

Modelagem e Física de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio

Andrés Anibal Rieznik

Orientador: Hugo Luis Fragnito

*o exemplar
responde à
lucção final de
se de mestrado
efundida por Andrés
Anibal Rieznik e
aprovada pela comissão
juladora.
Campinas, 21 de maio de 2003*

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", da Universidade Estadual de Campinas, para obtenção do Título de Mestre em Física.

Campinas, Estado de São Paulo, Brasil, Abril de 2003



PÓS

**Instituto
de Física
Gleb Wataghin**

C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 788-5305
e-mail: secpos@ifi.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE ANDRÉS
BAL RIEZNIK – RA 970262 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE
FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM
03/2003.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Hugo Luis Fragnito (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Carlos Lenz Cesar – IFGW/UNICAMP

Profa. Dra. Miriam Regina Xavier de Barros

Resumo

Estudamos a Física envolvida na modelagem de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio. A aproximação de dois níveis é analisada, implementada e verificada experimentalmente. Estudamos tanto o chamado “modelo completo” como um modelo de caixa preta, mostrando a validade experimental de ambos. Por último, dedicamos um Capítulo ao estudo de AFDEs operando na banda L: as suas particularidades e diferenças em relação aos AFDEs operando na banda convencional.

ÍNDICE

Tabela de Figuras	5
1. Introdução	1
1.1. Importância dos AFDEs	7
1.2. Modelagem de AFDEs	8
1.3. AFDEs operando na banda L	9
2. Modelo Completo (“Full Model”)	11
2.1. Níveis de energia em vidros dopados com terras raras: nomenclatura.	11
2.1.a. Números quânticos de elétrons individuais	11
2.1.b. A camada $4f$	12
2.1.c. Números quânticos de um conjunto de elétrons	13
2.2. A aproximação de dois níveis	13
2.2.a. Equação de taxa	15
2.2.b. Equação de propagação	17
2.3. Caso Estático	18
2.3.a. Resolução numérica das equações	18
2.3.b. Validação experimental	20
2.4. Caso Dinâmico	21
2.4.a. Full Model	21
2.4.b. A aproximação $N_2(z) = \text{cte.}$	22
2.4.c. Comparação	24
3. Modelo de Caixa Preta	27
3.1. Apresentação	27
3.2. Dedução	28
3.3. Validação experimental	30
3.4. Modelagem do Ruído	32

3.5.	Aplicação a TDFAs	34
4.	AFDEs operando na Banda L	36
4.1.	Mecanismo de amplificação e bombeio	36
4.2.	Introdução à sensibilidade dos AFDEs banda L	38
4.2.a.	Sensibilidade aos parâmetros intrínsecos da FDE	38
4.2.b.	Sensibilidade às potências de entrada na região da banda C	40
4.3.	Causas da sensibilidade	41
4.3.a.	Causas da sensibilidade as potências de entrada na região da banda C	41
4.3.b.	Causas da sensibilidade aos parâmetros intrínsecos da FDE	43
4.4.	Sensibilidade à refletividade na porta de entrada do AFDE	43
4.5.	Outro problema: como medir o coeficiente de ganho?	44
4.6.	Excited State Absorbtion	45
5.	Resumo das contribuições da pesquisa realizada	48
Referencias		50
Apêndice 1		53
Apêndice 2		57
Apêndice 3		60

Tabela de Figuras

Figura 1: Diagrama dos níveis de energia do ion Er^{3+} em vidros de silica. Os valores foram retirados da referencia [4] e o diagrama da referencia [26].....	14
Figura 2: seções eficazes de emissão e de absorção típicas em FDEs (referência [4]).....	17
Figura 3: representação esquemática do algoritmo utilizado para a resolução das equações de taxa e propagação.	20
Figura 4: espectros de ganho teóricos e experimentais para uma fibra de 3,08 metros: (a) bombeada com 19,8 mW em 980 nm e (b) sem bombeio. O ganho foi sempre medido com um laser sintonizavel com potencia de entrada na fibra mantida constante e igual a 0,6 μ W.....	20
Figura 5: função resposta de uma FDE a uma excitação degrau em $\lambda=1540$ nm.....	25
Figura 6 : potência do canal que sobrevive quando 7 de 8 canais são desligados ao mesmo tempo em um AFDE banda C operando em condições WDM. Os sete canais desligados são representados por um canal com potência sete vezes maior ao do canal sobrevivente.	26
Figura 7: montagem experimental para a validação do BBM. VOA: atenuador variável. DUT: <i>Device Under Test</i> . OSA: Analisador de espectro óptico.....	30
Figura 8: Espectros de ganho medidos para quatro condições de saturação diferentes em cada banda.....	31
Figura 9: ganho medido e preditos pelo BBM para AFDEs operando nas bandas C e L. Três diferentes simulações do BBM, obtidas a partir de curvas T e R calculadas utilizando diferentes pares de ganhos medidos, estão superpostas em cada um dos gráficos, mostrando a auto - consistência do modelo.....	32
Figura 10: Curvas da densidade espectral de ASE emitida na porta de saída do amplificador para quatro diferentes condições de saturação em cada banda. As curvas são nomeadas de acordo com a potência de entrada do canal saturante. As	

potências de bombeio utilizadas foram xxxx mW e wwmW nas bandas C e L, respectivamente.....	34
Figura 11: ASE medida e predita pelo BBM para AFDEs operando nas bandas C e L. Três diferentes simulações do BBM, obtidas a partir de curvas T e R calculadas utilizando diferentes pares de curvas de ASE, estão superpostas em cada gráfico, mostrando a auto consistência do modelo.....	34
Figure 12 (referência 8): ganho por unidade de comprimento de fibra dopada para diferentes níveis de inversão de população (n_2) de um AFDE com uma FDE típica de 4 metros (simulação).....	37
Figura 13: Diagrama esquemático do mecanismo de bombeio e amplificação na banda L.....	38
Figura 14: Seções eficazes utilizadas para realizar as simulações da Figura 11. Em detalhe, a região espectral em que os valores na absorção foram modificados (por 3% e 5%) para estudar o impacto destas mudanças nas curvas de ganho. As seções eficazes de emissão permaneceram sempre inalteradas.....	39
Figura 15: Resultado das simulações quando as seções eficazes são levemente modificadas como mostrado na Figura 14.....	40
Figura 16 (referência): Melhoria do ganho como função do comprimento de onda do laser sendo injetado na banda C em um AFDE banda L. Cada uma das quatro curvas corresponde a uma potência diferente do laser sendo injetado.....	41
Figura 17 (referência 35): redução da <i>backward</i> ASE para diferentes potências e comprimentos de onda do laser sendo injetado como bombeio escravo.....	42
Figure 18(referência 21): Seção de choque para a ESA em banda L em três tipos diferentes de FDE.....	47
Figura 19: ganho medido e simulado considerando e sem considerar a ESA em um AFDE comercial operando na banda L.....	47

1. Introdução

1.1. *Importância dos AFDEs*

As comunicações por fibra óptica começaram não mais do que 30 anos atrás, quando foi possível reduzir a atenuação em vidros de sílica a alguns poucos dB por quilômetro. Desde então, a opto - eletrônica, as fibras de sílica e os amplificadores ópticos têm se transformado em objeto de intensas pesquisas visando satisfazer a crescente demanda no mercado das telecomunicações.

Até 1990 a tarefa de regeneração do sinal em sistemas de fibras ópticas era realizada por repetidores eletrônicos 3R. Os sinais ópticos eram convertidos à sua forma elétrica por um fotodiodo e recondicionados (*Reshaped, Retimed and Regenerated* ou 3R) no domínio elétrico e logo convertidos novamente à sua forma óptica por um diodo laser. A velocidade e a estreita largura de banda dos circuitos eletrônicos nos repetidores 3R limitava a taxa de transmissão desses sistemas.

A demonstração, em 1986, de um laser à fibra de sílica dopada com érbio¹, e de um Amplificador a Fibra Dopada com érbio (AFDE) em 1987^{2,3}, abriu as portas para uma revolução nas comunicações ópticas. Primeiro, a enorme largura de banda dos AFDEs (vários THz) permite novos sistemas de transmissão que, sem as limitações dos repetidores 3R, podem ser completamente transparentes à taxa de transmissão e ao protocolo utilizado. Segundo, os AFDEs permitem o desenvolvimento da Multiplexação Densa por Comprimento de Onda (*Dense Wavelength Division Multiplexing, DWDM*). Nestes sistemas, dezenas de canais modulados a taxas de vários giga-bits por segundo

dentro da região de ganho dos AFDEs (~ de 1530 a 1600 nm) podem ser amplificados simultaneamente.

1.2. Modelagem de AFDEs

Os Capítulos 2 e 3 deste trabalho concentram-se no estudo de modelos físicos de AFDEs. O modelamento é feito de duas formas. A primeira, chamada geralmente de “modelo completo” (*full model*)^{4,5,6}, é um programa lento mas de alta precisão numérica que resolve as equações de taxa e de propagação e leva em consideração a presença de amplificação por emissão espontânea (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) nas duas direções de propagação dentro da fibra. A segunda, também conhecida como modelo de caixa preta (*Black Box Model*, BBM), é um programa muito mais rápido mas de menor exatidão e onde a ASE é ignorada na equação de propagação para os sinais.

Geralmente, o modelo completo é útil para pesquisar novas configurações e otimizar a arquitetura dos amplificadores (por exemplo, para estabelecer um comprimento de fibra ótimo para uma dada potência de bombeio), enquanto que os BBMs são utilizados para rapidamente caracterizar um dado AFDE.

No Capítulo 2 apresentamos o modelo completo. Discutimos as aproximações feitas, a sua validade experimental e a implementação da solução numérica das equações. Separamos a nossa discussão em dois casos: o estático e o dinâmico. No caso estático, as potências de entrada no amplificador são independentes do tempo, enquanto que no dinâmico um ou mais canais de sinal ou de bombeio podem sofrer variações. Também discutimos, no final do Capítulo 2 (seção 2.3.b), a aproximação frequentemente utilizada no caso dinâmico de que a população do estado excitado dos íons de érbio é constante ao longo do eixo z da fibra, apresentamos pela primeira vez uma solução analítica para a

dependência em z da equação de taxa em tal caso e fazemos uma comparação com os resultados fornecidos pelo modelo completo (seção 2.3.c).

O Capítulo 3 é dedicado ao estudo dos BBMs. Discutimos a sua validade nos casos estático e dinâmico e apresentamos na seção 3.4 o modelo do ruído de entrada equivalente para a modelagem da ASE (*Amplified Spontaneous Emission*). Também deduzimos o primeiro BBM para Amplificadores a Fibra Dopada com Túlio (TDFAs) e o validamos experimentalmente⁷.

1.3. AFDEs operando na banda L

Apesar do fato de que a largura de banda dos AFDEs é enorme comparada com a dos antigos repetidores 3R, ela é ainda insuficiente para atender a crescente demanda nos novos serviços de telecomunicações. A largura de banda dos AFDEs convencionais (1530 a 1560 nm) é atualmente um dos fatores limitantes na hora de projetar sistemas DWDM e redes ópticas. O desenvolvimento de amplificadores que operem em outras regiões de comprimento de onda mostra-se com uma das possíveis soluções para este problema.

Demonstrou-se em 1990⁸ que os AFDEs podem ser projetados para operar na banda L (L de *long wavelength*, 1570 a 1600 nm)^{8,9,10}. Enquanto os amplificadores operando na banda C podem ser considerados uma tecnologia madura, os AFDEs operando na banda L estão longe de ser completamente otimizados. Modelos físicos de AFDEs operando na banda C foram extensivamente estudados^{4,5,6,11,12}, mas a simples extrapolação destes modelos para a banda L provou ser menos acurada.

O Capítulo 4 deste trabalho é dedicado ao estudo de AFDEs operando na banda L. Discutimos os mecanismo de amplificação, dificuldades na modelagem e a inclusão da

absorção do estado excitado (*Excited State Absorption, ESA*) no modelamento. Descrevemos duas contribuições originais do nosso grupo: a observação de que o comportamento de AFDEs operando na banda L depende fortemente da refletividade na porta de entrada do amplificador¹³ e a demonstração de que é possível calcular o coeficiente de ganho em FDEs a partir de duas curvas da densidade de potência espectral da ASE na saída do amplificador¹⁴.

Por último, no Capítulo 5 fazemos um resumo do que foi apresentado em cada capítulo e fazemos alguns comentários finais.

2. Modelo Completo (“Full Model”)

2.1. Níveis de energia em vidros dopados com terras raras: nomenclatura.

Apresentamos nesta seção a nomenclatura utilizada para os níveis de energia dos íons em vidros amorfos dopados com terras raras. Embora os conceitos aqui apresentados não são essenciais para o entendimento do mecanismo de amplificação em AFDEs, eles são fundamentais para compreender a nomenclatura utilizada nesta tese e servem como base teórica para discussões mais detalhadas sobre os processos físicos presentes no fenômeno da amplificação. Para uma exposição clara do que descrevo nesta seção, recomendo ao leitor o Capítulo 4 da referência [5] ou a seção 4.3 da referência [20]. Dessas referências, reproduzo aqui apenas o que me parece que há de essencial para o entendimento da nomenclatura que irei utilizar ao longo deste trabalho.

2.1.a. Números quânticos de elétrons individuais

De acordo à teoria quântica, o estado de cada elétron em um dado átomo é definido através de quatro números quânticos: n , l , m e s . O princípio de exclusão de Pauli estabelece que em um dado átomo dois elétrons não podem ter os mesmos valores em todos os números quânticos. O *número quântico principal* ($n = 0, 1, 2, \dots$) determina a distribuição radial da densidade de probabilidade. O *número quântico orbital* l pode ter qualquer valor inteiro entre 0 e $n - 1$ e determina o momento angular orbital do elétron, igual a $\sqrt{l(l+1)}\hbar$. Por convenção, os valores $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$ são chamados $s, p, d, f, g, h, i, \dots$, respectivamente. O número quântico m determina a orientação do momento orbital e pode tomar qualquer valor entre $-l$ e l (i.e., existem $2l + 1$ valores possíveis para

2. Modelo Completo (“Full Model”)

2.1. Níveis de energia em vidros dopados com terras raras: nomenclatura.

Apresentamos nesta seção a nomenclatura utilizada para os níveis de energia dos íons em vidros amorfos dopados com terras raras. Embora os conceitos aqui apresentados não são essenciais para o entendimento do mecanismo de amplificação em AFDEs, eles são fundamentais para compreender a nomenclatura utilizada nesta tese e servem como base teórica para discussões mais detalhadas sobre os processos físicos presentes no fenômeno da amplificação. Para uma exposição clara do que descrevo nesta seção, recomendo ao leitor o Capítulo 4 da referência [5] ou a seção 4.3 da referência [20]. Dessas referências, reproduzo aqui apenas o que me parece que há de essencial para o entendimento da nomenclatura que irei utilizar ao longo deste trabalho.

2.1.a. Números quânticos de elétrons individuais

De acordo à teoria quântica, o estado de cada elétron em um dado átomo é definido através de quatro números quânticos: n , l , m e s . O princípio de exclusão de Pauli estabelece que em um dado átomo dois elétrons não podem ter os mesmos valores em todos os números quânticos. O *número quântico principal* ($n = 0, 1, 2, \dots$) determina a distribuição radial da densidade de probabilidade. O *número quântico orbital* l pode ter qualquer valor inteiro entre 0 e $n - 1$ e determina o momento angular orbital do elétron, igual a $\sqrt{l(l+1)}\hbar$. Por convenção, os valores $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$ são chamados $s, p, d, f, g, h, i, \dots$, respectivamente. O número quântico m determina a orientação do momento orbital e pode tomar qualquer valor entre $-l$ e l (i.e., existem $2l + 1$ valores possíveis para

m). Por último, o *número quântico de spin* (*s*) poder tomar os valores $s = \frac{1}{2}$ ou $s = -\frac{1}{2}$, correspondendo, respectivamente, a um elétron com spin $+\hbar/2$ ou $-\hbar/2$.

