



UNICAMP

**INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN**

Ganho Dependente da Polarização e Buracos Espectrais em Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio

por:

Walter Américo Arellano Espinoza

Orientação: Prof. Dr. Hugo L. Fragnito

DEQ-IFGW-UNICAMP

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

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA

BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

Ar69g

Arellano Espinoza, Walter Americo

Ganho dependente de polarização e buracos espectrais em amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio / Walter Americo Arellano Espinoza. -- Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Hugo Luis Fragnito.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Comunicações óticas. 2. Fibras óticas.
3. Amplificadores a fibra dopada com érbio. 4. Ganho dependente de polarização. 5. Buracos espectrais.
I. Fragnito, Hugo Luis. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin".
III. Título.

(vsv/ifgw)



Instituto
de Física
Gleb Wataghin

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

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE WALTER AMÉRICO ARELLANO ESPINOZA – R.A. 945464 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 29 / 05 / 2003.

COMISSÃO JULGADORA:

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

Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonali – DMO/FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa – DMO/FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky – DFMC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Carlos Barbosa – DEQ/IFGW/UNICAMP

Aos meus Pais

Agradecimentos

Gostaria expressar minha gratidão, primeiramente, a meu orientador, Prof. Dr. Hugo L. Fragnito

Aos meus pais Marcelina e Cláudio.

Aos colegas do laboratório: Henrique Carvalho, Martin, André Guimarães, Andrés Callegari, Andrés Rieznick, Paulo, Diego, Thiago alegre, Thiago Branciforte e Gustavo.

Ao pessoal do DEQ: Simone, Virgo e Zé Aparecido.

Ao pessoal da secretaria da Pós: Armando e Maria Ignez.

Ao CNPq e à Ericsson.

Resumo

Nesta tese apresentamos duas técnicas novas para o estudo de componentes ópticos, uma para a medida da dependência da transmitância (perda ou ganho) com a polarização (*PDT*, *Polarization Dependent Transmittance*) em componentes ópticos passivos e ativos, e a outra para medidas de formação de buracos espectrais (SHB, *Spectral Hole Burning*) em amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*).

Com a técnica de PDT, realizamos estudos de ganho dependente com a polarização (PDG, *Polarization Dependent Gain*) para EDFAs montados em laboratório e comerciais assim como perdas dependentes com a polarização (PDL, *Polarization Dependent Loss*) em componentes passivos. Comparamos as características da nossa técnica com três técnicas tradicionais, sendo que nossa montagem experimental se mostra mais versátil e é a única que apresenta resposta transiente. Apresentamos nesta tese as respostas transientes de um EDFA (componente ativo) e de um acoplador (componente passivo) além de como calcular destes o PDG e a PDL.

Apresentamos também outra técnica para caracterização de EDFAs que permite o estudo de formação de buracos espectrais (SHB) e que é baseada na diferença de dois espectros de emissão espontânea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*). Mostramos que nossa técnica apresenta resultados similares com uma outra técnica tradicional conhecida como diferença de ganho, sendo a nossa mais versátil e rápida para apresentar resultados.

Abstract

We present two novel techniques for optical devices: the first one is for Polarization Dependent Transmission (*PDT*) measurements in passive or active optical components. The second is a new method for the detection of Spectral Hole Burning (SHB). Both techniques are demonstrated in Erbium Doped Fibers Amplifiers (EDFAs).

Using or *PDT* technique we studied the polarization dependent gain (PDG) in home-made and commercial EDFAs. Compared with other conventional techniques, our method is simpler, versatile, and unique in presenting transient PDG responses. From the transient PDG response of the EDFA we obtain the necessary parameters for PDG characterization.

The second technique for EDFAs characterization developed in this thesis allows for studies of spectral hole burning (SHB) and is based on Amplified Spectrum Emissions (ASE). Our technique, compared with other conventional techniques, is extremely simpler and faster, and gives highly reproducible, consistent results.

Índice

| | |
|--|-----------|
| Acrônimos | X |
| Estrutura da Tese | xi |
| Capítulo 1 Introdução | 1 |
| 1.1 Introdução e motivação | 1 |
| 1.2 Fundamentos de PDG | 3 |
| 1.2.1 Definição de PDG..... | 4 |
| 1.3 Técnicas de medição de PDG | 6 |
| 1.3.1 Técnica com dois lasers de sinal..... | 6 |
| 1.3.2 Técnica com um único laser de sinal | 7 |
| 1.4 Fundamentos de SHB | 10 |
| 1.5 Técnicas de observação de SHB | 11 |
| 1.5.1 Observação de SHB no espectro da ASE..... | 12 |
| 1.5.2 Técnica de Diferença de Ganho..... | 12 |
| 1.6 Contribuições desta tese | 14 |
| 1.7 Referências | 14 |
| Capítulo 2 Ganho Dependente da Polarização | 17 |
| 2.1 Introdução | 17 |
| 2.2 Características Básicas de um Amplificador a Fibra Dopada com Érbio (EDFA) | 18 |
| 2.3 Causas de PDG em EDFAs | 22 |
| 2.3.1 O efeito PDG em EDFAs..... | 22 |
| 2.3.2 Anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção | 23 |
| 2.3.3 PDL em Componentes Ópticos Passivos | 25 |
| 2.4 Modelo aproximado do PDG em EDFA | 31 |
| 2.5 Técnicas para Medidas de Efeitos Dependentes da Polarização | 36 |
| 2.5.1 Técnica da varredura da Polarização | 37 |
| 2.5.2 Técnica da matriz de Mueller | 38 |
| 2.5.3 Técnica de Jones..... | 42 |
| 2.6 Polarização Modulada (Nossa Técnica) Para Medidas de PDT em Componentes Ópticos Passivos e Ativos 44 | |
| 2.7 Resultados Experimentais | 50 |
| 2.7.1 Resultados da PDT num Acoplador Óptico | 51 |
| 2.7.2 Resultados do PDG em EDFAs..... | 53 |
| 2.7.3 Comparação entre os Resultados Teórico e Experimental..... | 54 |
| 2.7.4 Medidas do PDG em EDFAs | 55 |
| 2.8 Comparação entre nossa Técnica e as Técnicas Tradicionais | 58 |
| 2.9 Bibliografia | 59 |
| Capítulo 3 Técnica Experimental de Formação de Buracos | |

| | |
|--------------------------------|---|
| Espectrais em EDFA..... | 61 |
| 3.1 | Introdução 61 |
| 3.2 | Causas para o alargamento de linha de uma transição 62 |
| 3.2.1 | Alargamento Homogêneo 63 |
| 3.2.2 | Alargamento Inomogêneo 64 |
| 3.3 | Efeito na presença de um sinal forte 65 |
| 3.4 | Alargamento total 66 |
| 3.5 | Técnicas experimentais..... 67 |
| 3.5.1 | Técnica da ASE 68 |
| 3.5.2 | Técnica de Diferença de Ganho..... 69 |
| 3.6 | Técnica de diferença de ASE: nossa técnica 72 |
| 3.7 | Comparação entre a técnica da diferença de ganho e a nossa técnica de diferença de ASE..... 75 |
| 3.8 | Referências 76 |
| | Conclusões..... 79 |
| | |
| Apêndice A | Teoria de Polarização da Luz 81 |
| A.1 | Introdução 81 |
| A.2 | Representações dos Estados de Polarização..... 82 |
| A.2.1 | Representação trigonométrica 82 |
| A.2.2 | Representação por Vetores de Jones..... 83 |
| A.2.3 | Matriz de Jones 85 |
| A.3 | Parâmetros de Stokes e representação na esfera de Poincaré..... 87 |
| A.4 | Propagação da Luz em Fibras Ópticas Birrefringentes 90 |
| A.4.1 | Birrefringência..... 91 |
| A.4.2 | Comprimento de Batimento 91 |
| A.4.3 | Acoplamento dos Modos de Polarização 94 |
| A.5 | Referências 95 |
| | |
| Apêndice B | A Matriz de Transmitância 97 |
| B.1 | Definição..... 97 |
| B.2 | Autovalores da matriz de transmitância 98 |
| B.3 | PDT..... 99 |
| | |
| Apêndice C | Erros em Medidas de PDT 101 |

Acrônimos

| | | |
|------|---|---|
| a.c. | <i>Alternate current</i> | Corrente alternada |
| APC | <i>Angled Physical Contact</i> | Contato físico angulado |
| ASE | <i>Amplified Spontaneous Emission</i> | Emissão espontânea amplificada |
| c.c. | <i>Complex conjugate</i> | Complexo conjugado |
| EDF | <i>Erbium Doped Fiber</i> | Fibra dopada com Érbio |
| EDFA | <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> | Amplificador a fibra dopada com Érbio |
| d.c. | <i>Direct current</i> | Corrente contínua |
| DGD | <i>Differential Group Delay</i> | Atraso diferencial de grupo |
| ISO | <i>Optical Isolator</i> | Isolador óptico |
| OLA | <i>Optical Loss Analyzer</i> | Analisador de perdas ópticas |
| OSA | <i>Optical Spectrum Analyzer</i> | Analisador de espectros ópticos |
| PBS | <i>Polarization Beam Splitter</i> | Divisor polarizador de feixes |
| PC | <i>Polarization Controller</i> | Controlador de polarização |
| PDG | <i>Polarization Dependent Gain</i> | Ganho dependente da polarização |
| PDL | <i>Polarization Dependent Loss</i> | Perda dependente da polarização |
| PDT | <i>Polarization Dependent Transmittance</i> | Transmitância Dependente da Polarização |
| PHB | <i>Polarization Hole Burning</i> | Queima de buraco espectral |
| PMD | <i>Polarization Mode Dispersion</i> | Dispersão por modo de polarização |
| RL | <i>Return Loss</i> | Perda de retorno |
| SNR | <i>Signal-to-Noise Ratio</i> | Razão Sinal-Ruído |
| SOP | <i>State of Polarization</i> | Estado de polarização |
| TE | <i>Transverse Electric</i> | Transverso Elétrico |
| TM | <i>Transverse Magnetic</i> | Transverso Magnético |
| WDM | <i>Wavelength Division Multiplexing</i> | Multiplexação por divisão em comprimentos de onda |
| WDMC | <i>WDM Coupler</i> | Acoplador WDM |

Estrutura da Tese

A tese consiste de três capítulos onde introduzimos os conceitos essenciais, descrevemos as técnicas experimentais e apresentamos e discutimos resultados. Os detalhes teóricos e experimentais são que dão sustentação às técnicas são apresentados em três capítulos. O texto é organizado como segue:

Capítulo 1: Expomos as motivações da nossa pesquisa e os conceitos essenciais de sistemas de comunicações ópticas que utilizam amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFA). Introduzimos os dois efeitos físicos que são o assunto desta tese e que influenciam tais sistemas: dependência do ganho com a polarização da luz (PDG) e a queima de buracos espectrais (SHB) no EDFA. Esta introdução é apresentada desde uma perspectiva histórica, enfatizando a evolução das técnicas experimentais utilizadas até o presente para a caracterização e estudo dos efeitos de PDG e SHB.

Capítulo 2: Trata do PDG. Apresentamos as características básicas dos EDFAs e as causas principais de PDG. As técnicas tradicionais para medidas de PDG, suas vantagens e limitações, são discutidas em detalhe. Apresentamos então a técnica para medida da PDG desenvolvida nesta tese e a comparamos com as técnicas tradicionais.

Capítulo 3: Trata do SHB. Apresentamos detalhadamente as técnicas tradicionais para medidas de SHB em EDFAs e a técnica desenvolvida nesta tese para caracterização deste efeito.

Apêndice A: Apresentamos as três representações de estados de polarização mais utilizadas na literatura científica sobre fibras ópticas e a birrefringência em fibras.

Apêndice B: Apresentamos a matriz de Transmitância no formalismo de Jones. Demonstramos que os autovalores desta matriz são positivos e determinam a PDT de um sistema óptico (linear) arbitrário.

Apêndice C: Apresentamos um cálculo detalhado da propagação de erros na nossa técnica de medida de PDT.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Introdução e motivação

O desenvolvimento de amplificadores a fibra dopada com Érbio (EDFAs, *Erbium Doped Fiber Amplifiers*) [1,2] permitiu um aumento considerável da capacidade de transmissão dos sistemas de comunicações ópticas nas últimas duas décadas. Isto foi possível devido à grande largura de banda dos EDFAs, tipicamente da ordem de 30 nm na assim chamada banda C (1520 a 1560 nm) e outros 30 a 40 nm na banda L (1560 a 1610 nm) [3,4]. Historicamente, o EDFA se impôs devido a que permitiu sistemas de transmissão transparentes à taxa de bits (e ao padrão de modulação).

Sistemas que utilizam EDFAs como repetidores não precisam fazer a conversão de óptica para elétrica (O/E, *Optical-to-Electrical*) nem elétrica para óptica E/O (*Electrical-to-Optical*).

Repetidores ou regeneradores são necessários para compensar a atenuação das fibras e, dependendo da taxa, são colocados ao longo de um enlace a cada 30-50 km. Nos repetidores tradicionais utilizados antigamente, para amplificar o sinal os fótons eram convertidos em elétrons (conversão O/E), o sinal elétrico era então regenerado eletronicamente e depois faziam a conversão E/O. Estes regeneradores eletrônicos eram, e ainda são, circuitos diferentes para cada taxa de bits, protocolo de comunicação e/ou formato de modulação, de modo que uma evolução do sistema para aumentar a taxa de bits implicava necessariamente na troca de todos os repetidores no enlace, sendo extremamente caros nas taxas mais elevadas. Já o EDFA é completamente transparente às taxas de bits, protocolos de comunicação e formatos de modulação utilizadas em comunicações ópticas.

A segunda evolução dos sistemas ópticos – também viabilizada pela enorme largura de banda do EDFA – foi a multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*), onde vários sinais ópticos (canais WDM) em diferentes comprimentos de onda são transmitidos numa única fibra. Nos sistemas que existiam antes do EDFA, um aumento de capacidade de um enlace implicava em utilizar ou “acender” outra fibra (e instalar os repetidores necessários para cada fibra). Por esta razão, prevendo aumentos futuros, nos enlaces ópticos se instalavam cabos com um grande número de fibras (tipicamente 36 pares; mas casos com 144 pares de fibra não eram incomuns). Sistemas WDM usando EDFAs mudaram esse quadro. Um único EDFA pode facilmente amplificar simultaneamente 32 canais WDM separados por 100 GHz (~ 0,8 nm), cada um modulado a uma taxa de tipicamente 10 Gb/s, dando uma capacidade total de 320 Gb/s em cada fibra. Sistemas deste tipo foram instalados na última década a ritmo frenético por todas partes do mundo. Uma evolução de um sistema instalado para aumentar a capacidade, passou então a ser simplesmente uma questão de “acender” mais canais WDM, em lugar de acender mais fibras no mesmo cabo como era antigamente. Atualmente a maioria desses sistemas operam com até 8 canais, mas estão preparados para aceitar até 32 ou 40 canais. Isto explica também porque, a pesar de enorme aumento de tráfego de bits nas redes, a maioria das fibras instaladas no mundo estão ainda “apagadas”.

O EDFA, como todo dispositivo óptico, não é ideal. A medida que o EDFA foi sendo utilizado em campo, novos efeitos no EDFA foram sendo reportados que causavam penalidades

nos sistemas. Esta tese trata de dois desses efeitos em EDFAs. O primeiro se manifesta como uma dependência do ganho com a polarização (PDG, *Polarization Dependent Gain*) [5-8]. O segundo é conhecido em espectroscopia laser como formação de buracos espectrais (SHB, *Spectral Hole Burning*) [9,10]. Estes efeitos são apresentados de forma introdutória neste capítulo e de forma mais aprofundada nos capítulos 2 e 3 desta tese.

Em um único EDFA os efeitos de PDG e SHB são muito pequenos, precisando-se de métodos de alta sensibilidade para detectá-los. No entanto, estes efeitos, acumulados ao longo de um enlace com muitos EDFAs concatenados, deterioram consideravelmente o desempenho do sistema como um todo. Apesar do seu impacto em sistemas, pouco se sabe sobre a origem física destes efeitos em EDFAs, devido principalmente às dificuldades experimentais para suas caracterizações em condições reproduzíveis. Pesquisadores motivados para medir estes efeitos de PDG e SHB desenvolveram técnicas que estaremos apresentando neste capítulo. Como veremos, estas técnicas são demoradas e laboriosas e muitas vezes produzem resultados pouco reproduzíveis. Nesta tese demonstramos duas novas técnicas experimentais que facilitam consideravelmente a observação destes efeitos e, se utilizadas pela comunidade científica, acreditamos que poderão contribuir a um melhor entendimento da origem física destes efeitos.

Um efeito de polarização relacionado ao PDG e que também afeta sistemas é a perda dependente com a polarização (PDL, *Polarization Dependent Loss*) em componentes passivos que formam parte da montagem dos sistemas de comunicações ópticas ou mesmo na montagem do EDFA. No Capítulo 2 estaremos tratando este efeito também como um complemento ao PDG.

1.2 Fundamentos de PDG

O PDG [11,12] afeta um sistema de transmissão de várias formas: a) flutuações da polarização do sinal conduzem a flutuações indesejáveis na potência amplificada; b) a emissão espontânea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) gerada pelo EDFA resulta também polarizada, produzindo assim uma relação sinal-ruído (SNR, *Signal-to-Noise Ratio*) que depende da polarização; c) em sistemas WDM, flutuações na polarização de um canal podem induzir flutuações de potência em outros canais.

1.2.1 Definição de PDG

O PDG ocorre devido a dois motivos: PDL dos componentes passivos envolvidos na montagem do EDFA e anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção dos íons de Érbio na fibra dopada com Érbio (EDF, *Erbium Doped Fiber*), que estaremos detalhando no Capítulo 2.

O PDG de um amplificador óptico, segundo recomendação da ITU-T [13], é definido como a variação máxima de ganho com a variação do estado de polarização (SOP, *State of Polarization*) do sinal de entrada e quantificada (em decibéis) pela expressão

$$PDG = 10 \log \left(\frac{G_{\max}}{G_{\min}} \right), \quad (1.1)$$

onde os ganhos máximo (G_{\max}) e mínimo (G_{\min}) são os obtidos variando o SOP do sinal de entrada. Considerando um sinal de entrada com potência fixa e constante (P) cujo SOP varia passando por todos os estados possíveis, o PDG pode ser reformulado pela relação

$$PDG = 10 \log \left(\frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right), \quad (1.2)$$

onde $P_{\max} = G_{\max}P$ e $P_{\min} = G_{\min}P$ são, respectivamente, as potências de sinal máxima e mínima na saída do EDFA (ou na saída de um sistema com vários EDFAs concatenados).

PDL em componentes passivos é definida pela mesma relação (1.2), onde $P_{\max} = T_{\max}P$ e $P_{\min} = T_{\min}P$, P é a potência de entrada e T_{\max} e T_{\min} são as transmitâncias máxima e mínima, i.e., $PDL = 10 \log(P_{\max}/P_{\min}) = 10 \log(T_{\max}/T_{\min})$. Se pensamos o ganho de um amplificador como uma transmitância (que pode ser maior que 1) é possível definir ambos efeitos de PDG e PDL numa única relação,

$$PDT (PDG \text{ ou } PDL) = 10 \log \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right). \quad (1.3)$$

Por esta razão, nesta tese utilizaremos o termo PDT (*Polarization Dependent Transmittance*) para indicar indistintamente PDL ou PDG.

A importância da PDT de componentes utilizados em sistemas de comunicações ópticas pode ser entendida facilmente. As fibras utilizadas em sistemas de transmissão não preservam a polarização mas apresentam uma pequena birrefringência que varia (tanto em magnitude como na orientação dos eixos principais) ao longo da fibra e também ao longo do tempo devido a variações de temperatura e tensões mecânicas. Como resultado, o SOP do sinal no fim da fibra varia aleatoriamente, numa escala de tempo que pode ser de milissegundos até horas dependendo do tipo de perturbação que deu origem às mudanças de birrefringência na fibra. O ponto na esfera de Poincaré (Apêndice A) que representa o SOP deste sinal transmitido percorre então um caminho aleatório (*random walk*), cobrindo uma determinada área sobre esta superfície. Se este sinal entrar em um dispositivo com PDT, a potência de saída exibirá flutuações no tempo, como ilustrado na Fig. 1.2.1

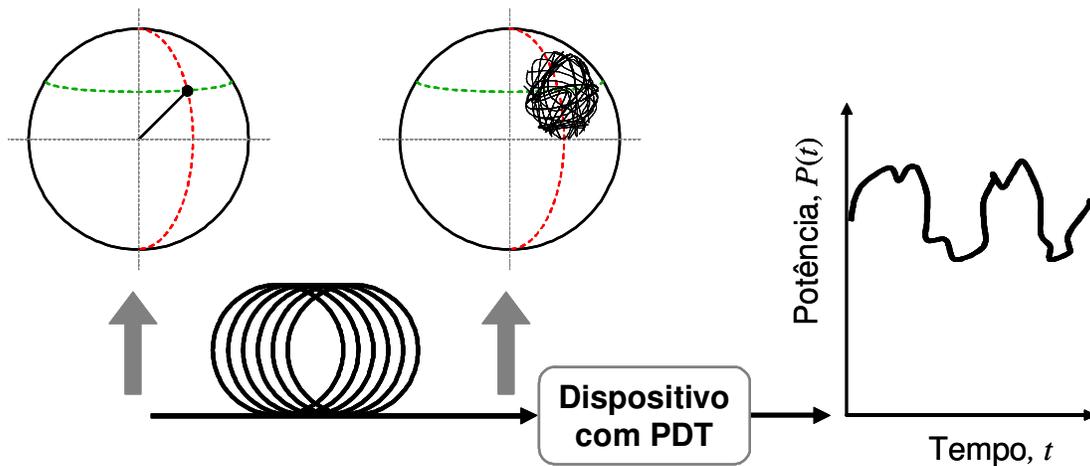


Fig. 1.2.1. Ilustração da influência de um dispositivo com PDT em um sistema de transmissão por fibra óptica. O sinal a ser transmitido está em um estado de polarização bem definido, representado por um ponto na esfera de Poincaré. Após passar pela fibra o SOP varia sobre a superfície da esfera de Poincaré e a potência na saída do dispositivo flutua no tempo.

Em vista do que acabamos de dizer, é importante que todo dispositivo a ser utilizado em sistemas de comunicação por fibra óptica tenha sua PDT devidamente caracterizada, de modo a especificar a máxima flutuação de potência esperada quando o SOP de entrada no dispositivo varia por todos os estados possíveis (i.e., cobrindo completamente a superfície da esfera de

Poincaré).

1.3 Técnicas de medição de PDG

Para medidas de PDG diversas técnicas foram desenvolvidas que podem ser classificadas em duas grandes categorias:

- Técnicas onde são usados dois lasers de sinal.
- Técnicas com um único sinal de laser.

1.3.1 Técnica com dois lasers de sinal

Esta técnica, ilustrada na Fig. 1.3.1, consiste em aplicar no dispositivo em teste (DUT, *Device Under Test*) dois lasers na banda de amplificação do EDFA, um de baixa potência e outro de alta potência chamados, respectivamente, laser de prova e laser “saturante”. O medidor de PDG na Fig. 1.3.1 é um analisador de espectro ópticos ou simplesmente um medidor de potência óptica com um filtro que deixa passar somente o laser de prova. O DUT pode ser um EDFA ou um sistema de vários EDFAs concatenados. Se observa experimentalmente que o ganho para o sinal de prova é menor quando este sinal está no mesmo SOP do laser saturante e maior quando o SOP do sinal de prova é ortogonal ao SOP do laser saturante.

Esta técnica foi utilizada por Greer et al.[6] e Mazurczyk et al.[14] para caracterizar o PDG de um único EDFA e por Taylor [15] em um sistema com vários EDFAs concatenados. Para um único EDFA o PDG é da ordem de 0,1 dB [6,14] e, portanto, muito pequeno em relação ao ganho médio, que é da ordem de ~30 dB. Porém, em sistemas com EDFAs concatenados comprovou-se com esta técnica que o PDG foi da ordem de 4.75 dB [15].

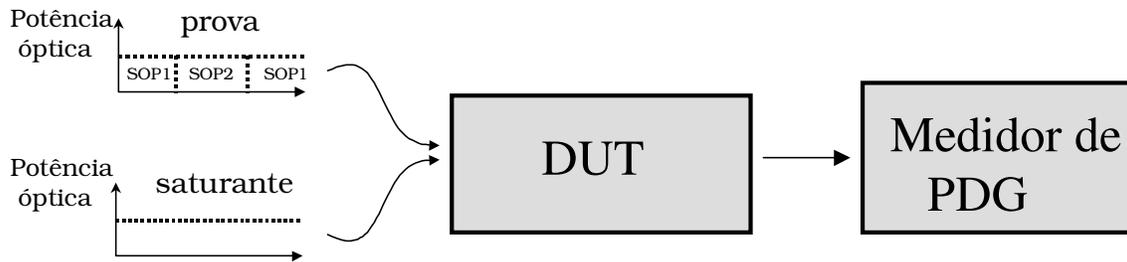


Fig. 1.3.1. Ilustração do método para medidas de PDG. Componentes típicos, acoplador WDM, fibra dopada com érbio (EDF) e isolador.

1.3.2 Técnica com um único laser de sinal

São várias as técnicas [16-19] usando um único laser. Estas inicialmente foram desenvolvidas para medidas de PDL em componentes passivos, sendo também possível usá-las para medidas de PDG. Estas técnicas são três:

- Técnica de varredura da Polarização (*Polarization Scanning Technique*) [16]
- Técnica da matriz de Mueller (*Mueller Technique*) [17,18]
- Técnica da matriz de Jones (*Jones Matrix Technique*) [19]

Na parte superior da Fig. 1.3.2 ilustramos o esquema experimental comum às três técnicas, onde temos o laser, um controlador de polarização (PC, *Polarization Controller*), dispositivo em teste (DUT) e o medidor de PDG. As três técnicas se diferenciam pelos SOPs utilizados para determinar os ganhos máximo e mínimo e pelo medidor de PDG, que consiste de um medidor de potência óptica e, no caso do método da matriz de Jones, contém também um dispositivo analisador de SOP (polarímetro). Estes SOPs para cada uma das técnicas estão representados na parte inferior da Fig. 1.3.2 na esfera de Poincaré (um ponto sobre a esfera de Poincaré representa um SOP):

- **Técnica de varredura de polarização (a):** são necessários infinitos SOPs, preenchendo toda a esfera de Poincaré.
- **Técnica da matriz de Mueller (b):** são suficientes quatro SOPs, polarização linear horizontal (LHP, *linear horizontal polarization*), polarização linear vertical (LVP, *Linear Vertical*

Polarization), polarização circular à direita (RCP, *Right Circular Polarization*) e polarização linear a 45 graus (L+45, *Linear Diagonal Horizontal*).

