores de potência de sinal amplificado são obtidos para a distribuição correspondente a metade da potência de bombeamento total, para cada trecho otimizado de FDE. Os comprimentos de fibra, para cada estágio, devem sempre ser otimizados com relação à potência de bombeamento a ser utilizada, da mesma maneira que se faz quando um único estágio de fibra é empregado.

Sobre a caracterização de ganho para dois comprimentos de onda de sinal diferentes, verificamos experimentalmente a importância da escolha do comprimento de onda do sinal na maximização da potência de sinal de saída. O melhor comprimento de onda de sinal é aquele que coincide com o maior pico de emissão da fibra dopada com érbio utilizada.

A medida do tempo de vida do nível metaestável e a verificação da presença do fenômeno de conversão ascendente, realizada para a fibra utilizada na implementação do amplificador de potência, complementou a caracterização dessa fibra. O tempo de vida obtido está dentro do que se conhece na literatura, para o codopante utilizado. Isso mostra uma boa qualidade de fabricação e a uniformidade de distribuição do érbio no núcleo. A intensidade de fluorescência em 980 nm, indicativo da presença do fenômeno de conversão ascendente, pode ser considerada desprezível. Este fato indica a ausência de aglomerados de érbio nessas fibras. Temos, portanto, a comprovação da boa qualidade na fabricação das fibras e podemos ter confiança de que elas são adequadas para a fabricação de amplificadores.

Os resultados experimentais mostraram boa concordância com os resultados simulados, se as perdas nos conectores são levadas em consideração. O uso de níveis bem distintos de potência de sinal de entrada no AFDE, -30 dBm e $-1,5$ dBm, mostrou que este sinal de entrada influencia fortemente a potência de sinal de saída, como esperado.

Potências de bombeamento maiores que as disponíveis para nosso trabalho, resultariam em maiores potências de sinal amplificado, uma vez que, tanto para o regime de pequeno sinal quanto para o de alto sinal, não observamos a saturação completa da potência de sinal de saída. Portanto, poderíamos obter maiores potências de sinal na saída do AFDE se dispuséssemos de maior potência de sinal na entrada desse dispositivo, mantendo inalterada a potência de bombeio.

Com relação ao comportamento da ASE, verificamos que altas potências de sinal de entrada provocam sua maior compressão, quando comparada aos resultados para pequeno sinal. A maior compressão da ASE contra-propagante se deve, possivelmente, ao fato de seu valor máximo ocorrer na entrada da fibra e, portanto, coincidir com a entrada de sinal no amplificador.

Acreditamos que os resultados obtidos neste trabalho, são úteis em situações onde estão disponíveis potências de bombeamento modestas, e sinais de saída em torno de $+5$ dBm são requeridos.

Como sequência deste trabalho, podemos sugerir três caminhos.

O primeiro seria o de fabricar as fibras, com parâmetros especificados pelo projeto.

projeto.

Um segundo ponto envolveria a continuidade do trabalho de simulação, considerando diferentes condições de operação, diferentes materiais, como os fluoretos, e outros codopantes para a fibra, como itérbio, neodímio e praseodímio.

Gostaríamos de salientar que os comprimentos ótimos de FDE foram obtidos sem levar em conta a variação da potência de sinal, devido ao relativamente baixo valor desta potência, quando comparada à potência de bombeio utilizada. Isto poderia ser outro tópico de pesquisa futuro.

Como resultado de nossas pesquisas, foram publicados os seguintes trabalhos originais:

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Combinação de alto sinal de entrada e potências de bombeamento modestas no projeto de AFDEs de potência", aceito no XIX Encontro de Física da Matéria Condensada - Seção Óptica, Águas de Lindóia, SP, Setembro (1996).

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Optimization of the pump power distribution in a two-stages erbium-doped fiber amplifier", aceito no *ICO 17, Optics for Science and New Technology*, a se realizar de 19 a 23 de Agosto, Taejon, Korea (1996).

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Otimização da distribuição da potência de bombeamento em um amplificador a fibra dopada com érbio em dois estágios", aceito no *VII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e XIV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, a se realizar em Curitiba, de 22 a 25 de Julho de 1996.

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Large signal input and modest pump power combination in the power EDFA design", aceito na *First Optoelectronics and Communications Conference*, a se realizar de 16 a 19 de Julho, Chiba, Japão (1996).

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Optimization of two-stages erbium-doped fiber amplifier using large signal input power and pump lasers with moderate power", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 12, No. 1, pp. 20-22 (1996).

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Influência das Dimensões da Fibra na Potência de Saturação de Saída em Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio", apresentado no *XVII Encontro de Física da Matéria Condensada - Seção de Óptica*, pp. 30-33, Caxambu, MG - Junho de 1994.

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Modelamento de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio a Partir de Equações Analíticas, Utilizado no Projeto e Montagem de Amplificadores de Potência", *Relatório Técnico No. 09/94 - Projeto Dispositivos Ópticos Unicamp - Telebrás*, Campinas (SP), Brasil, 1994,

M. J. Pontes, R. F. Souza, H. L. Fragnito, "Modelamento de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio a Partir de Equações Analíticas", *Relatório Técnico No. 09/93 - Projeto Dispositivos Ópticos Unicamp - Telebrás*, Campinas (SP), Brasil, 1993, 13 p.