2.1.b. A camada 4f

As “terras raras” são definidas como os elementos químicos com número atômico *Z* com valores entre 57 e 71 (o Érbio, em particular, tem número atômico 68). Em geral, o raio orbital aumenta monótonamente com o número atômico. Porém, uma contração abrupta acontece em $Z = 57$. A situação é a seguinte: as camadas 5s ($n = 4, l = 0$) e 5p ($n = 4, l = 1$) ficam cheias com 56 elétrons. A próxima camada a ser preenchida é a 4f que, ao invés de ter um raio maior do que o das camadas 5s e 5p, tem um raio *menor*. Assim, os elétrons adicionados à camada 4f ficam “blindados” pelos elétrons da camada 5s e 5p. Não estudaremos este fato nesta tese, mas não queremos deixar de mencionarmos aqui que esta “blindagem” é a causa principal de certas características físicas que ocorrem dentro da camada 4f, como a relativamente estreita largura das transições entre diferentes estados desta camada. O longo tempo de vida das transições e o pequeno valor das seções eficazes de absorção e emissão de fótons, são devidos a que as transições 4f → 4f são transições de dipolo proibido e cuja existência deve-se, fundamentalmente, a que a função de onda dos estados 4f mistura-se com pequenas quantidades da função de onda do estado 5d. No érbio, por exemplo, o tempo de vida do estado excitado na transição na região de 1.5 μm é de aproximadamente 10 ms e as seções eficazes são da ordem de 10^{-25} m². Para uma discussão detalhada dos mecanismos que permitem às transições de dipolo proibido ter uma pequena mas significativa amplitude, recomendo a seção 4.3.1 da referência [20].

2.1.C. Números quânticos de um conjunto de eletrons

O momento angular total **Erro! Não é possível criar objetos a partir de códigos de campo de edição.** de um átomo é dado pela soma vetorial dos momentos orbitales de todos os eletrons presentes no átomo $\vec{L} = \sum \vec{l}_i$ mais a soma vetorial dos seus spins $\vec{S} = \sum \vec{s}_i$, i.e., $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Por convenção, o conjunto de estados com números quânticos (J, L, S) são denominados através do símbolo $^{2S+1}L_J$, onde $L = 0, 1, 2, \dots$ corresponde às letras S, P, D, F, \dots , respectivamente. Assim, a notação para o estado fundamental $^4I_{15/2}$ do íon Er^{+3} , corresponde a um átomo com números quânticos $(J = 15/2, L = 6 \text{ e } S = 3/2)$.

2.2. A aproximação de dois níveis

A Figura 1 mostra um esquema dos níveis de energia do íon Er^{3+} em sílica. A transição relevante para a amplificação na região de $1.5 \mu\text{m}$ é entre o nível fundamental ($^4I_{15/2}$) e o estado excitado ($^4I_{13/2}$). O tempo de vida do estado *metaestável* ($^4I_{13/2}$) é tipicamente 10 ms, enquanto que nos estados de maior energia este valor é sempre $< 10 \mu\text{s}$. Assim, a fibra pode ser bombeada em vários comprimentos de onda (532 nm, 810 nm, 980 nm, 1480 nm, etc.), mas os íons relaxam rapidamente para o estado $^4I_{13/2}$, o que justifica a aproximação de dois níveis.

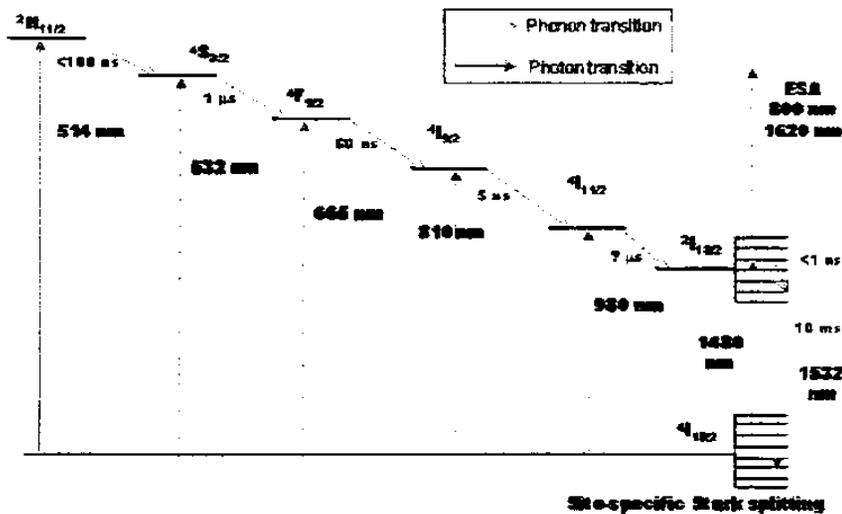


Figura 1: Diagrama dos níveis de energia do íon Er^{3+} em vidros de sílica. Os valores foram retirados da referência [4] e o diagrama da referência [26].

O campo elétrico local produzido pelos átomos vizinhos desdobra cada estado eletrônico em um conjunto de subníveis com energias ligeiramente diferentes devido ao efeito Stark. O número de subníveis é 7 e 8 nos estados $^4I_{13/2}$ e $^4I_{15/2}$, respectivamente. A separação energética entre dois subníveis vizinhos é da ordem de 50 cm^{-1} , o que corresponde a $\sim 12 \text{ nm}$ para a transição em $1.5 \mu\text{m}$. O tempo de terminalização para que as populações dos diferentes subníveis alcancem a distribuição térmica ou de Boltzmann é sempre $< 10 \text{ ps}$. A variação do campo elétrico local nos sítios que os íons de érbio podem ocupar produz um alargamento inhomogêneo que é também da ordem de 10 nm . Porém, a interação com os fônons da sílica produz um alargamento espectral (alargamento homogêneo) das transições entre cada par de subníveis de diferentes estados que é da ordem de 12 nm e, portanto, comparável à separação entre subníveis de um mesmo estado eletrônico e às diferenças devidas à variação do campo elétrico de um sítio a outro

(alargamento inhomogêneo)^{15,16,17}. O alargamento em FDEs é, portanto, essencialmente homogêneo e apresenta bandas com pouca estrutura espectral.

Quando o bombeio é em 800 nm ou o sinal a ser amplificado tem comprimento de onda >1600 nm (banda L), a absorção do estado excitado (ESA) deve ser considerada^{18,19}. Neste trabalho consideramos apenas bombeio em 980 ou 1480 nm já que estes são os comprimentos de onda utilizado na imensa maioria dos amplificadores²⁰. O efeito do ESA em comprimentos de onda de sinais em amplificadores operando na banda L é estudado na seção 4.6. Em AFDEs operando na banda C o efeito do *ESA* é desprezível²¹ e não é considerado neste trabalho.

O sistema de dois níveis tem sido consideravelmente sofisticado para levar em conta alguns aspectos do ganho inhomogêneo^{15,16,22}, as interações íon-íon e o ganho dependente da polarização⁴. Estes efeitos têm sido bem estudados em AFDEs banda C típicos e sabe-se que seu impacto é pequeno. Tipicamente, um AFDE com 30 dB de ganho pode sofrer variações da ordem de 0,2 a 2 dB, dependendo da potência do sinal. Na Figura 4 desta tese mostramos a boa concordância entre o modelo de dois níveis sem ditas sofisticções e medidas experimentais em um AFDE banda C. Em AFDEs operando na banda L o impacto do ganho inhomogêneo e do ganho dependente da polarização não tem sido bem estabelecido até hoje. Porém, a boa concordância apresentada nesta tese (veja seção 3.3) entre os resultados fornecidos pelo modelo de dois níveis homogeneamente alargados e os experimentos sugerem que o impacto destes efeitos é menor ainda na banda L do que na C.

2.2.a. Equação de taxa

A equação de taxa para a densidade numérica de íons no estado excitado N_2 em um sistema de dois níveis interagindo com radiação em fibras monomodo e com densidade de dopagem uniforme é

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = -\frac{N_2(z,t)}{\tau} - \frac{1}{A} \sum_{n=1}^M [\Gamma_n \sigma_n^e N_2(z,t) - \Gamma_n \sigma_n^a N_1(z,t)] [P_n^+(z,t) + P_n^-(z,t)] \quad (1)$$

onde $N_2 + N_1 = N$ (densidade numérica de íons de érbio) e $P_n(z,t)$ é a potência do feixe de luz com comprimento de onda centrado em λ_n dada em unidades de fótons por segundo (a rigor deveria ser chamadas de corrente de fótons) no ponto z e no instante t . O sobrescrito + ou - indica feixes propagando-se na direção + z e - z , respectivamente. A é a área da região dopada (geralmente igual a área do núcleo), τ é o tempo de vida do estado excitado, σ_n^e e σ_n^a são as seções de choque eficazes de emissão e de absorção, respectivamente, dos íons de érbio no comprimento de onda λ_n (Figura 2) e M é o número de comprimentos de onda considerados no modelo. Na realidade deveríamos considerar infinitos comprimentos de onda e a somatória em n na equação (1) deveria ser uma integral; mas, na prática, o que medimos ou simulamos é um conjunto finito de potências para diferentes λ_n s. Na maioria dos casos de interesse prático é possível obter previsões realistas utilizando no mínimo $M=100$ no intervalo de 1500 a 1600 nm, i.e., um espaçamento de ~ 1 nm entre os comprimentos de onda considerados. O fator de sobreposição entre a área da região dopada e o modo da fibra Γ_n é dado por

$$\Gamma_n = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^b I(r, \theta, \lambda_n) r dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(r, \theta, \lambda_n) r dr d\theta} \quad (2)$$

onde $I(r, \theta, \lambda_n)$ é a intensidade do modo como função das coordenadas cilíndricas da fibra e b é o raio da região dopada ($A=\pi b^2$). O fator de sobreposição Γ_n é um número

adimensional entre 0 e 1 que fisicamente representa a proporção de fótons que interage com os íons de érbio (a área do modo é sempre maior do que a da região dopada em FDEs monomodo). A rigor, Γ_n depende também das potências, mas em fibras monomodo onde o raio do núcleo é muito menor que o raio da casca, esta dependência pode ser desprezada⁵. Em fibras monomodo, a distribuição transversal do modo fundamental LP₀₁ é bem conhecido e depende apenas da abertura numérica (NA, de *numerical aperture*) da fibra. Assim, os únicos parâmetros de entrada necessários para determinar Γ_n são b (o raio do núcleo e da região dopada) e a abertura numérica da fibra, NA.

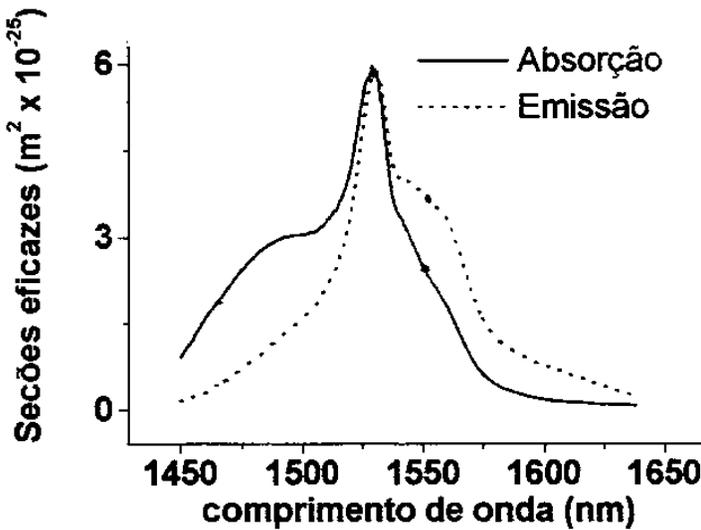


Figura 2: seções eficazes de emissão e de absorção típicas em FDEs (referência [4]).

2.2.b. Equação de propagação

A equação de propagação para cada um dos feixes de luz com comprimento de onda centrado em λ_n é

$$\frac{\partial P_n^\pm(z,t)}{\partial z} = \pm[\Gamma_n \sigma_n^e N_2(z,t) - \Gamma_n \sigma_n^a N_1(z,t) - \alpha_{loss}] P_n^\pm(z,t) \pm 2\Delta\nu N_2 \Gamma_n \sigma_n^e \quad (3)$$

onde α_{oss} é o coeficiente de atenuação da fibra (devido ao espalhamento e absorção por impurezas) e o último termo do lado direito da equação representa a contribuição da ASE (fótons emitidos espontaneamente no modo), sendo $\Delta\nu$ dado pela largura de banda do detector utilizado ou, em simulações, pelo número de frequências consideradas (o número M na somatória da equação (1)). Em condições típicas, devemos utilizar no mínimo $M=100$ no intervalo desde 1500 a 1600 nm para obter resultados realistas. Temos, então, $\Delta\lambda=1$ nm ou, equivalentemente, $\Delta\nu=125$ GHz para $\lambda=1550$ nm. Porém, em sistemas DWDM com espaçamento entre canais de 50GHz, devemos utilizar $\Delta\nu\sim 10$ GHz para obter resultados acurados.

A equação (3) é obtida fazendo a aproximação de que os feixes de luz propagam-se instantaneamente dentro da fibra, i.e., que o tempo de trânsito da luz dentro da FDE é muito menor do que o tempo de resposta das populações. Por exemplo, para um AFDE utilizando uma FDE de 10 metros, o tempo de propagação da luz dentro dela é de ~ 50 ns (o índice de refração da sílica é $\sim 1,5$). Porém, devido ao alto valor do tempo de vida do estado excitado do érbio ($\tau \sim 10$ ms), a resposta do AFDE a qualquer modificação nas potências de entrada é relativamente lenta e acontece em tempos sempre maiores que 5 μ s, i.e., duas ordens de grandeza acima do valor do tempo de trânsito da luz dentro da fibra.

2.3. Caso Estático

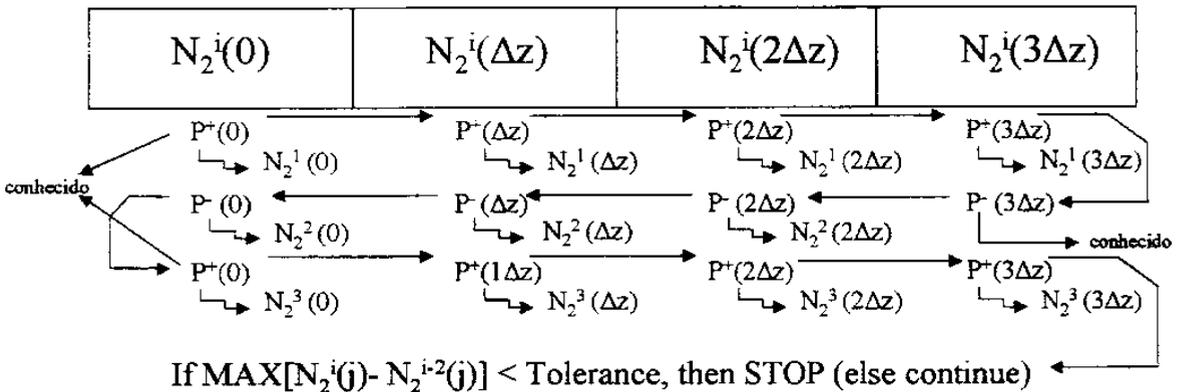
2.3.a. Resolução numérica das equações

Quando as potências na fibra não variam com o tempo, o lado esquerdo da equação (1) é igual a zero. Esta condição é aplicável ao caso de lasers contínuos ou a aqueles

modulados a frequências acima de $\sim 10\text{kHz}$. Podemos utilizar $N_2 + N_1 = N$ em (1) para isolar N_2 :

$$N_2(z) = \frac{N \sum_{n=1}^M \Gamma_n \sigma_n^a [P_n^+(z) + P_n^-(z)]}{\frac{A}{\tau} + \sum_{n=1}^M \Gamma_n (\sigma_n^a + \sigma_n^e) [P_n^+(z) + P_n^-(z)]} \quad (4)$$

Para conhecer as potências de saída como função das potências de entrada devemos resolver $2M$ equações diferenciais ordinárias de primeira ordem (eq. (3)) acopladas através da relação (4). Há uma equação para cada um dos M canais considerados no modelo e o fator 2 corresponde aos dois possíveis sentidos de propagação. Na Figura 3 mostramos um diagrama esquemático do algoritmo utilizado para a resolução deste sistema quando apenas um comprimento de onda é levado em consideração. A fibra é separada em vários pedaços de longitude Δz e as condições de contorno são dadas nos pontos $z = 0$ e $z = L$, onde L é o comprimento da fibra. Em $z = 0$ são conhecidas as potências na direção propagante; em $z = L$, na direção contra-propagante. Para realizar a



derivaco numérica $\delta P/\delta z$ em cada ponto da fibra (eq. 3) utilizamos o método de Runge-Kutta de quarta ordem.

Figura 3: representação esquemática do algoritmo utilizado para a resolução das equações de taxa e propagação.

2.3.b. Validação experimental

A validade experimental do modelo de dois níveis descrito acima para FDEs tem sido extensamente documentada^{4,20}. Como exemplo, mostramos na Figura 4 dados experimentais de ganho medidos no nosso laboratório junto com simulações também realizadas pelo nosso grupo em colaboração com o Prof. Andrés Pablo Lopez Barbero, da Universidade Federal Fluminense. A concordância entre os experimentos e as simulações está dentro da margem de erro das medidas.