-**Técnica da matriz de Jones (c)**: são suficientes três SOPs, polarização linear horizontal (LHP), polarização linear Vertical (LVP) e polarização linear a 45 graus (L+45).

Nestas três montagens, o PC para a geração dos SOPs é basicamente mecânico, envolvendo partes móveis controladas manualmente ou com motores. Uma versão melhorada, mais recente da técnica de Mueller [20] sem partes móveis, foi baseada em dispositivos de cristal líquido para gerar os estados de polarização.

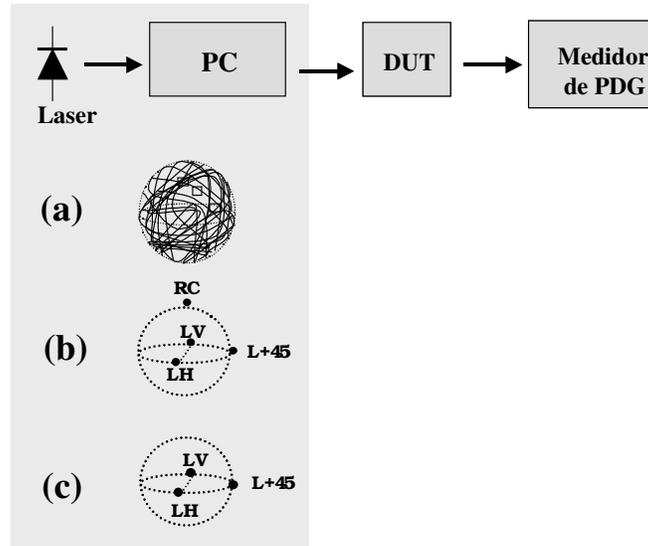


Fig. 1.3.2. Métodos do PDG com único laser. São usados um laser monocromático, um controlador de polarização (PC), dispositivo sob teste (DUT) e um medidor de PDG.

Além das técnicas mencionadas, o PDG pode ser observado em montagens experimentais não especificamente preparadas para caracterizações de PDG. Um exemplo disto é a montagem reportada por Bergano [21] na qual observou transientes em um EDFA devidos ao PDG. Enquanto que nas técnicas mencionadas são usados medidores de potencia óptica (medidas no regime estacionário do EDFA), Bergano [21] utilizou um osciloscópio que lhe permitiu ver a variação do ganho no tempo. O experimento de Bergano [21] está mostrado na Fig. 1.3.3. Consistia de toda uma montagem de um sistema de fibra óptica em circuito fechado (*fiber loop*) com 8 EDFAs concatenados para estudar enlaces de ultra-longa distância. Entre duas passagens

consecutivas da luz pela chave SW1, havia um atraso de várias centenas de microssegundos. Bergano notou que ajustando os controladores de polarização PC1 e PC2 de modo a gerar dois SOPs ortogonais, a resposta do EDFA indicado como “EDFA em teste” na Fig. 1.3.3 mostrava transientes de ganho. Com duas chaves ópticas sincronizadas (uma ligada e a outra desligada) era então gerado um sinal com polarização modulada. Com isto, Bergano conseguiu medir a resposta do EDFA de teste a um sinal com potência aproximadamente constante mas modulado entre dois SOPs ortogonais. A potência instantânea na saída deste EDFA, mostrada no quadro direito da Fig. 1.3.3, exibe uma forma de onda com transientes que, além de permitir a medida do PDG, também fornece informação da constante de tempo (τ) da PDG, sendo esta constante um parâmetro importante, já que a modulação do SOP do sinal acima da frequência $1/\tau$ pode diminuir o efeito de PDG. Bergano interpretou erroneamente a razão entre os picos de ganho como PDG (na realidade é a razão entre os valores de estado estacionários), mas mostrou pela primeira vez a existência de transientes de ganho induzidos por uma modulação no SOP de entrada.

Nós, inspirados no trabalho de Bergano [21], desenvolvemos uma técnica mais simples compacta para gerar a modulação de polarização com a qual podemos medir o PDG de EDFAs e seus transientes. Nossa técnica, detalhada no capítulo 2, é suficientemente simples como para ser utilizada inclusive para medidas de PDL de componentes passivos.

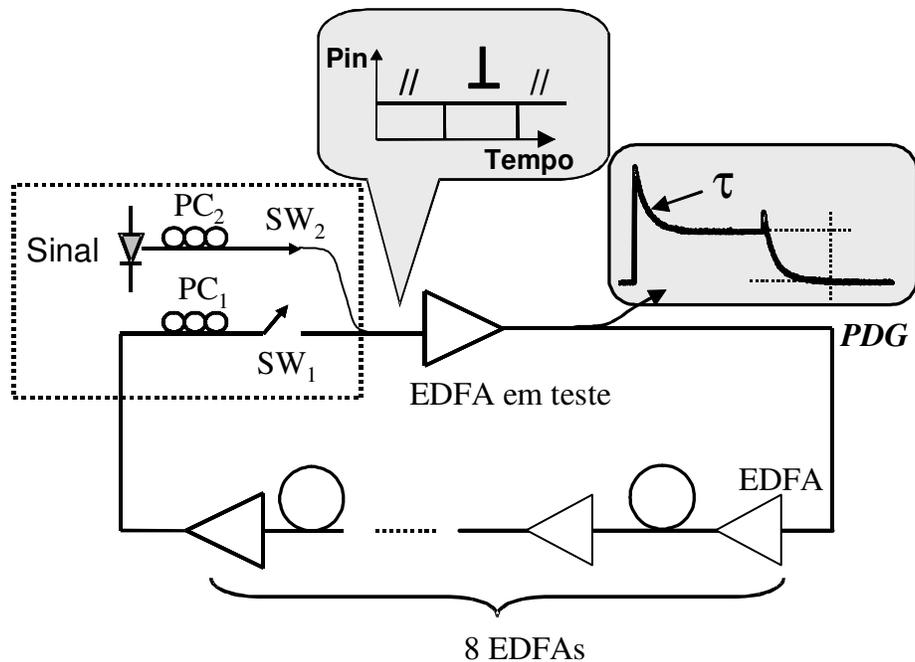


Fig. 1.3.3. Montagem de sistema WDM usada por Bergano [21] e com a qual observou uma reposta transiente devida ao PDG de EDFAs.

1.4 Fundamentos de SHB

A formação de uma depressão (buraco) no espectro de absorção ou de emissão de um meio com alargamento inhomogêneo, causado por um laser intenso, é referido como formação de buraco espectral (SHB, *Spectral Hole Burning*) [22-24]. A observação deste efeito no EDFA implica certo grau de alargamento inhomogêneo das transições dos íons de Érbio.

O alargamento inhomogêneo em um EDFA é possível pelos múltiplos sítios [25,26] na matriz hospedeira, onde há diferentes campos “cristalinos” que afetam os níveis de energia dos íons de Érbio. Íons com o mesmo campo cristalino (um mesmo tipo de sitio) apresentam os mesmos níveis de energia, sendo as transições são alargadas por igual (alargamento homogêneo) por interações com fônons. Esta é a principal causa de alargamento homogêneo (outra causa é o alargamento radiativo, muito menor que o alargamento por fônons à temperatura ambiente). A largura de linha observada para uma dada transição é em parte homogênea (alargamento por fônons) e em parte inhomogênea (devido a íons em diferentes sítios).

Na Fig. 1.4.1 é ilustrado o efeito de SHB. Com um sinal monocromático com comprimento

de onda λ_1 aplicado em um EDFA, o ganho saturará mais facilmente para transições dos íons de Érbio (em sítios adequados) ressonantes com o comprimento de onda do sinal. Íons de Érbio em outros sítios interagem muito menos com o laser e suas transições ficam relativamente menos saturadas. Medindo o ganho deste EDFA assim saturado com um segundo laser e de baixa intensidade, o espectro de ganho exibirá um buraco centrado em λ_1 .

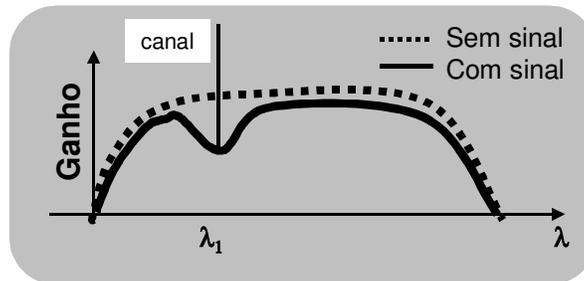


Fig. 1.4.1. O SHB se manifesta quando o laser com comprimento de onda, λ_1 , satura um conjunto de íons com a mesma característica.

O efeito de SHB afeta sistemas WDM produzindo variações no ganho (*cross gain modulation*) para um canal quando varia a potência de um outro canal vizinho. Na Fig. 1.4.2 podemos ver este efeito em que dois canais com comprimento de onda λ_1 e λ_2 se influenciam mutuamente devido ao SHB.

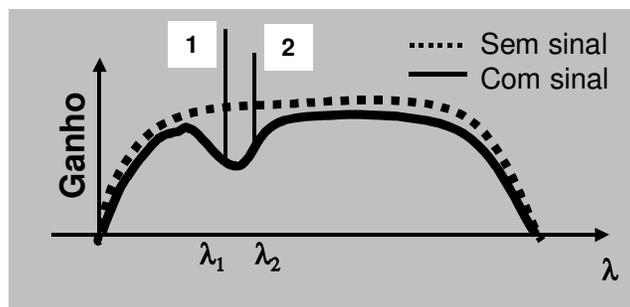


Fig. 1.4.2. Interdependência do ganho para dois canais devido a SHB.

1.5 Técnicas de observação de SHB

Diversas técnicas que foram empregadas para observar o efeito de SHB [22, 23, 27-29] são descritas na próximas seções. Essas técnicas detectam buracos no espectro de ASE ou no espectro de ganho.

1.5.1 Observação de SHB no espectro da ASE

As primeiras observações de SHB em EDFAs foram realizadas por Desurvire et al. [22] em fibras alumino-silicatos e por Zyskind et al. [23] em fibras germano-silicatos, aproveitando uma técnica conhecida como técnica espectral de ASE, ilustrada na Fig. 1.5.1. Com o sinal de laser ligado, o espectro na saída do EDFA mostra em geral o espectro de ASE juntamente com a linha do laser amplificado (lado direito superior). Se o laser é suficientemente intenso pode se observar um buraco no espectro da ASE entrono da linha laser. Para melhorar a visualização do buraco, se utiliza um controlador de polarização (PC) e um polarizador (P) na saída do EDFA, com o qual é possível anular totalmente o laser mas não a ASE, que é quase que perfeitamente despolarizada. Assim, o espectro observado mostra unicamente a ASE e o buraco aparece mais evidente. A largura do buraco corresponde ao alargamento homogêneo.

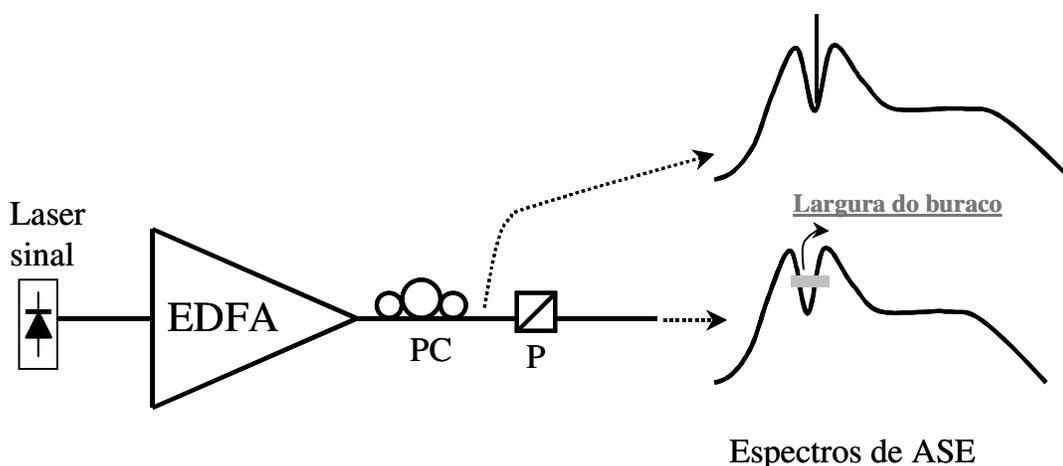


Fig. 1.5.1. Ilustração da técnica espectral de ASE. PC é um controlador de polarização, P é um polarizador. Também são mostrados dois espectros de saída, um genérico (superior) e outro com o PC ajustado de modo que o SOP do laser amplificado seja ortogonal a P (inferior).

Esta técnica funciona bem se a FDE é mantida a baixa temperatura. A temperatura ambiente o buraco espectral é mais difícil de se observar.

1.5.2 Técnica de Diferença de Ganho

Posteriormente à técnica espectral de ASE descrita acima, foi reportada uma outra técnica que é ilustrada na Fig. 1.5.2. Esta técnica é baseada na diferença de dois espectros de ganho do

EDFA [27]. As medidas destes dois ganhos são mostradas em 5 passos na Fig. 1.5.2. Para a medida do primeiro espectro de ganho (passo 1), o EDFA é saturado com um laser saturante (comprimento de onda λ_1) e o ganho é medido para um laser de prova sintonizável e extremamente fraco (passo 2). A seguir (passo 3), o laser saturante em λ_1 é desligado e se liga um outro laser saturante em λ_2 (ou, se o laser saturante é sintonizável, simplesmente se muda o comprimento de onda deste). Um segundo espectro de ganho é medido em forma similar, mas saturando o EDFA em λ_2 (passo 4). Destes dois de ganho é obtido um outro espectro da diferença de ambos (passo 5). Este último espectro permite informações da largura e a profundidade do buraco e foi usado por Srivastava [27] para fazer o primeiro reporte de SHB em EDFA a temperatura ambiente.

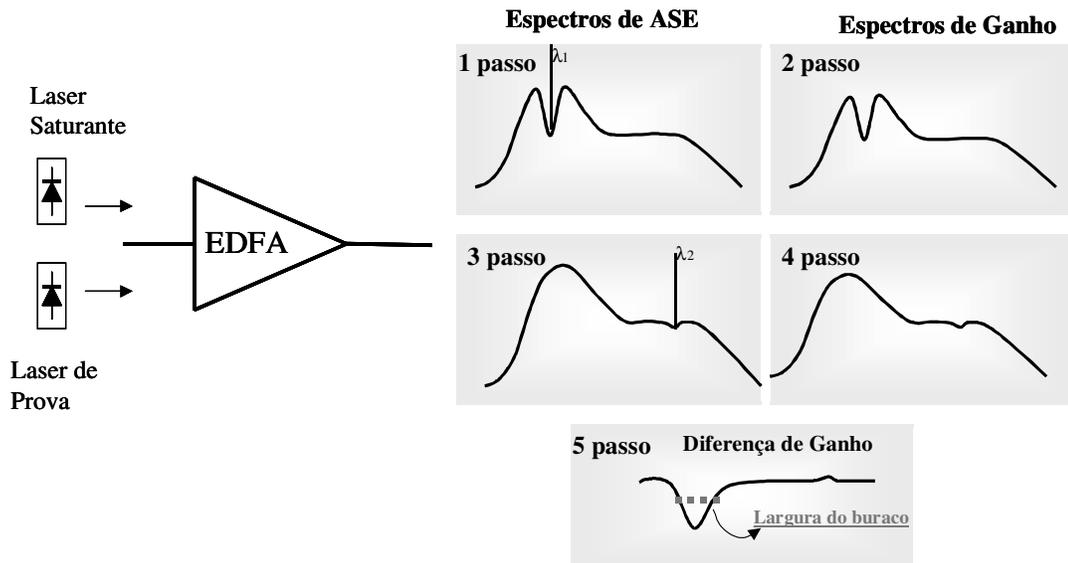


Fig. 1.5.2. Técnica de diferença de ganho. São usados dois lasers, prova e saturante e injetados no EDFA. Sendo que os dois espectros de ganho medidos com o laser de prova (no comprimento de onda) como sinal de entrada definem a diferença de ganho. Estes dois ganhos são conseguidos saturando o EDFA em duas posições de comprimentos de onda (λ_1 e λ_2).

Outros estudos com esta técnica têm permitido caracterizar Érbio [28, 29] em diferentes hospedeiros. Por exemplo, Sulhoff et al. [28] caracterizaram EDFs com diferentes hospedeiros (vidros fluorados e sílica), mostrando que no vidro fluorado o alargamento homogêneo é mais forte que na sílica.

Medidas de espectros de ganho são consideravelmente mais demoradas e delicadas do que medidas de espectros de ASE, porém a técnica de ganho diferencial, sendo mais sensível, permite observar minúsculas variações.

No Capítulo 3 estaremos ampliando a discussão sobre estas técnicas e apresentaremos uma outra técnica desenvolvida em nosso laboratório. A nossa técnica, baseada na diferença de dois espectros de ASE, combina a facilidade e simplicidade das medidas de ASE com a sensibilidade das técnicas diferenciais.

1.6 Contribuições desta tese

Nossas contribuições nesta tese são o desenvolvimento de duas técnicas novas, a primeira para medida de PDT em componentes ópticos passivos e ativos com um único laser de sinal e a segunda para a detecção e estudo de buracos espectrais (SHB) em EDFA. Mostraremos nesta tese que as duas técnicas propostas são mais eficientes que as existentes.

1.7 Referências

- [1] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*, Wiley, New York, 1994.
- [2] R. J. Mears and S. R. Baker, "Erbium fiber amplifiers and laser," *Opt. Quant. Electron.*, vol. 24, pp. 517-537, 1992.
- [3] Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono, Y. Nishida, and K. Oikawa, "Gain characteristics of tellurite based erbium doped fiber for 1.5 μm broadband amplification," *Opt. Lett.* vol. 23, pp. 274-276, 1998.
- [4] A. P. López Barbero, W. A. Arellano Espinoza, H. L. Fragnito, and H. E. Hernandez Figueroa, "Tellurite Based Optical fiber Amplifier Analysis Using the Finite Element Method," *Microw. Opt. Tech. Lett.*, vol. 25, pp. 103-107, 2000.
- [5] M. G. Taylor, "Observation of New Polarization Dependence Effect in long Haul Optically Amplified System," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, 10, pp. 1244-1246, 1993.
- [6] E. J. Greer, D. J. Lewis and W. M. Macauley, "Polarization Dependent Gain in Erbium Doped Fibre Amplifiers," *Electron. Lett.* vol. 30, 1, pp. 46- 47, 1994.
- [7] N. S. Bergano, "Time Dynamics of Polarization Hole Burning in an EDFA," *Optical Fiber Communication conference, OFC'94*, vol. 4, paper FF4, pp. 305-306, 1994.
- [8] P. Weßels and C. Fallnich, "Polarization dependent gain in neodymium and ytterbium doped fiber amplifiers," *Opt. Express* vol. 11, 530-534, 2003.

- [9] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind and J. R. Simpsons, "Study of Spectral dependence of Gain Saturation and Effect of Inhomogeneous Broadening in Erbium-doped Aluminosilicate Fiber Amplifiers," *Photon. Technol. Lett.* vol. 2, 9, pp. 653-655, 1990.
- [10] J. L. Zyskind, E. Desurvire, J. W. Sulhoff, and D. J. Di Giovanni, "Determination of homogeneous linewidth by spectral gain hole burning in an erbium doped with $\text{GeO}_2\text{:SiO}_2$," *Photon. Technol. Lett.* vol. 2, pp. 869-871, 1990.
- [11] F. Heismann, D. A. Gray, B. H. Lee, and R. W. Smith, "Electrooptic polarization scramblers for optically amplified long haul transmission systems," *Photon. Technol. Lett.* vol. 6, pp.1156-1158, 1994.
- [12] N. S. Bergano and C. R. Davidson, "Wavelength division multiplexing in long haul transmission systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 1299-1308, 1996.
- [13] ITU-T Recommendation G.661, *Definition and test methods for the relevant generic parameters of optical amplifier devices and subsystems.*
- [14] V. J. Mazurczyk and J. L. Zyskind, "Polarization dependent gain in erbium doped amplifiers," *Photon. Technol. Lett.* vol. 6, pp. 616-618, 1994.
- [15] M. G. Taylor, "Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, 10, pp. 1244-1246, 1993.
- [16] D. Derickson, *Fiber optic test and measurement*, pp. 354-356, Hewlett Packard, 1998.
- [17] B. M. Nyman and G. Wolter, "High resolution measurement of polarization dependent loss," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 817-818, 1993.
- [18] B. M. Nyman, D. L. Favin, and G. Wolter, "Automated System for measuring polarization dependent loss," *OFC'94 Technical Digest*, paper ThK6, pp. 230-231, 1994.
- [19] B. L. Heffner, "Deterministic, analytically complete measurement of polarization dependent transmission through optical devices", *Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, 5, pp. 451-454, 1992.
- [20] R. M. Craig, "Accurate spectral characterization of polarization dependent loss," *J. Lightwave Technol.* vol. 21, pp.432-437, 2003.
- [21] N. S. Bergano, "Time Dynamics of Polarization Hole Burning in an EDFA, Optical Fiber Communication conference", *OFC'94*, vol 4, paper FF4, pp.305-306, 1994.
- [22] E. Desurvire, J. L. Ziskind, and J. R. Simpson, "Spectral Gain Hole-Burning at 1.53 μm in Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 246-248, 1990.
- [23] J.L. Zyskind, E. Desurvire, J. W. Sulhoff, and D. J. di Giovanni, "Determination of homogeneous linewidth by spectral hole burning in an erbium doped fiber amplifier with $\text{GeO}_2\text{:SiO}_2$ core," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 869-871, 1990.
- [24] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind and J. R. Simpsons, "Study of Spectral dependence of Gain Saturation and Effect of Inhomogeneous Broadening in Erbium-doped Aluminosilicate Fiber Amplifiers," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 653-655, 1990.

- [25] C. C. Robinson, "Multiple sites for Er^{3+} in Alkali Silicate Glasses (the principal sixfold coordinated site of Er^{3+} in silicate glass)", *J. Non-Crystalline Solids (I)*, vol. 15, pp. 1-10, 1974.
- [26] C. C. Robinson, "Multiple sites for Er^{3+} in Alkali Silicate Glasses (Evidence of four sites for Er^{3+})," *J. Non-Crystalline Solids (II)*, vol.15, pp. 11-29, 1974.
- [27] A. K. Srivastava, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. D. Evankow, "Room Temperature spectral hole-burning in erbium doped fiber amplifiers," *OFC'96*, paper TuG7, pp. 33-34, 1996.
- [28] J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, C. Wolf, Y. Sun, J. L. Zyskind, "Spectral hole burning in erbium doped silica and fluoride fibers," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1578 –1579, 1997.
- [29] M. J. Yadlowsky, "Pump wavelength dependent spectral hole burning in EDFAs," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1643-1648, 1999.

Capítulo 2

Ganho Dependente da Polarização

2.1 Introdução

Como já mencionamos no Capítulo 1, a dependência do ganho com a polarização (PDG) em EDFAs, bem como perdas dependentes da polarização (PDL) em componentes passivos limitam o desempenho de sistemas de comunicações ópticas [1-3]. Descrevemos sucintamente também as técnicas até agora desenvolvidas para medir estas dependências. Neste capítulo discutimos essas técnicas com mais detalhes e apresentamos uma técnica nova para medidas de PDG e PDL e compararemos com as já desenvolvidas.

Como foi mencionado no capítulo 1 usaremos o termo PDT para mencionar o PDG e a PDL.

2.2 Características Básicas de um Amplificador a Fibra Dopada com Érbio (EDFA)

Para uma melhor compreensão deste trabalho descreveremos a montagem básica e principais características de um EDFA típico, tal como o que utilizamos nesta tese. Esta montagem é mostrada na Fig. 2.2.1. Neste tipo de EDFA o sinal e o bombeio se propagam num mesmo sentido (configuração co-propagante). Existem também EDFAs com bombeio contra-propagante ao sinal (que são mais ruidosos e por isso menos utilizados) que não consideraremos nesta tese. Os componentes essenciais da montagem são:

Laser de bombeio: são usados um ou mais lasers de bombeio em 980 nm ou 1480 nm. Nesta tese utilizamos um laser de bombeio em 980 nm (SDL modelo BFWA0980SDL1180AB, com grade de Bragg em fibra para estabilizar o comprimento de onda). Alguns EDFAs de outros fabricantes com até três lasers de bombeio também foram caracterizados neste trabalho.

Acoplador WDM (WDMC): é um dispositivo que acopla feixes em diferentes comprimentos de onda (por exemplo 980 e 1550 nm, vindos cada um de uma fibra) numa única fibra. Usamos um acoplador 980/1550 da JDS-Fitel (modelo WD915-T4-A).

Isolador óptico: é um dispositivo que deixa passar luz em apenas uma direção, utilizado para evitar que luz provinda de retro-reflexões e retro-espalhamentos em componentes externos seja realimentada no EDFA (que seria amplificada novamente, reduzindo o ganho e colocando os lasers de sinal em risco).

Fibra Dopada com Érbio (EDF): Na nossa montagem usamos uma EDF da Photonetics (modelo EDOS-230).