Referências Bibliográficas

- 1.1 A. L. Shawlow, C. H. Townes; "Infrared and optical masers"; *Phys. Rev.* Vol. 112, No. 6, 1940 (1958);
- 1.2 E. Snitzer; "Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass"; *Phys. Rev. Lett.* Vol. 7, 444 (1961);
- 1.3 C. J. Koester, E. Snitzer; "Amplification in a fiber laser"; *Appl. Opt.* Vol. 3, No. 10, 1182 (1964);
- 1.4 H. Steinberg; "The use of a laser amplifier in a laser communication system", *Proc. IEEE* 51, 943 (1963);
- 1.5 E. Snitzer, R. Woodcock; " Yb^{3+} - Er^{3+} glass laser"; *Appl. Phys. Lett.* Vol. 6, No. 3, 45 (1965);
- 1.6 D. N. Payne, L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, T. M. Jauncey, J. T. Lin; "Rare earth doped single-mode fiber lasers, amplifiers and devices", *CLEO*, Invited Paper FN1- USA (1986);
- 1.7 R. J. Mears, I. M. Jauncey, D. N. Payne; "High gain rare-earth doped fibre amplifier operating at $1.54 \mu\text{m}$ "; *Optical Fiber Commun. OFC, Proc.* Vol. 3, 167, Washington, USA (1987);
- 1.8 P. C. Becker, J. R. Simpson, N. A. Olsson, N. K. Dutta; "High-gain and high-efficiency diode laser pumped fiber amplifier at $1.56 \mu\text{m}$ "; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 1, No. 9, 267 (1989);
- 1.9 K. Nagano, Y. Takasaki, M. Maeda, M. Tanaka; "Optimizing optical transmitters and receivers for transmitting multichannel video signals using laser diodes"; *IEEE Trans. Commun.* 29, 41 (1981);
- 1.10 A. M. Hill, R. Wyatt, J. F. Massicott, K. J. Blyth, D. S. Forrester, R. A. Lobbett, P. J. Smith, D. N. Payne; "39.5 million-way WDM broadcast network employing two stages of Er-doped fibre amplifiers"; *Electron. Lett.* Vol. 26, No. 22, 1882 (1990);
- 1.11 W. I. Way, M. M. Choy, A. Yi-Yan, M. Andrejco, M. Saifi, C. Lin; "Multichannel AM-VSB television signal transmission using an Er-doped optical fiber power amplifier"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 1, No. 10, 343 (1989);
- 1.12 E. Yoneda, K. Kikushima, T. Tsuchita, K. I. Suto; "Erbium-doped fiber amplifier for video distribution networks"; *IEEE J. Select. Areas Commun.* Vol. 8, No. 7, 1249 (1990);
- 1.13 K. Sato; "Intensity noise of semiconductor laser diodes in fiber-optic analog video transmission"; *IEEE J. Quant. Electron.* Vol. 19, No. 9, 1380 (1983);
- 1.14 G. Grosskopf, R. Ludwig, H. G. Weber; "Crosstalk in optical amplifiers for two-channel transmission"; *Electron. Lett.* Vol. 22, No. 17, 900 (1986);
- 1.15 E. A. Souza; "Aplicações de Fibras Ópticas Dopadas com Er^{3+} "; Tese de Doutorado, IF, Unicamp (1991);
- 1.16 M. T. M. Rocco Giralardi; "Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio $^{3+}$ na Configuração em Anel: Estudo, Projeto e Implementação"; Tese de Doutorado, FEEC, Unicamp (1995);
- 1.17 C. A. Caballero Petersen; "Subsistemas Ópticos para Comunicações

- Solitônicas”; Tese de Doutorado, FEEC, Unicamp (1996);
- 2.1 R. Loudon; “The Quantum Theory of Light”, *Clarendon Press - Oxford, Cap. 1 e 2* (1973);
 - 2.2 A. Yariv; “Quantum Electronics”, *John Wiley & Sons Inc., 2nd Edition, N. Y.*, (1982);
 - 2.3 F. Matera, M. Romagnoli, M. Settembre, M. Tamburrini, M. Peroni; “Evaluation of chromatic dispersion in erbium-doped fiber amplifiers”; *Electron. Lett.* Vol. 27, No. 20, 1867 (1991);
 - 2.4 M. G. Mayer; “Rare-earth and transuranic elements”, *Phys. Rev.* 60, 184 (1941);
 - 2.5 B. G. Wybourne; “Spectroscopic Properties of Rare Earths”; *Wiley-Interscience*, New York (1965);
 - 2.6 W. J. Miniscalco; “Optical and electronic properties of rare earth ions in glasses”; pp. 19-133 - *Edited by Michel J. F. Digonnet - Marcel Dekker, Inc.* (1994);
 - 2.7 S. E. Stokowski; “Glass Lasers”; in *Handbook of Laser Science and Technology* Vol. 1, edited by M. J. Weber - CRC Press;
 - 2.8 E. Desurvire; “Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Principles and Applications”; *John Wiley&Sons, Inc.* - New York (1994);
 - 2.9 J. R. Armitage; “Three-level fiber laser amplifier: A theoretical model”; *Appl. Opt.* Vol. 27, No. 23, 4831 (1988);
 - 2.10 E. Desurvire, J. R. Simpson; “Amplification of spontaneous emission in Er-doped fiber amplifiers”; *IEEE J. Light. Techn. LT-7*, No. 5, 835 (1989);
 - 2.11 E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker; “High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier”; *Opt. Lett.* Vol. 12, No. 11, 888 (1987);
 - 2.12 Bo Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal, C. C. Larsen; “The design of erbium-doped fiber amplifiers”; *J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 9, 1105 (1991);
 - 2.13 S. Zemon, G. Lambert, L. J. Andrews, W. J. Miniscalco, B. T. Hall, T. Wei, R. C. Folweiler; “Characterization of Er³⁺-doped glasses by fluorescence line narrowing”; *J. Appl. Phys.* p. (1991);
 - 2.14 F. F. Rühl; “Accurate analytical formula for gain-optimized EDFAs”, *Electron. Lett.* Vol. 28, No. 3, 312 (1992);
 - 2.15 A. W. Snyder, J. D. Love; “Optical Waveguides Theory”; *Chapman & Hall*, London, pp. 311 - 315 (1983);
 - 2.16 A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow, J. Aspell; “Accurate modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers”; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 10, 714 (1990);
 - 2.17 Y. Kimura, M. Nakazawa; “Gain and noise characteristics of a 48 km-long, dispersion-shifted, distributed erbium-doped fiber amplifier with gain power transmission signals”; *Proc. European Conference on Optics Commun. (ECOC)*, p.964 - Firenze, Italy (1994);
 - 2.18 E. Desurvire; “Analysis of gain between forward- and backward-pumped erbium-doped fiber amplifiers in the saturation regime”; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 4, No. 7, 711 (1992);

- 2.19 E. Desurvire; "Analysis of transient gain saturation and recovery in erbium-doped fibre amplifiers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 1, No. 8, 196 (1989);
- 2.20 S. L. Hansen, K. Dybdal, C. C. Larsen; "Gain limit in erbium-doped fiber amplifiers due to internal Rayleigh backscattering"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 4, No. 6, 559 (1992);
- 2.21 I. M. I. Habbab, L. J. Cimini; "Optimized performance of erbium-doped fiber amplifiers in subcarrier multiplexed lightwave AM-VSB CATV systems"; *J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 10, 1321 (1991);
- 2.22 E. Desurvire, J. L. Zyskind, C. R. Giles; "Design optimization for efficient erbium-doped fiber amplifiers"; *J. Light. Techn.* Vol. 8, No. 11, 1730 (1990);
- 2.23 H. Taga, Y. Yoshida, N. Edagawa, S. Yamamoto, H. Wakabayashi; "495 km 2.4 Gbit/s four wavelength multiplexing optical fibre transmission experiment using six Er-doped fibre amplifiers"; *Electron. Lett.* Vol. 26, 500 (1990);
- 2.24 C. R. Giles, E. Desurvire, Z. L. Zyskind, J. R. Simpson; "Erbium-doped fiber amplifiers for high-speed fiber optic communication systems"; *Proc. Conf. SPIE*, Vol. 1171, 318 (1989);
- 2.25 H. Takara, A. Takada, M. Saruwatari; "A highly efficient two stage Er³⁺ -doped optical fiber amplifier employing an optical gate to effectively reduce ASE"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 4, No. 3, 241 (1992);
- 2.26 J. H. Povlsen, A. Bjarklev, O. Lumholt, H. Vendeltorp-Pommer, K. Rottwitt; "Optimizing gain and noise performance of EDFA's with insertion of a filter or an isolator"; *Proc. Conf. SPIE OE/FIBERS'91*, No. 1581, p.11 (1991);
- 2.27 S. Yamashita, T. Okoshi; "Performance improvement and optimization of fiber amplifier with a midway isolator"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol 4, No. 11, 1276 (1992);
- 2.28 I. N. Duling III, R. D. Esman; "Single-polarization fiber amplifier"; *Electron. Lett.* Vol. 28, No. 2, 1126 (1992);
- 2.29 E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson; "Gain saturation effects in high speed, multichannel erbium-doped fiber amplifiers at $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$ "; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 3, 253 (1991);
- 2.30 H. Taga, N. Edagawa, H. Tanaka, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Wakabayashi, N. S. Bergano, C. R. Davidson, G. M. Homsey, D. J. Kalmus, P. R. Trischitta, D. A. Gray, R. L. Mayback; "10 Gbit/s, 9,000 km IM-DD transmission experiments using 274 Er-doped fiber amplifiers"; *Proc. Conference on Opt. Fiber Commun., OFC'93*, p. PD1, Washington, DC (1990);
- 2.31 R. Olshansky; "Noise figure for erbium-doped optical fibre amplifiers"; *Electron. Lett.* Vol. 24, No. 22, 1363 (1988);
- 2.32 E. Desurvire; "Spectral noise figure of Er³⁺-doped fiber amplifiers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 2, 208 (1990);
- 2.33 N. A. Olsson; "Lightwave systems with optical amplifiers"; *J. Light. Techn.* Vol. 7, No. 7, 1071 (1989);