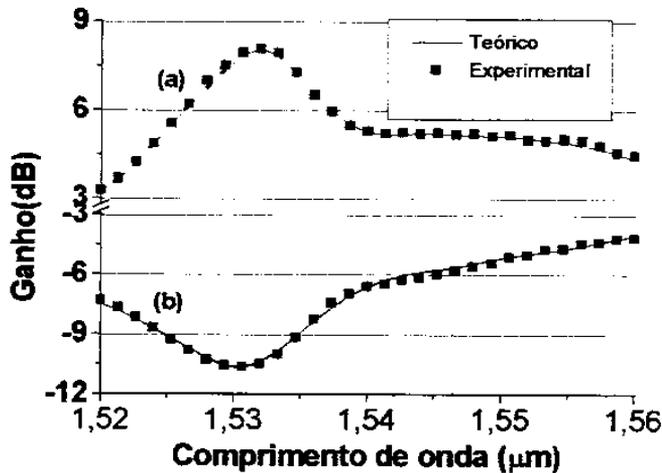


Figura 4: espectros de ganho teóricos e experimentais para uma fibra de 3,08 metros: (a) bombeada com 19,8 mW em 980 nm e (b) sem bombeio. O ganho foi sempre medido com um laser sintonizável com potência de entrada na fibra mantida constante e igual a 0,6 μW.

A FDE utilizada nestas medidas é uma fibra comercial da *Photonetics*, modelo ED-230. Alguns dos parâmetros utilizados nas simulações foram medidos no nosso laboratório (τ e L), enquanto que outros foram fornecidos pelos fabricantes. Na Tabela I listamos os

valores, enquanto que as seções eficazes de absorção e emissão utilizadas são aquelas mostradas na Figura 2.

Table I: Parametros usados na simulações mostradas na Figura 4.

Name	Value
Tempo de vida do estado excitado (τ)	10 ms
Raio do núcleo e da região dopada (b)	1.1 μm
Apertura Numérica (NA)	0.25
Densidade de ions (N)	$4,14 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Perdas de fundo (α_{loss})	10 dB/Km

2.4. Caso Dinâmico

2.4.a. Full Model

A resposta dinâmica de AFDEs é de fundamental importância em sistemas WDM em que um ou vários canais podem ser adicionados ou removidos em diferentes instantes de tempo em operações chamadas de *Add* e *Drop*^{23,24}. Os transientes de ganho devem ser estudados de forma a evitar a degradação dos sinais: em operações de *Drop*, se a potência de saída dos canais sobreviventes superar um certo limiar poderá induzir efeitos não lineares na fibra; se em operações de *Add* a potência de algum dos canais cair muito poderá ser indetectável para o receptor.

Para a resolução das equações de taxa e propagação no caso dinâmico, utiliza-se como condição inicial para N_2 (i.e., $N_2(z, t=0)$) a resolução do caso estático com condições de contorno em $z = 0$ e $z = L$ dadas pelas potências de entrada nos sentidos co- e contra-propagantes em $t = 0$. Uma vez conhecidos $N_2(z, t=0)$ e $P(z, t=0)$ calcula-se $N_2(z, t+\Delta t)$ através da equação (1) e, com isto, $P(z, t+\Delta t)$ através da equação (3). Observe que as potências dependem apenas *implicitamente* do tempo através de N_2 e, por isto, não é

necessário montar uma equação para a derivada de P em relação ao tempo para resolver as equações.

2.4.b. A aproximação $N_2(z) = cte.$

A resolução numérica das equações no caso dinâmico pode levar de 1 a 10 minutos para parâmetros típicos de AFDEs operando em condições WDM. No caso de AFDEs operando na banda L este tempo pode chegar a ser de varias dezenas de minutos. Uma aproximação que pode ser feita para realizar simulações em apenas alguns segundos é desconsiderar as perdas de fundo ($\alpha_{loss}=0$ na equação (3)) e considerar que N_2 é constante ao longo de z . Apresentamos aqui pela primeira vez uma solução analítica para a dependência em z da equação de taxa neste caso. O modelo é rigorosamente válido em três tipos de dispositivos que utilizam FDEs: amplificadores fortemente invertidos em que altas potências de bombeio são utilizadas para obter inversão total da população; amplificadores com bombeio transversal operando no regime linear e, por último, FDEs sem bombeio funcionando como absorvedores lineares, caso em que as potências envolvidas são fracas e podemos considerar $N_2(z) = 0$. Na próxima seção (2.3.c) faremos uma comparação entre os resultados fornecidos pela resolução completa das equações e pelo modelo analítico considerando $N_2(z) = cte$, apresentado no próximo parágrafo.

As equações (5) e (6) mostram o resultado analítico da equação de propagação (3) quando $N_2(z)=cte.$:

$$P_n^{\pm out}(t) = P_n^{\pm in}(t)G_n(t) + 2n_n^{sp}[G_n(t) - 1]\Delta v \quad (5)$$

onde

$$G_n = \exp\{\Gamma_n[(\sigma_n^e + \sigma_n^a)N_2(t) - N\sigma_n^a]L\} \quad \text{e} \quad n_n^{sp} = \frac{N_2(t)\sigma_n^e}{(\sigma_n^e + \sigma_n^a)N_2(t) - \sigma_n^a N} \quad (6)$$

e usamos $N_2 - N_1 = N$. Agora apresentaremos nesta tese pela primeira vez uma solução analítica para a dependência em z da equação de taxa (1) quando $N_2 = cte.$ e $\alpha_{\text{loss}} = 0$. A segunda destas suposições é bem mais realista do que a primeira, pois em fibras de sílica $\alpha_{\text{loss}} \sim 0,2$ dB/Km e, como AFDEs típicos nunca têm mais do que 70 metros de fibra, a influencia das perdas de fundo no comportamento do amplificador é desprezível.

Observe que embora a equação de taxa para a derivada de $N_2(z,t)$ (eq. (1)) não tenha dependência explícita em z , existe uma dependência implícita através do termo multiplicado por $P(z,t)$ dentro da somatória. Assim, inclusive quando $N_2(z)$ é constante, não é obvio *a priori* que não tenhamos que resolver a equação de taxa em cada ponto da fibra. O nosso truque é integrar a equação (1) de 0 a L e obter uma solução analítica para dita integral utilizando (5). Após dividir a solução por L , temos

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{N_2(t)}{\tau} - \frac{1}{AL} \sum_{n=1}^M P_n^{\pm in}(t) [G_n(t) - 1] + 4n_n^{sp} [G_n(t) - 1] \Delta\nu - 4\Delta\nu\sigma_n^e N_2(t) \Gamma_n L \quad (7)$$

A equação (7) acima é uma contribuição original desta tese. Por outra parte, o fato de que a equação de propagação (3) possui solução analítica quando $N(z) = cte.$ é bem conhecido e tem sido extensivamente estudado e validado experimentalmente⁵. O valor n_{sp} definido na equação (6) é chamado *fator de ruído* por estar multiplicando o termo devido à contribuição da ASE na resolução da equação de propagação (eq. (5)). Para simular o comportamento de $N_2(t)$ alguns programas comerciais para simular AFDEs utilizam uma equação igual a eq. (7) acima, mas sem o último termo na somatória (o termo $4\Delta\nu\sigma_n^e N_2(t) \Gamma_n L$)^{25,26}. A dedução que os leva a tal solução aproximada para a equação de taxa não será discutida aqui, mas mencionamos este fato porque desprezar o último termo

dentro da somatória do lado direito da expressão (7) não compromete, de fato, a exatidão do modelo na grande maioria dos casos de interesse prático como, por exemplo, os dois casos apresentados no próximo parágrafo. Estamos ainda estudando as situações em que o termo por nós apresentado contribui de forma não desprezível à derivada temporal de $N_2(t)$, mas achamos importante mostrar aqui a nossa demonstração de uma solução analítica para tal derivada.

Vamos agora comparar os resultados fornecidos pelo modelo considerando $N_2=cte.$ e $\alpha_{loss}=0$ com os do modelo completo em dois casos diferentes: a função resposta de uma FDE a uma excitação do tipo degrau e um AFDE operando em condições *DWDM*.

2.4.c. Comparação

Mostramos dois casos. Primeiro, a função resposta de uma FDE a uma excitação do tipo degrau²⁷ (Figura 5). Este caso tem interesse prático devido à sua utilização como método para a caracterização de FDEs²⁸. Se as potências utilizadas são baixas podemos considerar $N_2 \sim 0$ e ambos os modelos fornecem aproximadamente a mesma solução. No primeiro instante de tempo após o degrau, ambos modelos são equivalentes, pois $N_2(z, t=t_0) = 0$, fato facilmente observável experimentalmente²⁷.

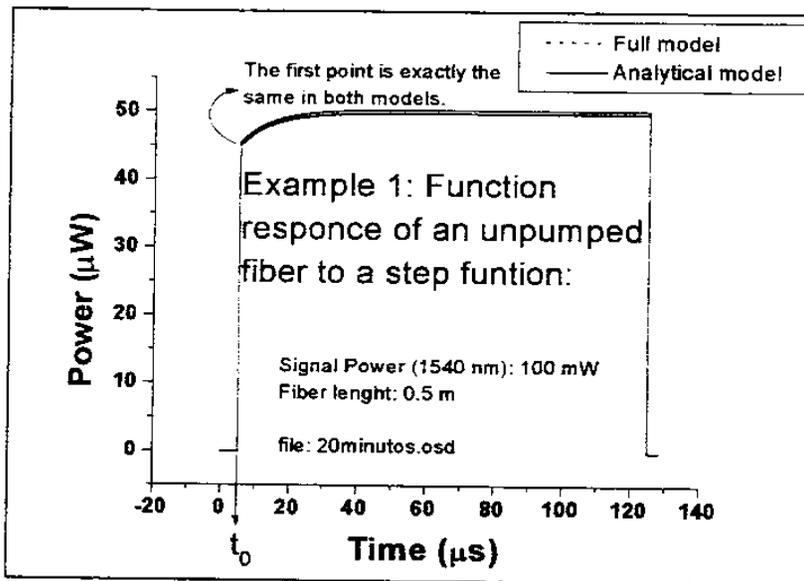


Figura 5: função resposta de uma FDE a uma excitação degrau em $\lambda=1540\text{nm}$.

O segundo caso que estudamos é o de um AFDE banda C operando em condições WDM.

A Figura 6 mostra a potência de saída como função do tempo para o canal sobrevivente quando 7 de 8 canais são desligados no instante $t=0,3\text{ms}$. Os sete canais desligados no instante $t = 0,4$ ms são representados na simulação por um único canal ($\lambda = 1540$ nm) com potencia sete vezes maior à do canal que sobrevive. Neste caso, os resultados fornecidos pelos dois modelos são mais divergentes, concordando apenas na ordem de grandeza dos efeitos transientes.

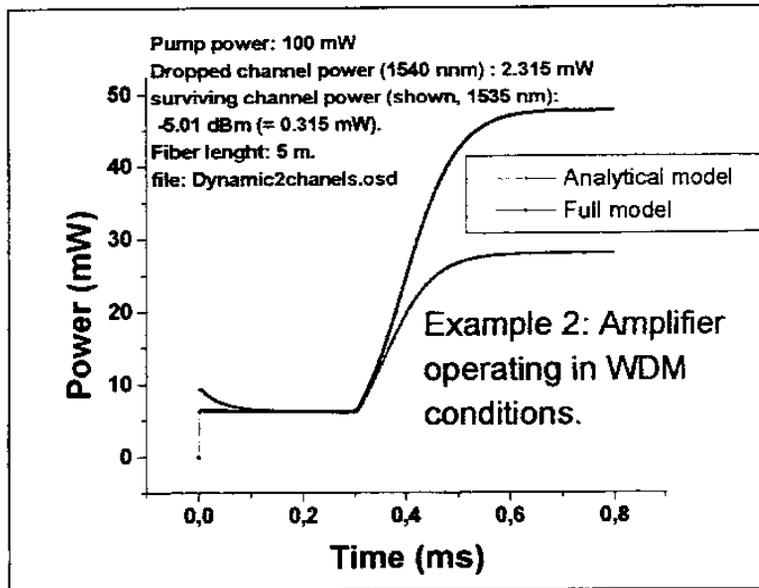


Figura 6 : potência do canal que sobrevive quando 7 de 8 canais são desligados ao mesmo tempo em um AFDE banda C operando em condições WDM. Os sete canais desligados são representados por um canal com potência sete vezes maior ao do canal sobrevivente.

3. Modelo de Caixa Preta

3.1. Apresentação

O modelo completo apresentado no Capítulo anterior depende do conhecimento acurado das seções eficazes de absorção e emissão, da geometria da fibra dopada, do tempo de vida do estado excitado, da concentração de íons de érbio, do fator de sobreposição, etc., além das perdas de inserção de todos os componentes dentro do AFDE (como acopladores, multiplexadores, filtros e isoladores). Estes parâmetros são extremamente difíceis de serem obtidos experimentalmente por métodos não destrutivos.

Uma forma alternativa de modelar AFDEs é através de modelos de caixa preta (*Black Box Models*, BBMs), i.e., modelos baseados apenas em medidas que possam ser feitas externamente do amplificador como um todo.

Em geral, um modelo de caixa preta relaciona as potências de saída com as de entrada através de uma função transferência (ou função resposta) característica do sistema ou, neste caso, do amplificador. O problema em modelar amplificadores ópticos como uma caixa preta é que a função de transferência que os caracteriza (o ganho), depende das potências de entrada, ou seja, os AFDEs são dispositivos não-lineares e não é *a priori* óbvio que a função transferência que os caracteriza possa ser medida sem o conhecimento dos parâmetros internos do amplificador.

Porém, várias variantes de BBMs para AFDEs foram apresentadas e refinadas ao longo dos anos^{29,30,31}. No lugar de seções eficazes, geometria da fibra, etc., os BBMs utilizam fórmulas empíricas para prever o ganho e o ruído dos amplificadores através de medidas não destrutivas do AFDE como um todo. A falta de uma base teórica nos

modelos empíricos reduz grandemente a sua utilidade, pois nunca se sabe ao certo se o modelo é acurado quando o amplificador opera sob condições não usuais ou se é válido em diferentes tipos de amplificadores (por exemplo, amplificadores a fibra dopada com túlio ou praseodímio). Recentemente, porém, um modelo analítico foi deduzido a partir das equações de taxa e propagação para um sistema de dois níveis homogeneamente alargado apresentadas no Capítulo anterior³¹. Este BBM analítico foi validado experimentalmente em um AFDEs operando na banda C por pesquisadores do laboratório ONER na Suíça³¹ e pelo nosso grupo em um AFDE operando na banda L³² (como o mecanismo de amplificação em AFDEs operando na banda L é diferente do mecanismo para a banda C –veja o Capítulo 4 desta tese–, não é óbvio *a priori* que o BBM seja válido na banda L).

Apresentamos a seguir a dedução teórica deste BBM para as bandas C e L, dedução que se aplica tanto ao caso estático quanto ao dinâmico. Apresentamos também a sua validação experimental no caso estático³². Não validamos o caso dinâmico experimentalmente, mas não conhecemos nenhuma razão que possa comprometer a sua exatidão do modelo em tal caso.

3.2. Dedução

Nos comprimentos de onda em que existem lasers de sinal ou de bombeio entrando no amplificador a contribuição da ASE na equação de propagação, i.e., o último termo da equação (3), pode ser desprezada, pois a contribuição dos outros termos é sempre muito maior que a da ASE. Assim, a equação de propagação (3) possui solução analítica para a dependência em z e o ganho do amplificador em decibéis poder ser expresso como

$$G^{dB}(\lambda, t) = \varepsilon(\lambda)n_2(t) - B(\lambda) \quad (8)$$

onde

$$\varepsilon(\lambda) = 10 \log(e) \Gamma(\lambda) NL(\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)),$$

$$B(\lambda) = 10 \log(e) \Gamma(\lambda) NL \sigma_a(\lambda) + 10 \log(e) L \alpha_{loss}$$

e

$$n_2(t) = \frac{1}{LN} \int_0^L N_2(z, t) dz \quad (9)$$

A equação básica do BBM segue escrevendo a eq. (8) para dois comprimentos de onda diferentes (λ e λ_{ref}) e combinando-as para eliminar n_2 :

$$G^{dB}(\lambda, t) = T(\lambda, \lambda_{ref}) G^{dB}(\lambda_{ref}, t) + R(\lambda, \lambda_{ref}) \quad (10)$$

onde

$$T(\lambda, \lambda_{ref}) = \frac{\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)}{\sigma_e(\lambda_{ref}) + \sigma_a(\lambda_{ref})} \quad e \quad R(\lambda, \lambda_{ref}) = T(\lambda, \lambda_{ref}) B(\lambda_{ref}) - B(\lambda) \quad (11)$$

As funções $T(\lambda, \lambda_{ref})$ e $R(\lambda, \lambda_{ref})$ podem ser calculadas facilmente a partir de duas medidas espectrais de ganho do amplificador operando em duas condições de saturação diferentes obtidas variando-se a potência de bombeio ou de algum dos canais entrando no amplificador (chamado de canal saturante). Utilizando (8) e (9) é fácil mostrar que

$$T(\lambda, \lambda_{ref}) = \frac{G_A^{dB}(\lambda) - G_B^{dB}(\lambda)}{G_A^{dB}(\lambda_{ref}) - G_B^{dB}(\lambda_{ref})}$$

$$e \quad R(\lambda, \lambda_{ref}) = \frac{G_A^{dB}(\lambda_{ref}) \cdot G_B^{dB}(\lambda) - G_A^{dB}(\lambda) \cdot G_B^{dB}(\lambda_{ref})}{G_A^{dB}(\lambda_{ref}) - G_B^{dB}(\lambda_{ref})} \quad (12)$$

onde os subscritos A e B denotam duas condições de saturação diferentes.