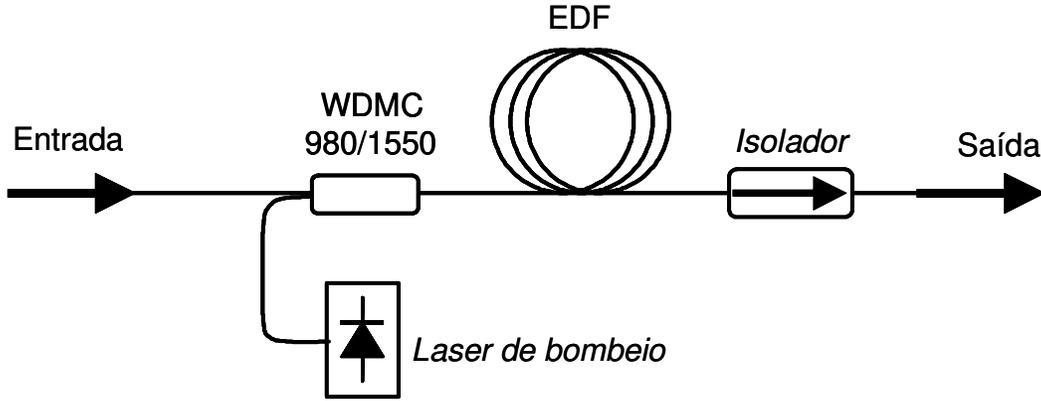


Fig. 2.2.1. Montagem experimental do EDFA com os componentes principais: laser de sinal e bombeio, isolador, acoplador WDM e EDF.

Uma das características importantes de um EDFA é o coeficiente de ganho, g , que pode ser escrito em função das seções eficazes de absorção e emissão pela seguinte relação [4]:

$$g(z, \lambda) = \Gamma_s N [(\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda))D(z, \lambda) - \sigma_a(\lambda)] \quad (1)$$

onde:

σ_e : Seção eficaz de emissão (m^2)

σ_a : Seção eficaz de absorção (m^2)

Γ_s : Fator de confinamento ou de “*overlap*” (varia entre 0 e 1; adimensional).

D : Densidade normalizada de íons de Érbio no estado excitado (adimensional)

N : Concentração total de íons de Érbio ($\text{íons}/\text{m}^3$).

z : Coordenada longitudinal da fibra (m).

λ : Comprimento de onda do sinal (nm), na faixa de 1520 a 1560 nm.

A equação (1) pressupõe que o íon de Érbio em sílica se comporta como um sistema de dois níveis. Os principais níveis de energia do Er^{+3} são mostrados na Fig. 2.2.2(a), onde os dois níveis considerados em (1) são o $^4\text{I}_{15/2}$ (estado fundamental) e o $^4\text{I}_{13/2}$ (estado excitado). A transição $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ é a responsável pelo ganho do EDFA e a transição $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ é responsável pela

absorção do bombeio em 980 nm. Além dos três níveis mencionados, o íon de Érbio apresenta outros níveis (Fig. 2.2.2) que permitem outras possibilidades para o bombeio. Algumas destas são ilustradas no espectro de absorção da Fig. 2.2.2(b), com transições nos comprimentos de onda de 600 nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$) e 800 nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$).

Os estados de energia são geralmente identificados pela nomenclatura espectroscópica, na qual um termo ${}^{2S+1}L_J$ significa que S é o número quântico do spin total dos elétrons do íon, L é o momento angular orbital (designado pelas letras S, P, D, F, H, I... para $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$) e J é o momento angular total. Assim, por exemplo, o estado fundamental do Er^{+3} , denotado com ${}^4I_{15/2}$, tem $S = 3/2$, $L = 6$ e $J = 15/2$. Comentaremos mais sobre estes níveis no Capítulo 3.

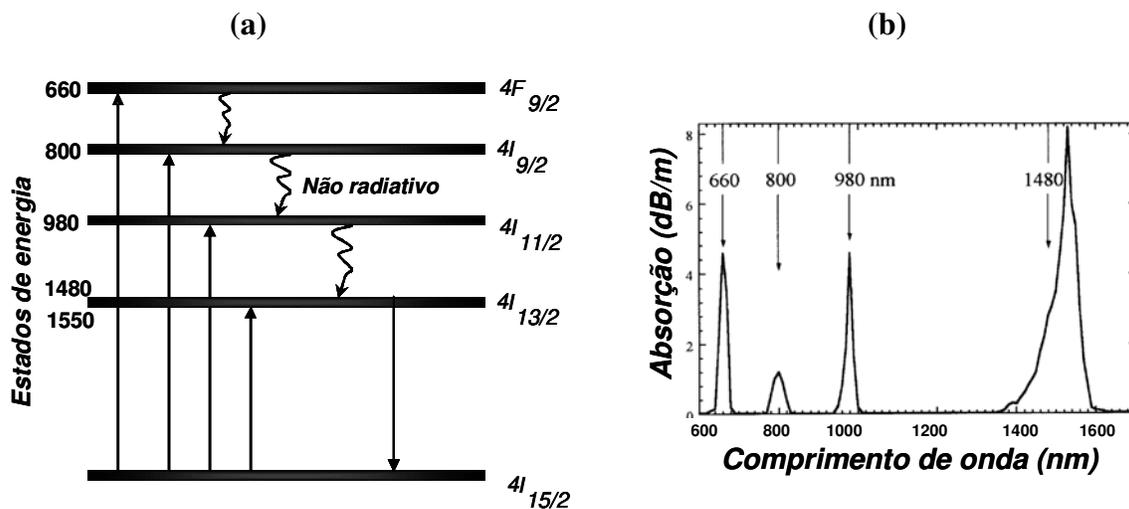


Fig. 2.2.2. a) Estados de energia do íon de Érbio trivalente. b) Espectro de atenuação típico de uma fibra dopada com Érbio.

Na Fig. 2.2.3(a) é mostrado o espectro de ganho em função do comprimento de onda para um EDFA montado como na Fig. 2.2.1 com comprimento da EDF de 17 m e um laser de bombeio em 980 nm com potência de 15 dBm. O ganho em cada comprimento de onda foi calculado da diferença (em dBm) entre as potências medidas na entrada e saída, sendo a potência de entrada fixa em -35 dBm para todos os comprimentos de onda entre 1520 e 1580 nm. Podemos ver no espectro da Fig. 2.2.3(a) que o máximo ganho ocorre para 1531 nm e que a largura de banda onde o ganho é considerável, digamos maior que 20 dB, é da ordem de 30 nm.

Outra característica do EDFA é a “potência de saturação”; esta é obtida da curva do ganho

em função da potência de saída. A Fig. 2.2.3(b) ilustra uma curva deste tipo medida no mesmo EDFA utilizado para gerar a Fig. 2.2.3(a). O ganho foi medido variando a potência de entrada do sinal, com comprimento de onda de 1555 nm, entre -30 e -6 dBm. O ganho para baixa potência se denomina “ganho linear” e independe da potência de sinal. No exemplo da Fig. 2.2.3(b), o ganho para uma potência de saída < -30 dBm é constante e da ordem de 20 dB; esta é a região de ganho linear. Para potência elevadas o ganho diminui com a potência; este é o regime de “ganho saturado” e a diferença (em dB) entre o ganho linear e o saturado se denomina “compressão de ganho”. A potência de saída para a qual o ganho se reduz à metade do ganho linear (3 dB de compressão de ganho) é a “potência de saturação” de saída, P_{sat} . No exemplo da Fig. 2.2.3(b), $P_{sat} = 0$ dBm (para o comprimento de onda de 1555 nm). Em sistemas práticos um EDFA utilizado como regenerador trabalha no regime saturado, com uma compressão de ganho de 10 dB tipicamente.

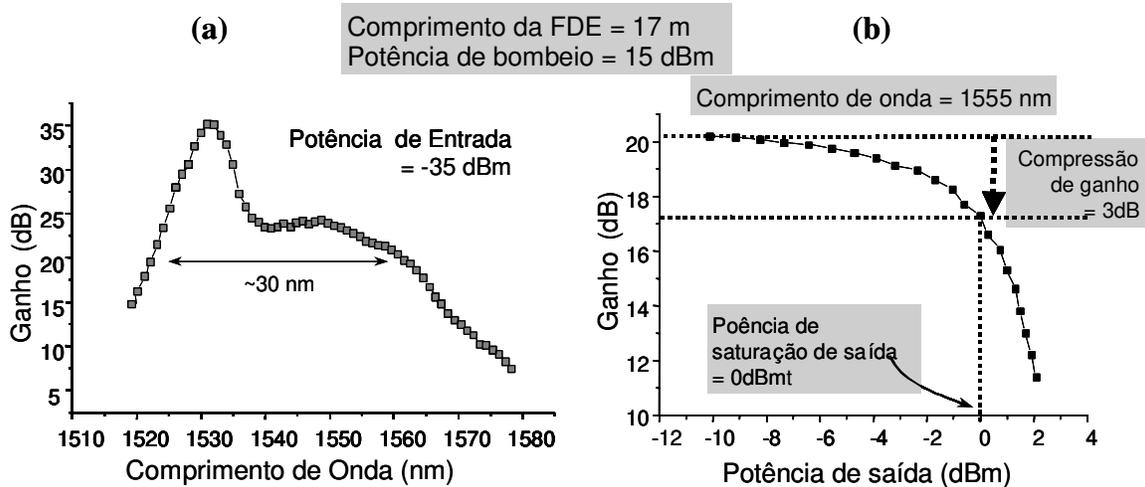


Fig. 2.2.3. (a) Ganho em função do comprimento de onda para potência de entrada de -35 dBm. (b) Ganho em função da potência de saída, para $\lambda = 1555$ nm. A potência de saturação é de 0 dBm.

Uma medida de espectro de ganho linear requer que o laser de sinal se mantenha consideravelmente menor que a potência de saturação em todo ponto ao longo da EDF. Para isto, é necessário variar a potência de entrada para cada comprimento de onda de modo a garantir que o EDFA nunca é saturado. Nas regiões espectrais onde o ganho é muito pequeno ou menor que um precisamos aumentar a potência de entrada para poder detectar algo na saída e nas regiões onde o ganho é alto precisamos diminuir a potência de entrada para evitar a saturação de ganho.

Estes cuidados fazem com que medidas de espectro ganho sejam demoradas.

Resumindo, as características típicas do EDFA são:

- Alto ganho (30 dB)
- Baixa potência de saturação ($P_{\text{sat}} \sim 1 \text{ mW}$)
- Grande largura de banda óptica ($\sim 30 \text{ nm}$)

A seguir, descreveremos outra característica dos EDFAs que é a dependência do ganho com a polarização (PDG).

2.3 Causas de PDG em EDFAs

Os componentes ópticos passivos (acopladores, isoladores, etc) e a própria EDF exibem PDT. Descreveremos nesta seção as causas do efeito PDG em EDFA e posteriormente a PDL em componentes passivos.

2.3.1 O efeito PDG em EDFAs

Dois fatos contribuem para a dependência do ganho com a polarização (PDG): a **anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção** [5-7] e a **PDL dos componentes** envolvidos na montagem do EDFA.

Na Fig. 2.3.1 são mostrados os componentes básicos. O acoplador WDM, o isolador e inclusive as emendas (ou conectores acoplados) entre fibras ou entre componentes, podem apresentar PDL.

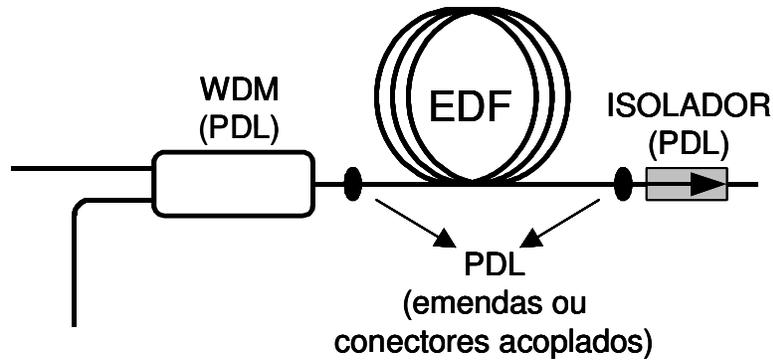


Fig. 2.3.1. Componentes envolvidos na montagem do EDFA. Os componentes passivos apresentam PDL. As emendas (ou conectores acoplados) entre os componentes também apresentam PDL. O componente ativo (EDF) também pode apresentar PDL.

2.3.2 Anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção

Apesar dos íons de Érbio serem anisotrópicos, nos vidros estão orientados aleatoriamente dando um caráter isotrópico ao coeficiente de absorção ou de ganho. Porém, um laser intenso pode saturar transições seletivamente, com maior probabilidade para íons orientados em uma determinada direção. Um segundo laser de prova verá então um coeficiente de absorção ou de ganho que dependerá do seu SOP em relação ao SOP do laser saturante. Costuma-se dizer que o laser forte “queima um buraco de polarização” (PHB, *Polarization Hole Burning*).

O laser de bombeio e um sinal amplificado, nos últimos metros de FDE são suficientemente fortes para produzir PHB. Assim, o ganho anisotrópico pode-se manifestar de duas maneiras: na primeira, quando o EDFA amplifica mais de sinal (por exemplo, diferentes canais WDM), cada sinal polarizado produz PHB que é sentido pelos outros sinais. No capítulo 1 foi comentado um exemplo desta forma de PDG (Fig. 1.3.1). Na segunda, o PHB é produzido pelo próprio laser de bombeio. Como o laser de bombeio está sempre presente, todo EDFA exhibe, em princípio, um ganho anisotrópico.

A anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção pode ser modelada considerando σ_a e σ_e não como escalares mas como tensores com 3×3 elementos. Como todo tensor deste tipo, a seção eficaz σ (σ_a ou σ_e) é então representada geometricamente com um elipsóide, como na Fig. 2.3.2(a). Para um tratamento simplificado, porém, estudos teóricos sobre o PDG em fibras monomodo dopadas Érbio [5, 6] representam a seção eficaz como uma elipse no plano

perpendicular ao eixo da fibra com semieixos σ^\perp e $\sigma^\parallel > \sigma^\perp$. Esta redução de um problema tridimensional (3D) a um problema bidimensional (2D) se justifica porque o que realmente interessa é a interação com os modos da fibra, que se propagam numa única direção (ao longo do eixo da fibra). Este modelo fornece, para dois parâmetros de ajuste, σ^\perp e σ^\parallel (em lugar de três como no modelo 3D) para a seção eficaz de absorção e outros dois para a de emissão, que devem explicar quantitativamente observações experimentais. Em última instância a validade deste modelo é testada por tais ajustes. Aparentemente, pelo menos para o caso estacionário (i.e., lasers de potência constante), o modelo de elipse consegue explicar bem as observações [5,6]. A elipse representando σ é ilustrada na Fig. 2.3.2(b), onde o ângulo ϕ define a orientação do eixo maior da elipse em relação ao eixo x . Se a fibra tem simetria cilíndrica o eixo x é arbitrário; porém, se a fibra possui birrefringência, então se faz x coincidir com um dos eixos birrefringentes (por exemplo, o eixo rápido) e o ângulo ϕ é univocamente definido.

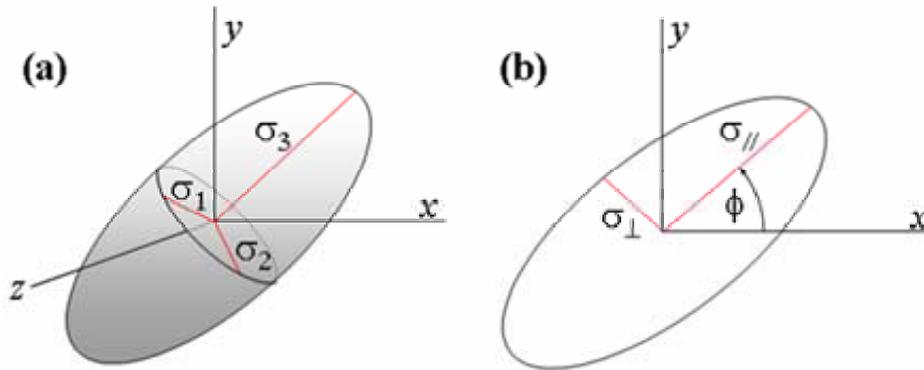


Fig. 2.3.2. Ilustração da anisotropia das seções eficazes (de absorção ou de emissão) na forma de (a) um elipsóide e (b) na forma de uma elipse no plano xy . Se a fibra é birrefringente, os eixos x e y são os eixos de birrefringência da fibra.

O parâmetro que caracteriza a anisotropia é quociente entre o raio menor e o raio maior da elipse, $\beta = \sigma_\perp/\sigma_\parallel$. Em geral podemos ter diferentes anisotropias para absorção e emissão e definimos

$$\beta_a = \frac{\sigma_{a\perp}}{\sigma_{a\parallel}} \text{ e } \beta_e = \frac{\sigma_{e\perp}}{\sigma_{e\parallel}}, \quad (2)$$

onde β_a e β_e variam entre 0 e 1. Quando $\beta_a = \beta_e = 1$ o PHB desaparece e o PDG do EDFA se resume ao PDL dos seus componentes ópticos.

2.3.3 PDL em Componentes Ópticos Passivos

A maioria dos componentes e dispositivos ópticos passivos “em fibra” (*fiber pigtailed*) usados em comunicações ópticas, tais como isoladores, acopladores WDM, circuladores e acopladores apresentam PDL. Um exemplo de dispositivo passivo, um isolador integrado em fibra formado por dois colimadores (lentes de índice gradual ou *GRIN lenses*), dois polarizadores e um rodador de Faraday, é mostrado na Fig. 2.3.3. Cada um destes componentes contribuem à *PDL* total do isolador, tipicamente da ordem de 0.1 dB.

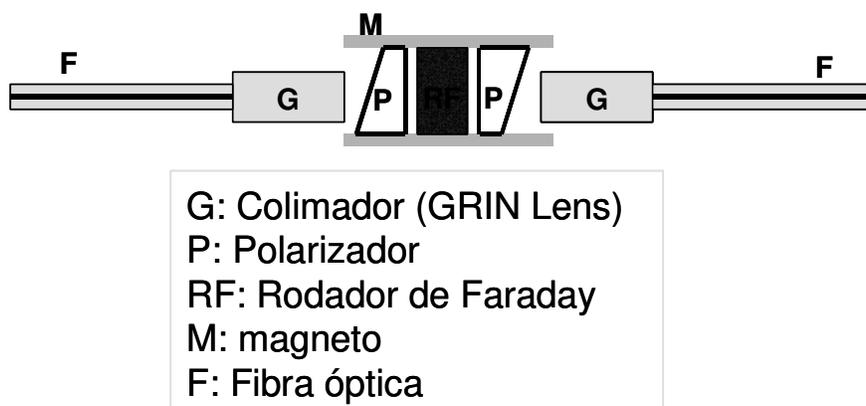


Fig. 2.3.3. Isolador óptico integrado em fibra. (GRIN = *Graded Index*).

Além dos componentes ópticos apresentarem PDL, quando estes são acoplados formam interfaces que também apresentam PDL. Estas interfaces podem ser oblíquas à direção de propagação da luz e podem apresentar birrefringência. A seguir serão apresentados dois casos de PDL entre dois conectores de fibra monomodo com interface oblíqua que é o caso de uma conexão feita com dois conectores de contato físico angulado (*APC, Angled Physical Contact*) e o outro caso é de dois componentes birrefringentes separados por interfaces normais (não oblíquas); este último inclui o caso de uma conexão entre conectores não angulados (i.e., conectores *PC*, um sigla que vem de *Physical Contact*) mas com fibras que apresentam birrefringência.

Interfaces oblíquas: Quando luz é refratada em uma interface que separa um meio óptico com um índice n_1 de outro meio com índice n_2 , o coeficiente de transmissão depende do SOP se o ângulo de incidência não é normal. Na prática, muitos dispositivos incorporam interfaces

oblíquas para minimizar as retro-reflexões ou retro-espalhamento que possam realimentar luz nos lasers. Uma especificação importante de todo dispositivo óptico utilizado em sistemas de telecomunicações é a “perda por retorno” (RL, *Return Loss*). A RL é referida como a fração de potência total que retorna de um dispositivo. Um valor de RL de -20 dB significa que 1% da luz incidente é retro-refletida ou retro-espalhada na fibra de entrada e pode atingir o laser transmissor. Tal quantidade de luz realimentada no transmissor produz flutuações na potência deste laser que geralmente são intoleráveis nos sistemas de comunicação. O exemplo mais comum de componente com interfaces oblíquas é o conector APC onde a ponta do conector é propositadamente polida em um ângulo de 8° (padrão internacional) em relação ao eixo da fibra. A pesar do nome, nos conectores APC e PC as fibras não ficam em contato físico, mas sim separadas por uma distância menor que o comprimento de onda. Tipicamente esta separação é de 50 nm. Vamos estimar a PDL de conexões com conectores APC supondo que a luz reflète só uma vez em cada interface, i.e., desprezando as reflexões múltiplas.

Consideremos uma transição entre dois conectores APC com ângulo de polimento α como na Fig. 2.7. Para luz vindo da esquerda, a transmitância na primeira interface (fibra-ar) é [8]

$$T = \frac{n_{ar} \cos \theta}{n \cos \alpha} |t|^2 \quad (3)$$

onde n e n_{ar} são, respectivamente, os índices de refração no núcleo da fibra e do ar, α é o ângulo de incidência e θ o ângulo de refração, como mostrado na Fig. 2.3.4. Na eq. (3) t é o coeficiente de transmissão, que depende do estado de polarização da luz incidente. A diferença de transmitância é máxima para luz nos modos TE e TM (vetor campo elétrico ou magnético perpendicular ao plano de incidência, que é o plano da Fig. 2.3.4).

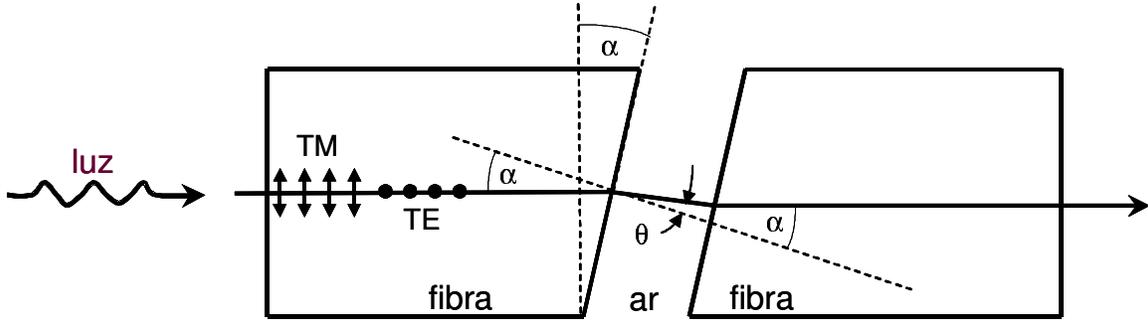


Fig. 2.3.4. Ilustração de dois conectores APC acoplados entre si. O PDL total entre ambos conectores é a contribuição dos meios fibra-ar-fibra.

Para os modos de polarização TE e TM temos que

$$t_{TE} = \frac{2\sin\theta \cos\alpha}{\sin(\theta + \alpha)} \quad (4)$$

e

$$t_{TM} = \frac{2\sin\theta \cos\alpha}{\sin(\theta + \alpha)\cos(\theta - \alpha)}. \quad (5)$$

A PDL desta interface é então

$$PDL_1 = 10 \log \left(\frac{T_{TE}}{T_{TM}} \right) = 10 \log [\cos^2(\alpha - \theta)]. \quad (6)$$

Utilizando a lei de Snell

$$n \sin \alpha = n_{ar} \sin \theta = \sin \theta \quad (7)$$

para α e θ muito pequenos, onde podemos usar a forma aproximada

$$n\alpha = \theta, \quad (8)$$

a PDL toma a forma

$$PDL_1 = 10 \log \left(\frac{T_{TE}}{T_{TM}} \right) = 20 \log (|\cos[\alpha(n-1)]|). \quad (9)$$

Para a segunda interface, ar-fibra, a luz entra na fibra com ângulo de incidência θ e se refrata com ângulo α . Neste caso

$$T_{TE} = \frac{n \cos \alpha}{n_{ar} \cos \theta} |t_{TE}|^2 = 4 \left| \frac{n \sin^2 \alpha \cos \alpha \cos \theta}{n_{ar} \sin^2 (\theta + \alpha)} \right| \quad (10)$$

e

$$T_{TM} = \frac{n \cos \alpha}{n_{ar} \cos \theta} |t_{TM}|^2 = 4 \left| \frac{n \sin^2 \alpha \cos \alpha \cos \theta}{n_{ar} \sin^2 (\theta + \alpha) \cos^2 (\theta - \alpha)} \right|. \quad (11)$$

Vemos de (10) e (11) que a PDL da segunda interface é idêntica à da primeira (6).

$$PDL_1 = PDL_2. \quad (12)$$

Na aproximação de ângulos pequenos a PDL total de uma transição com conectores APC é então

$$PDL = PDL_1 + PDL_2 = 40 \log |\cos[\alpha(n-1)]|. \quad (13)$$

Para o caso de conector APC padrão, com polimento num ângulo α de 8 graus e $n = 1,46$, a PDL é de

$$PDL = 0,037 \text{ dB.} \quad (\text{APC, 8 graus}) \quad (14)$$

Esta estimativa não considera reflexões múltiplas. Um cálculo utilizando o mesmo formalismo de um Fabry-Perot mostra que a PDL depende da separação entre os conectores e o comprimento de onda. A PDL média na região espectral de 1500 nm a 1600 nm e para uma separação entre conectores típica de 50 nm, é uma ordem de grandeza menor que o valor estimado com (14).

Birrefringência: PDL ocorre freqüentemente em componentes ópticos passivos feitos de cristais ou outros materiais birrefringentes. Estes materiais exibem coeficientes de reflexão de Fresnel

diferentes para cada polarização, mesmo para incidência normal, resultando em diferentes perdas de transmissão. Para estimar esta PDL consideremos luz que se transmite através de um cristal com birrefringência Δn , incidindo normalmente em todas as interfaces cristal-ar. Os cálculos são idênticos ao caso de uma transição entre dois conectores do tipo PC mas onde as duas fibras são birrefringentes, idênticas e alinhadas com os eixos rápidos paralelos (eixo x), como é mostrado na Fig. 2.3.5(b). O índice de refração para uma onda com seu campo elétrico paralelo ao eixo x (y) é n_x (n_y).