- 2.34 Y. Yamamoto, T. Mukai; "Fundamentals of optical amplifiers"; *Opt. Quantum Electron.* Vol. 21, S1-S14 (1989);
- 2.35 D. Marcuse; "Calculation of bit-error probability for a lightwave system with optical amplifiers and post-detection Gaussian noise"; *IEEE J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 4, 505 (1991);
- 3.1 Stephen Wolfram, "Mathematica - A System for Doing Mathematics by Computer", Addison-Wesley Publishing Company, Inc. - 2nd Edition (1991);
- 3.2 M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, T. Takeshita, M. Okayasu; "Erbium-doped fibre amplifiers with an extremely high gain coefficient of 11.0 dB/mW", *Electron. Lett.* Vol. 26, No. 20, 1641 (1990);
- 3.3 Y. Kimura, M. Nakazawa, K. Suzuki; "Ultra-efficient erbium-doped fiber amplifier"; *Appl. Phys. Lett.* Vol. 57, No. 25, 2635 (1990);
- 3.4 P. C. Becker, J. R. Simpson, N. A. Olsson, N. K. Dutta; "High-gain and high-efficiency diode laser pumped fiber amplifier at 1.56 μm "; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 1, No. 9, 267 (1989);
- 3.5 B. J. Ainslie, J. R. Armitage, S. P. Craig, B. Wakefield; "Fabrication and optimization of the erbium distribution in silica based doped fibres"; *Proc. European Conference on Optical Commun. (ECOC)*, P292, p. 62, Brighton (1988);
- 3.6 B. J. Ainslie, "A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers"; *IEEE J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 2, 220 (1991);
- 3.7 M. N. Zervas, R. I. Laming, J. E. Townsend, D. N. Payne; "Design and fabrication of high gain-efficiency erbium-doped fiber amplifiers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 4, No. 12, 1342 (1992);
- 3.8 T. Sugawa, T. Kokumai, Y. Miyajima; "Optical amplification in Er^{3+} -doped single-mode fluoride fibers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 7, 475 (1990);
- 3.9 J. F. Marcrou, B. Jacquier, A. M. Brancion, J. C. Gacon, H. Fevier, J. Auge; "Rare earth concentration and localization in Nd^{3+} - and Er^{3+} - doped fibres amplifiers"; *J. Luminescence*, Vol. 45, 108 (1990);
- 3.10 A. Bjarklev, J. H. Polvsen, B. Pedersen, K. Rottwitt; "The influence of nonfundamental pump modes in erbium-doped fiber amplifiers", *Fiber and Integrated Optics*, Vol. 10, pp. 11-21 (1991);
- 3.11 D. J. DiGiovanni, P. F. Wysocki, J. R. Simpson; "Tailor fiber design to optimize amplifier performance"; *Laser Focus World*, p. 95 (Sept 1993);
- 3.12 M. Ohashi; "Design considerations for an Er^{3+} -doped fiber amplifiers"; *J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 9, 1099 (1991);
- 3.13 W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, P. R. Morkel; "Absorption and emission cross section of Er^{3+} doped silica fibers"; *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 27, No. 4, 1004 (1991);
- 4.1 A. M. Hill, D. B. Payne, K. J. Blyth, D. S. Forrester, J. W. Arkwright, R. Wyatt, J. F. Massicott, R. A. Lobbett, P. Smith, T. G. Hodgkinson; "7203-user WDM broadcast network employing one erbium-doped fibre power amplifier"; *Electron. Lett.* Vol. 26, No. 9, 605 (1990);

- 4.2 R. Ramaswami, K. Lin; "Analysis of effective power budget in optical bus and star networks using erbium-doped fiber amplifiers"; *J. Light. Techn.* Vol. 11, No. 11, 1863 (1993);
- 4.3 M. J. Pettitt; "Use of optical amplifiers to increase distribution capacity of optical analogue video systems"; *IEE Proc. Optoelectronics J*, Vol. 140, No. 6, 404 (1993);
- 4.4 P. E. Green; "Fiber Optic Networks"; Cap.5, *Prentice-Hall, New York* (1993);
- 4.5 J. E. J. Alphonsus, P. B. Hansen, D. A. Truxal; "Greater than 270 km of non-repeated transmission at 5 Gbit/s utilizing Er-doped fiber post and pre amplifiers"; *Proc. European Conference on Optical Commun. (ECOC)*, p. 789, Firenze, Italy (1994);
- 4.6 J. C. Livas, E. A. Swanson, S. R. Chinn, E. S. Kintzer, R. S. Bondurant, D. J. DiGiovanni; "A one-watt, 10-Gbps high-sensitivity optical communication system"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 7, No. 5, 579 (1995);
- 4.7 C. R. Giles, E. Desurvire, J. R. Simpson; "Transient gain and cross talk in erbium-doped fiber amplifiers"; *Opt. Lett.* Vol. 14, No. 16, 880 (1989);
- 4.8 B. Pedersen, M. L. Dakss, B. A. Thompson, W. J. Miniscalco, T. Wei, L. J. Andrews; "Experimental and theoretical analysis of efficient erbium-doped fiber power amplifiers"; *IEEE Trans. Photon. Techn. Lett.* Vol. 3, No. 12, 1085 (1991);
- 5.1 R. Wyatt; "Spectroscopy of rare earth doped fibres"; *Proc. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference (SPIE). OE/Fibers'89*, Vol. 1171, invited paper, p. 54, Boston, USA (1990);
- 5.2 E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, J. -F. Bayon; "Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 5, No. 1, 73 (1993);
- 5.3 H. Masuda, K. Aida; "Noise figure increase of high concentration erbium-doped fiber amplifiers pumped by a 1.48 μm or 0.98 μm laser diode"; *Proc. Optical Amplifiers and Their Applications*, ThE2-1, p. 96, Davos - Suiça (1995);
- 5.4 P. Myslinski, J. Fraser, J. Crostowski; "Nanosecond kinetics of upconversion process in EDF and its effects on EDFA performance"; *Proc. Optical Amplifiers and Their Applications*, ThE3-1, p. 100, Davos - Suiça (1995);
- 5.5 L. F. Johnson, H. J. Guggenheim, T. C. Rich, F. W. Ostermayer; "Infrared-to-visible conversion by rare-earth ions in crystals"; *J. Appl. Phys.* Vol. 43, 1125 (1972);
- 5.6 M. Shimizu, M. Yamada, M. Horigucho, E. Sugita; "Concentration effect on optical amplification characteristics of Er-doped silica single-mode fibers"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 1, 43 (1990);
- 5.7 N. Kagi, A. Oyobe, K. Nakamura; "Efficient optical amplifier using a low-concentration erbium-doped fiber"; *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 2, No. 8, 559 (1990);
- 5.8 P. Blixt, J. Nilsson, T. Carlnas, B. Jaskorzynska; "Concentration-dependent upconversion in Er^{3+} -doped fiber amplifiers: experiments and modeling"; *IEEE Trans. Photon. Techn. Lett.* Vol. 3, No. 11, 996 (1991);