A equação (10) é a equação básica do BBM aqui estudado. Ela permite expressar o ganho em qualquer comprimento de onda como função do ganho no comprimento de onda de referência se as funções T e R são conhecidas. Como estas funções podem ser calculadas a partir de medidas de ganho do amplificador como um todo (eq.(12)), o BBM permite prever o ganho para qualquer comprimento de onda como função do ganho em λ_{ref} a partir apenas de medidas externas do AFDE.

3.3. Validação experimental

A Figura 7 mostra a montagem experimental utilizada. O *DUT* (*Device Under Test*) consiste de um AFDE cujo comprimento de fibra é escolhido de forma a obter ganho na banda C ou na L.

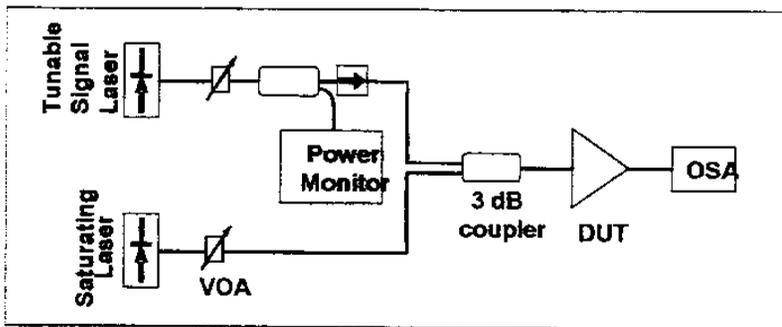


Figura 7: montagem experimental para a validação do BBM. VOA: atenuador variável. DUT: *Device Under Test*. OSA: Analisador de espectro óptico.

Para cada um dos AFDEs (bandas C e L) medimos quatro curvas de ganho espectral (Figura 8) em diferentes condições de saturação obtidas variando a potência do laser saturante através do atenuador variável (VOA). A potência de entrada no *DUT* do laser de sinal sintonizável com o qual medimos as curvas de ganho foi mantida constante e

igual a -31 dBm. Na Figura 8 nomeamos cada curva de acordo com a potência de entrada do canal saturante na FDE.

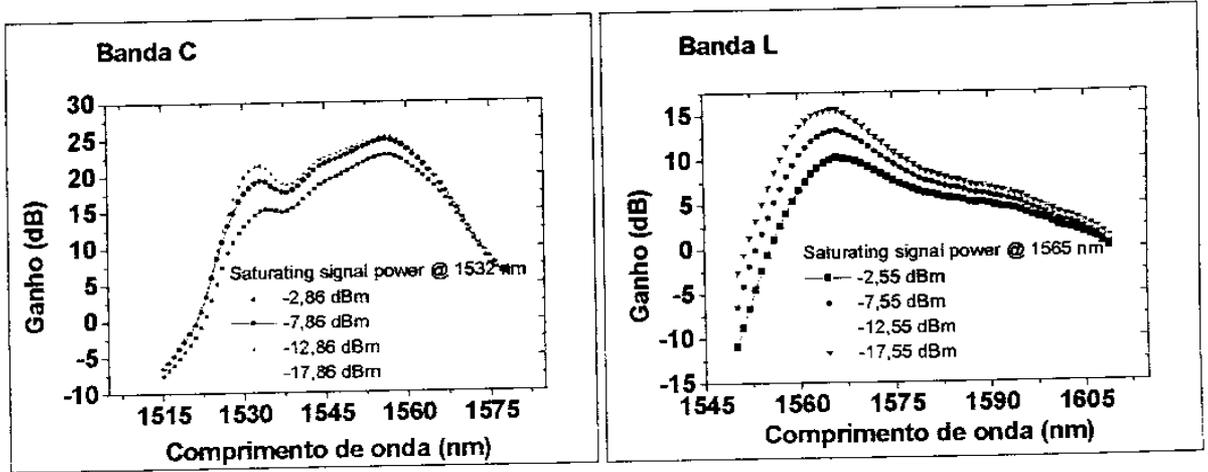


Figura 8: Espectros de ganho medidos para quatro condições de saturação diferentes em cada banda.

Para cada um dos AFDEs escolhemos diferentes pares de curvas de ganho espectral e determinamos as funções T e R através da equação (12). Os comprimentos de onda de referência utilizados foram 1532 nm e 1565 nm para as bandas C e L, respectivamente. A seguir, utilizando a equação (10) simulamos as curvas de ganho espectral em alguma das outras duas condições de saturação que não foram utilizadas para calcular T e R (valendo-se apenas do ganho medido para o comprimento de onda de referencia). Por último comparamos as curvas simuladas com a correspondente curva medida. Em todos os casos a concordância entre os experimentos e a teoria foi muito boa. Mostramos na Figura 9 uma destas comparações para cada uma das bandas. Escolhemos uma curva medida e a simulamos três vezes utilizando as três combinações possíveis de pares de curvas dentre as três curvas restantes na Figura 8. Na escala utilizada na Figura 9 não existem diferenças apreciáveis entre o ganho medido e o predito pelo BBM para nenhuma das possíveis escolhas de pares de curvas. A média da diferença entre o ganho medido e o

calculado é dez vezes maior no AFDE banda C do que no banda L (0,4 dB e 0,04 dB, respectivamente). Acreditamos que este fato deve-se a que os efeitos do alargamento inhomogêneo dos íons de érbio são maiores na banda C do que na L.

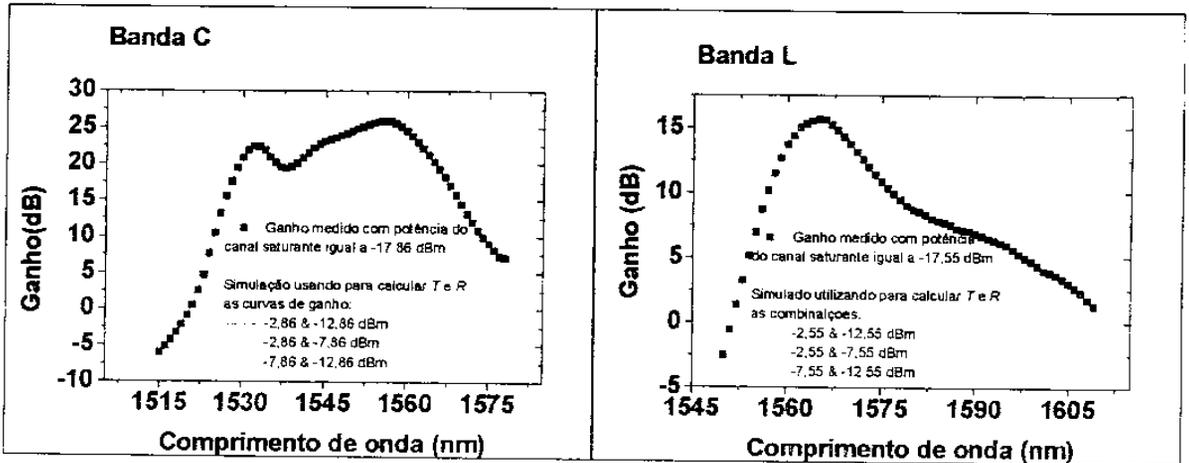


Figura 9: ganho medido e previstos pelo BBM para AFDEs operando nas bandas C e L. Três diferentes simulações do BBM, obtidas a partir de curvas T e R calculadas utilizando diferentes pares de ganhos medidos, estão superpostas em cada um dos gráficos, mostrando a auto-consistência do modelo.

Nós mencionamos na página 10 que o impacto do ganho inhomogêneo e do ganho dependente da polarização em AFDEs operando na banda L não tem sido bem estabelecido até hoje. Por isso, encerramos esta seção sublinhando o fato de que o BBM mostrou-se extremamente acurado na banda L, inclusive mais acurado no que na banda C. Como o BBM é deduzido a partir da suposição de ganho homogêneo, a sua validação experimental também é uma confirmação³² de dita suposição também na banda L.

3.4. Modelagem do Ruído

A ASE pode também ser modelada através de um modelo de caixa preta utilizando a chamada aproximação do *ruído de entrada equivalente*. Considera-se que a potência espectral de saída da ASE ($S^{dBm}(\lambda)$) é equivalente à amplificação de um ruído de entrada que independe da condição de saturação, i.e., $S^{dBm}(\lambda) = Seq^{dBm}(\lambda) + G^{dB}(\lambda)$. Em muitos

casos práticos esta aproximação é válida: o ruído de entrada em um AFDE é dado pelo ruído acumulado no sistema e que independe da condição de saturação em que o AFDE opera, ou seja, das potências de entrada dos bombeios ou dos canais. Assim, temos para a ASE uma expressão análoga à equação (10) para o ganho:

$$S^{dBm}(\lambda, t) = Seq^{dBm} + \varepsilon(\lambda)n_2(t) - B(\lambda) \quad (13)$$

Procedendo como anteriormente, podemos escrever a equação 13 para dois comprimentos de onda diferentes e eliminar n_2 :

$$S^{dBm}(\lambda, t) = T(\lambda, \lambda_{ref})S^{dBm}(\lambda_{ref}, t) + R_{ASE}(\lambda, \lambda_{ref}) \quad (14)$$

onde

$$R_{ASE}(\lambda, \lambda_{ref}) = R(\lambda, \lambda_{ref}) - T(\lambda, \lambda_{ref})Seq^{dBm}(\lambda_{ref}) + Seq^{dBm}(\lambda) \quad (15)$$

e é fácil mostrar que podemos calcular T e R_{ASE} através de dois espectros de ASE em duas condições de saturação diferentes fazendo a substituição $G_{A,B}^{dB}(\lambda) \rightarrow S_{A,B}^{dBm}(\lambda)$ na equação (11).

Para validar experimentalmente o BBM para a ASE procedemos como no caso do ganho. A única diferença na montagem utilizada (Figura 7) é que no caso do ruído não utilizamos o *tunable probe laser*, pois o que medimos são curvas da densidade espectral de potência da ASE na saída do AFDE quando o bombeio é mantido fixo e mudamos a condição de saturação através do laser saturante apenas.

Os resultados análogos aos da Figura 8 são mostrados na Figura 10, enquanto que na Figura 11 mostramos os análogos aos da Figura 9. Todas as medidas e simulações foram realizadas pelo nosso grupo e confirmam a validade do modelo de *ruído de entrada equivalente* e do BBM para as bandas C e L.

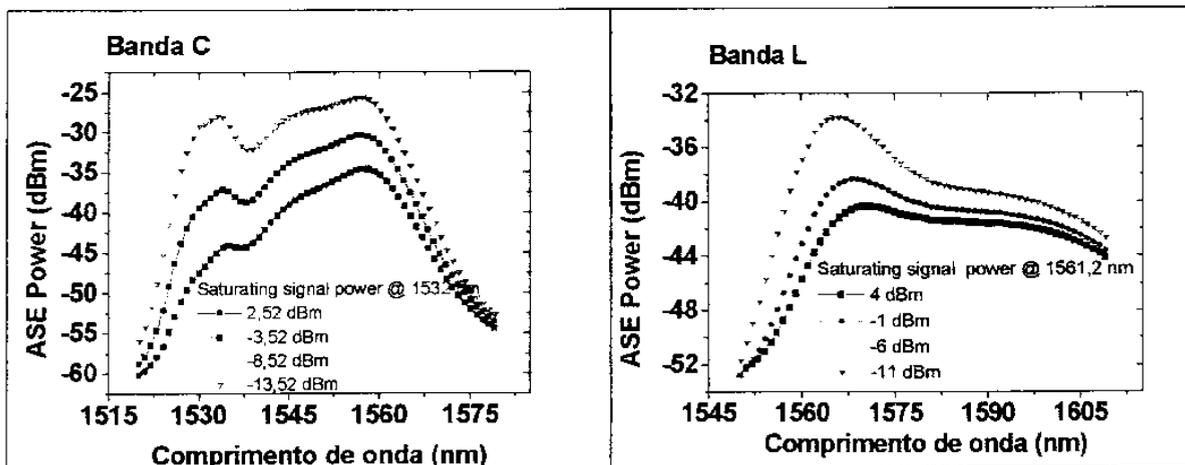


Figura 10: Curvas da densidade espectral de ASE emitida na porta de saída do amplificador para quatro diferentes condições de saturação em cada banda. As curvas são nomeadas de acordo com a potência de entrada do canal saturante. As potências de bombeio utilizadas foram xxx mW e yyy mW nas bandas C e L, respectivamente.

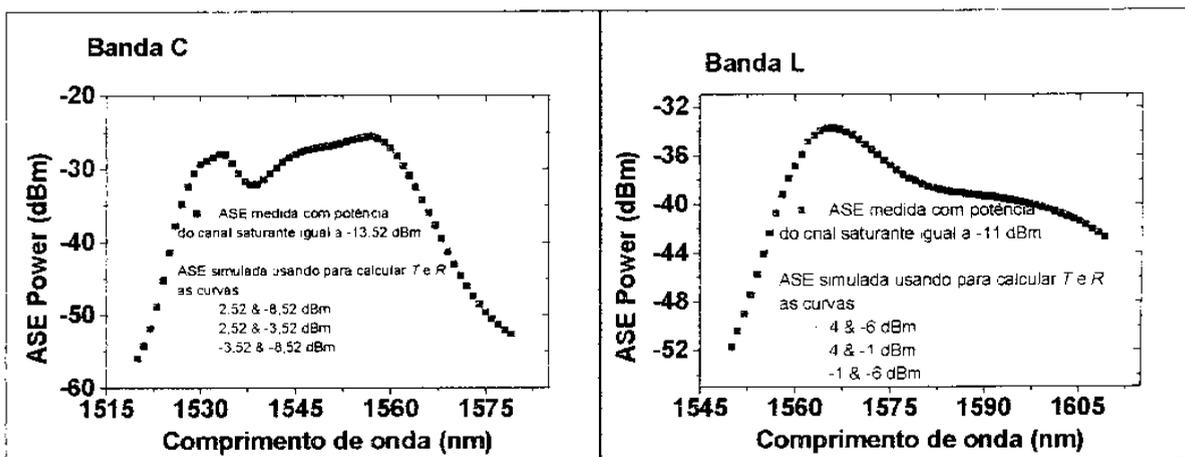


Figura 11: ASE medida e predita pelo BBM para AFDEs operando nas bandas C e L. Três diferentes simulações do BBM, obtidas a partir de curvas *T* e *R* calculadas utilizando diferentes pares de curvas de ASE, estão superpostas em cada gráfico, mostrando a auto consistência do modelo.

3.5. Aplicação a TDFAs

Como exemplo da utilidade do BBM deduzido analiticamente citamos a sua extensão a Amplificadores a Fibra Dopada com Túlio (TDFAs)⁷. Os TDFAs são uma das mais promissoras tecnologias para amplificação de sinais na banda S (~1420 a 1520 nm), região aproveitável em sistemas ópticos de comunicação devido à baixa atenuação das

fibras de sílica também nesta região (além, claro está, de nas bandas C e L). A única diferença na modelagem de TDFAs em relação à de AFDEs é que devemos considerar um sistema de três (e não apenas dois) níveis homogeneamente alargados. A dedução do BBM para TDFAs é análoga à apresentada acima para EDFAs. Por tratar-se de um sistema de três níveis, utilizam-se dois comprimentos de onda de referência (e não apenas um) e três funções espectrais (não duas) análogas às funções T e R acima. A dedução teórica e validação experimental do BBM para TDFAs foram realizadas pelo nosso grupo em colaboração com o grupo de Optoeletrônica e Fotônica do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco chefiado pelo Prof. Anderson Leônidas Gomes. Os resultados são apresentados na referência [7], Apêndice 1 desta tese.