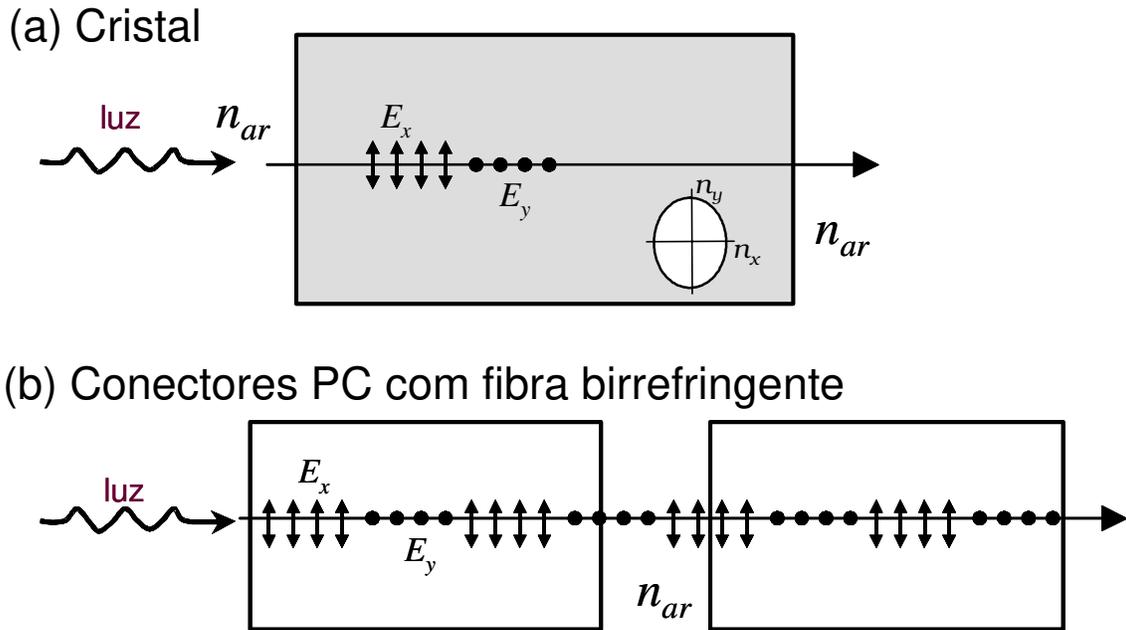


Fig. 2.3.5. Transmissão de luz com incidência normal em (a) um cristal ou (b) uma transição com conectores PC e fibras birrefringentes idênticas. O eixo rápido é o mesmo em todos os casos.

A transmitância para incidência normal entre um meio com índice de refração n_i e outro de índice n_t é da forma seguinte,

$$T = \frac{n_t}{n_i} \left| \frac{2n_i}{n_t + n_i} \right|^2, \quad (15)$$

que é independente da polarização em meios isotrópicos. No caso em que o meio da onda incidente é birrefringente e o meio da onda transmitida é ar ($n_t = n_{ar}$), se o estado de polarização está alinhado ao eixo x , a transmitância é [8]

$$T_x = \frac{n_{ar}}{n_x} \left| \frac{2n_x}{n_{ar} + n_x} \right|^2. \quad (16)$$

Similarmente, quando o estado de polarização é alinhado com o eixo y ($n_i = n_y$), a transmitância é

$$T_x = \frac{n_{ar}}{n_y} \left| \frac{2n_y}{n_{ar} + n_y} \right|^2. \quad (17)$$

Assim, a PDL desta interface pode ser escrita da seguinte forma (fazendo $n_{ar} = 1$),

$$PDL_1 = 10 \log \frac{T_y}{T_x} = 10 \log \left[\frac{n_x(n_y + 1)^2}{n_y(n_x + 1)^2} \right]. \quad (18)$$

Os cálculos para a obtenção PDL numa segunda interface com $n_i = n_{ar}$ e $n_t = n_x$ ou n_y são similares:

$$T'_{x,y} = \frac{n_{x,y}}{n_{ar}} \left[\frac{2n_{ar}}{n_{x,y} + n_{ar}} \right]^2, \quad (19)$$

resultando numa PDL ($n_{ar} = 1$)

$$PDL_2 = PDL_1 = 10 \log \left[\frac{n_x(n_y + 1)^2}{n_y(n_x + 1)^2} \right]. \quad (20)$$

A PDL total é,

$$PDL = PDL_1 + PDL_2 = 20 \log \left[\frac{n_x(1 + n_y)^2}{n_y(1 + n_x)^2} \right]. \quad (21)$$

Nos meios comumente utilizados para confecção de dispositivos para comunicações ópticas a birrefringência $\Delta n = n_y - n_x$ é pequena e a (21) pode ser aproximada por

$$PDL = (20 \log e) \Delta n \left[\frac{n_x - 1}{n_x (n_x + 1)} \right]. \quad (22)$$

Valores representativos para cristais utilizados em dispositivos são $\Delta n = 0,1$ e $n_x = 1.5$. Da (21) obtemos $PDL = 0,12$ dB, enquanto que a fórmula aproximada (22) dá $PDL = 0,11$ dB.

No caso de dois conectores PC numa fibra óptica padrão, onde temos uma birrefringência típica de $\Delta n = 3 \times 10^{-6}$ e, tomando $n_x = 1,46$, temos que

$$PDL = 3,3 \times 10^{-6} \text{ dB}, \quad (\text{PC})$$

ou seja, desprezível. Na prática, transições com conectores PC podem exibir uma PDL consideravelmente maior devida a imperfeições no alinhamento entre os núcleos das fibras ou no polimento das superfícies.

2.4 Modelo aproximado do PDG em EDFA

Diversos autores [5, 6, 7] modelaram o PDG em EDFAs. Destes, Wysocki et al. [6] e Wang et al. [7] apresentam a análise do PDG para o caso estacionário, ou seja assumem que todas as quantidades (ganho, estado excitado e fundamental) são independentes do tempo. Por outro lado o trabalho desenvolvido por Leners [5] apresenta um modelo dinâmico que permite modelar transientes de PDG. Neste trabalho de tese desenvolvemos um programa de simulação utilizando o modelo de Leners e, embora os resultados deste modelo não se ajustem quantitativamente aos nossos resultados experimentais, este será apresentado nesta seção para entender aspectos relacionados do ganho dependente da polarização.

O modelo de Leners considera um sistema de dois níveis com população D no nível excitado, como é ilustrado na Fig. 2.4.1. A população $D(z,t,\phi)$ é expandida em série de Fourier com termos em $\cos(m\phi)$ e $\sin(m\phi)$, onde ϕ é o ângulo mostrado na Fig. 2.3.2(b). Os três primeiros termos da série D_0 , D_1 e D_2 são os mais relevantes. D_1 e D_2 são dependentes dos estados de polarização dos lasers de bombeio e sinal. A emissão espontânea amplificada (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) não é incluída no modelo. O campo elétrico é representado pelos vetores de Stokes (Apêndice A), incluindo a anisotropia (β) das seções eficazes tanto para

o laser de sinal como para o laser de bombeio, mas é considerado que a anisotropia da absorção e emissão é a mesma $\beta_e = \beta_a = \beta$. O tratamento para as anisotropias relacionadas aos feixes dos lasers de sinal (s) e bombeio (p) utilizará, respectivamente a notação β_s e β_p .

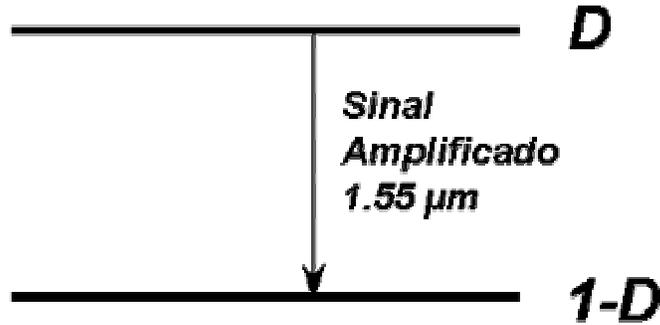


Fig. 2.4.1. Ilustração dos níveis de energia.

As equações dependentes da polarização desenvolvidas por Leners são

$$\frac{\partial}{\partial z} P_q = N \Gamma_q \sigma_q [D_o + c_{1q} D_1 + c_{2q} D_2 - d_q] P_q = g_q P_q \quad (23)$$

e

$$\tau \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} D_o \\ D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D_o \\ D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} - \sum_{q=p,s} \begin{bmatrix} 1 & c_{1q} & c_{2q} \\ \frac{c_{1q}}{2} & 1 & 0 \\ \frac{c_{2q}}{2} & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} D_o - d_q \\ D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} \frac{P_q}{P_q^{sat}}, \quad (24)$$

em que

$q = s$ representa o sinal e $q = p$ o bombeio ;

P_q é a potência de sinal ($q = s$) ou de bombeio ($q = p$);

τ tempo de vida do estado excitado;

g_q é o coeficiente de ganho para o sinal ou bombeio;

Γ_q é o fator de confinamento;

$\sigma_{uq} = (\sigma_{uq\perp} + \sigma_{uq\parallel})/2$ é a seção eficaz média de absorção ($u = a$) ou de emissão ($u = e$) para o sinal ($q = s$) ou bombeio ($q = p$); e

d_q é a razão entre valores médios da seções eficazes:

$$d_q = \frac{\sigma_{aq}}{\sigma_{aq} + \sigma_{aq}}. \quad (25)$$

Os coeficientes c_{1q} e c_{2q} são definidos como

$$c_{1q} = \frac{1 - \beta_q}{1 + \beta_q} s_{1q} \quad (26)$$

e

$$c_{2q} = \frac{1 - \beta_q}{1 + \beta_q} (s_{2q} \cos \varphi_q + s_{3q} \sin \varphi_q), \quad (27)$$

onde s_{1q} , s_{2q} e s_{3q} são os parâmetros de Stokes que definem o SOP na esfera de Poincaré para o laser q na posição z . Estes parâmetros são as componentes do “vetor” de Stokes normalizado (\mathbf{S}_q) (Apêndice A).

$$\mathbf{S}_q = \begin{pmatrix} 1 \\ s_{1q} \\ s_{2q} \\ s_{3q} \end{pmatrix}_{q=p,s}. \quad (28)$$

A diferença de fase (φ_q) entre as fases dos modos principais (x e y) pode ser escrita em função do comprimento de batimento (L_b , mais detalhes no Apêndice A) usando a expressão

$$\varphi_q = \frac{2\pi z}{L_b}. \quad (29)$$

A potência de saturação intrínseca é definida como

$$P_q^{sat} = \frac{Ah\nu_q}{\Gamma_q(\sigma_{qa} + \sigma_{qe})\tau}, \quad (30)$$

onde A é a área dopada, h é a constante de Planck, ν_q é a frequência da luz do laser q .

Um caso particular deste modelo é quando o meio é isotrópico ($\beta_p = \beta_s = 1$) resultando em valores nulos para os termos c_{1q} e c_{2q} de maneira que as equações de Leners se reduzem ao caso particular das equações independentes da polarização (a equação (19) se reduz à equação (1)).

Na Fig. 2.4.2 é apresentado o resultado de uma simulação usando o modelo de Leners com anisotropia $\beta_s = \beta_p = 8,0$, onde a potência de saída do EDFA é mostrada como uma função do tempo. É ilustrado também o sinal de entrada, cuja polarização é modulada numa forma de onda do tipo de degrau (alternando entre dois SOP ortogonais), um dos estados de polarização ($\mathbf{S}_{//}$) é paralelo ao do bombeio e o outro SOP (\mathbf{S}_{\perp}) é ortogonal ao SOP do bombeio.

A potência de saída do EDFA mostra dois picos, que são devidos às mudanças de polarização de paralelo para ortogonal e de ortogonal para paralelo. Os valores de estado estacionário (T_{\max} e T_{\min}) determinam o PDG. Para esta simulação foram usados os parâmetros mostrados na Tabela-2.1.

Tabela –2.1: Parâmetros usados para a simulação do PDG no EDFA.

| Parâmetro | Valor |
|--|-------------------------------------|
| Potência de entrada-sinal (1530 nm), P_s | 0 dBm |
| Potência de bombeio (980 nm), P_p | 14,15 dBm |
| Comprimento da fibra, L | 2 m |
| Anisotropia de sinal e bombeio ($\beta_s = \beta_p$) | 0,8 |
| Seção eficaz de absorção média em 1530 nm, σ_{as} | $6,588 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ |
| Seção eficaz de emissão média em 1530 nm, σ_{es} | $5,986 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ |
| Seção eficaz de absorção média em 980 nm, σ_{ap} | $3,008 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ |
| Seção eficaz de emissão média em 980 nm, σ_{ep} | 0 |
| Birrefringência, Δn | 0,002 |
| Tempo de vida, τ | 10 ms |
| Fator de confinamento para o sinal, Γ_s | 0,25 |
| Fator de confinamento para o bombeio, Γ_p | 0,54 |

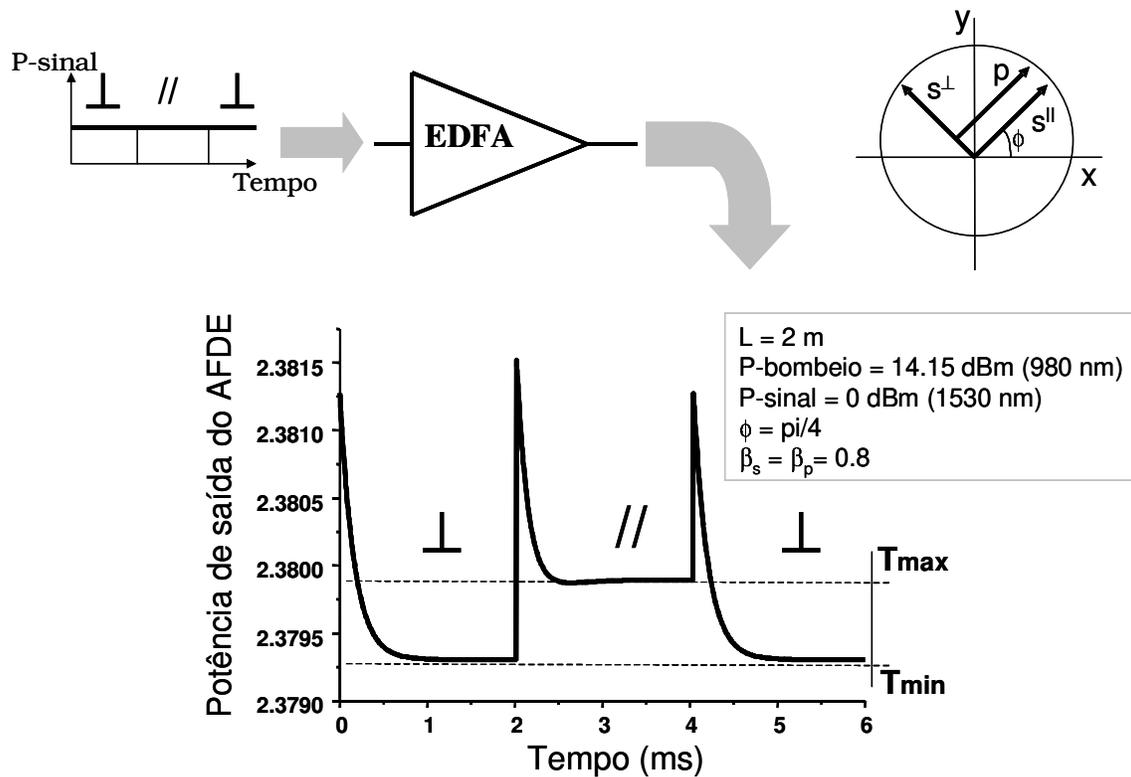


Fig. 2.4.2. Resposta do EDFA a um sinal com polarização modulada segundo o modelo de Leners.

Mais adiante estaremos apresentando uma comparação entre um resultado teórico e um

experimental.

2.5 Técnicas para Medidas de Efeitos Dependentes da Polarização

A PDT tem atraído enorme atenção dos fabricantes de componentes ópticos devido à necessidade de se saber qual é o valor da PDL dos dispositivos utilizados em sistemas de comunicações ópticas. Diversas técnicas de medidas de PDT para componentes em fibra têm sido desenvolvidas nos últimos anos [9,10,11,12].

Estaremos apresentando o funcionamento de três técnicas mais utilizadas para medidas de PDT :

- Técnica de varredura da polarização (*polarization scanning technique*)
- Técnica da matriz de Mueller (*Mueller technique*),
- Técnica da matriz de Jones (*Jones matrix technique*)

Apresentaremos também a nossa contribuição, isto é, a nossa técnica de medida da PDT (um dos objetivos da presente tese).

Dependendo da técnica é mais conveniente representar os estados de polarização, na esfera de Poincaré ou com o formalismo de Jones. No Apêndice A são apresentados detalhes destes formalismos.

Como já comentamos no capítulo 1, um sinal com SOP aleatório acoplado entrando em um DUT com PDT resultará em flutuações da potência de saída. Se o SOP varia preenchendo a superfície da esfera de Poincaré a transmissão oscilará entre T_{\max} e T_{\min} , como ilustrado na Fig. 2.5.1.

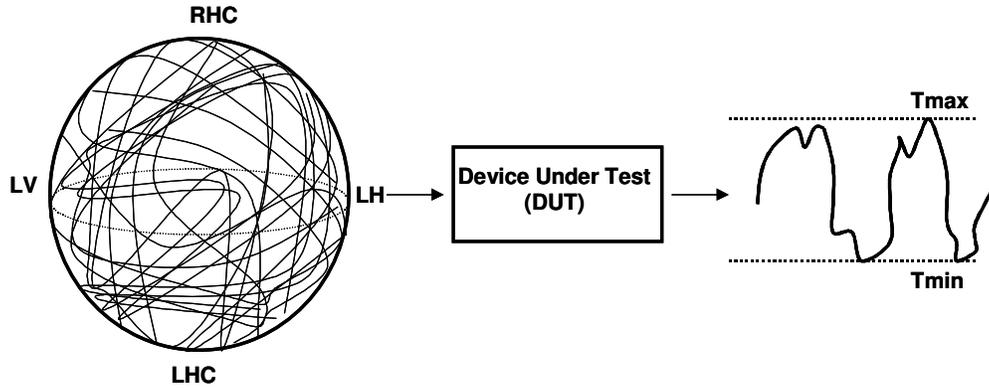


Fig. 2.5.1 A transmitância do DUT varia entre T_{\max} e T_{\min} quando o sinal óptico entra com polarização aleatória

Com foi apresentado no capítulo 1 a PDT será dada por:

$$PDT = 10 \log \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) = T_{\max}^{dB} - T_{\min}^{dB} . \quad (31)$$

As técnicas que estaremos apresentando a seguir, se diferenciam num aspecto importante, na diversidade de SOPs que são acoplados no DUT para o cálculo da PDT.

2.5.1 Técnica da varredura da Polarização

Esta técnica [9] consiste em acoplar a um DUT todos os possíveis estados de polarização e medir a transmissão, como ilustrado na Fig. 2.5.2. Dado que os lasers são aproximadamente 100% polarizados (representando um ponto na esfera de Poincaré) é utilizado um controlador (PC, *Polarization Controller*) de polarização (geralmente do tipo “orelhas do rato Mickey”) para variar o SOP de modo que a esfera de Poincaré (na saída do PC) seja quase totalmente preenchida. Assim o DUT é submetido praticamente a todos os SOPs de maneira a se obter e se registrar as transmitâncias (potência óptica) máxima (T_{\max}) e mínima (T_{\min}). Conhecidas estas transmissões máxima e mínima, o PDT será dado pela relação (27).

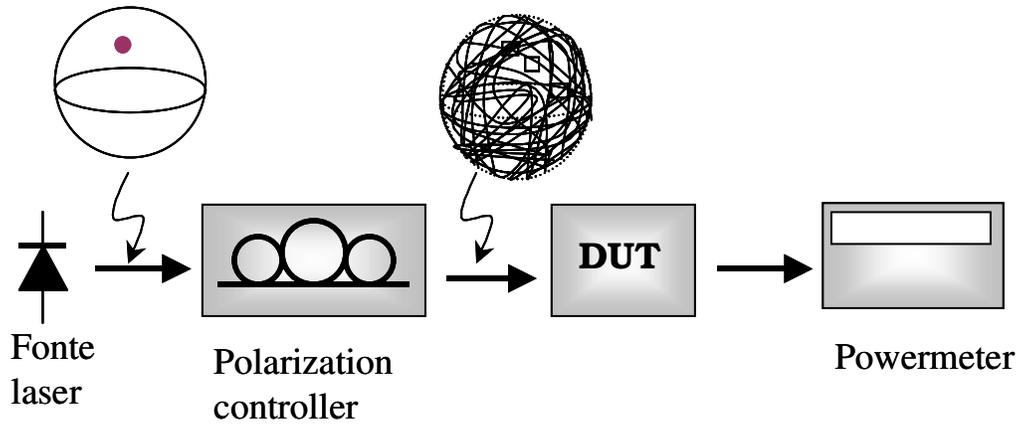


Fig. 2.5.2. Técnica da varredura de polarização, onde a esfera de Poincaré representa o estado de polarização .

Esta técnica em instrumentos comerciais tem apresentado sensibilidade de 0.001 dB e incerteza (erro) de ± 0.005 dB para valores de PDT de 0.1 dB [9].

A vantagem de esta técnica é que a montagem é fácil de implementar com poucos componentes ópticos.

O tempo de medida é longo devido ao movimento mecânico do controlador de polarização. 10 segundos para um erro de 5% de PDL

2.5.2 Técnica da matriz de Mueller

Esta técnica, primeiramente reportada por Nynam [10], aproveita-se de propriedades da matriz de Mueller para a determinação das transmitâncias máxima e mínima. A matriz de Mueller é uma representação matemática do DUT e que permite a obtenção de características de transmitância com a polarização. Esta matriz é da seguinte forma:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}. \quad (32)$$

Os vetores de Stokes na entrada e na saída do DUT estão relacionados pela matriz de Mueller pela seguinte relação

$$\mathbf{P} = \mathbf{M}\mathbf{S}, \quad (33)$$

onde

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Para o cálculo das transmissões máxima (T_{max}) e mínima (T_{min}) são suficientes determinar os elementos da primeira fila da matriz. Sendo estes relacionados pelos elementos do vetor de Stokes de entrada e de saída segundo:

$$P_0 = S_0 m_{11} + S_1 m_{12} + S_2 m_{13} + S_3 m_{14}. \quad (35)$$

Os quatro SOPs são representados da forma seguinte,

$$\text{(LHP)} \mathbf{S}_1 = \begin{pmatrix} S \\ S \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{(LVP)} \mathbf{S}_2 = \begin{pmatrix} S \\ -S \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (36)$$

$$\text{(L+45)} \mathbf{S}_3 = \begin{pmatrix} S \\ 0 \\ S \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{(LVP)} \mathbf{S}_4 = \begin{pmatrix} S \\ 0 \\ 0 \\ S \end{pmatrix},$$

onde

LHP : Polarização linear horizontal

LVP : Polarização linear vertical

L+45 : Polarização linear diagonal a 45 graus com o eixo x

RHC : Polarização circular à direita

Notemos que os quatro vetores de Stokes em (36) apresentam igual potência óptica (S).

As Medidas de PDT são realizadas em dois passos. O primeiro passo consiste na calibração do controlador de polarização e a verificação dos quatro SOPs. Para isso, é retirado o DUT da montagem experimental (Fig. 2.5.3). Os SOPs são obtidos de um controlador de polarização, que consiste de um polarizador e duas lâminas retardadoras, de meia onda e de quarto de onda ($\lambda/4$ e $\lambda/2$). O polarizador assegura um estado de polarização linear, para isso é rodado por um ângulo (φ) até que uma transmissão máxima na saída do polarizador ocorra. Para conseguir os quatro SOPs as placas de onda são rodadas em relação à φ (ver Tabela- 2.2).

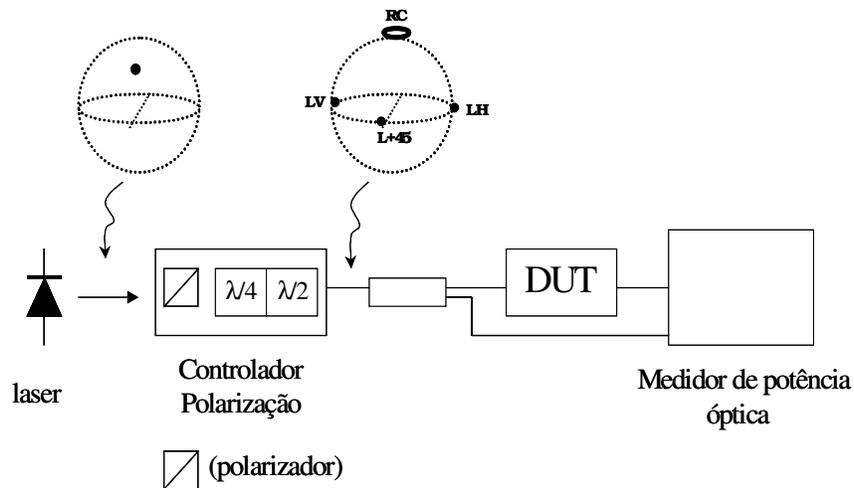


Fig. 2.5.3. Montagem experimental de Mueller para medida de PDT

Tabela –2.2: Geração dos quatro SOP

| Estados de Polarização | $\lambda/4$ | $\lambda/2$ |
|------------------------|-------------------|-------------------|
| LHP | φ | φ |
| LVP | φ | $\varphi + \pi/4$ |
| L+45 | φ | $\varphi + \pi/8$ |
| RHC | $\varphi + \pi/4$ | φ |

No segundo passo, são medidas as potências ópticas de transmissão para cada um dos quatro SOPs, P_{01} , P_{02} , P_{03} e P_{04} , e substituídas na relação (29) resultando em

$$\begin{aligned} P_{01} &= m_{11} S + m_{12} S \\ P_{02} &= m_{11} S - m_{12} S \\ P_{03} &= m_{11} S + m_{13} S \\ P_{04} &= m_{11} S + m_{14} S \end{aligned} \quad (37)$$

Por tanto, os elementos da primeira fila da matriz de Mueller podem ser escritos na forma

$$\begin{pmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ m_{13} \\ m_{14} \end{pmatrix} = \frac{1}{2S} \begin{pmatrix} P_{01} + P_{02} \\ P_{01} - P_{02} \\ 2P_{03} - (P_{01} + P_{02}) \\ 2P_{04} - (P_{01} + P_{02}) \end{pmatrix}. \quad (38)$$

A transmissão é definida como a razão entre as potências de saída e de entrada da seguinte forma:

$$T = \frac{P_{out}}{S_{in}} = \frac{S_0 m_{11} + S_1 m_{12} + S_2 m_{13} + S_3 m_{14}}{S_0}. \quad (39)$$

O cálculo para as transmissões máxima e mínima é mostrado na respectiva referência [12] sendo da seguinte forma:

$$T_{max} = m_{11} + \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2} \quad (40)$$

$$T_{min} = m_{11} - \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}. \quad (41)$$

De (27) a PDT resulta em

$$PDT = 10 \log \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right) = 10 \log \left(\frac{m_{11} + \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}}{m_{11} - \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2}} \right) \quad (42)$$

Esta técnica, em instrumentos comerciais, tem apresentado sensibilidade de 0,001 dB e incerteza (erro) de $\pm 0,005$ dB para valores de PDT de 0,1 dB [9,10].