- 5.9 J. Nilsson, P. Blixt, B. Jaskorzynska, J. Babonas; "Evaluation of parasitic upconversion mechanisms Er³⁺-doped silica-glass fibers by analysis of fluorescence at 980 nm"; *J. Light. Techn.* Vol. 13, No. 3, 341 (1995);
- 5.10 A. Yu, M. J. O'Mahony, A. S. Siddiqui, "Analysis of optical gain enhanced erbium-doped fiber amplifiers using optical filters", *IEEE Photon. Techn. Letters* Vol. 5, No. 7, 773 (1993);
- 5.11 O. Lumholt, K. Schüsler, A. Bjarklev, S. D.-Petersen, J. H. Polvsen, T. Rasmussen, K. Rottwitt, "Optimum position of isolators within erbium-doped fibres", *IEEE Photon. Techn. Letters* Vol. 4, No. 6, 568 (1992);
- 5.12 H. Masuda, A. Takada, "High gain two-stage amplification with erbium-doped fibre amplifier", *Electronic Letters* Vol. 26, No. 10, 661 (1990);
- 5.13 M. N. Zervas, R. I. Laming, D. N. Payne; "Efficient erbium-doped fiber amplifiers incorporating an optical isolator", *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 31, No.3, 472 (1995);
- 5.14 O. Lumholt, J. H. Povlsen, K. Schusler, A. Bjarklev, S. Dahl-Petersen, T. P. Rasmussen, K. Rottwitt, "Quantum limited noise figure operation of high gain erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE J. Light. Techn. Lett.* Vol. 11, No. 8, 1344 (1993);
- 5.15 J. -P. Blondel, P. M. Gabla, "Gain filtering in cascaded amplifier systems", *Proc. Conf. OFC*, San Jose, CA - USA, Feb. 1994, p. 187;
- 5.16 N. S. Bergano; "Undersea lightwave systems using erbium-doped fiber amplifiers"; *Optics and Photonics News*, Vol. 4, p.1 (1993).
- 5.17 J. F. Massicott, R. Wyatt, B. J. Ainslie, S. P. Craig-Ryan; "Efficient, high power, high gain, Er³⁺ doped silica fibre amplifiers"; *Electron. Lett.* Vol. 26, No. 14, 1038 (1990).
- 5.18 J. R. Simpson, L. F. Mollenauer, K. S. Kranz, P. J. Lemaire, N. A. Olsson, H. T. Shang, P. C. Becker; "A distributed erbium-doped fiber amplifier"; *Proc. Conf. on Optical Fiber Commun. OFC*, paper PD19 (1990).

Apêndice A- Equações para o Regime de Baixo Ganho

As expressões que compõem o modelo de Saleh et al.^[2.16] estão escritas em termos de fluxo de fótons, ou seja, em unidades de [fótons/s]. A relação entre o fluxo de fótons e a potência P_k , em watts, é dada por \bar{P}_k [fótons/s] = $P_k/h\nu_k$ em [watts]. No final da apresentação das expressões, converteremos as potências para unidades de watts.

A equação de taxa, no trabalho de Saleh et al.^[2.16], é escrita para a população existente no estado metaestável N_2 , e a população do nível fundamental (N_1) é obtida pela relação $N_1(z,t) + N_2(z,t) = \rho$ (ρ = dopagem de érbio). Essas equações de taxa tratam um sistema de 2 níveis e são análogas às expressões (2.6) - (2.7), e podem ser deduzidas a partir da expressão para a variação da população no nível metaestável^[2.16]:

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} - N_2(z,t)W_{21} + N_1(z,t)W_{12}(v_s) + N_1(z,t)W_{12}(v_p) \quad (A1)$$

Considera-se, também, que:

$$\frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} = -\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} \quad (A2)$$

Substituindo-se as taxas de transição entre os níveis N_1 e N_2 , dadas pelas Eqs. (2.15) - (2.17), em (A1), ficamos com^[2.16]:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{1}{h\nu_s} (N_1\sigma_a^s I_s - N_2\sigma_e^s I_s) + \frac{1}{h\nu_p} (N_1\sigma_a^p I_p - N_2\sigma_e^p I_p) \quad (A3)$$

Considerando a variação da intensidade correspondente a uma variação infinitesimal "dz", pela substituição da Eq. (2.26) em (A3), obtemos a seguinte expressão:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{1}{h\nu_s} \frac{\partial I_s}{\partial z} - \frac{1}{h\nu_p} \frac{\partial I_p}{\partial z} \quad (A4)$$

onde

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = N_2\sigma_e^s I_s - N_1\sigma_a^s I_s \quad (A5a)$$

e

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = N_2\sigma_e^p I_p - N_1\sigma_a^p I_p \quad (A5b)$$

Consideremos um número “N” arbitrário de feixes de luz, com comprimentos de onda “ λ_k ” e fluxos de fótons “ $\bar{P}_k(z,t)$ ”, viajando através do amplificador, em uma direção indicada por “ u_k ”. Reescrevendo (A4) em termos de potência, levando em consideração a densidade de átomos ativos “ ρ ”, dentro de um volume ativo com área de secção transversal “A” da fibra, obtemos^[2,16]:

$$\boxed{\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{1}{\rho A} \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial \bar{P}_j}{\partial z}} \quad (A6)$$

Escrita em termos da intensidade I_j , (A6) é reescrita como:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau_{21}} - \sum_{j=1}^N u_j \frac{1}{h\nu_j} \frac{\partial I_j}{\partial z} \quad (A7)$$

O sentido $u_j = +1$ ($z = 0$) refere-se a bombeamento co-propagante, enquanto que $u_j = -1$ ($z = L$) refere-se a bombeamento contra-propagante, com relação ao sinal.