4. AFDEs operando na Banda L

4.1. Mecanismo de amplificação e bombeio

A Equação (8) do Capítulo 3 (página 25) mostra que cada valor entre 0 e 1 para n_2 determina univocamente a forma espectral do ganho em um dado AFDE. Na Figura 12 mostramos os ganhos lineares por unidade de comprimento de uma FDE para $n_2 = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ e 1. A curva correspondente a $n_2 = 0,4$ apresenta ganho apenas em comprimentos de onda maiores à ~ 1550 nm, o que mostra que é possível obter ganho somente na banda L se o nível de inversão da população é $\sim 40\%$. Maiores comprimentos de FDEs são necessárias para obter ganhos comparáveis ao dos AFDEs operando na banda C, cujo nível de inversão n_2 é sempre maior que $\sim 75\%$. A configuração de um AFDE operando na banda L é, então, a mesma que aquela para um operando na banda C, mas o comprimento da FDE é maior (~ 100 m para a banda L e ~ 20 m para a banda C).

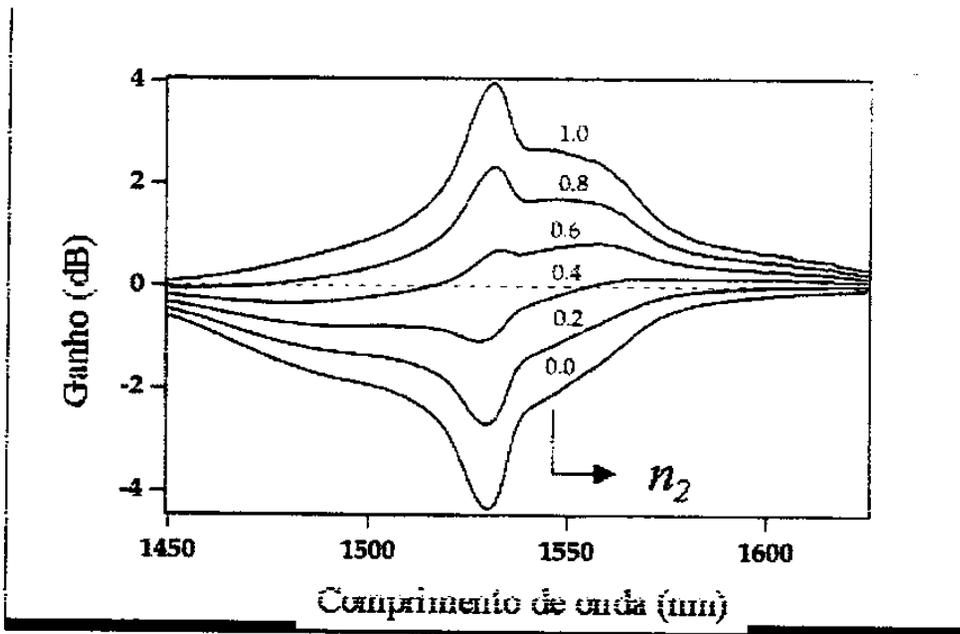


Figure 12 (referência 8): ganho por unidade de comprimento de fibra dopada para diferentes níveis de inversão de população (n_2) de um AFDE com uma FDE típica de 4 metros (simulação).

A Figura 13 mostra um diagrama esquemático do mecanismo de bombeamento para obter estes baixos níveis de inversão. A maioria dos fótons do laser de bombeio são absorvidos na primeira parte da fibra dopada gerando ASE nos comprimentos de onda da banda C. A ASE propaga-se ao longo da FDE e é absorvida na última parte da fibra, a qual é efetivamente bombeada pela ASE.

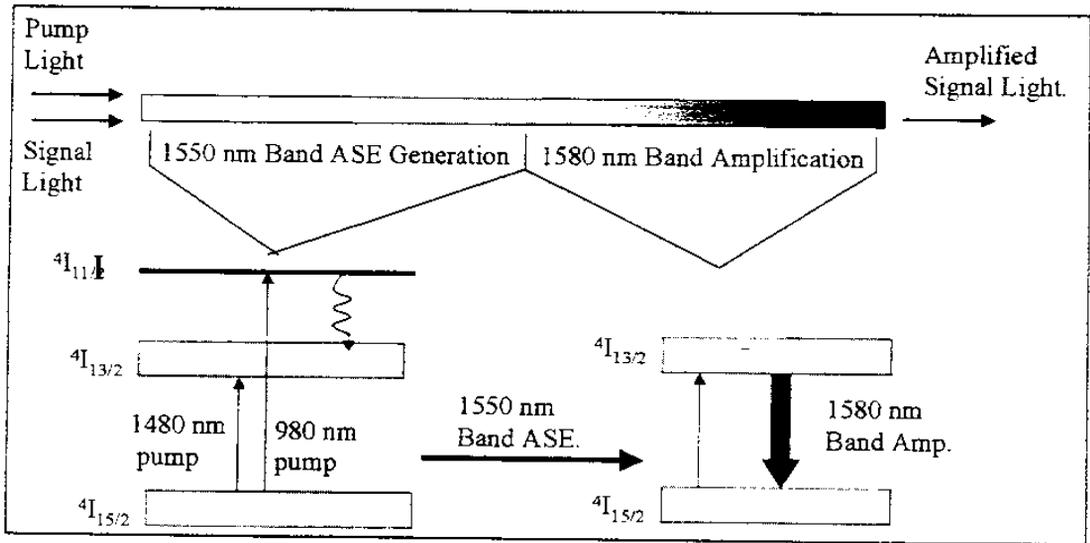


Figura 13: Diagrama esquemático do mecanismo de bombeio e amplificação na banda L.

4.2. Introdução à sensibilidade dos AFDEs banda L

AFDEs operando na banda L também são modelados como um sistema de dois níveis homogêneos interagindo com radiação. O que os distingue de AFDEs operando na banda C é a extrema sensibilidade do seu comportamento aos seus parâmetros intrínsecos e às potências de entrada na FDE. Particularmente, pequenas potências de sinais na região da banda C sendo injetadas pela porta de entrada de AFDEs operando na banda L podem drasticamente alterar o comportamento do amplificador.

4.2.a. Sensibilidade aos parâmetros intrínsecos da FDE

Como exemplo de sensibilidade aos parâmetros intrínsecos da FDE, usamos as seções eficazes da Figura 2 (página 17) para realizar simulações utilizando o modelo completo descrito no Capítulo 2 de um AFDE operando na banda L. Para uma potência de bombeio fixa de 100 mW, simulamos três curvas de ganho: mantendo os valores das seções eficazes como na Figura 2, mudando em 3% o valor da seção eficaz de emissão numa

região espectral de 20 nm de largura na banda L e, por último, fazendo a mesma mudança mas em 5% (Figura 14). O resultado, na Figura 15, mostra que o ganho pode variar por mais de 3 dB (duplicando a potência de saída) quando fazemos estas pequenas variações nos valores das seções eficazes. Esta sensibilidade às mudanças nos valores dos seus parâmetros intrínsecos é característica de AFDEs operando na banda L e não se repete na banda C. Explica, também, a sua maior sensibilidade à temperatura^{33,34}, que altera levemente os valores das seções eficazes. Embora estas alterações causem pequenas variações no ganho em AFDEs operando na banda C, AFDEs banda L exibem uma maior dependência do ganho e do ruído com a temperatura³³.

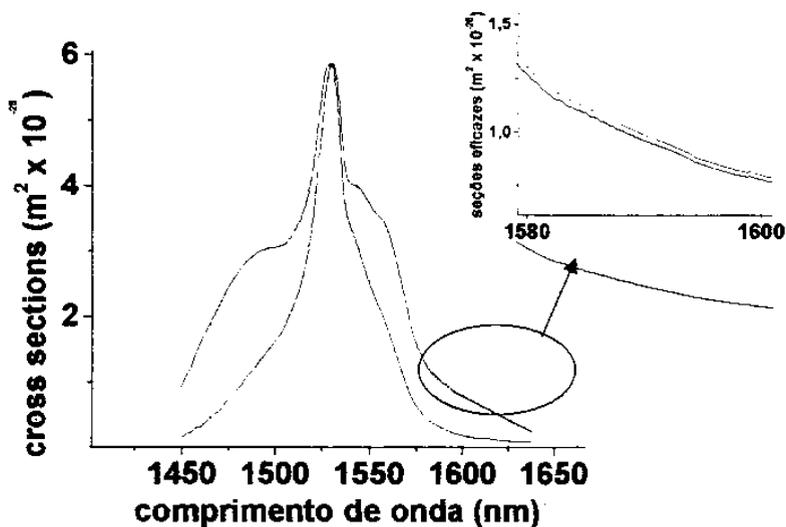


Figura 14: Seções eficazes utilizadas para realizar as simulações da Figura 11. Em detalhe, a região espectral em que os valores na absorção foram modificados (por 3% e 5%) para estudar o impacto destas mudanças nas curvas de ganho. As seções eficazes de emissão permaneceram sempre inalteradas.

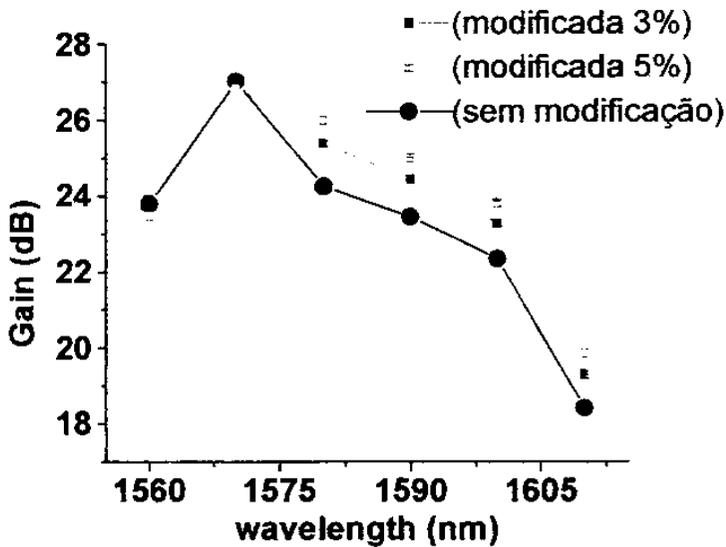


Figura 15: Resultado das simulações quando as seções eficazes são levemente modificadas como mostrado na Figura 14.

4.2.b. Sensibilidade às potências de entrada na região da banda C

Assim como aos valores dos seus parâmetros intrínsecos, o ganho em AFDEs banda L também é extremamente sensível às potências de entrada no amplificador. Já mencionamos que particularmente pequenas potências em comprimentos de onda na região da banda C sendo injetadas na porta de entrada podem dramaticamente mudar (e, acrescentamos, inclusive melhorar) o ganho. A Figura 16, tomada da referência 35 desta tese, mostra que o ganho de AFDEs banda L pode ser melhorado por alguns dBs ao injetar-se na porta de entrada do amplificador um laser na banda C. A Figura mostra quatro curvas representando a melhoria do ganho como função do comprimento de onda do laser na banda C sendo injetado num AFDE operando na banda L. Cada uma das curvas foi medida utilizando-se uma potência de entrada diferente do laser na banda C.

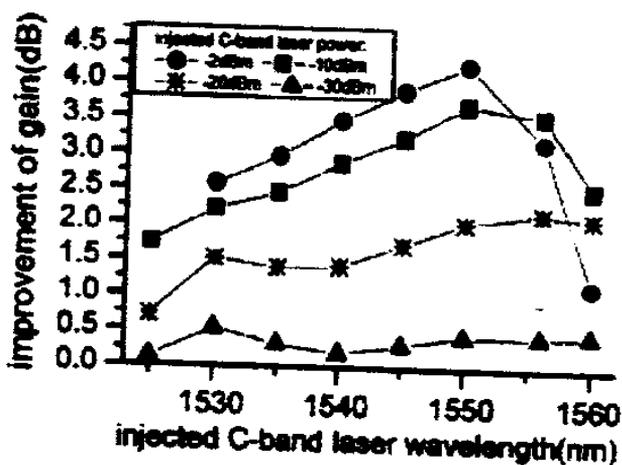


Figura 16 (referência 35): Melhoria do ganho como função do comprimento de onda do laser sendo injetado na banda C em um AFDE banda L. Cada uma das quatro curvas corresponde a uma potência diferente do laser sendo injetado.

Esta sensibilidade dos AFDEs operando na banda L tanto aos seus parâmetros intrínsecos, quanto às potências de sinais na região da banda C entrando no AFDE é devida ao particular mecanismo de bombeio e amplificação utilizado nestes amplificadores e discutido na próxima seção.

4.3. Causas da sensibilidade

4.3.a. Causas da sensibilidade as potências de entrada na região da banda C

Embora o mecanismo de bombeio apresentado na seção 4.1 seja correto em termos gerais, é comumente esquecido que também existe ASE viajando na direção *backward* e deixando o amplificador pela porta de entrada. Esta é uma das causas fundamentais pela qual AFDEs banda L exibem baixa eficiência de conversão do bombeio (ou *Power Conversion Efficiency*, PCE), i.e., a porcentagem da energia dos lasers de bombeio que é transferida para os lasers de sinais. Tipicamente, mais de 10% da energia que entra no AFDE banda L como bombeio deixa o amplificador na forma de *backward* ASE. Agora

bem, se alguma pequena potência de laser na região da banda C é injetada na porta de entrada do amplificador, ela será amplificada na primeira porção da fibra reduzindo a potência da ASE emitida. Assim, a maior parte da energia que seria perdida na entrada do amplificador viajando na direção *backward* é aproveitada como fonte de bombeio na segunda parte da fibra. A Figura 17 mostra a redução da potência total da *backward* ASE em um AFDE banda L quando um laser na região da banda C é injetado na porta do amplificador. Esta redução é mostrada como função do comprimento de onda e da potência do laser na região da banda C. Este efeito é bem conhecido e explica a sensibilidade dos AFDEs banda L as potências de entrada na região da banda C. O efeito tem sido extensamente utilizado para melhorar a *PCE* de AFDEs banda L (veja a Figura 16): os amplificadores possuem, além do bombeio convencional em 980 ou 1480 nm de ~100mW, um “bombeio escravo” de alguns μ W de potência na banda C e cuja função é ser amplificado na direção *forward*, atuar como bombeio efetivo na segunda parte da fibra e reduzir a emissão da ASE.

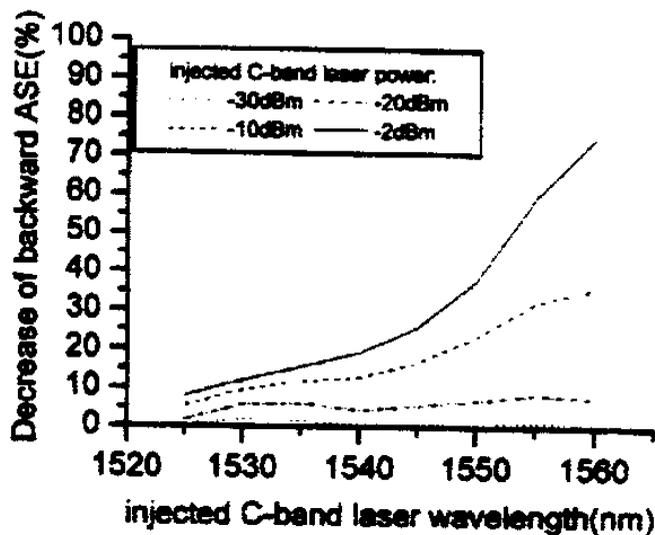


Figura 17 (referência 35): redução da *backward* ASE para diferentes potências e comprimentos de onda do laser sendo injetado como bombeio escravo.

4.3.b. Causas da sensibilidade aos parâmetros intrínsecos da FDE

O mesmo efeito discutido na seção anterior explica também a sensibilidade dos AFDEs banda L aos parâmetros intrínsecos da FDE utilizada, como às suas seções eficazes. Como o bombeio na segunda parte da fibra é geralmente a amplificação de algum conjunto de canais de entrada na banda C (reais ou a própria flutuação do vácuo), este bombeio depende das seções eficazes de forma exponencial, pois a própria amplificação da ASE gerada na primeira parte da fibra depende exponencialmente da coordenada z e das seções eficazes.

Uma consequência importante da sensibilidade às pequenas variações nos parâmetros intrínsecos é que eles devem ser medidos, então, com grande exatidão —o que pode tornar-se numa tarefa extremamente difícil levando em conta os baixos valores das seções eficazes na região da banda L (Figura 2, página 17). O nosso grupo têm feito uma contribuição importante para solucionar este problema¹⁴, discutida mais adiante na seção 4.5.