A vantagem desta técnica é a sua rapidez (2 segundos por medida). uma desvantagem é que o PC é totalmente mecânico e com componentes ópticos que não são integrados em fibra e que devido a vibrações pode influenciar nos resultados da PDT.

Uma versão desta técnica mais atualizada [11,12] com uma montagem do PC não mecânica permite melhorar a sensibilidade para menores de 0,005 dB.

2.5.3 Técnica de Jones

Esta técnica, reportada por Heffner [13], se baseia na matriz de Jones (**J**) para a representação do dispositivo sob teste (DUT). Esta matriz dá informação completa da resposta do DUT e só é determinada aplicando três SOPs ao DUT.

A seguir apresenta-se o calculo da matriz de Jones.

A Fig. 2.5.4 ilustra a transformação de um vetor (na representação de Jones) pela matriz de Jones, onde \mathbf{V}_1 e \mathbf{V}_2 são os vetores de entrada e saída e **J** é a matriz de Jones.

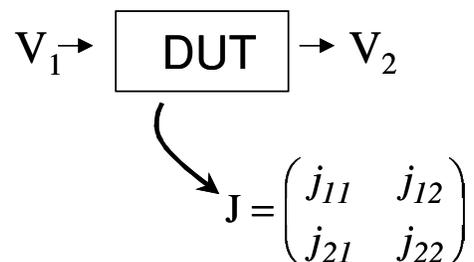


Fig. 2.5.4. Transformação de um vetor de entrada (\mathbf{V}_1) em outro de saída (\mathbf{V}_2)pela matriz de Jones (**J**).

Tem-se que:

$$\mathbf{V}_2 = \mathbf{J}\mathbf{V}_1. \quad (43)$$

Para o cálculo dos elementos da matriz de Jones por técnicas experimentais é suficiente medir com um polarímetro os três vetores na saída do DUT, estes são representados pela forma

de Jones da seguinte forma,

$$\mathbf{V}_{2a} = \begin{bmatrix} p_a^x \\ p_a^y \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_{2b} = \begin{bmatrix} p_b^x \\ p_b^y \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_{2c} = \begin{bmatrix} p_c^x \\ p_c^y \end{bmatrix} \quad (44)$$

estes surgem da transformação de três vetores (\mathbf{V}_{1a} , \mathbf{V}_{1b} , \mathbf{V}_{1c}) de entrada com SOPs, linear horizontal (0° , paralelo ao eixo x), linear vertical (90° , paralelo ao eixo y) e linear fazendo 45° em relação ao eixo x , sendo representados da forma seguinte,

$$\mathbf{V}_{1a} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_{1b} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_{1c} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (45)$$

Na Fig. 2.5.5 é ilustrada a montagem desta técnica. O PC que é o responsável de gerar os três SOPs de entrada é formado de três polarizadores e orientados os eixos: respeito do x , 45° respeito do eixo x e y , sendo que cada SOP é gerado pôr um único polarizador. Por exemplo o SOP linear horizontal é gerado pelo polarizador com eixo paralelo ao eixo x .

Usando a relação (43), (44) e (45) obtém-se os seguintes parâmetros,

$$k_1 = \frac{p_a^x}{p_a^y} = \frac{j_{11}}{j_{21}} \quad k_2 = \frac{p_b^x}{p_b^y} = \frac{j_{12}}{j_{22}} \quad (46)$$

$$k_3 = \frac{p_c^x}{p_c^y} = \frac{j_{11} + j_{12}}{j_{21} + j_{22}} \quad k_4 = \frac{k_3 - k_2}{k_1 - k_3} \quad (47)$$

resultando então a matriz \mathbf{J} em função de k_1 , k_2 , k_3 e k_4 da seguinte forma,

$$\mathbf{J} = C \begin{pmatrix} k_1 k_4 & k_2 \\ k_4 & 1 \end{pmatrix} \quad (48)$$

onde C é uma constante.

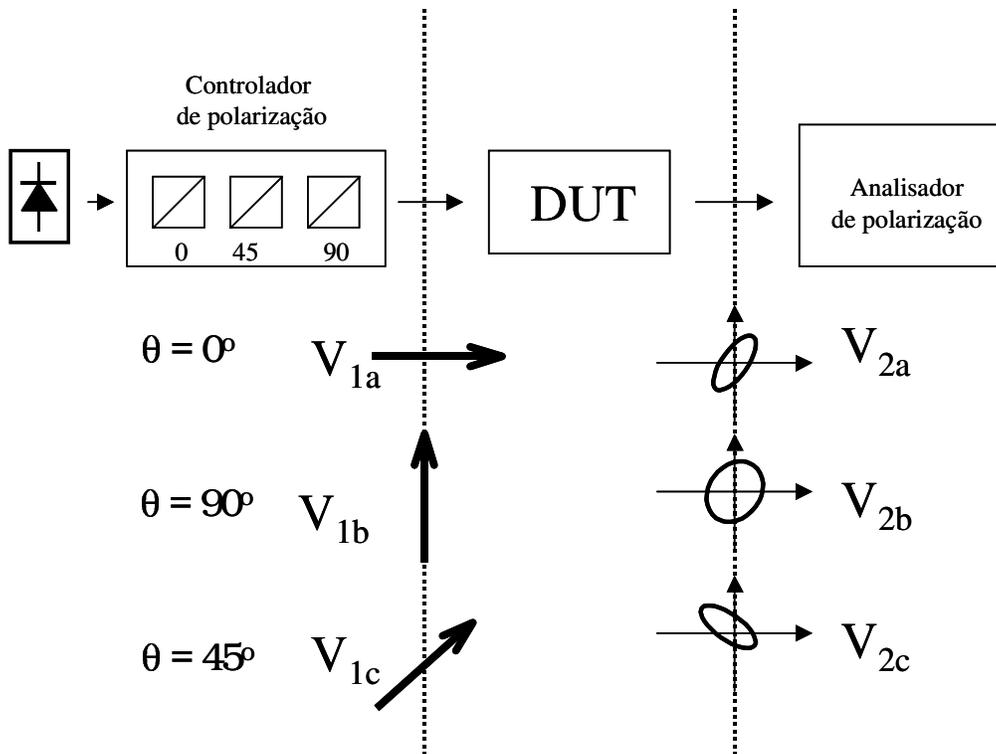


Fig. 2.5.5. Montagem para o cálculo da matriz de Jones

Calculada a matriz de Jones, o seguinte passo é definir uma nova matriz ($\mathbf{T} = \mathbf{J}^+ \mathbf{J}$) e calcular seus autovalores τ_+ e τ_- . No Apêndice B mostramos que os autovalores de \mathbf{T} coincidem com T_{\max} e T_{\min} , de modo que

$$PDT = 10 \log \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} \right). \quad (49)$$

Esta técnica apresenta sensibilidade de 0,001 dB e incerteza (erro) de $\pm 0,03$ dB para valores de PDT de 0,1 dB. A vantagem desta técnica é a rapidez, sendo da ordem de 2 segundos por medida. A desvantagem é que o controlador de polarização que gera os três SOPs é totalmente mecânico, acrescentando erro na da medida da PDT.

2.6 Polarização Modulada (Nossa Técnica) Para Medidas de PDT em Componentes Ópticos Passivos e Ativos

Nossa técnica para medida de PDT, motivada por resultados obtidos por Bergano [14], consiste na geração de um sinal modulado (em polarização) que é injetado no DUT, o qual

produz uma resposta em sua saída que é analisada temporalmente no osciloscópio (ilustrado na Fig. 2.6.1). Dependendo da quantidade de componentes ópticos, a montagem para a geração do sinal pode ser simples ou complexa. Em nossa montagem usamos uma chave eletroóptica que é o dispositivo principal para a geração do sinal modulado. Estaremos detalhando mais adiante.

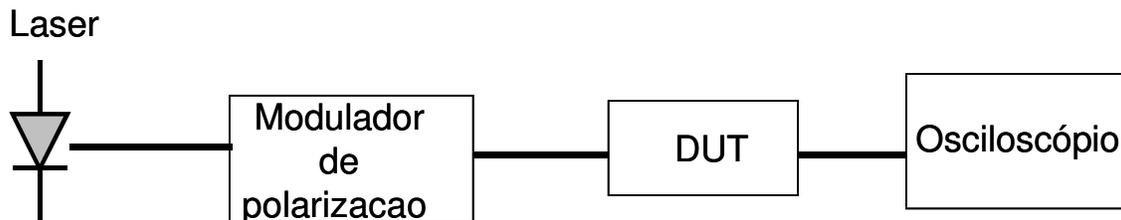


Fig. 2.6.1. Ilustração esquemática da técnica de polarização modulada.

Na Fig. 2.6.2 é mostrado um diagrama de blocos da nossa montagem experimental: o sinal com polarização modulada, o dispositivo sob teste (DUT) e as respostas de um componente óptico e de um EDFA. Nas respostas de ambos componentes, podemos observar as transmissões mínimas (T_{\min}) e máxima (T_{\max}), parâmetros importantes para o cálculo da PDT. Segue uma descrição mais completa de cada bloco:

- 1.- O SOP do sinal de entrada é modulado na forma de uma função degrau.
- 2.- O DUT representa um componente óptico ou um amplificador óptico (nesta tese estaremos caracterizando o EDFA).
- 3.- A resposta dinâmica (transmissão) na saída do DUT, no caso de um componente óptico passivo é da forma de um degrau e no caso de um EDFA apresenta dois picos devido à presença do SHB.

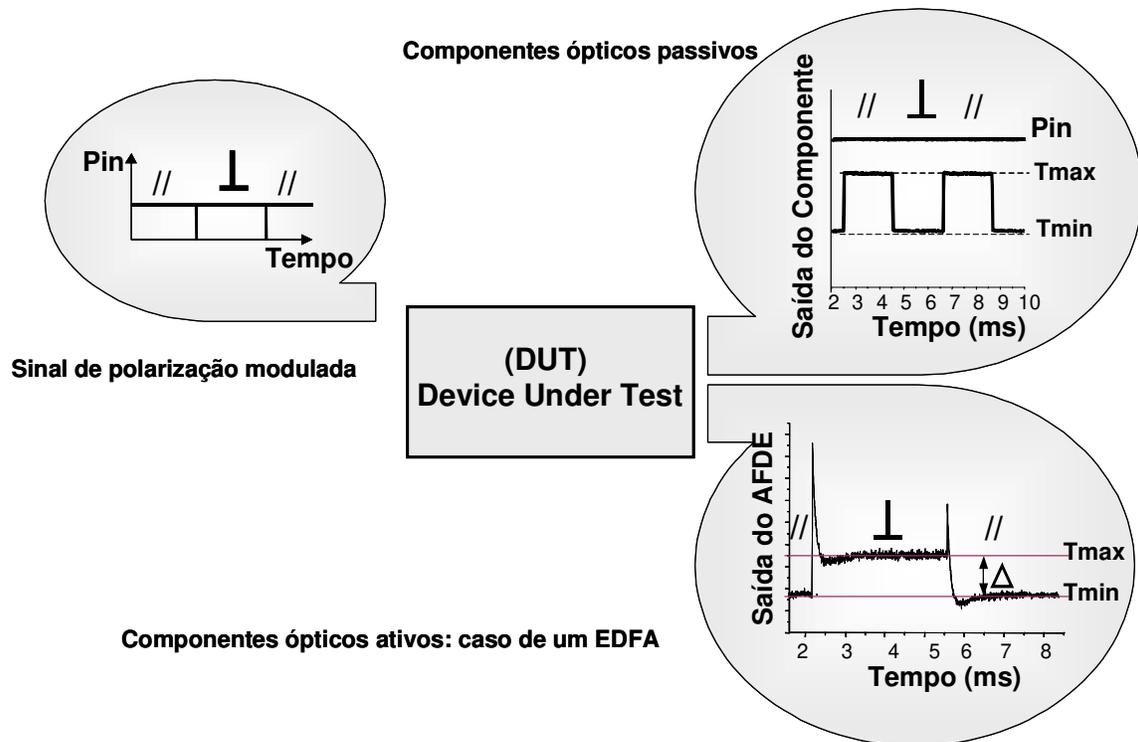


Fig. 2.6.2. Ilustração básica de nossa montagem para medidas de PDT, destacando: o sinal com polarização modulada, o DUT e as respostas do DUT em duas situações, componente óptico passivo e EDFA.

Para a geração do sinal modulado entre dois SOPs ortogonais, usamos uma chave óptica 1×2 , a qual divide e modula a potência óptica de um laser de sinal (CW) em duas fibras como saída (ver Fig. 2.6.3). Ambas saídas apresentam o mesmo SOP (ilustrado na Fig. 2.6.3 pelo símbolo //). Estas modulações em amplitude estão deslocadas de 180 graus, o que significa que num dado instante, um dos sinais estará ligado e o outro desligado.

Como ilustrado na Fig. 2.6.4, um dos sinais modulados passa por um PC para transformar sua SOP em um estado ortogonal e por um atenuador para igualar sua potência à do outro sinal. Os dois sinais são então acoplados numa mesma fibra utilizando um acoplador de 3dB ou, melhor ainda, usando um divisor de feixes em polarização (PBS, *Polarizing Beam Splitter*).

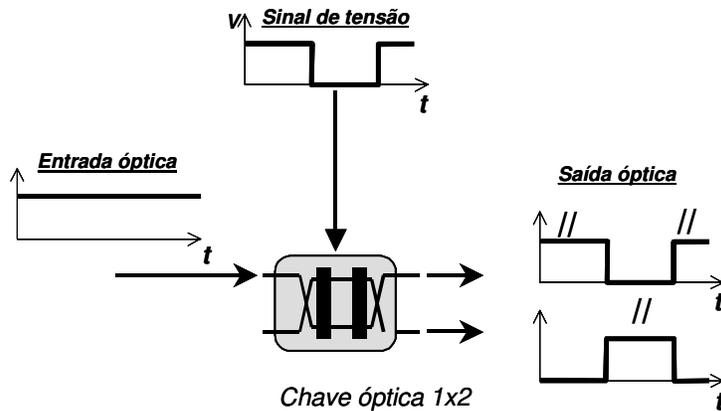


Fig. 2.6.3. Funcionamento da chave óptica

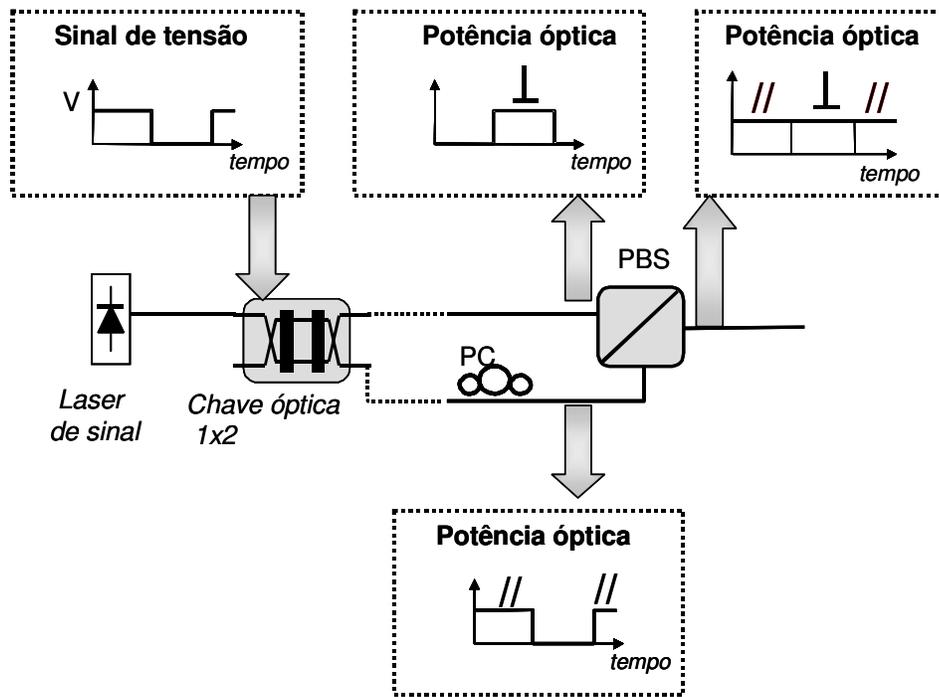


Fig. 2.6.4. Configuração básica para a geração do sinal modulado.

A configuração básica da Fig. 2.6.4 é adequada para explicar o princípio de funcionamento mas certos detalhes – muito importantes na prática – foram ignorados. A montagem experimental realmente utilizada nesta tese é mostrada na Fig. 2.6.5. Para acoplar os diferentes dispositivos utilizamos conectores do tipo FC/PC e FC/APC. Os conectores FC/PC apresentam perdas por retorno da ordem de -30 dBm e os FC/APC de -50 dB. Estas reflexões, embora pequenas, produzem interferências que resultam em flutuações dos sinais detectados. Diminuímos estas

flutuações alargando o espectro do laser com um modulador de fase. Uma maior largura na linha reduz a interferência óptica. O modulador de fase está entre o laser de sinal e a chave, onde os controladores de polarização, PC1 e PC2, maximizam a potência óptica, já que ambos, modulador de fase e a chave 2×2, possuem polarizadores na entrada.

Para ter um controle fino dos SOPs e igualar os níveis de potência com mais liberdade, como também para podermos extinguir um dos sinais durante os testes, utilizamos controladores de polarização e atenuadores variáveis nos dois caminhos ópticos. PC3 e PC4 são usados para maximizar a potência na saída do PBS e os atenuadores, At_1 e At_2 , para ajustar as potências dos sinais.

Outro detalhe importante é a diferença de caminho óptico percorrido pelos sinais até chegar ao PBS devida a que os componentes ópticos usados, atenuadores (At_1 , At_2) e controladores de polarização, introduzem diferentes atrasos ópticos. Para compensar esta diferença é acrescentada uma “fibra compensadora”. Na Fig. 2.6.6 são mostrados dois casos: a) quando os caminhos ópticos são diferentes aparecem picos e vales, ou seja, ambos sinais com diferentes SOP se superpõem, somando-se a maneira de produzir tais picos e vales, b) e quando os caminhos ópticos são iguais, os picos e vales desaparecem.

Finalmente, com o sinal gerado com polarização modulada e potência constante a ser injetado no DUT é necessário acrescentar dois dispositivos ópticos:

(1) um controlador de polarização, PC5: com o intuito de varrer vários SOP e maximizar a diferença, $T_{\max} - T_{\min}$.

(2) um acoplador 10/90: separa 10% da potência para efeitos de monitoramento do sinal de entrada. O restante 90% é injetado no DUT.

Ambos, o sinal monitorado e a resposta do DUT são detectados com fotodiodos tipo p-i-n idênticos (tempo de subida de 1 ns em um resistor de 50 Ω) e os sinais elétricos analisados num osciloscópio digital com largura de banda de 100 MHz. Para aumentar os sinais elétricos utilizamos resistores de 500 Ω ou 1 k Ω , com o que o tempo resposta do sistema de detecção nas nossas medidas de transientes de PDG foi sempre menor que 20 ns (o tempo de subida do

gerador de pulsos utilizado para o modulador 2x2 era de 10 ns).

O valor da PDT foi obtida maximizando a diferença das transmissões, isto é, fazendo com que $\Delta = T_{\max} - T_{\min}$ seja máximo. Isso é realizado manipulando dois controladores de polarização, o controlador de polarização (PC5) que muda o SOP do sinal e o controlador de polarização para o bombeio.

A voltagem medida na saída do DUT é proporcional à potência óptica transmitida que é proporcional à transmitância. Mudanças diminutas de transmitância são detectáveis simplesmente utilizando o osciloscópio no modo de acoplamento a.c. (*alternate current*). Deste modo, T_{\max} e T_{\min} são observadas no osciloscópio como as voltagens de estado estacionário $V_{\infty \max}$ e $V_{\infty \min}$, sendo a PDT determinada pela relação

$$PDT = 10 \log \left(\frac{V_{\infty \max}}{V_{\infty \min}} \right). \quad (50)$$

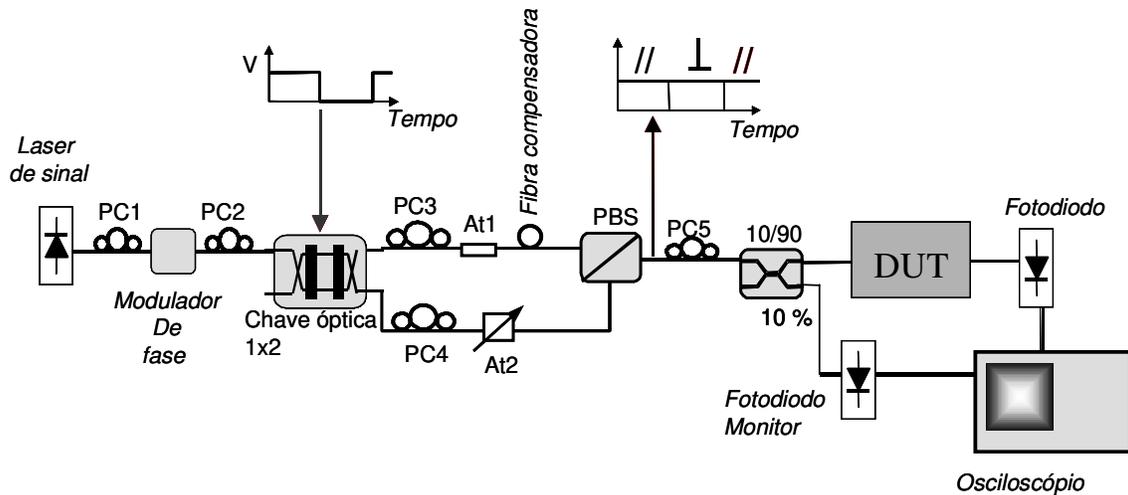


Fig. 2.6.5. Montagem experimental para medição de PDT.

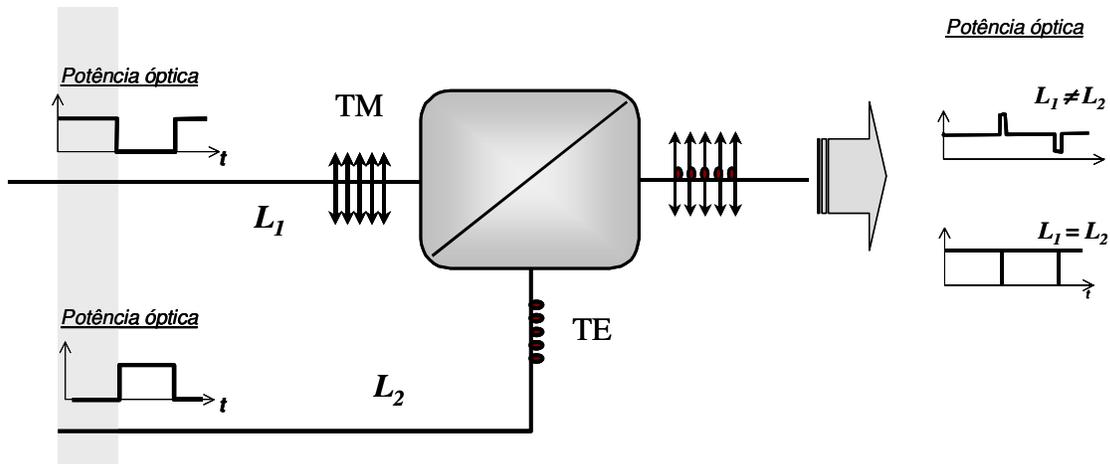


Fig. 2.6.6. O PBS acopla os SOPs ortogonais (\uparrow e \bullet) produzindo na saída i) interferência quando $L_1 \neq L_2$ e ii) nenhuma interferência se $L_1 = L_2$.

As especificações dos componentes envolvidos são:

Laser de sinal: SANTEC (modelo ECL-200);

Chave óptica: Modelo UTP 2X-150-010-3-3-C-I3-O3 (*United Technology Photonics*);

PC1, PC2 e PC5: Controladores de polarização de três discos montados no laboratório;

PC3: Controlador de polarização de quatro discos modelo HP 11896 (*Hewlett Packard*);

PC4: Controlador de polarização de dois discos (*Photonetics*);

At1: Atenuador óptico modelo 8156A (*Hewlett Packard*);

PBS: PB100-3U-15-FP (*JDS Fitel*);

Osciloscópio: digital, 100 MHz, modelo 2232 (*Tektronix*).

2.7 Resultados Experimentais

Na seção anterior apresentamos a técnica desenvolvida por nós para caracterizar a PDT de componentes ópticos passivos e ativos. No caso particular de EDFAs (componentes ativos), a técnica nos permite inclusive observar transientes de ganho devidos a mudanças bruscas de

polarização do sinal.

Nas seguintes subseções estaremos apresentando os resultados. Apresentamos primeiro os resultados da PDL de um acoplador WDM 1480/1550 medida com a nossa técnica e com um instrumento comercial, o analisador de perdas ópticas (OLA, *Optical Loss Analyzer*) da Hewlett-Packard (HP). Em segundo lugar, as medidas do PDG de vários amplificadores montados em laboratório e amplificadores comerciais. Para os amplificadores montados em laboratório, utilizamos fibra dopada comercial com concentração de íons de Érbio de 400 ppm com comprimentos de fibra, 1,6, 3 e 17 m.

2.7.1 Resultados da PDT num Acoplador Óptico

A montagem experimental para medidas de PDL com um instrumento comercialmente disponível, o analisador de perdas ópticas (OLA, *Optical Loss Analyzer*) da Hewlett-Packard (HP), é mostrada na Fig. 2.7.1. O OLA inclui internamente um PC motorizado e se baseia na técnica de “varredura de polarização”. Utilizamos um laser sintonizável (SANTEC, modelo ECL-200) como fonte externa para o OLA. O OLA transforma o SOP desta fonte laser um sinal com um SOP que varia periodicamente percorrendo “todos” os SOPs possíveis. Este sinal é injetado no DUT e retornado ao OLA e a transmitância é analisada por um software próprio do instrumento que calcula a PDL.