Pode-se chegar à equação de propagação, considerando-se a situação de equilíbrio, ou de estado estacionário, onde $dN_2/dt = dN_1/dt = 0$.

Reescrevendo-se a Eq. (2.25) para o k -ésimo feixe de luz, onde $k = s$ se refere ao sinal e $k = p$ se refere ao bombeamento, podemos relacionar as equações de taxa à intensidade de amplificação. Temos, então:

$$\frac{\partial I_k}{\partial z} = u_k I_k [(\sigma_a^k + \sigma_c^k) N_2 - \sigma_a^k N] \quad (A8)$$

Para N_2 , usemos a Eq. (A7), considerando $N_1 + N_2 = \rho$. Substituindo-se (A7) em (A8), ficamos com:

$$u_k \frac{\partial I_k}{\partial z} = -I_k \left[\sigma_a^k N + \tau_{21} (\sigma_a^k + \sigma_c^k) \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial I_j}{\partial z} \right] \quad (A9)$$

Relacionando o fluxo de fótons \bar{P}_k à intensidade local I_k , pela Eq. (2.28), podemos escrever:

$$I_k = \frac{\bar{P}_k f_k}{\int f_k dA} \quad (A10)$$

onde a variação radial do modo de propagação é dado pela função $f_k(r,\theta)$.

Substituindo-se (A10) em (A9), onde f_k é função de (r,θ) somente, podemos escrever:

$$u_k \frac{\partial \bar{P}_k}{\partial z} = -\bar{P}_k \left[\sigma_a^k \frac{\int N f_k dA}{\int f_k dA} + \tau_{21} (\sigma_a^k + \sigma_e^k) \sum_{j=1}^N u_j C_{kj} \frac{\partial \bar{P}_j}{\partial z} \right] \quad (A11)$$

onde

$$C_{kj} = \frac{f_k}{\int f_k dA} \frac{f_j}{\int f_j dA} \quad (A12)$$

é o fator de superposição entre o modo do sinal, ou de bombeamento, e a região dopada com érbio. Toda a variação radial dos modos, e sua interação com a região dopada com érbio, foi agrupada neste parâmetro.

Sendo o coeficiente de absorção, para pequenos sinais, definido como^[a1]:

$$\alpha_k = \sigma_a^k \frac{\int N f_k dA}{\int f_k dA} \quad (A13)$$

e como a dependência radial está embutida no termo C_{kj} , o qual pode ser retirado do somatório, porque depende essencialmente apenas de k , podemos reescrever (A11) como:

$$u_k \frac{d\bar{P}_k}{dz} = -\bar{P}_k \left[\alpha_k + \tau_{21} (\sigma_a^k + \sigma_e^k) C_k \sum_{j=1}^N u_j \frac{d\bar{P}_j}{dz} \right] \quad (A14)$$

Igualando C_k a Γ_k/A , teremos^[2.16]:

$$\boxed{u_k \frac{d\bar{P}_k}{dz} = -\bar{P}_k \left[\alpha_k + \frac{1}{\bar{P}_k^{IS}} \sum_{j=1}^N u_j \frac{d\bar{P}_j}{dz} \right]} \quad (A15)$$

onde \bar{P}_k^{IS} é o fluxo de fótons de saturação intrínseca do k -ésimo feixe de luz, em unidades de [fótons/s], com comprimento de onda λ_k , podendo ser escrito na forma^[2.16]:

$$\boxed{\bar{P}_k^{IS} = \frac{A}{\Gamma_k (\sigma_a^k + \sigma_e^k) \tau_{21}}} \quad (A16)$$

Integrando (A15) ao longo de z , e considerando o amplificador com comprimento L , obtemos:

$$\ln \bar{P}_k^{out} - \ln \bar{P}_k^{in} = \ln \frac{\bar{P}_k^{out}}{\bar{P}_k^{in}} = - \left[\alpha_k L + \frac{1}{\bar{P}_k^{IS}} \sum_{j=1}^N (\bar{P}_j^{out} - \bar{P}_j^{in}) \right] \quad (A17)$$

Reescrevendo (A17), ficamos com:

$$\bar{P}_k^{\text{out}} = \bar{P}_k^{\text{in}} \exp[-\alpha_k L] \exp\left[\frac{1}{\bar{P}_k^{\text{IS}}} \sum_{j=1}^N (\bar{P}_j^{\text{in}} - \bar{P}_j^{\text{out}})\right] \quad (\text{A18})$$

Logo:

$$\bar{P}_k^{\text{out}} = \bar{P}_k^{\text{in}} \exp[-\alpha_k L] \exp\left[\frac{(\bar{P}^{\text{in}} - \bar{P}^{\text{out}})}{\bar{P}_k^{\text{IS}}}\right] \quad (\text{A19})$$

onde

$$\bar{P}^{\text{in}} \equiv \sum_{j=1}^N \bar{P}_j^{\text{in}} \quad \text{e} \quad \bar{P}^{\text{out}} \equiv \sum_{j=1}^N \bar{P}_j^{\text{out}} \quad (\text{A20})$$

A grandeza \bar{P}_k , que dá o fluxo de fótons por segundo, pode ser, finalmente, convertida em potência, em watts, pela relação $P_k = h\nu_k \bar{P}_k$, com h sendo a constante de Planck e ν_k a frequência de sinal ou de bombeio.

Outra grandeza que pode ser calculada através do desenvolvimento analítico de Saleh et al.^[2,16] é a potência de saturação de sinal de saída ($P_{\text{sat}}^{\text{out}}$), a qual pode ser expressa em [watts]^[2,16]:

$$P_{\text{sat}}^{\text{out}} = P_s^{\text{in}} + P_s^{\text{IS}} + P_{p,0}^{\text{out}} \left[1 - \exp\left(-P_s^{\text{IS}} / P_p^{\text{IS}}\right)\right] \quad (\text{A21})$$

onde P_s^{in} é a potência de sinal de entrada, $P_s^{\text{IS}} = h\nu_s \bar{P}_s^{\text{IS}}$ e $P_{p,0}^{\text{out}}$ corresponde à potência de bombeio de saída no caso do sinal de entrada ser nulo. Para bombeamento forte, que é o nosso caso, pode-se considerar $P_{p,0}^{\text{out}} \cong P_p^{\text{in}}$. Essa expressão reproduz valores de potências de saturação do sinal de saída em boa concordância com valores medidos^[a2]. P_s^{IS} e P_p^{IS} são as potências intrínsecas para sinal e para bombeio, respectivamente.

Esse modelamento é válido para o caso de não ocorrer a saturação do ganho do amplificador pela ASE. Amplificadores com ganhos inferiores a 20 dB satisfazem, em geral, essa condição.