4.4. Sensibilidade à refletividade na porta de entrada do AFDE

Várias arquitetura diferentes têm sido propostas para tentar re-utilizar a *backward* ASE em AFDEs banda L. Em particular, o nosso grupo demonstrou recentemente em colaboração com pesquisadores da empresa Optiwave no Canadá que, se existir uma pequena refletividade na porta de entrada de um AFDE banda L, o ganho do amplificador pode ser melhorado por mais de 3 dB. A razão é a mesma pela qual pequenos sinais na

banda C são usados como “bombeio escravo”: se a porta de entrada possuir uma refletividade não nula, uma pequena porcentagem da *backward* ASE na banda C será reinjetada no amplificador e o efeito será análogo à injeção de um “bombeio escravo” na região da banda C. Mais detalhes sobre a influência da refletividade na porta de entrada na fibra no comportamento de AFDEs banda L pode ser encontrada na referencia 13, Apêndice 2 desta tese.

4.5. Outro problema: como medir o coeficiente de ganho?

Introduzimos nesta seção outro resultado apresentado pelo nosso grupo. Trata-se de um novo método para medir o coeficiente de ganho de FDEs na região espectral correspondente à banda L a partir de espectros de ASE. Este resultado foi apresentado na referencia 14, apêndice 3 desta tese. A seguir fazemos uma pequena introdução para que as pessoas que leram esta tese até aqui possam entender os resultados que apresentamos no Apêndice 3.

Mencionamos na seção 4.3.b que as características de operação de um AFDE banda L fazem com que seja necessário medir os parâmetros intrínsecos da fibra utilizada com grande exatidão. Um dos truques utilizados é escrever a equação de propagação (3) (página 15) na forma

$$\frac{dP_n^\pm(z)}{dz} = \pm \left(g^*(\lambda_n) \bar{n}_2(z) - \alpha(\lambda_n) \bar{n}_1(z) \right) P_n^\pm(z) \pm 2g^*(\lambda_n) \bar{n}_2(z) \Delta\nu \quad (16)$$

onde

$$g^*(\lambda_n) = \Gamma_n \sigma_n^e N \quad , \quad \alpha(\lambda_n) = \Gamma_n \sigma_n^a N \quad \text{e} \quad \bar{n}_i(z) = \frac{N_i(z)}{N} \quad (17)$$

g^* e α são denominados coeficientes de ganho e emissão, respectivamente, ou parâmetros de Giles. A vantagem de escrever a equação de propagação na forma (16) é que g^* e α são mensuráveis muito mais facilmente do que as seções eficazes, o *fator de overlap* ou a concentração de íons de érbio, embora esta última seja facilmente acessível pois é de conhecimento de quem fabricou a FDE. De fato, o que medimos no laboratório para caracterizar uma dada FDE não são as seções eficazes e o *fator de overla*, senão os parâmetros de Giles. No Apêndice 3 desta tese apresentamos um novo método para medir $g^*(\lambda)$ com grande precisão a partir de medidas espectrais da ASE na saída do AFDE.

4.6. *Excited State Absorbition*

Já mencionamos na introdução desta tese que a Absorção do Estado Excitado (ou ESA, de *Excited State Absorption*) dos íons de érbio deve ser considerada quando utilizamos lasers em 800 nm para bombeio ou quando os sinais amplificados possuem comprimento de onda ~ 1600 nm, região que forma parte da banda L do espectro. Como nesta tese só consideramos bombeio em 980 e 1480 nm, não estudamos a ESA em 800 nm. Vamos agora estudar o efeito da ESA em AFDEs operando na banda L.

Modelos teóricos estudando sistemas de três níveis que possam incluir o efeito da ESA em íons de érbio foram primeiramente estudados no caso de ESA nos comprimentos de onda de bombeio das FDEs^{36,37,38}. A principal aproximação feita na maioria dos modelos é desprezar a população do estado de maior energia, i.e., $N_3=0$. O caso de ESA em comprimentos de onda de sinal para a banda L também foi posteriormente estudado^{21,39,40}. Esta transição ocorre entre os níveis $^4I_{11/2}$ e $^4I_{9/2}$ (Figura 1, página 14). Como o tempo de vida do nível $^4I_{11/2}$ é ~ 1.000 vezes maior que o tempo de vida do nível $^4I_{9/2}$ (aproximadamente 10 μ s e 10 ms, respectivamente), a aproximação $N_3=0$ é realista

neste caso. Isto quer dizer que a inclusão da ESA no modelo completo do Capítulo 2 altera apenas a equação de propagação (3) (página 15), mas mantém a equação de taxa para N_2 (eq. (1), página 13) inalterada porque todo fóton que é absorvido do nível *metaestável* para o estado excitado decai rapidamente ao nível *metaestável* novamente mantendo a sua população inalterada. Assim, a única alteração que devemos fazer nas equações do modelo completo para incluir o efeito da ESA é acrescentar o termo representativo desta absorção na equação de taxa:

$$\frac{\partial P_n^\pm(z,t)}{\partial z} = (\dots) \mp \Gamma_n \sigma_n^{esa} N_2(z,t) P_n^\pm(z,t) \quad (18)$$

onde (...) representa o lado direito da equação (3), página 15, a equação de propagação sem ESA. σ_n^{esa} é a seção eficaz representado a probabilidade de que um elétron no nível 2 seja absorvido para o estado excitado, nível 3, por absorção de um fóton com comprimento de onda λ_n . A Figura 18 –tomada da referência 21–, mostra σ_n^{esa} e σ_n^e para comprimentos de onda de 1600 a 1670 nm para três tipos diferentes de FDEs. Observe-se que σ_n^{esa} começa a ter valores significativos acima de ~ 1610 nm e alcança o mesmo valor que σ_n^e em ~ 1635 nm. É fácil mostrar a partir da equação de propagação (18) que é fisicamente impossível obter ganho para comprimento de onda maiores ao comprimento de onda no qual $\sigma_n^{esa} = \sigma_n^e$, o que estabelece, portanto, um limite para a largura de banda dos AFDEs banda L³⁹.

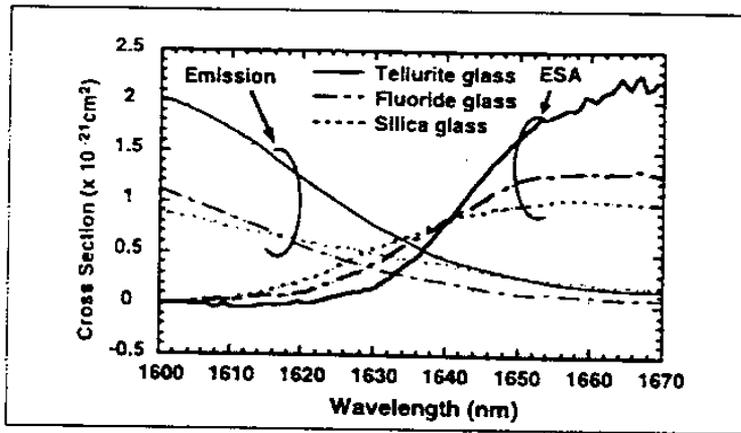


Figure 18(referência 21): Seção de choque para a ESA em banda L em três tipos diferentes de FDE.

A Figura 19 mostra o ganho espectral medido em um AFDE operando na banda L e duas simulações, uma utilizando apenas o modelo completo apresentado no Capítulo 2 sem ESA e outra com ESA, ou seja, utilizando a equação (18) no lugar da equação (3). A comparação com as medidas experimentais claramente demonstra a importância da ESA em AFDEs banda L. Tanto os dados quanto as simulações foram obtidos através de um trabalho de colaboração entre o nosso grupo e pesquisadores da empresa Optiwave no Canadá.

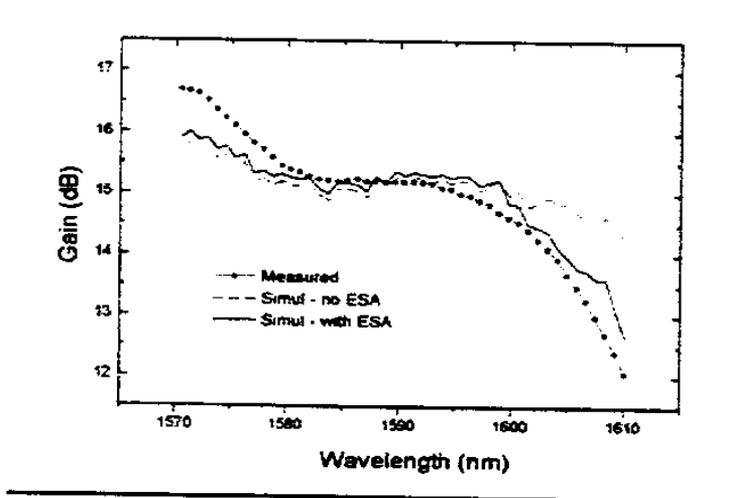


Figura 19: ganho medido e simulado considerando e sem considerar a ESA em um AFDE comercial operando na banda L.

5. Resumo das contribuições da pesquisa realizada

Vamos agora enumerar as contribuições originais da pesquisa resumida nesta tese:

1) Na seção 2.3 apresentamos pela primeira vez uma solução analítica para a dependência em z da equação de taxa para um sistema de dois níveis alargados homogeneamente quando $N_2(z)=cte$. Também comparamos os resultados fornecidos pelo modelo completo com aqueles dados pelo modelo aproximado considerando $N_2(z)=cte$. em duas situações de interesse prático. Vimos que ambos modelos fornecem aproximadamente a mesma solução quando simulamos a função resposta de uma FDE a uma excitação do tipo degrau (Figura 5), mas que são mais divergentes quando simulamos um AFDE operando em condições WDM, concordando apenas na ordem de grandeza dos efeitos transientes (Figura 6).

2) O modelo de caixa preta (BBM) apresentado na referência 31 foi estudado no Capítulo 3 e, pela primeira vez, mostramos experimentalmente a sua validade em AFDEs operando na banda L. A validade do BBM para a modelagem do ganho em AFDEs operando na banda L já tinha sido publicada pelo nosso grupo na referência 32, e nesta tese apresentamos pela primeira vez medidas experimentais mostrando também a validade do BBM para a modelagem do ruído (Figura 11).

3) Na seção 3.5 estendimos o BBM apresentado na referência 31 para caso de um sistema de três níveis alargados homogeneamente e o aplicamos e verificamos

experimentalmente em Amplificadores a Fibra Dopada com Túlio (TDFAs), resultado apresentado na referência 7, Apêndice 1 desta tese.

4) No Capítulo 4 estudamos AFDEs operando na banda L e discutimos a descoberta feita pelo nosso grupo da forte dependência do ganho do amplificador à refletividade na porta de entrada, descoberta apresentada na referência 13, Apêndice 2 desta tese.

5) Também em relação a AFDEs banda L, mencionamos a dificuldade em medir o coeficiente de ganho nesta região do espectro em FDEs e a apresentamos um novo método para calculá-lo através de dois espectros de ASE na saída do amplificador (referência 14, Apêndice 3 desta tese).

6) Por último, na seção 4.6 estudamos a influência da absorção do estado excitado (ESA) no comportamento de ganho em AFDEs operando na banda L e demonstramos experimentalmente pela primeira vez que a inclusão da ESA no modelamento do amplificador fornece resultados acurados na região com comprimentos de onda $\sim < 1600$ nm (Figura 19).

Referencias

- 1 Mears, R.J. et. al. 1986. "Low threshold, tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ," *Electron.Lett.* 22 (3): 159.
- 2 Mears, R.J., Reekie, L. Jauncey, I.M., and Payne, D.N. 1987. "High gain rare-earth doped fiber amplifier at 1.54 μm ," in *Conference on Optical Communication/International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Technical Digest Series 1987, Vol. 3, (Optical Society of America, Washington, DC 1987): 167.*
- 3 E. Deurvire, J.R. Simpson, and P.C. Becker, "High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 888-890, 1987.
- 4 E. Desurvire, *Erbium -Doped Fiber Amplifiers*. New York: Willey, 1994.
- 5 C.R. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium doped fiber amplifiers," *IEEE J.Lightwave Technol.* Vol.9, pp. 271-283. Feb. 1991.
- 6 H.L. Fragnito, *Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio, Relatório final de atividades, Projeto PADCT No 0730/91, Dez. 1996.*
- 7 A.A. Rieznik, G.S. Wiederhecker, H.L. Fragnito, M.T. Carvalho, M.L. Sundheimer, A.S.L. Gomes, C.J. Bastos-Fiho e J.F. Martins-Filho, "Black Box Model for Thulium Doped Fiber Amplifiers", accepted for oral presentation at OFC 2003 (Optical Fiber Conference 2003), May 23 to 28, Atlanta, Georgia, USA.
- 8 J. Massicot, J. R. Armitage, R. Wyatt, B.J. Ainslie and S.P. Craig-Ryan, "High gain, broadband, 1.6 μm Er³⁺ doped silica fiber amplifier," *Electron.Lett.*, vol. 20, pp. 1645-1646, 1990.
- 9 Y. Sun, J.W. Sulhoff, A.K. Srivastava, J.L. Zyskind, T.A. Strasser, J.R. Pedrazzani, C. Wolf, J.Zhou, J.B. Judkins, R.P. Espinoia, and A.M. Vengsarkar, "80 nm ultra-wideband erbium-doped fiber amplifier," *Electron. Lett.*, vol 33, no. 8, pp. 710-711, 1997.
- 10 M.O. Berent, A.A. Rieznik, W.A. Arellano, Ildefonso de Faria and H.L. Fragnito, "Double-band erbium-doped fiber amplifier with only one pump laser," *Proceedings of SBMO 2000*, pp. 387-389, 2000.
- 11 Y. Sun, J.L. Zyskind and A.K. Sristava, "Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no.4, pp. 991-1006, Aug.1997.
- 12 A.A. Saleh, R.M. Jopson, J.D., Evankow and J. Aspell, "Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photon. Technol Lett.*, vol. 2, pp. 714-717, Oct. 1990.
- 13 A.A. Rieznik, H.L. Fragnito, M.J. Pontes e Jackson Klein, "L-Band EDFA Gain Dependence on The Return Loss of The Components In The Amplifier Input Port", *LEOS 2002 Proceedings (The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society)*, Glasgow, Scotland, November 10 to 14, pp. 661-662, ThE2.
- 14 A. A. Rieznik, G. S. Wiederhecker, T.P. Mayer Alegre e H.L. Fragnito, "Determination of Er-Fibre L-Band Gain Coefficient from Measured ASE spectra", *LEOS 2002 Proceedings (The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society)*, Glasgow, Scotland, November 10 to 14, pp. 494-495, WQ1.
- 15 E. Desurvire, Z. L. Zynskind, and J.R. Simpson, "Spectral gain hole-burning at 1.53 μm in erbium-doped fiber amplifiers," *PTL* 2, 246-248 (1990).

-
- 16 E. Desurvire, J. W. Sulhoff, Z. L. Zyskind, and J.R. Simpson, "Study of the spectral dependence of gain saturation and effect of inhomogeneous broadening in erbium-doped aluminosilicate amplifiers," *PTL* 2, 653-655 (1990).
- 17 A.K. Srivastava, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. D. Evankow Jr., M. A. Mills, "Room temperature spectral hole burning in erbium-doped fiber amplifiers," in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. XX, Optical Fiber Conference, Technical Digest*, (Optical Society of America, Washington, D.C., 1996), pp. 33-34.
- 18 J.R. Armitage, "Three-level laser amplifier: A theoretical model," *Appl. Opt.*, vol. 27, no 23, pp. 4831-4836, Dec. 1988.
- 19 P.R. Morkel and R.I. Laming, "Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited state absorption," *Opt Lett.*, vol. 14, no 19, pp. 1062-1064, Oct. 1989
- 20 P.C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology", Academic Press, USA, 1999.
- 21 R. Wyatt, "Spectroscopy of rare earth doped fibers," *Lasers Sources and Amplifiers, Proc. SPIE* vol. 1171, pp. 54-64, 1989.
- 22 M.O. Berent, A.A. Rieznik, W.A. Arellano, Ildelfonso de Faria e H.L. Fragnito, "Observation of Spectral Hole Burning in the Amplified Spontaneous Emission Spectrum of Erbium Doped Fibers", *Proceedings of the IX Brazilian Symposium on Microwaves and Optoelectronics (SBMO 2000)*, pp. 1-3, Joao Pessoa, Paraiba, Brazil, September 2000.
- 23 Y. Sun, A. K. Srivastava, J. L. Zyskind, J. D. Sulhoff, C. Wolf and R. W. Tkach, "Fast power transients in WDM optical networks with cascaded amplifiers," *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 4, pp.313-314, February 1997.
- 24 Miroslav Karáseć and Juan A Vallés, "Analysis of channel addition/removal response in all-optical gain -controlled cascade of erbium-doped fiber amplifiers," *J. of lightwave technologies*, Vol. 16, No. 10, pp. 1795-1803, October 1998.
- 25 Manual do usuário do software VPI, da Virtual Photonics.
- 26 Manual do usuário do software OptiSystemDesign2.0, da Optiwave Corporation.
- 27 Andrés A. Rieznik e H.L.Fragnito, "Caracterização de Fibras Ópticas Dopadas com Érbio utilizando a função resposta a uma excitação de grau," *Relatórios* 1, 2, 3 e 4, referencia FAPESP 98/11708-2.
- 28 C. Mazzali, H.L. Fragnito, E. Palange, and D.C.Dini, Fast Method for Obtaining Erbium-Doped Fibre Parameters, *Electron. Lett.* 32, 921-922 (1996).
- 29 D. Bonnedal, "EDFA Gain described with a Black Box Model," *OSA TOPS on Optical Amplifiers and Their Applications*, Vol. 6, pp. 53-56, Optical Society of America, Washingto, D.C., 1996.
- 30 X. Zhang and A. Mitchell, "A simple black box model for erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photn. Technol. Lett.*, Vol. 12, pp. 28-30, Jan. 2000.