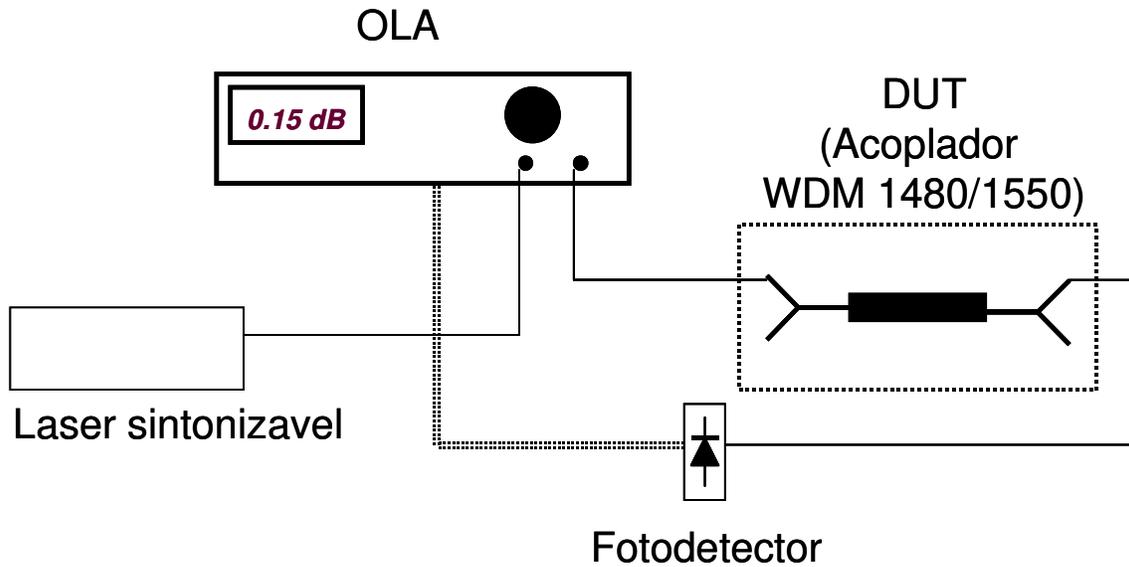


Fig. 2.7.1. Técnica para medida da PDT, usando o instrumento comercial (OLA). Nesta técnica é medida a PDT de um acoplador WDMC 1480/1550.

Utilizando este instrumento caracterizamos vários dispositivos passivos e comparamos com os resultados de nossa técnica. Um resultado representativo, onde medimos a PDL em função do comprimento de onda de um acoplador WDMC 1480/1550 (WD915-T4-A, JDS Fitel), é mostrado na Fig. 2.7.2. Podemos ver que ambos resultados são similares, desta compatibilidade fica provado que a nossa técnica tem resultados confiáveis em medidas de efeitos de polarização.

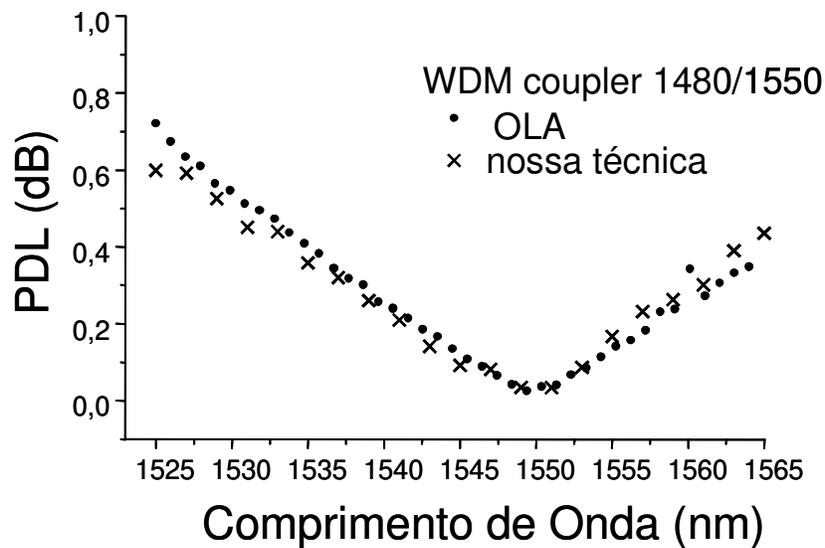


Fig. 2.7.2. PDT de um acoplador WDMC medida com nossa técnica e com instrumento da HP (OLA).

Um ponto interessante é que este dispositivo é utilizado na montagem de EDFAs bombeados em 1480 nm. Como se vê na Fig. 2.7.2, dependendo do comprimento de onda do sinal, o PDG do EDFA pode ser tão grande quanto 0,4 dB. Valores grandes de PDL de componentes passivos internos ao EDFA podem mascarar o efeito de PHB. No nosso conhecimento, a nossa técnica é a única que permite discernir entre o efeito de PHB e um mero PDG devido ao PDL de componentes passivos em EDFAs.

2.7.2 Resultados do PDG em EDFAs

Com nossa técnica medimos a dinâmica de ganho e o PDG de três EDFAs. As medidas de dinâmica de potências de saída de dois EDFAs de comprimento de fibras de 3 e 17 m são mostradas na Fig. 2.7.3.

As medidas foram realizadas com comprimento de onda de sinal de 1530 nm. No caso da fibra de 3m a potência de bombeio era de 14,14 dBm e, a de sinal, de -4,36 dBm. No caso da fibra de 17 m a potência de bombeio era de 13,22 dBm e de sinal -14,5 dBm.

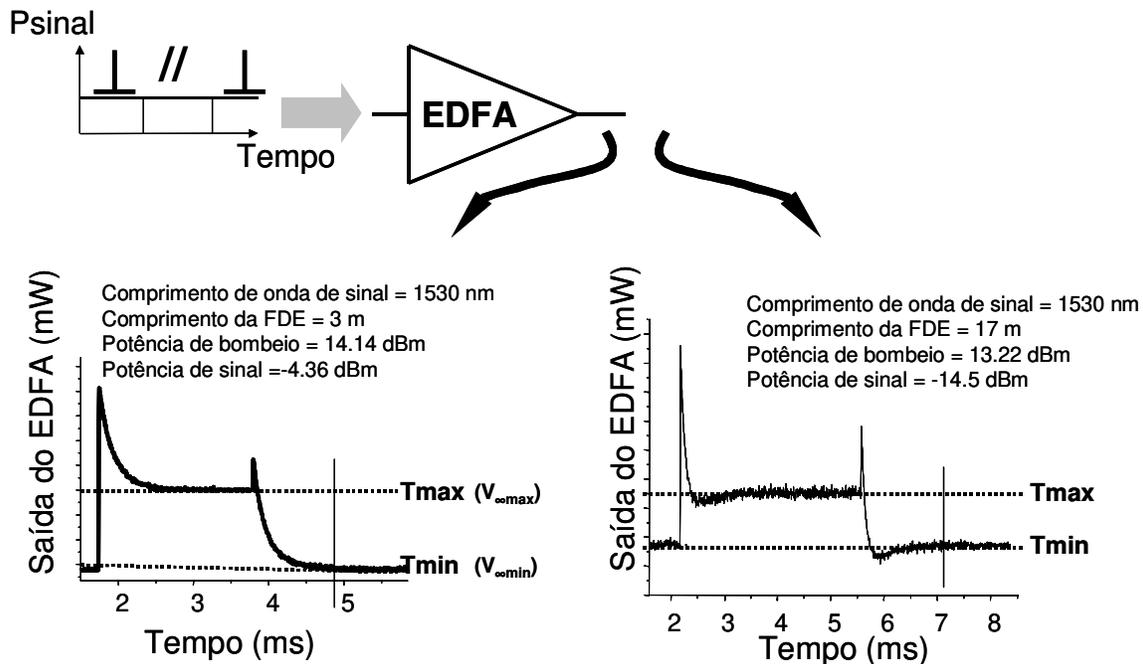


Fig. 2.7.3. Dinâmica de ganho dependente da polarização para EDFAs com comprimento de fibra dopada com Érbio de 3 e 17 m.

Ressaltamos, que o PDG total de cada um dos EDFA é resultado das contribuições do próprio EDFA, do PHB e da PDL dos componentes ópticos passivos envolvidos na montagem do EDFA. Como já foi mencionado na seção 2.3.2 o efeito de PHB é devido à anisotropia das seções eficazes de emissão e absorção. Já a PDL considera os efeitos dos seguintes componentes ópticos envolvidos na montagem do EDFA: o acoplador 980/1550 (WD915-T4-A, JDS Fitel) e isolador, além de emendas distribuídos ao longo do amplificador e conectores de entrada e saída. Embora não possamos separar a contribuição da PDL da própria FDE, nossa técnica permite identificar facilmente se a contribuição dominante é PHB ou PDL de componentes (exceto a FDE). Ainda mais, podemos afirmar se a PDL responsável está na entrada (antes da FDE) ou na saída: se a PDL está na entrada deve-se observar um transiente com um pico seguido de decaimento quase exponencial em um semiperíodo e uma subida quase exponencial no semiperíodo seguinte; se a PDL está na saída deve-se observar uma onda retangular com transições de subida e descida essencialmente instantâneos. A observação de transientes com dois picos seguidos de decaimento quase exponencial nos dois semiperíodos é uma assinatura de PHB.

Medidas de PDG desta fibra (Photonetics, EDOS-230) foi reportado na CLEO -2000 [15].

2.7.3 Comparação entre os Resultados Teórico e Experimental

Na Fig. 2.7.4 é mostrada uma comparação entre um resultado experimental e um simulado pelo modelo de Leners, onde os parâmetros usados no modelo são mostrados no lado direito da figura. Embora as curvas mostradas sejam similares, há uma discrepância considerável no valor do PDG de ambos, sendo de 0,04 dB para o experimental e de 0,001 dB para o simulado, pode observar-se que o PDG da curva experimental é 40 vezes o resultado simulado. A possível dificuldade do modelo, como foi manifestado na seção 2.4, pode ser o truncamento da expansão em série de Fourier do nível excitado $D(\phi)$.

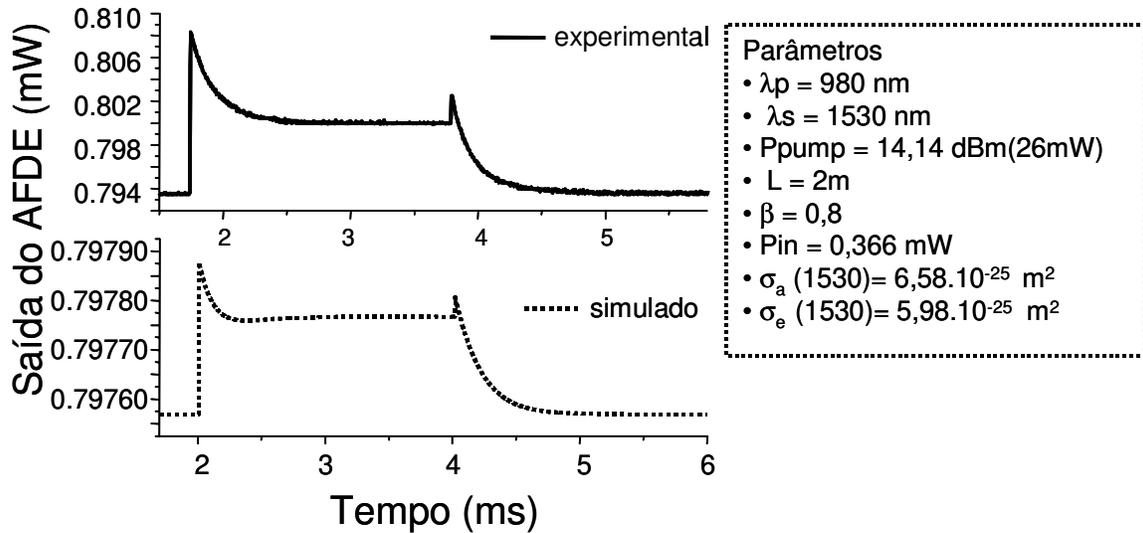


Fig. 2.7.4. Comparação dos resultados experimentais e teóricos.

2.7.4 Medidas do PDG em EDFAs

Usamos nossa técnica para medir o PDG de vários EDFAs.

A) EDFAs montados no laboratório

É apresentado pela primeira vez medida do PDG em um EDFA com comprimento de fibra curta 1,6 m o que demonstra a alta sensibilidade da nossa técnica.

As medidas do PDG de ambos EDFAs de 1,6 e 17 m são mostradas respectivamente nas Fig. 2.7.5 e Fig. 2.7.6. Podemos ver, em ambos os casos o PDGs diminuem com o incremento do ganho do EDFA a medida que a potência de bombeio aumenta de 8 para 18 dBm, sendo mais rápida esta diminuição para a fibra de 17 m. Em ambos os casos, o PDG foi medido com comprimento de onda de sinal de 1531 nm e com potência de -1 dBm . O erro absoluto da medida, devido principalmente ao osciloscópio (Tektronix 2232), é indicado em cada figura, sendo da ordem de $\pm 0,0015 \text{ dB}$ na Fig. 2.7.5 e $\pm 0,0008 \text{ dB}$ na Fig. 2.7.6. A melhor sensibilidade no caso da fibra de 17 m é devido ao simples fato de que o sinal é mais alto (já que neste caso o EDFA apresenta maior ganho).

O cálculo das barras de erro nas figuras é mostrado no Apêndice C.

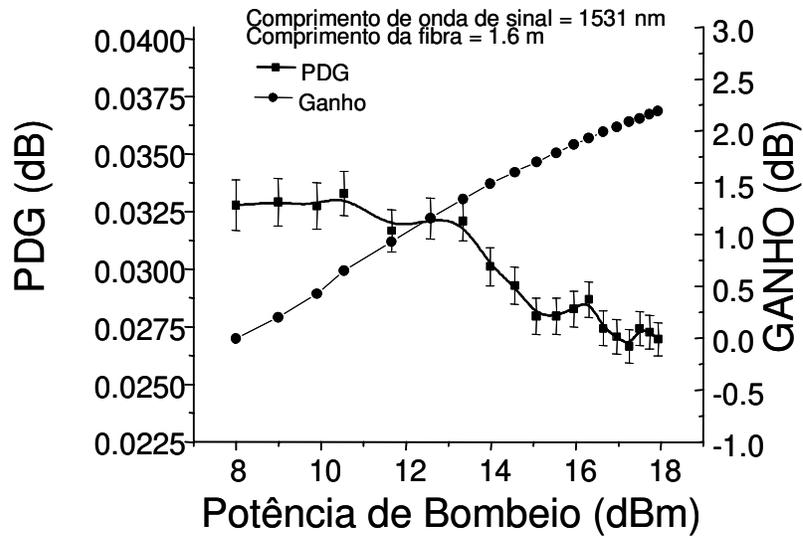


Fig. 2.7.5. PDG e ganho em função da potência de bombeio do EDFA com comprimento de fibra de 1,6 m.

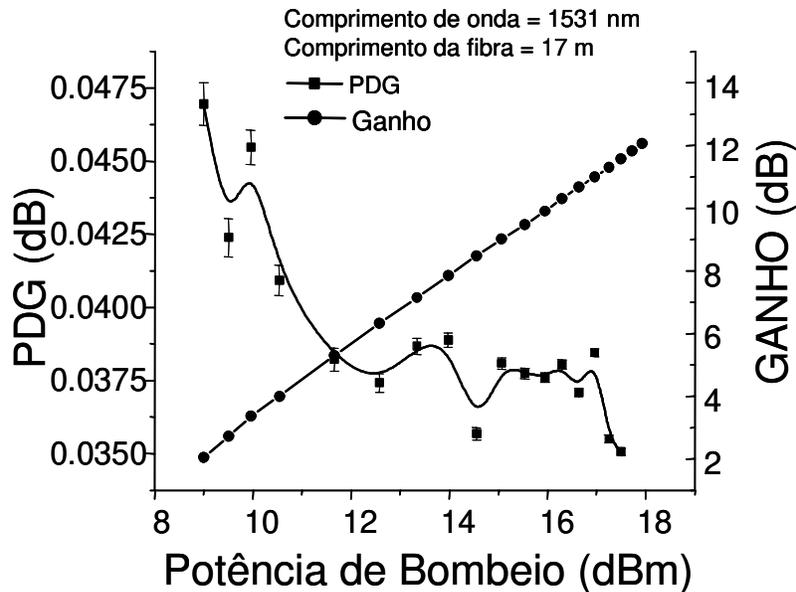


Fig. 2.7.6. PDG e ganho em função da potência de bombeio do EDFA de comprimento de fibra de 17 m.

B) EDFAs Comerciais

Também realizamos medidas do PDG em EDFAs de diversos fabricantes. Apresentamos aqui os resultados para dois modelos diferentes fabricados pela Ericsson, um de dois bombeios (modelo PGE 608 21-02) e o outro de três bombeios (modelo PGE 608 21-03), bem como outro

EDFA fabricado pela IRE POLUS GROUP (modelo EAM-200-C). Um EDFA comercial é similar a uma caixa preta onde não se conhecem os componentes envolvidos na montagem nem a potência óptica de bombeio. O único parâmetro que geralmente é conhecido é a corrente do laser de bombeio (ou as correntes no caso de EDFA com bombeio duplo ou triplo).

Na Fig. 2.7.7(a) é mostrado o PDG do EDFA de dois bombeios em função da potência de entrada, onde as correntes, bombeio-1 e bombeio-2 definem os dois bombeios, o PDG neste EDFA varia de 0,025 a 0,060 dB. Similarmente, na Fig. 2.7.7(b), bombeio-1, bombeio-2 e bombeio-3 definem o EDFA de três bombeios e o PDG varia de 0,012 a 0,040 dB.

Da caracterização dos amplificadores podemos dizer que a PDG é menor quando o EDFA está no ganho linear.

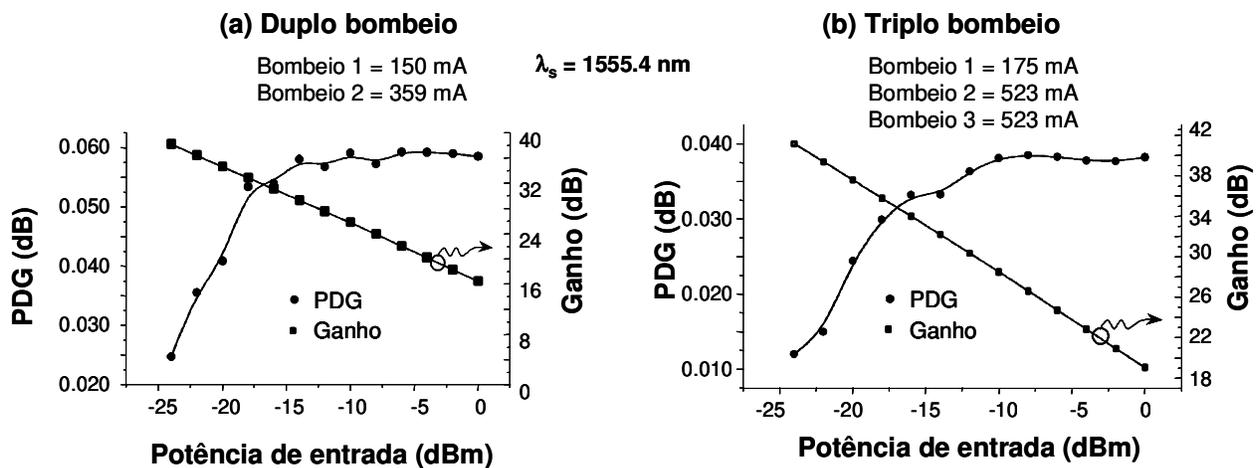


Fig. 2.7.7. PDGs dos EDFAs da Ericson com (a) dois bombeios e (b) três bombeios.

Também medimos o PDG de outro EDFA comercial (IRE POLUS) que tem controle de uma única corrente (por tanto presumimos que se trata de um EDFA de bombeio simples). Para um dado valor de corrente onde o ganho de pequeno sinal é da ordem de 20 dB em 1533 nm, o PDG variou entre 0,06 e 0,15 dB, como mostrado na Fig. 2.7.8. As medidas foram realizadas em comprimento de onda do sinal de 1533 nm.

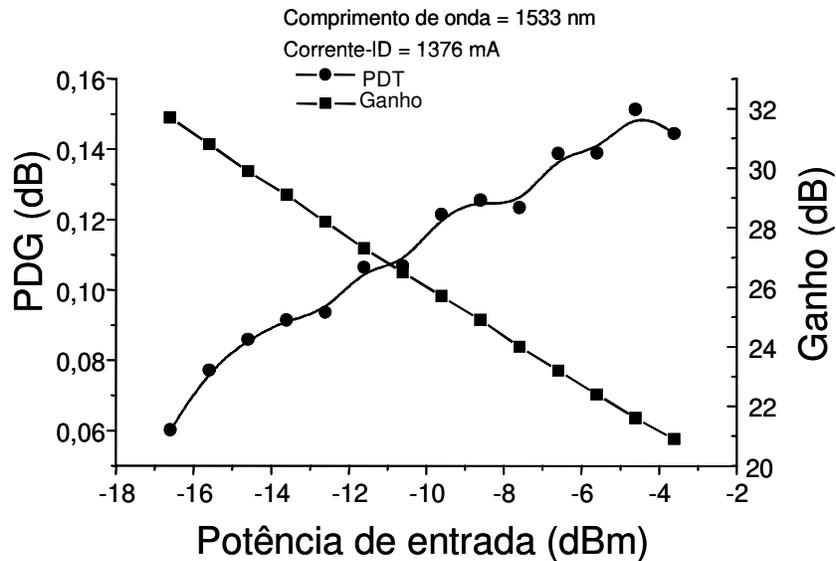


Fig. 2.7.8. PDG do EDFA comercial da IRE POLUS.

A nossa técnica também foi usada para a medida (pela primeira vez) do PDG de um amplificador paramétrico em fibra óptica, a qual reportamos na CLEO 2001 [16]. O PDG deste amplificador tem uma origem física completamente diferente à do EDFA e não será apresentado nesta tese.

2.8 Comparação entre nossa Técnica e as Técnicas Tradicionais

Na Tabela-2.4 é mostrado um resumo das características de nossa técnica e das técnicas tradicionais. Pode-se observar que a incerteza de três de elas (uma de elas é nossa técnica) são similares, exceto a técnica da matriz de Jones que apresenta maior incerteza. As sensibilidades são similares em todas as técnicas, assim como os tempos de medida que são da ordem de segundos. Porém na nossa técnica a varredura do estado de polarização é manual, em tanto que nas outras é motorizada. Se o movimento do controlador de polarização PC5 na nossa montagem Fig. 2.6.5 fosse motorizada conseguiríamos um tempo de medida consideravelmente menor que os das técnicas tradicionais. A razão disto é que quando varremos o SOP estamos aplicando sempre dois estados ortogonais e se a transmitância é máxima para um SOP dado, então é necessariamente mínima para o estado ortogonal (Apêndice B). Assim, quando varremos o SOP na nossa técnica procuramos maximizar a amplitude de modulação no osciloscópio. Obviamente a procura deste máximo pode ser facilmente automatizada com um motor e um circuito de

realimentação. A sensibilidade na nossa técnica pode ainda ser melhorada utilizando um amplificador sensível à fase (*lock-in amplifier*).

Um aspecto importante apresentado nesta tabela é que as técnicas tradicionais não apresentam resposta dinâmica (transientes), e a nossa técnica apresenta. Respostas transientes podem dar informações de amplificadores ópticos, particularmente o caso nosso estudado de EDFAs onde, além de discernir entre PHB e diferentes contribuições de PDL, a resposta transiente dá informação da constante de tempo (τ_{pol}). Esta constante de tempo é um parâmetro importante, onde o SOP do sinal aleatoriamente variado (*polarization scrambling*) a uma frequência maior que $(1/\tau_{pol})$, permite reduzir o PDG. Em EDFAs esta constante de tempo varia com a potência de sinal; um valor típico é de 80 μ s.

Tabela-2.4.- Comparação das quatro técnicas que medem PDT em componentes ópticos e ativos e passivos.

| | Varredura da polarização | Matriz de Mueller | Matriz de Jones | Nossa técnica |
|---------------------|---------------------------------|--------------------------|------------------------|----------------------|
| Incerteza | 0,005 dB | 0,005 dB | 0,03 dB | 0,001 dB |
| Sensibilidade | 0,001 dB | 0,001 dB | 0,001 dB | 0,005 dB |
| Tempo de medida | 10 s | 2 s | < 2 s | 5 s ⁽¹⁾ |
| Resposta transiente | Não | Não | Não | Sim |

⁽¹⁾ Na nossa técnica, o tempo de medida é pelo menos a metade do que no caso da técnica de varredura da polarização.

2.9 Bibliografia

- [1] M.G. Taylor, "Observation of new polarization dependence Effect in long haul optically amplified system," *Photon. Tech. Lett.*, vol. 5, pp. 1244-1246, 1993.
- [2] E. Lichtman, "Performance degradation due to polarization dependent gain and loss in lightwave system with optical amplifiers," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1971-1972, 1993.