A equação para o fator de superposição, utilizado neste trabalho, considera uma função gaussiana para o modo. Considera-se, ainda, a dependência desse fator com a potência óptica, dada por^[a3]:

$$\Gamma_k = \frac{-\ln\left(\frac{p \times \exp\left[\left(-r_{\text{dop}}^2 / w_k^2\right) + 1\right]}{p + 1}\right)}{p \left\{ 1 + \frac{w_k^2}{r_{\text{dop}}^2} \ln\left(\frac{p \times \exp\left[\left(-r_{\text{dop}}^2 / w_k^2\right) + 1\right]}{p + 1}\right) \right\}} \quad (\text{A22})$$

onde

$$p = \frac{P_k \sigma_a^k \tau_{21}}{\pi w_k^2 h \nu_k} \cong \frac{P_k}{P_{\text{sat}}^k} \quad (\text{A23})$$

- [a1] T. Pfeiffer, H. Bullock; "Analytical gain equation for erbium-doped fiber amplifiers including mode field profiles and dopant distributions", *IEEE Photon. Techn. Lett.* Vol. 4, No. 5, 449 (1992);
- [a2] E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson, J. L. Zyskind; "Efficient erbium-doped fiber amplifier at a 1.53 μm wavelength with a high output saturation power", *Opt. Lett.* Vol. 14, No. 22, 1266 (1989);
- [a3] C. R. Giles, E. Desurvire; "Modeling erbium-doped fiber amplifiers", *J. Light. Techn.* Vol. 9, No. 2, 271 (1991).

Apêndice B - Procedimentos para Caracterização de Fibras

Ganho e ruído são parâmetros importantes de AFDEs, principalmente quando utilizados como pré-amplificadores ou amplificadores em linha. Nestes casos, o desempenho de ruído torna-se um ponto crítico e deve ser um parâmetro a ser otimizado. Para amplificadores de potência, o projeto geralmente prevê apenas um valor tolerável para a figura de ruído.

Descrevemos a seguir os métodos utilizados na medida de ganho e figura de ruído.

B1- Medida de Ganho

O arranjo experimental para a medida de ganho e figura de ruído está esquematizado na Fig. B1. Para a realização das medidas, precisamos do amplificador, composto pelas fontes de sinal e de bombeamento, do acoplador WDM e da fibra dopada com érbio, além do analisador de espectro óptico (OSA).

A caracterização espectral do amplificador, no entanto, exige uma fonte de sinal sintonizável, para que se possa variar o comprimento de onda do sinal de entrada.

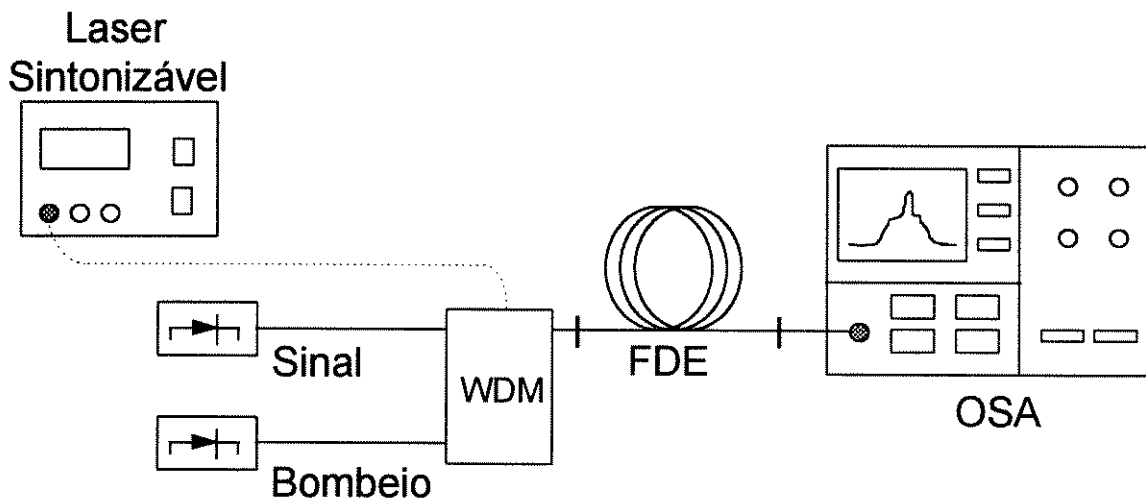


Figura B1: Arranjo experimental utilizado nas medidas de ganho e figura de ruído.

O procedimento para medida de ganho exige, inicialmente, a calibração do analisador de espectro, para possibilitar a leitura direta dos valores de potência.

Após a calibração e conhecendo-se exatamente a relação entre as correntes e as potências de saída dos lasers de sinal e de bombeamento, começamos por conectar a saída do amplificador ao analisador de espectro óptico. Uma vez que as correntes dos lasers de bombeamento e de sinal estão ajustadas e o amplificador está funcionando, os comandos do analisador de espectro devem ser ajustados de modo que o sinal amplificado seja localizado no nível de referência para medida do aparelho.

O sinal a ser observado é semelhante ao apresentado na Fig. B2.

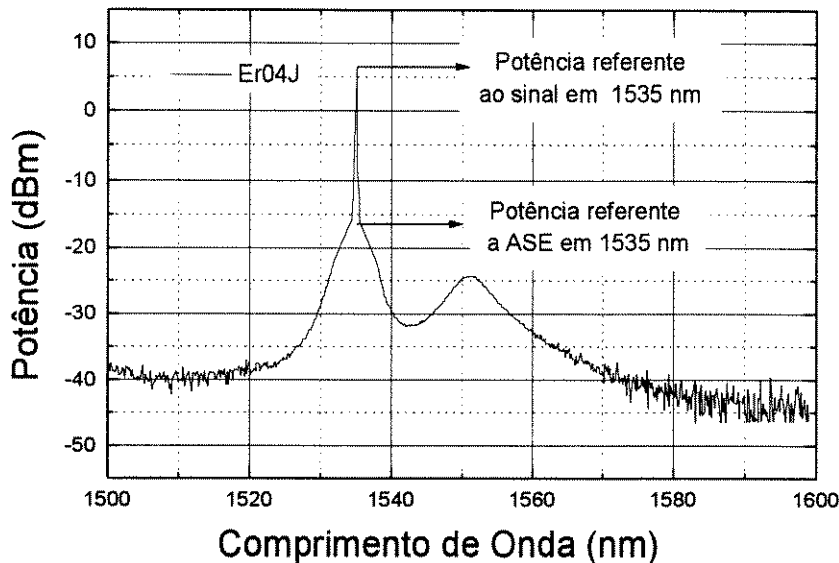


Figura B2: Espectro de saída do amplificador obtido com a fibra Er04J/Telebrás ($P_s^{\text{in}} = 0,9 \text{ mW}$).

O comprimento de onda de sinal, como podemos observar, é igual a 1535 nm, que coincide com o primeiro pico do espectro da emissão espontânea amplificada (ASE), e a potência de sinal é igual a +6,3 dBm, ambos determinados diretamente a partir da Fig. B2, utilizando o OSA.