-
- 31 E.V. Vanin, U. Persson, and G. Jacobsen, "Spectral functional forms for gain and noise characterization of erbium doped fiber amplifiers". *J. Lightwave of Lightwave Technol.*, Vol. 20, No. 2, pp. 243-249, February 2002.
- 32 G.S. Wiederhecker, A.A. Rieznik, E. Vanin, e H.L. Fragnito, "Spectral Validation of a Black Box Model for L-band Erbium Doped Fiber Amplifiers". *Anais do XXV Encontro Nacional de Fisica da Materia Condensada*, Caxambu, Minas Gerais, Brasil. Maio de 2002.
- 33 Felton A. Flood, "Comparison of temperature dependences in C-band and L-band EDFAs," *J. of Lighthwave Technologies*. Vol. 19, No. 4, pp. 527-535, April 2001.
- 34 P. F. Wysocki, N. Conti, D. Holcomb, "Simple modeling approach for the temperature dependence of the gain of erbium-doped fiber amplifiers", *SPIE Conference on Optical Devices for Fiber Communication*", Boston/MA – USA, SPIE Vol. 3847, pp. 214-223, Sept 1999.
- 35 Yanbin Zhang, Xiaoming Liu, Jiande Peng, Xue Feng and Wei Zhang, "Wavelength and power dependence of injected C-band laser on pump conversion efficiency of L-band EDFA", *IEEE Photonics Technoogies Letters*, Vol. 14, No. 3, March 2002.
- 36 J.R. Armitage, "Three-level laser amplifier: A theoretical model," *Appl. Opt.*, vol. 27, no 23, pp. 4831-4836, Dec. 1988.
- 37 P.R. Morkel and R.I. Laming, "Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited state absorption," *Opt Lett.*, vol. 14, no 19, pp. 1062-1064, Oct. 1989
- 38 M.J. F. Digonnet, "Closed-Form expressions for the gain in three- and four- level Laser Fibers," *J. of Quantum Elect*, vol. 26, no 10, pp. 1788-1796, Oct. 1990.
- 39 A. Mori, Y. Ohishi, M. Yamada, H. Ono, and S.Sudo, "Broadband amplification characteristics of Tellurite-Based EDFAs," *IOOC/ECOC'97, Tech. Dig.*, vol. 3, pp. 135-138, 1997.
- 40 P. Blixd, J. Nilsson, J. Babonas and B. Jaskorzynska, "Excited-State Absorption at 1.5 micrometers in Er³⁺ - Doped Amplifiers," *OAA'92, Tech. Dig.*, WE2-1 / 63, 1992.

Apêndice 1

Black Box Model for Thulium Doped Fiber Amplifiers

A. A. Rieznik , G. S. Wiederbecker, and H. L. Fragnito

Optics and Photonics Research Center, Instituto de Física Gleb Wataghin, Unicamp, 13083-970, Campinas – SP, Brazil.
Email: anibal@ififi.unicamp.br

M. T. Carvalho, M. L. Sundheimer and A. S. L. Gomes

Departamento de Física – Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária, 50670-901, Recife – PE, Brazil

C. J. A. Bastos-Filho and J.F. Martins-Filho

Departamento de Eletrônica e Sistemas – Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitária, 50740-530, Recife – PE, Brazil

Abstract: We present and experimentally validate a black box model for TDFAs. The gain at any wavelength is predicted from measurements of three spectral functions and the gain at two reference wavelengths.

©2003 Optical Society of America.

OCIS codes: (060.0060) Fiber optics and optical communications (060.2320) Fiber optics amplifiers and oscillators

1. Introduction

The spectral gain and spectral noise figure of Thulium Doped Fiber Amplifiers (TDFAs) can be completely described by the propagation and rate equations modeling the interaction of the optical field with thulium ions [1, 2]. A numerical solution of these equations should accurately describe the amplifier behavior for any signal and pump input powers. However, this model relies on the knowledge of fiber and atomic parameters such as confinement factors, thulium concentration, absorption and emission spectral cross-sections, and lifetimes of all transitions involved, which are difficult to measure [3]. An alternative approach, often used to characterize Erbium Doped Fiber Amplifiers (EDFAs), considers the amplifier as a black box with a nonlinear transfer function relating input and output. Recently, an analytical Black Box Model (BBM) based on easily measured spectral tilting functions has been developed and validated experimentally for EDFAs operating in the C-band [4] and in the L-band [5]. This BBM for EDFA assumes a two-level homogeneously broadened system and uses two measured spectral gain curves – for two different pump or saturation conditions – from which the gain at any wavelength is obtained if the gain at a reference wavelength is known. This model uses a similar approach to characterize the amplifier's noise, considering the ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) output as amplification of an equivalent input noise spectral density.

In this work we present a BBM for TDFAs modeled as a three-level homogeneously broadened system. We present an experimental validation of our model in a TDFA pumped at 1050 nm. Our BBM is an extension, for a three level system, of the model developed in [4] for a two-level system. This is, to the best of our knowledge, the first BBM developed for S-band TDFAs.

2. Theory

2.1 Derivation and basic equation.

We consider the trivalent thulium ion as a three-level homogeneously broadened system, where levels 0, 1, and 2 correspond respectively, to the 3H_6 , 3F_4 , and 3H_4 energy levels [1]. Although other levels such as 3H_5 and 1G_4 can participate in the process, their populations can be neglected since these exhibit very fast decay rates. The populations of the relevant levels are N_0 , N_1 and N_2 ($N_0 + N_1 + N_2 = N$, the thulium ion density in the fiber). The gain (in dB units, G^{dB}) for a laser signal (wavelength λ) interacting with levels 1 and 2, responsible for the amplification in the S band region is given by

$$G^{dB}(\lambda) = \varepsilon(\lambda)n_2 - \alpha(\lambda)n_1 - B(\lambda) \quad (1)$$

where

$$\varepsilon(\lambda) = 10 \log(e) \Gamma(\lambda) N \sigma_e(\lambda), \quad \alpha(\lambda) = 10 \log(e) \Gamma(\lambda) N \sigma_a(\lambda), \quad n_i = \int_0^L \frac{N_i(z)}{N} dz,$$

and $B(\lambda)$ is the background loss (in dB) of the amplifier (including coupling losses and insertion losses of optical components inside the amplifier, as well as the integrated background loss along the doped fiber). $\sigma_e(\lambda)$ and $\sigma_a(\lambda)$ are the stimulated emission and absorption cross section between levels 1 and 2, L is the doped fiber length, and $\Gamma(\lambda)$ is the overlap integral between the mode intensity profile and the doped region in the fiber cross section [6].

Writing equation (1) for three different wavelengths (λ , λ_1 and λ_2) and combining them to eliminate n_2 and n_1 , we obtain

$$G^{dB}(\lambda) = F_1(\lambda, \lambda_1, \lambda_2)G^{dB}(\lambda_1) + F_2(\lambda, \lambda_1, \lambda_2)G^{dB}(\lambda_2) + F_3(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) \quad (2)$$

where

$$F_1(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\varepsilon(\lambda)\alpha(\lambda_2) - \varepsilon(\lambda_2)\alpha(\lambda)}{\varepsilon(\lambda_1)\alpha(\lambda_2) - \varepsilon(\lambda_2)\alpha(\lambda_1)}, \quad F_2(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\varepsilon(\lambda_1)\alpha(\lambda) - \varepsilon(\lambda)\alpha(\lambda_1)}{\varepsilon(\lambda_1)\alpha(\lambda_2) - \varepsilon(\lambda_2)\alpha(\lambda_1)} \quad \text{and} \\ F_3(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) = F_1(\lambda, \lambda_1, \lambda_2)B(\lambda_1) + F_2(\lambda, \lambda_1, \lambda_2)B(\lambda_2) - B(\lambda) \quad (3)$$

Equation (2) is the basic equation of our BBM. It predicts the gain at any λ if the tilting functions (F_1 , F_2 , and F_3) and the gain at the two reference wavelengths (λ_1 and λ_2) are known from measurements under the same saturation conditions (i.e., the same populations n_1 and n_2). Tilting functions F_1 and F_2 contain the spectroscopy information of the doped fiber, while F_3 is a function of the background losses and thus depends on the construction details of the amplifier.

2.2 Measuring the tilting functions.

The tilting functions can be determined from three spectral gain curves measured under different saturation conditions (A, B, and C). Writing equation (2) for the three saturation conditions we obtain a set of three equations that in matrix form is (dropping the superscripts dB):

$$\begin{pmatrix} G_A(\lambda_1) & G_A(\lambda_2) & 1 \\ G_B(\lambda_1) & G_B(\lambda_2) & 1 \\ G_C(\lambda_1) & G_C(\lambda_2) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_1(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) \\ F_2(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) \\ F_3(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_A(\lambda) \\ G_B(\lambda) \\ G_C(\lambda) \end{pmatrix} \quad (4)$$

In practice, to achieve different saturation conditions we can vary the power of a strong saturating signal in the S band or the pump laser(s). The gain spectra should be measured using a tunable weak probe signal.

2.3 Noise characterization and the ASE equivalent model.

The noise characteristics of an optical amplifier are determined by the Amplified Spontaneous Emission (ASE). In many cases of practical interest, the spectral ASE output power $S^{dBm}(\lambda)$ can be estimated as amplification of some equivalent input noise signal $S_{eq}^{dBm}(\lambda)$, i.e. $S^{dBm}(\lambda) = S_{eq}^{dBm}(\lambda) + G^{dB}(\lambda)$. In this way, formulas similar to (2), (3)

and (4) are obtained for the ASE characterization of the amplifier (with the replacement $G^{dBm}(\lambda) \rightarrow S^{dBm}(\lambda)$). The tilting functions F_1 and F_2 are the same for the ASE and the gain curves. However, F_3 is different for each case. In the case of ASE the analog expression (3) is $F_3^{ASE} = F_3 - F_1 S_{eq}^{dBm}(\lambda_1) - F_2 S_{eq}^{dBm}(\lambda_2) + S_{eq}^{dBm}(\lambda)$.

The BBM is a powerful method. In contradistinction to the full model, where one has to solve the coupled rate and propagations equations to calculate the output, the BBM gives an analytical input-output relation (i.e., the gain). The tilting functions of this model play the equivalent role of the transmittance function in the theory of linear systems. The response of an optical amplifier is nonlinear, and the nonlinearity is taken into account in eq. 3 by the dB-gain factors at two reference wavelengths (or by the population factors in eq. 1). If we know the BBM tilting functions and these two factors then we immediately know the gain at any other wavelength.

Our BBM should be valid for homogeneously broadened three-level. The relevant thulium S-band transition in ZBLAN glass is essentially homogeneously broadened [7].

3. Experimental validation

The TDFA for the experiments consisted of a 15-m long thulium doped ZBLAN fiber, 2000 ppm, and pumped by an ytterbium fiber laser at 1050 nm. We used seven different pump powers. Results are shown in Figure 1, where we compare the predictions from our BBM against measured gain and ASE spectra. For the gain measurements we used

a weak (-30 dBm) signal laser tunable from 1430 to 1480 nm. The ASE output power spectra were measured from 1420 to 1520 nm with an optical spectrum analyzer (0.1 nm resolution bandwidth) at the amplifier output port. It can be seen in Fig. 1 that there is a very good agreement between experimental data and the model predictions for both gain and ASE spectra in all cases.

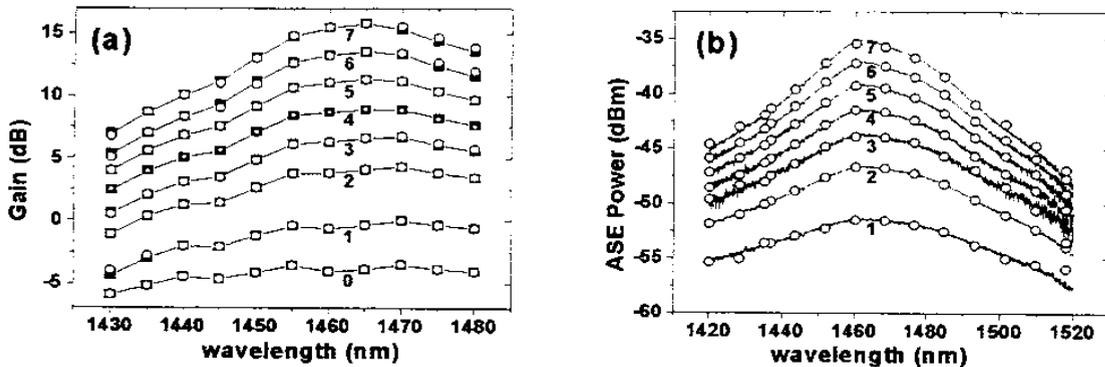


Fig. 1. Gain (a) and ASE (b) spectra for pump powers varying from 0 mW to 350 mW in 50 mW steps (curves labeled 0 to 7). The experimental data are the filled squares in (a) and solid lines in (b), while the predictions of the BBM are indicated by open circles in (a) and (b).

For the gain curves, Figure 1(a), we used curves 0, 2 and 3 for the calculation of F_1 , F_2 and F_3 and the reference wavelengths were 1440 nm and 1465 nm. For the ASE curves, Figure 1(b), we used curves 1, 3 and 4 and the reference wavelengths were 1443 nm and 1493 nm.

5. Discussion

The experimental method presented here to determine the tilting functions is not unique. Other alternatives can be imagined. For example, a differential transmittance measurement (pump-on minus pump-off) gives directly the internal gain (i.e., that due solely by the thulium ions and independent of spurious losses) and is thus more convenient to determine F_1 and F_2 , since $F_3 = 0$ in this case. Incidentally, these measurements are always realizable in TDFAs since the doped fiber is transparent for the signal, whereas in EDFAs the unpumped fiber is usually opaque to the signal. The full characterization of a given amplifier as a black box, of course, requires further measurement to determine F_3 .

Our model should enable to predict the gain and noise figure of the amplifier if: 1) the tilting functions (which are independent of the saturation condition) are known and 2) the gain at the two reference wavelengths as a function of the saturation condition are known, for instance, as a function of the input power of one of the reference wavelengths. A last interesting point arising from equation (2) is that to achieve automatic feedback gain control for all wavelengths by the adjustment of the pump power, the gain at two wavelengths should be kept constant, and not just at one wavelength as is the case of EDFAs.

In conclusion, we developed a BBM for homogeneously broadened three-level systems that successfully describes the gain and ASE spectra for S-band TDFAs.

6. References

- [1] T. Sakamoto, "S-band fiber optic amplifiers," in OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 54, Optical Fiber Communication Conference, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of America, Washington, DC, 2001), pp. TuQ1-1 - 4
- [2] S.D. Jackson and T.A. King, "Theoretical Modeling of Tm-Doped Silica Fiber Lasers," *J. Lightwave Technol.* **17**, 948-956 (1999)
- [3] A.A. M Saleh, R.M. Jopson, J.D. Evankow, and J. Aspell, "Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Phot. Technol. Lett.* **2**, 714-718 (1990)
- [4] E.V. Vanin, U. Persson, and G. Jacobsen, "Spectral Functional Forms for Gain and Noise Characterization of Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **20**, 243-249 (2002)
- [5] G.S. Wiederhecker, A.A. Rieznik, E. Vanin, and H.L. Fraguito, "Experimental validation of a black box model for L-band EDFAs," XXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Cavambu, Brazil, May 2002.
- [6] C. R. Giles and E. Desurvire, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **9**, 271-280 (1991)
- [7] F. Roy, D. Bayart, C. Heerdt, A. Le Sauze, and P. Baniol, "Spectral hole burning measurement thulium-doped fiber amplifiers," *Opt. Lett.* **27**, 10-12 (2002)

Apêndice 2

L-BAND EDFA GAIN DEPENDENCE ON THE RETURN LOSS OF THE COMPONENTS IN THE AMPLIFIER INPUT PORT

A. A. Rieznik, H.L. Fragnito (1), M. J. Pontes, and Jackson Klein (2).

1: Instituto de Física 'Gleb Wataghin' UNICAMP, 13083-970, CP 6165 Campinas, SP Brazil.
anibal@ifi.unicamp.br.