- [3] E. Lichtman, "Limitation imposed by polarization dependent gain and loss on all-optical ultra long communication systems," *J. Lightwave Technol.*, vol.13, pp. 906-913, 1995.
- [4] P. C. Becker, *Erbium doped fiber amplifiers: Fundamental and Technology*, Academic Press, page-158 (1999).
- [5] R. Leners and T. Georges, Numerical and analytical modeling of polarization dependent gain in erbium doped fiber amplifiers, *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 12, pp. 1942-1954, 1995.
- [6] P. Wysocki and V. Mazurczyk, "Polarization dependent gain in erbium doped fiber amplifiers: Computer model and approximate formulas," *IEEE J. Lightwave Technol.*, 14, 4, 572-584, 1996.
- [7] L. J. Wang, J. T. Lin and Peida Ye, "Analysis of polarization dependent gain in fiber amplifiers," *J. Quant. Electron.*, vol. 34, pp. 413-418, 1998.
- [8] R. Guenther, *Modern optics*, Wiley, New York, pp.71, 1990.
- [9] D. Derickson, *Fiber optic test and measurement*, Hewlett Packard, p. 354-358, 1998.
- [10] B. M. Nyman, D. L. Favin, and G. Wolter, "Automated system for measuring polarization dependent loss," ThK6, OFC'94 Technical Digest, 230-231, Optical Society of America, Washington, DC, 1994.
- [11] R. M. Craig, L. Gilbert, and P. D. Hale, "High resolution, Non-mechanical approach to polarization dependent transmission measurement," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1285-1294, 1998.
- [12] R. M. Craig, "Accurate spectral characterization of polarization dependent loss," *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, pp. 432-437, 2003.
- [13] B. L. Heffner, "Deterministic analytically complete measurement of polarization dependent transmission through optical Devices," *Photon. Tech. Lett.*, vol. 4, pp. 451-454, 1992.
- [14] N. S. Bergano, "Time dynamics of polarization hole burning in an EDFA," *Optical Fiber Communication Conference*, vol. 4, pp. 305-306, Optical Society of America, Washington, DC, 1994.
- [15] W. A. Arellano, M. O. Berendt, and H. L. Fragnito, "Polarization modulation study of gain anisotropy in erbium doped fiber amplifier," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, paper CWK 23, pp. 304-305, Optical Society of America, Washington, DC, 2000.
- [16] A. Guimarães, W. A. Arellano, M. O. Berendt, and H. L. Fragnito, "Measurement of polarization dependent gain in a dual pump fiber optical parametric amplifier," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pp. 447-448, Optical Society of America, Washington, DC, 2001.

Capítulo 3

Técnica Experimental de Formação de Buracos Espectrais em EDFA

3.1 Introdução

As características de saturação do amplificador a fibra dopada com Érbio (EDFA) dependem do alargamento homogêneo e inhomogêneo da transição do Érbio [1, 2]. Estes alargamentos são fatores limitantes quando são amplificados simultaneamente muitos canais ópticos em um EDFA, sendo que o ganho de um canal é afetado pela presença dos canais vizinhos. Este efeito de um canal interferir em outro canal é conhecido como diafonia (crosstalk) [3,4].

Diversas técnicas [1,2,5,6,7] foram desenvolvidas para medir este efeito de SHB e que

estaremos detalhando neste capítulo. Descreveremos uma técnica nova para o estudo do efeito de SHB, que chamamos técnica de diferença de ASE. Apresentaremos medidas com esta nova técnica, que será comparado com uma medida de uma das técnicas tradicionais.

3.2 Causas para o alargamento de linha de uma transição

Para entendermos os fenômenos de alargamento homogêneo e inhomogêneo em EDFAs focalizaremos a análise nos estados de energia dos íons de Érbio numa matriz hospedeira (fibra de sílica).

Como foi mencionado no Capítulo 2 e mostrado aqui na Fig. 3.2.1(a), o íon de Érbio apresenta um grande número de transições devido aos diferentes estados de energia. Analisaremos a transição ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$. Numa matriz hospedeira o campo cristalino faz com que os estados de energia ${}^4I_{13/2}$ e ${}^4I_{15/2}$ sejam separados em vários níveis [8] (*Stark splitting*), 7 níveis para o ${}^4I_{13/2}$ e 8 níveis para o ${}^4I_{15/2}$, conforme ilustrado na Fig. 3.2.1(b).

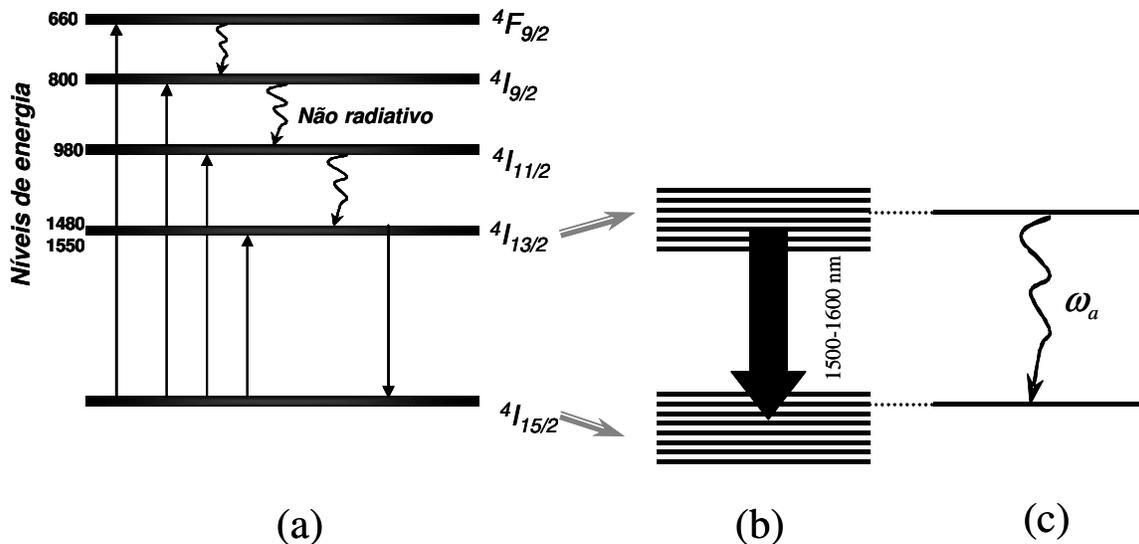


Fig. 3.2.1. (a) Estados de energia do íon de Érbio no vidro hospedeiro. (b) Desdobramento dos estados ${}^4I_{13/2}$ e ${}^4I_{15/2}$ pelo campo cristalino. (c) Para o estudo do alargamento homogêneo e inhomogêneo foram escolhidos dois níveis arbitrários.

Para o melhor entendimento do alargamento homogêneo e inhomogêneo da largura de linha (efeito de SHB) será considerando um sistema particular de dois níveis, como ilustrado na Fig.

3.2.1(c).

3.2.1 Alargamento Homogêneo

Os mecanismos que governam o alargamento homogêneo são [9]:

- alargamento por tempo de vida (*lifetime broadening*);
- alargamento por fônon (*dephasing broadening*).

A largura de linha homogênea total a meia altura ou FWHM (*Full Width at Half Maximum*) se expressa (em Hertz) pela relação

$$\Gamma_{h2} = \frac{1}{2\pi T_1} + \frac{1}{\pi T_2}, \quad (1)$$

onde $T_1 = \tau$ é o tempo de vida do estado excitado ($^4I_{13/2}$) e T_2 é o tempo de defasagem associado a interação com fônons da matriz vítrea. No caso do Érbio em sílica T_1 é da ordem de 10 ms e T_2 é de algumas centenas de femtossegundos. O tempo de defasagem é um tempo médio entre “colisões” dos átomos da rede cristalina com o íon de Érbio, ou seja que interações incoerentes (colisões) acontecem a uma frequência de $1/T_2$ [9]. Visto de outra forma, a fase do momento de dipolo óptico de cada íon sofre mudanças aleatórias a cada T_2 segundos em média, o que implica em um alargamento da linha de emissão.

Um aspecto importante é que o termo T_2 depende da temperatura, sendo que no zero absoluto ($T = 0$ K) o alargamento homogêneo será apenas função do tempo de vida (T_1).

A forma de linha de uma transição alargada homogeneamente [10] aproxima-se de uma lorentziana:

$$f_h(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_h}{\nu^2 + \Gamma_h^2}, \quad (2)$$

sendo ν a frequência óptica em Hertz.

3.2.2 Alargamento Inomogêneo

O alargamento inomogêneo é uma medida dos diferentes sítios na matriz hospedeira nos quais os íons podem se acomodar. Vários sítios foram apresentados por Charles [11,12], sendo que um sítio define um subgrupo de íons de Érbio com características de alargamento homogêneo. Um sítio se diferencia de outro pela frequência de ressonância (ν), que é ligeiramente diferente e tal que os valores de ν são distribuídos ao redor de um valor central ν_0 . Na Fig. 3.2.2 estão ilustrados três sítios. Cada sítio é representado por uma transição com frequência de ressonância ν_1, ν_2 ou ν_3 onde a convolução das três transições correspondentes aos três sítios produz uma distribuição centrada ao redor de ν_0 e com largura Γ_{inh} (largura inomogênea).

Um caso particular de alargamento inomogêneo a temperatura ambiente para Er^{3+} em fibra aluminossilicato é de 1,6 THz (12,5 nm) [13].

A forma de linha de uma transição alargada inomogeneamente aproxima-se de uma distribuição gaussiana (se o numero de sítios é grande),

$$f_{inh}(\nu) = \frac{1}{2\pi\Gamma_{inh}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Gamma_{inh}^2}\right). \quad (3)$$

As seções eficazes de emissão e absorção, $\sigma_a(\nu)$ e $\sigma_e(\nu)$, são parâmetros intrínsecos do Érbio. Estes podem ser expressos como uma convolução das distribuições do alargamento homogêneo e inomogêneo [1]:

$$\sigma_{a,e}(\nu) = \int d\nu' f_{inh}^{a,e}(\nu - \nu') f_h^{a,e}(\nu') \quad (4)$$

em que:

$f_{inh}^{a,e}$ é uma distribuição com alargamento inomogêneo;

$f_h^{a,e}$ é a função de forma para o alargamento homogêneo (aproximadamente Lorentziana).

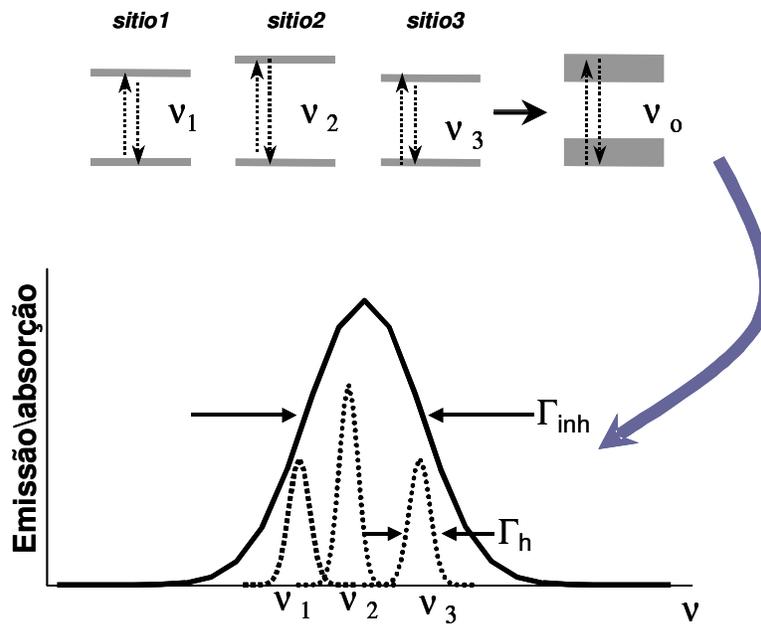


Fig. 3.2.2. Efeito de alargamento homogêneo: contribuição devido à variação aleatória do campo elétrico cristalino produzindo vários sítios (sitios1, sitios2, sitios3,...).

3.3 Efeito na presença de um sinal forte

Num sistema de dois níveis afetado por um laser de sinal, o espectro de emissão/absorção muda de perfil dependendo se o alargamento é homogêneo ou inhomogêneo.

No alargamento homogêneo, os efeitos do campo cristalino sobre os íons de Er^{3+} são similares, indicando com isso que a largura de linha do perfil das transições é sempre igual (Fig. 3.3.1(a)). Neste caso de alargamento homogêneo, um laser injetado na frequência da transição afetará todos os íons do mesmo modo. Este efeito faz que os espectros de emissão ou absorção sofram mudanças uniformes na presença do laser, como são ilustrados na Fig. 3.3.1(a).

No caso de alargamento inhomogêneo os íons têm diferentes transições (ν_1, ν_2, ν_3). Na presença de um laser será afetado mais intensamente aquele íon cuja transição coincide com a frequência do laser. Pode-se ver na Fig. 3.3.1(b) que o laser coincide na frequência (ν_2) afetando o íon (2) sendo que os outros íons (1 e 3) permanecem inalterados. Este efeito forma um buraco nos espectros de emissão ou absorção.

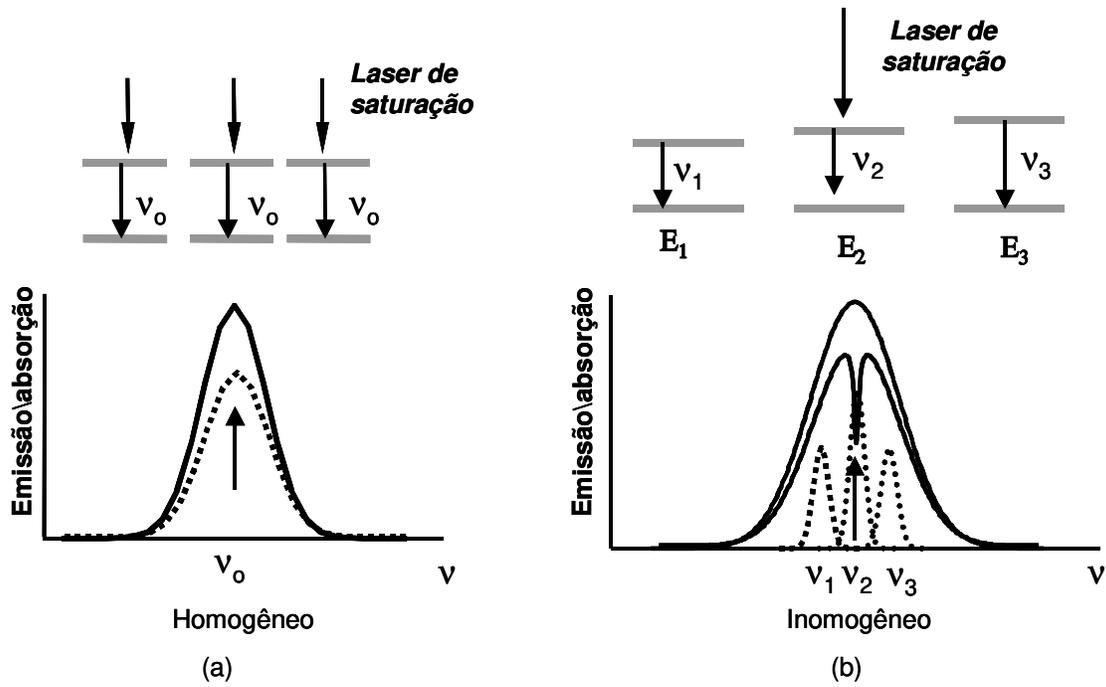


Fig. 3.3.1. Comportamento de um meio na presença de um laser com (a) alargamento homogêneo e (b) alargamento com inhomogêneo.

3.4 Alargamento total

A análise dos alargamentos homogêneo e inhomogêneo até agora focalizou um sistema de dois níveis. Em um caso real, onde íons de Érbio estão incorporados numa matriz de vidro, estes íons são compreendidos por muitos níveis, como ilustrado na Fig. 3.2.1(b).

Cada uma das formas de linha das transições é a convolução das distribuições dos alargamentos homogêneo e inhomogêneo. O ganho e o espectro de potência de ASE podem ser determinados a partir de equações de propagação [1]. Para um sinal com frequência ν ,

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = [\gamma_e(\nu, z) - \gamma_a(\nu, z)]P_s(z) = g(\nu, z)P_s(z), \tag{5}$$

onde g é conhecido como o coeficiente de ganho (ou ganho diferencial) e γ_a e γ_e são, respectivamente, os fatores de emissão e absorção, definidos como

$$\gamma_e(\nu, z) = \int d\nu' f_{inh}(\nu') f_h(\nu - \nu') N_2(z, \nu') \tag{6}$$

e

$$\gamma_a(\nu, z) = \int d\nu' f_{inh}(\nu') f_h(\nu - \nu') N_1(z, \nu'), \quad (7)$$

onde N_1 e N_2 são as populações dos íons de Érbio nos níveis 1 (fundamental) e 2 (excitado) respectivamente. A propagação do sinal na posição z , obtida das relações (5), (6) e (7), é

$$P(z, \nu) = P^{in}(0, \nu) e^{\int \gamma(\nu, z) dz}. \quad (8)$$

O ganho (em dB) no extremo final da fibra ($z = L$) é definido por

$$G(\nu) = 10 \log \left(\frac{P(L, \nu)}{P^{in}(0, \nu)} \right). \quad (9)$$

Similarmente à equação (5), a densidade espectral (Watts/Hertz) da ASE propagando-se na direção de z positivo (*Forward*), $S_{ASE}(z, \nu)$, pode ser determinada a partir de

$$\frac{dS_{ASE}}{dz} = \{\gamma_e(z, \nu)[S_{ASE}(z, \nu) + 2S_0] - \gamma_a(z, \nu)S_{ASE}(z, \nu)\}, \quad (10)$$

onde $S_0 = h\nu$ é a densidade espectral de potência de ruído de vácuo e equivale a um fóton por modo (o fator 2 que multiplica a S_0 leva em consideração as duas polarizações ortogonais possíveis na fibra monomodo).

As expressões (8) e (10) expressam os espectros de ganho e ASE em função das distribuições dos alargamentos homogêneo e inhomogêneo.

Na seqüência apresentaremos as técnicas tradicionais e nossa técnica para medidas de SHB, bem como abordaremos o fundamento teórico que valida nossa técnica.

3.5 Técnicas experimentais

Assim como novos amplificadores ópticos foram desenvolvidos para aplicações em sistemas de comunicações ópticas, técnicas [14] também evoluíram para realizar os respectivos estudos de caracterização destes. Nesta seção apresentaremos duas técnicas tradicionais que permitem o estudo de SHB.

3.5.1 Técnica da ASE

Vários autores [1, 2] investigaram SHB em EDFAs, manifestado na forma de um buraco no espectro da ASE, onde a largura do buraco observado permite determinar a largura de linha homogênea.

Na Fig. 3.5.1 é mostrado o efeito de SHB em EDFA (a montagem é similar à mostrada na Fig. 2.3.1) realizado por Zyskind *et alii* [15]. Este efeito foi observado no espectro da ASE, para isso ele mediu dois espectros de ASE a temperatura de 75 K, a primeira medida da ASE foi realizado sem laser de sinal que resulta na curva superior e a segunda foi medida com laser de sinal ligado em comprimento de onda de 1536 nm, em ambas medidas o comprimento de onda de bombeio foi de 1477 nm. No segundo espectro pode se observar um buraco no espectro de ASE justo na posição do laser de sinal, indicando com isso que um único sitio foi afetado. O Alargamento homogêneo, $\Delta\lambda_h$ (em nm), foi calculado por Zyskind usando os dados obtidos da largura do buraco $\Delta\lambda_{buraco}$ (em nm), para diferentes potências de sinal, P_s , e a seguinte relação [8],

$$\Delta\lambda_h = \frac{\Delta\lambda_{buraco}}{1 + \sqrt{1 + P_s/P_{sat}}}. \quad (11)$$

A relação entre $\Delta\lambda_h$ e a largura de linha em Hertz, Γ_h , é dada por

$$\Gamma_h = \frac{c\Delta\lambda_h}{\lambda_s^2}, \quad (12)$$

onde c é a velocidade da luz e λ_s o comprimento de onda do laser de sinal. Na relação (11) P_{sat} é a potência de saturação da transição alargada inhomogeneamente. Se a condição $P_s/P_{sat} \ll 1$ for satisfeita durante a medida, o alargamento homogêneo é simplesmente $\Delta\lambda_h = \Delta\lambda_{buraco}/2$. Deste modo, Zyskind *et alii* determinaram o alargamento homogêneo em fibras germanosilicatos ($\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$) a temperatura criogênicas (entre 20 e 70 K) para $\lambda_s = 1536$ nm e, extrapolando suas medidas até temperatura ambiente, estimou um alargamento homogêneo de 4 nm nesta temperatura.

Esta técnica permite ser rápida, já que os espectros da ASE são mostrados diretamente no analisador de espectros ópticos (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*), porém é pouco sensível e o

efeito de SHB a temperatura ambiente é difícil de ser observado.

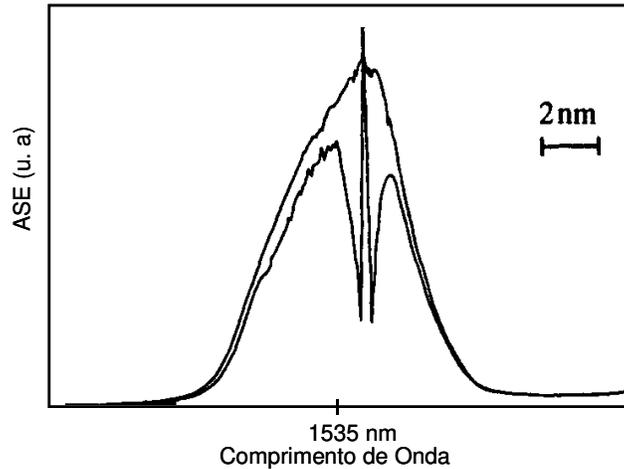


Fig. 3.5.1. Dois espectros de saída do EDFA com laser de 1536 nm ligado e desligado (Após Zyskind et al. [15]).

3.5.2 Técnica de Diferença de Ganho

Esta técnica se fundamenta na diferença de dois espectros de ganho, conhecida como “técnica de diferença de ganho”. O primeiro reporte com esta técnica de SHB em EDFAs foi por dado Srivastava et al. [5] em temperatura ambiente.

As medidas de ganho com esta técnica são muito demoradas, sendo dois os motivos fundamentais que motivam esta demora. Primeiramente a montagem experimental envolve muitos componentes ópticos e equipamentos eletrônicos (amplificador sensível a fase ou *lock-in*) que para fazer uma medida de SHB tomaria todo um dia para calibrar o sistema. Depois, para diminuir o erro na medida e gerar um espectro de ganho, cada ponto do espectro num comprimento de onda é uma média de N medidas (no experimento foi considerado $N = 50$). Ou seja com o laser de sinal fixo num comprimento de onda (λ), foram medidos no OSA, um espectro de saída (medida deste a potência de saída) e um espectro do laser de sinal (medida deste a potência de entrada) também no OSA. Com ambas potências de entrada e saída é medido um ganho, repetimos esta medida 50 vezes, realizando depois uma média que daria o ganho no comprimento de onda λ .

Nós reproduzimos medidas de diferença de ganho com uma técnica que é ilustrada na Fig.

3.5.2. As características dos componentes da montagem foram:

Laser saturante: SANTEC (modelo ECL-200).

Laser de prova: Nettest 3642 PY CL

Filtro óptico (F1): *Tunable Bandpass Filter* (JDS Fitel TB1500B).

Atenuador óptico (At1): Atenuador óptico da HP, modelo 8156A.

Acoplador WDM (980/1550): JDS FITEL, modelo WD915-T4-A

Fibra dopada com érbio (EDF): fibra da Sumitomo, não se tem as especificações.

Analizador de espectro óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*): HP

A montagem consiste em um EDFA com dois lasers de sinal, um laser saturante e o outro tipicamente chamado de laser de prova com potência óptica de -40 dBm, este último é usado como sinal para medir o espectro de ganho. Prévios a realizar-se as medidas dos ganhos, são necessários que ambos os lasers tenham uma relação Sinal -Ruído muito alta (maior de 70 dB), isso para evitar que o ruído amplificado afete as medidas de ganho. O laser de prova pelas características do fabricante apresenta esta condição, foi necessário usar um filtro (F1) para conseguir uma relação de 80 dB no caso do laser saturante. Estes dois sinais são acoplados num acoplador (3dB) e injetados no EDFA. O EDFA foi conformado por um acoplador WDM, um EDF, um laser de bombeio de 980 nm e um isolador (ISO).

O primeiro ganho é medido da forma seguinte: o EDFA é primeiramente saturado com o laser saturante com comprimento de onda de 1532 nm e com potência óptica de 0 dBm. Saturado o EDFA, com o sinal de prova (-40 dBm de potência de entrada) é medida a potência de saída e posteriormente calculado o ganho, como é mostrado na Fig. 3.5.3(a). Para ter uma boa precisão, cada ponto da curva do ganho consiste da média de 50 medidas de potência de saída e de entrada (prova). Para a medida do segundo ganho, calculado similarmente ao anterior, o EDFA foi saturado no comprimento de onda de 1550 nm e com potência óptica de 0,26 dBm.

Estes espectros de ganho foram subtraídos (Fig. 3.5.3(b)) considerando que apresentam

compressão de ganho similares no comprimento de onda de 1528 nm. Pode-se observar um buraco ao redor de 1532 nm onde são extraídos dois parâmetros importantes que são a largura ($\Delta\lambda$) e a profundidade do buraco (h) os quais dão informação do SHB.

O laser de bombeio usado foi de 980 nm com potencia óptica de +19 dBm e comprimento de fibra dopada (FDE) de 3 m.

O erro na medida da diferença de ganho devido ao instrumento (OSA, modelo HP 71951A) é dado pelo erro analógico (ε_G) e o digital (ΔG_{dig}), sendo

$$\Delta G = \frac{\sqrt{\varepsilon_G^2 + \Delta G_{dig}^2}}{\sqrt{N}}, \quad (13)$$

onde $N = 50$ é o numero de espectros de ganhos medidos (de todos estes espectros foi realizado uma média), $\varepsilon = 0,5\% f_e$ e $\Delta G_{dig} = \frac{0,5}{2^8} f_e$ (correspondente a 1/2 bit e digitalização de 8 bits), $f_e = 50$ (5dBm/div com tela de 10 divisões) é o “fundo da escala”. Como é realizada a diferença dos dois ganhos e estes apresentam o mesmo erro, a resultante é devida à propagação dos dois erros como

$$\Delta G_{total} = \sqrt{2} \Delta G. \quad (14)$$

Substituindo f_e na relação (20) resulta o erro para a diferença de ganho seguinte:

$$\Delta G_{total} = 0,06 \text{ dBm}. \quad (15)$$

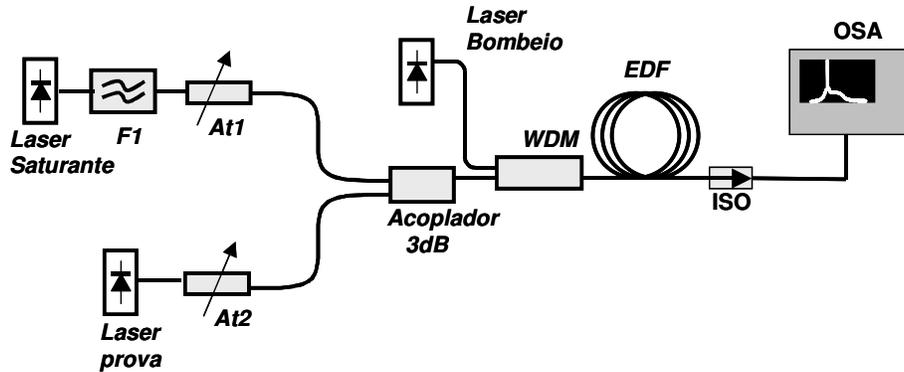


Fig. 3.5.2. Técnica experimental para medida de diferença de ganho.