A faixa e a sensibilidade do aparelho devem ser ajustadas de modo que se possa visualizar a variação da emissão espontânea amplificada, presente sob o sinal amplificado.

Optamos por trabalhar com resolução de 1 nm para facilitar a manipulação dos resultados das medições. Essa resolução permite boa precisão dos valores medidos.

Como o sinal observado no OSA era estreito, com largura da ordem de 1 nm, a potência do sinal amplificado (P_s^{out}) pode ser lida diretamente e com boa precisão. Após isso, pode-se desconectar o amplificador e conectar diretamente o sinal de entrada, proveniente do laser de sinal, ao OSA e medir diretamente a potência do sinal de entrada (P_s^{in}) do AFDE. O ganho é dado pelo quociente entre esses dois sinais medidos, ou seja,

$$G(\text{dB}) = 10 \times \log \left[\frac{P_s^{\text{out}}(\text{mW})}{P_s^{\text{in}}(\text{mW})} \right] \quad (\text{B1})$$

ou

$$G(\text{dB}) = P_s^{\text{out}}(\text{dBm}) - P_s^{\text{in}}(\text{dBm}) \quad (\text{B2})$$

A limpeza dos conectores com álcool isopropílico antes de cada conexão, pode diminuir a instabilidade e as oscilações nas medições, estabilizando o

funcionamento do sistema.

Na Fig. B3(a) temos o resultado de sucessivas conexões, com e sem a limpeza dos conectores. Consideramos dois níveis de potência de sinal de saída, uma maior variação foi observada para potências menores, como era de se esperar. Para baixas potências, Fig. B3(a), a maior oscilação no valor de potência, para as conexões com limpeza dos conectores, é de 0,6 dB, enquanto que, sem a limpeza, a variação é de 1,1 dB.

Para altas potências, Fig. B3(b), a maior variação é de 0,3 dB, com limpeza, e 0,4 dB sem a limpeza dos conectores. Em ambos os casos, a limpeza dos conectores minimiza a variação nos valores de potência.

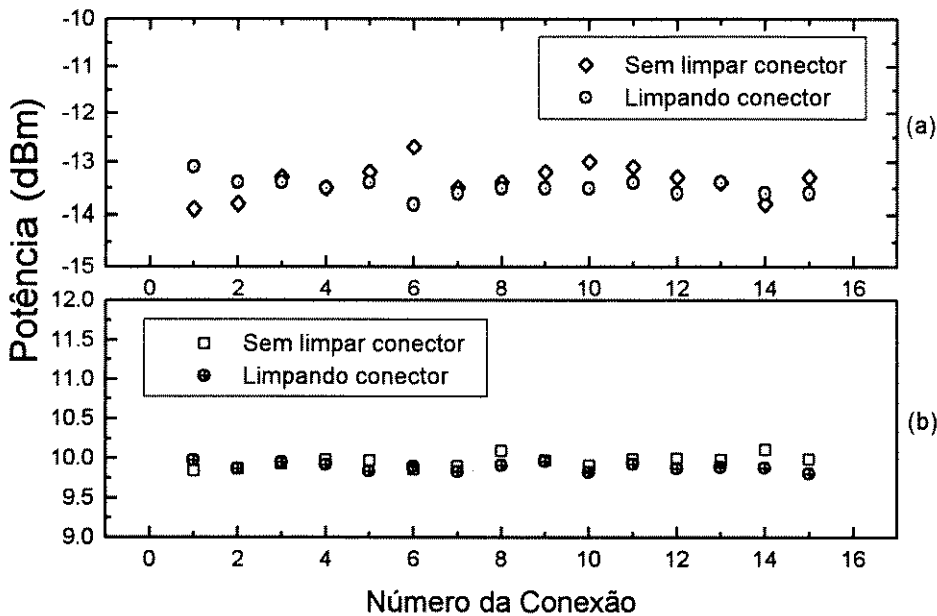


Figura B3: Teste sobre a repetibilidade na leitura da potência como função de sucessivas conexões, para (a) baixo e (b) alto nível de potência envolvida.

B2- Medida de Figura de Ruído

A medida da figura de ruído começa com a medida da potência de ASE, existente na largura de banda utilizada. O nível de ASE, no comprimento de onda de sinal, pode ser determinado com precisão pela média dos valores de cada lado do sinal (usando Fig. B2). Esse é o ponto adicional, que está envolvido na medida da figura de ruído.

A figura de ruído óptica pode ser calculada pela expressão^[b1]:

$$NF = \frac{1}{G} \left[\left(\frac{S_{ASE}(v_0)}{h\nu_0} \right) + 1 \right] \quad (B3)$$

onde $S_{ASE}(v_0)$ é a intensidade da ASE na frequência de interesse, v_0 , dada em unidades de watts/hertz [W/Hz], h é a constante de Planck e G é o ganho do amplificador. A frequência de interesse, em nosso caso, corresponde a c/λ_s , com λ_s

igual a 1535 nm e c igual à velocidade da luz no vácuo.

Para o dispositivo usado como exemplo, conforme ilustrado na Fig. B1, o nível de ASE, em 1535 nm, é $-16,4$ dBm, medido com a resolução de largura de banda de 1 nm, ou seja, $-16,4$ dBm/nm. A conversão da densidade da potência de ASE, entre dBm/nm para W/Hz, é feita pela expressão:

$$\text{ASE}[\text{W/Hz}] = \text{ASE}(\text{W})/\Delta f \quad (\text{B4})$$

onde $\text{ASE}(\text{W}) = 10^{-3} \times 10^{\text{ASE}(\text{dBm})/10}$, $\Delta f = f_1 - f_2 = f(\lambda_1) - f(\lambda_2)$, $\lambda_1 = \lambda_s - 0,5$ nm, $\lambda_2 = \lambda_s + 0,5$ nm. Portanto, o valor de $-16,4$ dBm/nm é igual a $1,9 \times 10^{-16}$ W/Hz.

Logo, a figura de ruído referente a esse dispositivo, considerando $h\nu_0 = h.c/\lambda_s = 1,295 \times 10^{-19}$ W.s, será dada pela Eq. (B3) que, no caso, pode ser escrita na forma:

$$\text{NF}(\text{dB}) = 10 \times \log[1391/\text{G}] \quad (\text{B5})$$

Variando-se a potência de bombeio (resultando na variação de ganho, a Eq. (B5) permite obter os pontos experimentais apresentados na Fig. B4.