2: Optiwave Corporation, K2E7X1, 7 Capella Court, Ottawa, ON Canada.

Abstract — We show that even a reflectivity as small as 0.01% ($RL = 40$ dB) in the components in the input port of an L-band EDFA can strongly change the amplifier gain behaviour.

INTRODUCTION

In common architectures for L-band Erbium Doped Fiber Amplifiers (EDFAs) —see Fig.1—, it is assumed that the C-band ASE generated in the first portion of the fiber pumps the second portion as a broad-pump source [1]. However, the C-band ASE emitted from both fiber's end does not contribute to the pumping [2]. For instance, the power of the backward ASE typically exceeds 10 mW for a 100mW 1480 nm pump. This is one of the causes of the low power conversion efficiency (PCE) in L-band EDFAs. Structures that recycle unused backward ASE have been reported in [3]–[7]. These studies are based in the injection of low amounts of C-band light in the input end of the L-band EDFA. This injected C-band signal is amplified in the first portion of the fiber reducing the ASE emission. Therefore, most of the energy that would be lost as backward ASE is used as pump source on the second portion of the fiber (as injected C-band signal amplified).

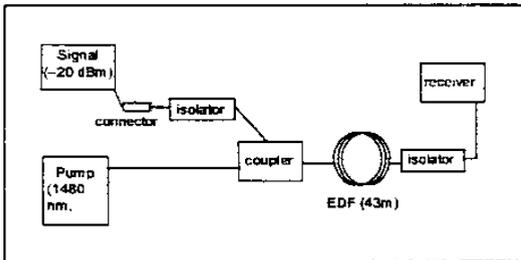


Fig.1. Common architecture for L-band EDFAs utilized to perform the simulations.

The same effect explains the influence of the RL of the components immediately before the input end of the fiber on L-band amplifiers. Backward ASE reflects back in these components and is amplified in the forward direction.

In the present paper we show experimentally and via simulations that a broadband end reflector that create reflectivity as small as 0.01% (40 dB) can strongly affect the behavior of L-band EDFAs. We also show that this effect can be used to improve the amplifier performance. Our finding has a practical impact since typical architectures to investigate L-band EDFAs use devices and components that can easily create a

broadband RL in the input port with values near 40 dB (even a good connector has a typically value of RL around 40 dB).

RESULTS

i) Experiments

The set-up used is shown in Fig. 2. The AI-mirror enabled us to vary the RL in the input port of the amplifier changing the attenuation on the VOA. The pump power and input signal power in the EDF were 85 mW and -25 dBm, respectively. The measured linear gain when the attenuation in the VOA was as high as possible and the RL equal to 60 dB is shown in Fig. 3a. The gain improvement for different values of RL is shown in Fig.3b.

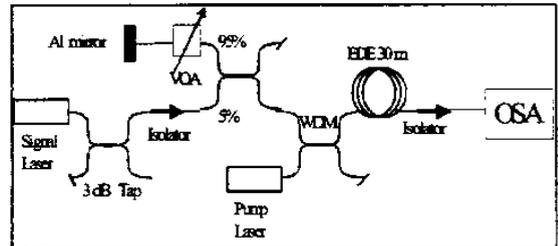


Fig. 2. Set-up used for the gain measurements. The variable attenuator (VOA) is used to control the RL in the amplifier input port.

ii) Simulations

The erbium ions are modeled as a two level homogeneously broadened system and we numerically solve the rate and propagation equations.

We used typical aluminium-silicate erbium doped fiber parameters and a high doping level so as to produce 12.6 dB/m absorption at 1530 nm. The pump power and input signal power in all the simulations presented here are, respectively, 110 mW (1480 nm) and -20 dBm (for all wavelengths).

In order to show the impact of the RL of the components on the amplifier input port, we varied the coupler's RL (see Fig. 1). In our simulations all the return loss is originated in the coupler, but splices, isolators and connectors can also be sources of back reflection. Results are shown in Figure 4, confirming the strong influence of the RL in the amplifier input port on the gain curves as observed in the

experiments. We emphasize that this sensitivity to RL is characteristic of L-band EDFAs. In fact, we performed simulations for C-band amplifiers and gain variation was never larger than 0.001 dB for RLs in the input port varying from 25 to 60 dB. Moreover, the noise figure of the amplifier was considerably degraded the longer was the RL for the C band case, while these changes were almost negligibly for all the values of RL greater than 25 dB in the L band case.

Discussion and conclusion

The results prove the strong influence of the return loss of the components in the amplifier input port on the L-band EDFAs performance. This means that good characterizations of this parameter is important to obtain good agreement between simulations and measures and to correctly project EDFAs. Moreover, this fact can be used to improve the performance of the amplifiers. Different studies must be done in this sense because the correct value of the RL will depend on the desired characteristics of the amplifier. For instance, for single channel amplifiers curves similar to those shown in Fig.4b may be simulated to find the best RL value depending on the operating wavelength. Fig.3 shows that the linear gain spectrum of a 25 dB gain amplifiers can be improved by more than 3 dB simply using a broadband ASE reflector in the input end of the fiber.

References

- [1] Hirotaka Ono et al, *IEEE J.Lightwave Techn.*, Vol. 17 (1999), pp. 490-496.
- [2] W.M. Kakui et al, *IEICE Trans. Electron.*, Vol. E83-C, No. 6, June 2000.
- [3] C.R. Giles et al, *IEEE J.Lightwave Techn.*, Vol. 9 (1991), pp. 271-283.
- [4] M.A. Mahdi et al, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, Vol. 13 (2001), pp. 1067-1069.
- [5] M.A. Mahdi et al, *Optics Commun.*, Vol. 176 (2000), pp. 125-129.
- [6] B. Min et al, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, Vol. 12 (2000), pp. 480-482.
- [7] J. Nilson et al, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, Vol. 10 (1998), pp. 1551-1553.

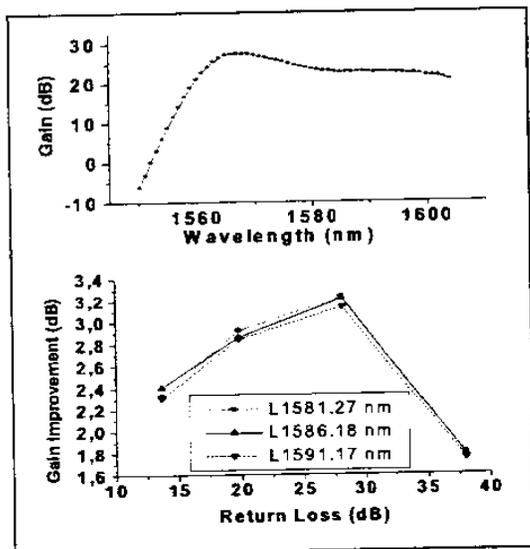


Fig. 3. Measured gain for a -20dBm input signal and gain improvement as a function of the Return Loss in the coupler for three different wavelengths.

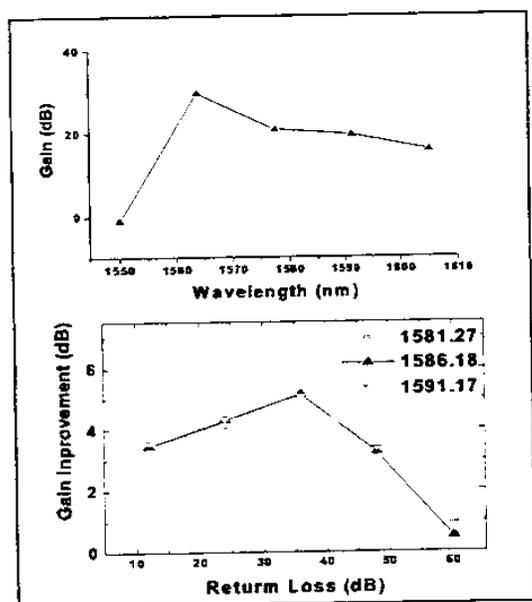


Fig. 4. Simulated gain for a -20dBm input signal and gain improvement as a function of the Return Loss in the coupler for three different wavelengths.

Apêndice 3

cut-back technique are shown in Fig. 3.

here.

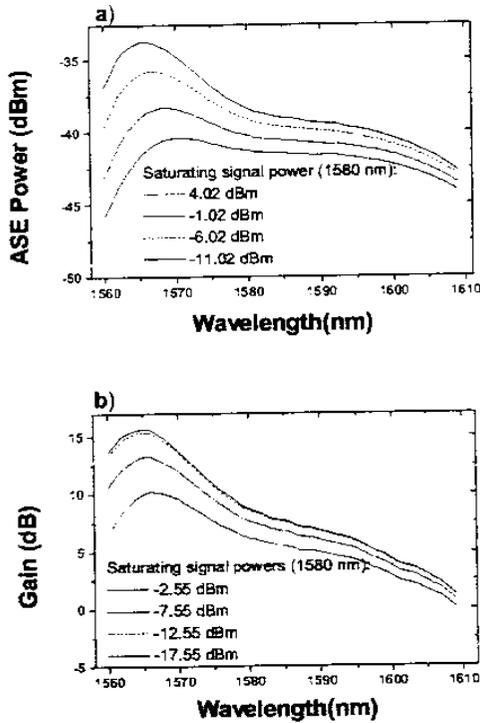


Figure 1: a) Gain curves for four saturation conditions and b) ASE curves for four saturation conditions.

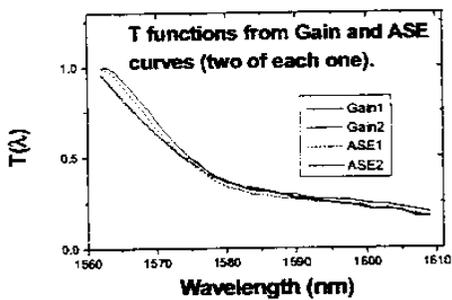


Fig.2: Two tilt-functions calculated from two pairs of gain curves and two from two pairs of ASE curves. For clarity, we do not show all the T functions determined from all possible choices of pairs of gain or ASE curves, but they agree well with those shown

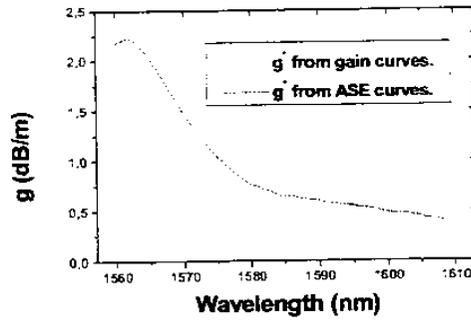


Fig.3: gain coefficient calculated using (2) and T functions shown in Fig. 2.

Figure 3 show that, within the experimental error, there is a good agreement between the method that calculates the gain coefficient from gain spectra and the method that uses ASE spectra. In the 1560-1570 nm region, where the discrepancy is larger, the g^* coefficients difference between both methods reach a value of ~ 0.4 dB/m. We believe that this discrepancy is due to the fact that this region is more sensitive to spurious reflections that invalidate the equivalent input noise approximation, but we are conducting further studies for better understand it.

Conclusions

We showed that the tilt-functions T derived from gain and ASE curves are equal, within the experimental error, in the region from 1570 to 1610 nm and, then, that the gain coefficient can be determined using (2) directly from measured ASE spectra, which is a simpler and faster method than gain measurements.

References

- 1 C. Randy Giles et al, Journal of Lightwave Technology, Volume 9 (1991), pp. 271-280.
- 2 Rodolfo Di Muro et al, IEEE Photonics Technology Letters, Volume 12 (2000), pp. 1159-1161.
- 3 E V. Vanin et al, J. Lightwave of Lightwave Technology, Volume 20 (2002), pp. 243-249.

DETERMINATION OF Er-FIBRE L-BAND GAIN COEFFICIENT FROM MEASURED ASE SPECTRA.

A.A. Rieznik , G.S. Wiederhecker , T. P. Mayer Alegre and , H.L.Fraguito

Physics Institute Gleb Wataghin, State University of Campinas, 13083-970, CP 6165, Campinas, SP, Brazil.

Abstract We show that the gain coefficient in Er-fibres in the L-band region can be directly determined as a function of wavelength from easily measured ASE output spectra at two different saturation levels.

Introduction

The gain and absorption coefficients are key parameters required to model and predict the behaviour of an Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA) [1]. While the absorption coefficient can be accurately measured using a conventional cut-back technique, the gain coefficient is more difficult to measure with the same accuracy by conventional methods [2]. Recently, however, a simple and accurate method has been proposed where the gain coefficient is determined from a spectral gain tilt function obtained from two different spectral gain curves at two saturation conditions [2]. Another recent result [3] shows that the tilt-function used in [2] can be obtained not just from gain curves (as in [2]), but also from amplified spontaneous emission (ASE) output spectra. Together, the results introduced in [2] and [3] should allow for the determination of the gain coefficient directly from ASE output spectra. Characterizing EDFAs through ASE measurements is desirable since ASE spectra can be measured easier and faster than gain spectra.

In this paper we experimentally demonstrate that the tilt function used in [2] to determinate Er-Fibres gain coefficient can be obtained from two different ASE spectra at two saturation conditions in the L-band region. The results obtained from ASE spectra are compared with thus given by gain spectra, showing the equivalence of both methods to obtain the the Er-fibre gain coefficient.

Theory

The tilting function used in [2] to determine the gain coefficient of an EDFA is defined as

$$T(\lambda, \lambda_{ref}) = \frac{\alpha(\lambda) + g^*(\lambda)}{\alpha(\lambda_{ref}) + g^*(\lambda_{ref})} \quad (1)$$

where $\alpha(\lambda)$ and $g^*(\lambda)$ are the Er-Fibre absorption and gain coefficient defined in [1], respectively, and λ_{ref} is an arbitrary reference wavelength. Ref. [2] manipulates (1) to give:

$$g^*(\lambda) = \frac{2T(\lambda, \lambda_{ref})}{T(\lambda_{\infty}, \lambda_{ref})} - \alpha(\lambda) \quad (2)$$

where λ_{∞} is the cross-over wavelength (the wavelength at which the gain and absorption coefficients have the same value and that can be measured easily). Equation (2) enables to determinate the gain coefficient from the absorption coefficient and the spectral T function for a given λ_{ref} . The tilt function T can be determined experimentally from two different gain spectra measured under two different saturation conditions (A and B) [1],[3]:

$$T(\lambda, \lambda_{ref}) = \frac{G_A^{dB}(\lambda) - G_B^{dB}(\lambda)}{G_A^{dB}(\lambda_{ref}) - G_B^{dB}(\lambda_{ref})} \quad (3)$$

It has been shown in [2] that the use of equation (2) as a method to determine the Er-Fibre gain coefficient is more accurate in the L-band region than alternative traditional methods. However, in [2] the tilting function T was calculated from gain spectra, while in [3] it was shown that the tilting function T can be alternatively determined from two ASE output spectra ($S(\lambda)$) measured under different saturation conditions. Using an equivalent input noise approximation, the authors derive an expression identical to eq. (3) with the replacements $G^{dB} \rightarrow S^{dBm}$. In fact, our experimental results –introduced below– show that the gain coefficients determined using (2) are equal (within the experimental error) when obtained using T functions calculated from ASE or gain spectra in the range from 1570 to 1600 nm.

Experiments and Results

We used an aluminium-silicate high concentration erbium doped fiber with 16.5 dB/m peak absorption at 1528.7 nm, pumped with 18 dBm at 980 nm. Four different saturation conditions were obtained by using a saturating laser at 1580 nm at different input powers. The gain and ASE curves for each saturation condition are shown in Fig 1 a) and b), respectively. We used a weak tuneable laser signal (-30 dBm) to measure the gain. Figure 2 shows two of the T functions calculated from the gain curves (among the six possible with the four gain curves, we don't show the six curves for clarity purpose) and two from the ASE curves. The gain coefficient calculated using T functions shown in Fig. 2, equation (2), and absorption coefficients measured using the traditional