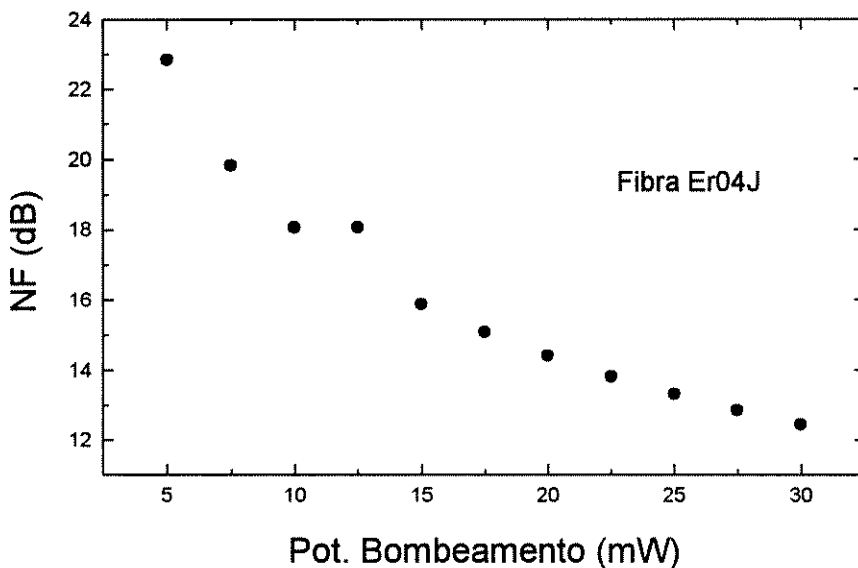


Figura B4: Valores experimentais da figura de ruído em função da potência de bombeamento (P_s^{in}).

Os altos valores medidos para a figura de ruído, no caso de potências de bombeio inferiores a 20 mW, se deve principalmente ao fato da potência de sinal de entrada ser alta (0,9 mW), correspondendo a baixos valores de ganho.

Apêndie C - Programação e Testes de Consistência

O teste de consistência, realizado para verificar a validade de se utilizar a Eq. (A19) para o cálculo da potência de saturação do sinal de saída, é apresentado na Fig. C1.

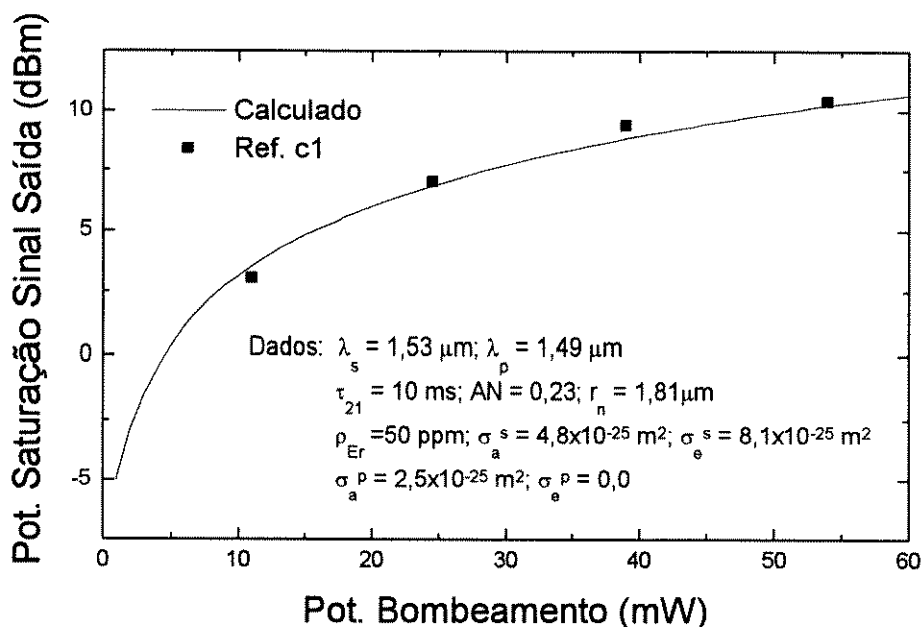


Figura C1: Teste de consistência para avaliar os valores calculados para a potência de saturação de sinal de saída, a partir das expressões utilizadas no modelamento .

Calculamos a potência de saturação do sinal de saída para os parâmetros dados no trabalho de Desurvire et al.^[c1], onde a curva calculada foi traçada usando os valores medidos no trabalho citado. Os parâmetros utilizados foram: comprimento de onda de sinal igual 1535 nm e comprimento de onda de bombeamento igual a 1490 nm. O tempo de vida de fluorescência foi igual a 10 ms, para AN igual a 0,23, dopagem de érbio de 50 ppm e raio do núcleo igual a 1,81 μm . A seção eficaz de absorção para o bombeio foi de $2,5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$, e a de emissão foi igual a zero. A seção eficaz de absorção para o sinal foi igual a $4,8 \times 10^{-25} \text{ m}^2$, e a de emissão foi igual a $8,1 \times 10^{-25} \text{ m}^2$.

A comparação dos cálculos com os valores experimentais, tirados da Referência c1, mostram uma boa concordância com resultados da literatura, a partir da utilização da Eq. (A19).

Sobre os cálculos da potência de sinal de saída, ganho e comprimento de fibra ótimo obtidos através de nosso programa, realizamos uma análise quantitativa dos resultados obtidos. Comparamos os valores obtidos através de nossas expressões, com um modelamento que utiliza as expressões gerais, com resolução numérica das equações de propagação^[c2]. Os resultados dessa confrontação, estão resumidos na Tabela C1.

Utilizou-se comprimento de onda de sinal e de bombeio iguais a, respectivamente, 1535 nm e 1480 nm. As potências utilizadas de sinal e bombeio estão indicadas na tabela.

Tabela C1: Resultados obtidos através de nosso modelamento, comparados com resultados de um modelamento que considera os efeitos da emissão espontânea amplificada, para um AFDE de um estágio.

Condições de Funcionamento		Modelamento com ASE ^[c2]			Nosso modelamento		
P_s^{in} (dBm)	P_p^{in} (mW)	L ótimo (m)	G (dB)	P_s^{out} (dBm)	L ótimo (m)	G (dB)	P_s^{out} (dBm)
-1,5	28,5	10,5	10,4	8,9	16,0	15,0	13,5
-1,5	20,4	7,0	9,8	8,3	10,5	11,5	10,0
-1,5	8,1	3,0	6,1	4,6	4,5	5,5	4,0

Note que os valores para a potência de sinal de saída (P_s^{out}) prevista pelos dois modelamentos, aproximam-se bastante entre si na condição de ganho mínimo (última linha), como esperado. A não consideração da ASE, em nosso modelamento, leva a uma super-estimativa do valor do ganho na condição de pequeno sinal de entrada.

Nos dois modelos, as variações dos parâmetros apresentados na Tabela C1 ocorrem no mesmo sentido. A grande vantagem da utilização do nosso modelamento analítico, é a possibilidade de visualização **direta** da influência da variação de um determinado parâmetro no comportamento esperado do amplificador, não havendo necessidade de cálculos iterativos.

- c1. E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson, J. L. Zyskind; "Efficient erbium-doped fiber amplifier at 1.53 μ m wavelength with a high output saturation power"; Opt. Lett. Vol. 14, No. 22, 1266 (1989);
- c2. C. A. Caballero Petersen; "Subsistemas Ópticos para Comunicações Solitônicas"; Tese de Doutorado, FEEC, Unicamp (1996).