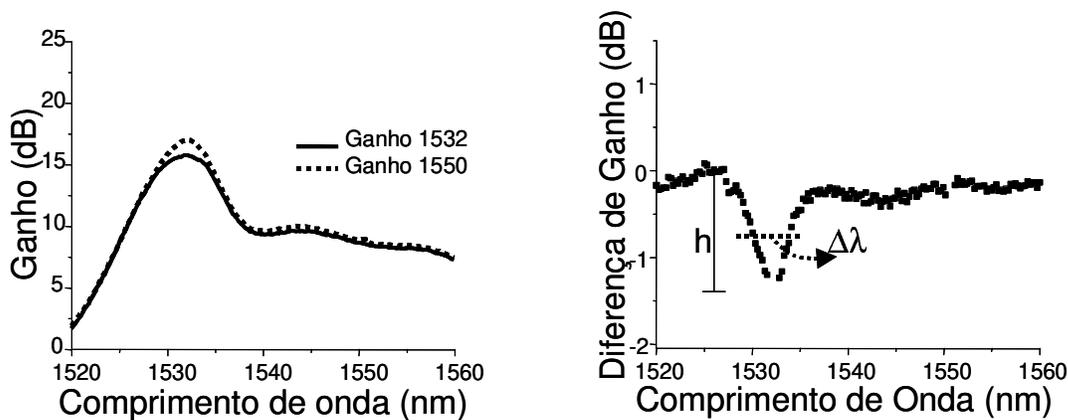


Fig. 3.5.3. (a) Dois espectros de ganho, o primeiro medido com laser saturante em 1532 e o outro em 1550. (b) Medida da diferença de ganho de um EDFA.

Como foi medido cada ponto do espectro de ganho, onde é necessário fazer uma média de 50 medidas, faz esta técnica muito demorada prolongando ao pesquisador o tempo das medidas, no caso de caracterizar vários EDFAs demoraria semanas.

Inspirados nesta técnica, foi desenvolvida uma técnica mais simples na montagem e que permite fazer medidas num tempo mais curto e que será apresentando na seguinte seção.

3.6 Técnica de diferença de ASE: nossa técnica

A montagem experimental da técnica de diferença de ASE é mostrada na Fig. 3.6.1, esta é similar à montagem da diferença de ganho, exceto que só um laser de sinal saturante forma parte da montagem, i. e. o saturante. Como laser saturante usamos o equipamento da Nettest já

que este apresenta uma relação Sinal–Ruído maior que 90 dB.

Esta diferença de ASE é resultante da diferença de dois espectros de ASE (Fig. 3.6.2(a)). Um deles saturado em 1532 nm (onde o ganho saturado é $G = 28,27$ dBm) e o outro em 1550 nm ($G = 20,1$ dBm). Na diferença de ASE mostrada na Fig. 3.6.2(b) podemos ver um buraco em 1532 nm e um pico pequeno com pouca resolução em 1550 nm, sendo estes devido a SHB.

O OSA permite diretamente medir a diferença de potencia ASE (S), sendo o erro devido ao instrumento dada pelo erro analógico (ϵ) e o erro da conversão a digital correspondente a 8 bits (ΔS_{dig}), então:

$$\Delta S = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta S_{dig}^2}, \quad (16)$$

sendo $\epsilon = 0,5\% f_e$ e $\Delta S_{dig} = f_e/512$ ($f_e = 10$ dB, na escala de 1 dB/div com 10 divisões na tela do OSA) resulta a incerteza

$$\Delta S = 0,05 \text{ dB}. \quad (17)$$

Este valor poder ser observado como barra de erro (em vermelho) na Fig. 3.6.2(b).

Os parâmetros obtidos com a técnica de diferença de potência ASE, tais como largura ($\Delta\lambda$) e profundidade do buraco (h) permitem caracterizar um EDFA e compará-los com outros. Assim podemos escolher qual é o ótimo para seu uso em sistemas WDM.

Na Fig. 3.6.3 observamos que a largura e a altura aumentam com a compressão de ganho.

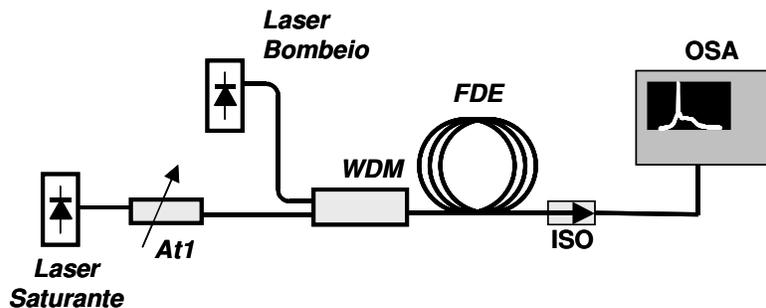


Fig. 3.6.1. Montagem experimental para medidas de SHB. É um EDFA típico, bombeado com um diodo laser de comprimento de onda de 980 nm e um laser de sinal sintonizável.

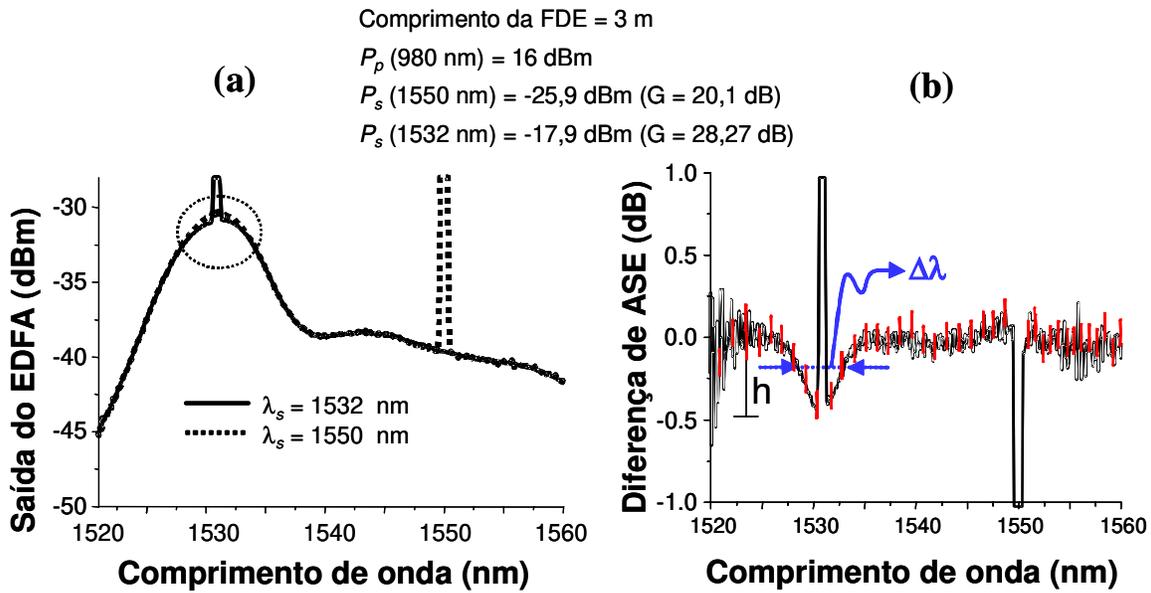


Fig. 3.6.2. (a) Dois espectros de saída, mostrando os perfis da ASE e o sinal amplificado primeiro em 1532 nm e o outro em 1550 nm. (b) Diferença dos dois espectros de saída, ressaltando o perfil da diferença da ASE.

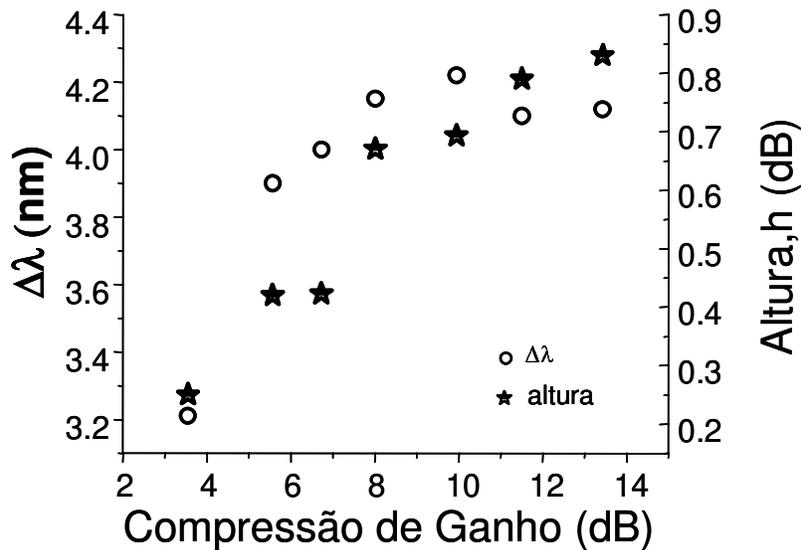


Fig. 3.6.3. Largura e altura (profundidade) do buraco versus compressão de ganho.

Num trabalho de pesquisa realizado por colegas do laboratório com esta técnica, mostraram a existência de buracos replicas em EDFAs [16,17]. Buracos replica surgem quando uma transição particular entre um par de sub-níveis do multiplete Stark é saturado em um íon dado; todas as outras transições do multiplete no mesmo íon são também saturados. Assim, quando o laser forte esvazia as populações de um sub-nível Stark, buracos na ASE aparecem ao

redor do laser (este são os buracos já mostrados), também aparecem buracos em outros comprimentos de onda e que são chamados de buracos replicas.

3.7 Comparação entre a técnica da diferença de ganho e a nossa técnica de diferença de ASE

Na Fig. 3.7.1 são comparadas medidas de SHB num mesmo EDFA com as técnicas de diferença de ganho e de ASE. Podemos ver que os buracos espectrais são similares, com igual largura (4,54 nm) e igual profundidade (1,3 dB). A concordância entre os valores obtidos favorece a escolha da técnica de diferença de ASE contra a de diferença de ganho pela rapidez.

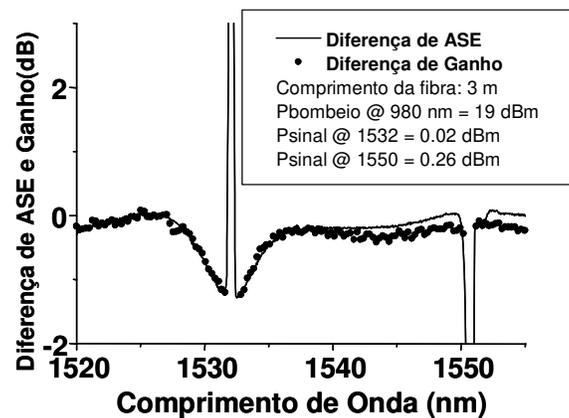


Fig. 3.7.1. Comparação entre os espectros de diferença de ASE e diferença de ganho.

Na Tabela-3.1 apresentamos as características das técnicas de diferença de ganho e de ASE. Podemos observar que a técnica de diferença de ASE apresenta tempo de medida de SHB muito menor que a técnica de diferença de ganho. A montagem é também muito mais simples, facilitando assim resultados mais rápidos.

O erro introduzido por a técnica de diferença de ganho é similar à técnica de diferença de ASE devido à média de muitas medidas na primeira.

Tabela 3.1: Comparação entre as técnicas de diferença de ganho e ASE.

| | Diferença de ganho | Diferença de ASE |
|-----------------|------------------------|-----------------------|
| Montagem | Complexa | simples |
| Erro na medida | ~ 0.06 dB ($N = 50$) | ~ 0.05 dB ($N = 1$) |
| Tempo de medida | ~ 2 horas | ~ 1 min |

3.8 Referências

- [1] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind, and J. R. Simpson, "Study of Spectral dependence of Gain Saturation and Effect of Inhomogeneous Broadening in Erbium-doped Aluminosilicate Fiber Amplifiers," *Photon. Technol. Lett.* vol. 2, 9, pp. 653-655, 1990.
- [2] E. Desurvire, J. L. Ziskind, and J. R. Simpson, "Spectral Gain Hole-Burning at 1.53 μm in Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Photon. Technol. Lett.*, Vol 2, No. 4, 1990.
- [3] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel, and D. N. Payne, "Gain Cross Saturation and Spectral Hole Burning in Wideband Erbium Doped Fiber Amplifiers," *Opt. Lett.*, vol 16, 19, (1991)
- [4] A. E. Willner and S. M. Hwang, "Transmission of many WDM channels through a Cascade of EDFA in Long- Distance links and Ring Networks," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, 5, pp. 802 - 816, 1995.
- [5] A. K. Srivastava, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. D. Evankow Jr., and M. A. Mills, "Room Temperature Spectral Hole Burning in Erbium Doped Fiber Amplifiers," in *Proc. Optical Fiber Conf.*, San Jose, CA, pp. 33-34, 1996.
- [6] J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, C. Wolf, Y. Sun, J. L. Zyskind, "Spectral Hole Burning in Erbium Doped Silica and Fluoride Fibers," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, 12, 1578-1579, 1997.
- [7] M. J. Yadlowsky, "Pump Wavelength Dependent Spectral Hole Burning in EDFA's", *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, 9, 1999.
- [8] E. Desurvire, *Erbium Doped Fiber Amplifier*, New York : Wiley, pp. 238-239, 1994.
- [9] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Book, Mill Valley, CA, 1986
- [10] G. Lei, J. E. Anderson, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, and R. I. Epstein, "Determination of spectral linewidths by Voigt profiles in Yb³⁺ doped fluorozirconate glasses," *Phys. Rev. B.*, vol. 57, pp. 7673 - 7678, 1998.
- [11] C. C. Robinson, "Multiples sites for Er³⁺ in Alkali Silicate Glasses (the principal sixfold coordinated site of Er³⁺ in silicate glass)," *J. Non-Crystalline Solids (I)*, vol. 15, pp. 1-10, 1974.
- [12] C. C. Robinson, "Multiples sites for Er³⁺ in Alkali Silicate Glasses (Evidence of four sites for Er³⁺)," *J. Non-Crystalline Solids (II)*, vol.15, pp. 11-29, 1974.
- [13] E. Desurvire and J. R. Simpson "Evaluation of ⁴I_{15/2} and ⁴I_{15/2} Stark level energies in erbium doped aluminosilicate glass fibers," *Opt. Lett.* vol. 15, pp. 547-549, 1990.

- [14] P. F. Wysocki, "Broadband amplifier measurement techniques," Optical amplifiers and their applications (OAA), TOPS vol. 44, 253-259, Optical Society of America, Washington, DC, 2001.
- [15] J. L. Zyskind, E Desurvire, J. W. Sulhoff, and D. J. DI Giovanni, "Determination of homogeneous linewidth by spectral gain hole burning in an erbium doped fiber amplifier with GeO₂: SiO₂ core," Photon. Technol. Lett., vol. 2, pp. 869-871, 1990.
- [16] T. P. Mayer Alegre, G. S. Wiederhecker, A. A Rieznik, and H. L. Fragnito, "Observation of replica hole in erbium doped silica fiber," XXVI Encontro Nacional de Fisica da Materia Condensada (ENFMC) vol. 5, 6-10, 2003.
- [17] T. P. Mayer Alegre, G. S. Wiederhecker, A. A Rieznik, T. A. R. Branciforte, and H. L. Fragnito, "Replica hole in the ASE spectrum of Erbium doped fiber with different co-doping elements and erbium concentration," Aceito na IEEE/SBMO International Microwaves and Optoelectronics Conference (IMOC), 2003.

Conclusões

Novas técnicas para medidas dos efeitos de PDG (e PDL em componentes passivos) e formação de buracos espectrais (SHB) em EDFAs foram apresentados nesta tese:

Técnica de PDG baseada em polarização modulada:

Para a medida do PDG a técnica nossa permite obter a resposta dinâmica do EDFA a um sinal modulado entre dois SOPs ortogonais. Desta resposta são extraídas, rapidamente e com alta resolução, as transmitâncias mínima e máxima que determinam a PDG.

A forma de gerar os dois SOPs na nossa técnica é simples comparada com as utilizadas nas técnicas tradicionais. Também comparado com a técnica de "varredura de polarização" o nosso tempo de medida é a metade, já que na nossa varremos os SOPs "simultaneamente" em dois estados ortogonais.

Na tabela-2.4 verificamos que o erro e a sensibilidade dada pela técnica são similares às técnicas tradicionais, indicando com isso que a nossa técnica pode substituir um instrumento comercial.

Com esta técnica conseguimos realizar a primeira medida até agora reportada de PDG em EDFAs com fibra curta (1,6 m). Sendo possível medir fibras ainda mais curtas usando um osciloscópio com mais sensibilidade ou amplificando o sinal do fotodiodo.

Nossa técnica também pode ser usada para medir o PDG em outros amplificadores ópticos. De fato, já foi usada para medir o PDG de amplificadores paramétricos.

Novos amplificadores continuam aparecendo e temos a expectativa de que nossa técnica possa ajudar às comunidades científica e tecnológica no melhor entendimento de efeitos de polarização nesses dispositivos.

Técnica de SHB baseada em ASE Diferencial:

No capítulo 3 descrevemos outra técnica desenvolvida em nosso laboratório para medida de SHB em EDFA, chamada de "diferença de ASE".

Esta técnica consiste em obter a diferença entre dois espectros de ASE, sendo ambos muito fáceis de serem medidos diretamente no analisador de espectros ópticos (OSA) em tempo real. Esta fornece resultados mais reprodutíveis do que a técnica convencional baseada na subtração de espectros de ganho. Os resultados com a nossa técnica são medidos em tempos muito curtos (da ordem de minutos) comparados com os tempos de medição típicos na técnica convencional, onde se precisa de várias horas.

Outra vantagem da nossa técnica é que precisa de poucos componentes ópticos o que facilitaria uma montagem rápida.

Das medidas obtidas, tem-se uma boa concordância entre as curvas de diferença de ASE e de diferença de ganho, observando-se uma pequena discrepância na região espectral de 1550 nm, este pode ser devido à variação do ruído do laser saturante.

Esta técnica inspirou novos trabalhos do grupo da Unicamp relacionados com SHB, permitindo, por exemplo, observar os buracos réplica em FDEs.

Esperamos que a técnica desenvolvida, que simplifica consideravelmente a observação de SHB venha a ser utilizada pela comunidade científica para entender melhor as características espectrais do Er^{3+} em vidros e outros meios amplificadores baseados em emissão estimulada.

Apêndice A

Teoria de Polarização da Luz

A.1 Introdução

Os fenômenos ópticos são corretamente explicados usando-se a notação de campos eletromagnéticos que se propagam nos diferentes meios sob a forma de ondas eletromagnéticas, sendo estes campos vetoriais por definição. Entretanto, nem sempre é necessário recorrer ao caráter vetorial da luz para solucionar problemas em óptica, pois em alguns casos uma aproximação puramente escalar das ondas luminosas é suficiente.

A utilização da natureza vetorial da luz é necessária em meios anisotrópicos ou casos onde há descontinuidades das propriedades ópticas; especialmente quando são envolvidas fontes ópticas polarizadas, como lasers, cuja natureza vetorial é evidente.

Nas fibras ópticas, tema de nossa pesquisa, os fenômenos ópticos devidos à polarização impõem a utilização de representações vetoriais dos estados de polarização, o que permite um tratamento matemático eficiente. Fibras utilizadas em telecomunicações e fibras dopadas com Érbio utilizadas na confecção de EDFAs são monomodo para os comprimentos de onda de interesse e têm simetria cilíndrica. Estas fibras satisfazem a assim chamada “condição de guiamento fraco” $n_1 - n_2 \ll 1$, onde n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente. Se esta condição é satisfeita os modos da fibra podem ser representados por ondas linearmente polarizadas (modos LP) nas direções de dois eixos (x e y) ortogonais e perpendiculares à direção de propagação, z . O modo fundamental destas fibras é degenerado,

sendo na realidade dois modos com polarizações ortogonais (indicadas pelos versores $\hat{\mathbf{x}}$ e $\hat{\mathbf{y}}$) e com características de propagação idênticas. Qualquer campo óptico com frequência ω na região onde a fibra é monomodo pode ser representado como uma superposição linear dos campos dos dois modos principais:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}[A_x(z, t)\hat{\mathbf{x}} + A_y(z, t)\hat{\mathbf{y}}]\psi_\omega(r)e^{i(\omega t - \beta z)} + c.c., \quad (\text{A.1})$$

onde $\beta = \beta(\omega)$ é a constante de propagação, $\psi_\omega(r)$ é uma função somente de $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ (e de ω) que descreve a forma transversal do modo, e A_x e A_y são amplitudes complexas com variações pequenas comparadas com as variações espacial ou temporal do fasor $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ (i.e., $|\partial A/\partial t| \ll \omega|A|$ e $|\partial A/\partial z| \ll \beta|A|$, A). Nesta tese nos limitamos a fibras onde o campo pode ser representado da forma (A.1), sendo portanto uma onda transversal, com polarização arbitrária mas sempre no plano xy .

Neste apêndice estaremos apresentando três representações dos estados de polarização (SOP): trigonométrica, de Jones e de Stokes na esfera de Poincaré [1]. Também estaremos apresentando uma característica importante na fibra óptica que é a birrefringência.

A.2 Representações dos Estados de Polarização

A.2.1 Representação trigonométrica

O campo elétrico vetorial associado a uma onda transversal com frequência ω que se propaga na direção z com constante de propagação β ,

$$\mathbf{E}(z, t) = \hat{\mathbf{x}}E_{0x} \cos(\omega t - \beta z + \phi_x) + \hat{\mathbf{y}}E_{0y} \cos(\omega t - \beta z + \phi_y), \quad (\text{A.2})$$

onde todas as quantidades são reais, pode ser representado por um vetor complexo \mathbf{E}_0 com componentes vetoriais ortogonais nos eixos x e y ,

$$\mathbf{E}_0 = e^{i\phi_x}(E_{0x}\hat{\mathbf{x}} + E_{0y}e^{i\phi}\hat{\mathbf{y}}) \quad (\text{A.3})$$

onde $\phi = \phi_y - \phi_x$ é a diferença de fase entre as duas componentes x e y respectivamente.

Da relação (1), pode-se chegar a qualquer SOP linear escolhendo $\phi = 0$ ou π , $E_{0x} = E_0 \cos\theta$ e $E_{0y} = \pm E_0 \sin\theta$ ($E_0 = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}$). O vetor \mathbf{E}_0 que representa um SOP linear é da forma

$$\mathbf{E}_0 = E_0(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta \pm \hat{\mathbf{y}} \sin \theta), \quad (\text{A.4})$$

onde θ (entre 0 e π radianos) é o ângulo que faz o vetor campo elétrico \mathbf{E} com o versor $\hat{\mathbf{x}}$.

Estados com polarização circular podem ser gerados escolhendo $\phi = \pm\pi/2$ e $E_{0x} = E_{0y} = E_0/\sqrt{2}$. Neste caso o vetor complexo será

$$\mathbf{E}_0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} \pm i\hat{\mathbf{y}}). \quad (\text{A.5})$$

O SOP circular à esquerda corresponde ao sinal positivo, enquanto que a polarização circular à direita corresponde ao sinal negativo.

A.2.2 Representação por Vetores de Jones

A natureza vetorial do SOP sugere a utilização de uma representação matricial, realizada por R. C. Jones, onde o estado de polarização é um vetor coluna com duas linhas:

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\phi_x} \\ E_{0y}e^{i\phi_y} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

\mathbf{E}_0 é chamado “vetor de Jones”. Um fator que multiplica a \mathbf{E}_0 representa obviamente o mesmo estado de polarização, de modo que outra forma de representar o mesmo SOP é com

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\phi} \end{pmatrix},$$

sendo $\phi = \phi_y - \phi_x$ a defasagem. Assim, os vetores de Jones

$$\begin{pmatrix} A \\ Be^{i\phi} \end{pmatrix} \text{ e } \begin{pmatrix} Ae^{-i\phi} \\ B \end{pmatrix},$$

com A , B e ϕ reais, representam o mesmo SOP.

A intensidade da onda, I , é dada por (a menos de um fator que dá as unidades corretas)

$$I = \|\mathbf{E}_0\|^2 = \mathbf{E}_0^* \cdot \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0^\dagger \mathbf{E}_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2. \quad (\text{A.7})$$

Note a definição de produto escalar de dois vetores de Jones, que é $\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{v} = \mathbf{u}^\dagger \mathbf{v}$ (e não $\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}$ como no caso de vetores reais). Dois SOPs são ortogonais se $\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{v} = \mathbf{v}^* \cdot \mathbf{u} = \mathbf{u}^\dagger \mathbf{v} = \mathbf{v}^\dagger \mathbf{u} = 0$. A norma de um vetor \mathbf{u} é $\|\mathbf{u}\| = \sqrt{|u_x|^2 + |u_y|^2}$.

Estados de polarização lineares: Se $\phi = 0$ temos polarização linear e as componentes do vetor nos eixos x e y podem ser sempre escritas como $E_{0x} = E_0 \cos\theta$ e $E_{0y} = E_0 \sin\theta$, onde θ é o ângulo que faz o vetor campo elétrico com o eixo x . Como E_0 multiplica aos dois elementos da matriz, uma forma simplificada (normalizada) de escrever o vetor de Jones deste SOP é

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix}, \quad (\text{A.8})$$

ao qual associa-se um estado ortogonal \mathbf{v} também linear ao se somar $+\pi/2$ rad. ao ângulo θ ou seja, forma-se um vetor ortogonal de ângulo θ com o eixo y . Seu vetor de Jones, também normalizado, tem a forma,

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Os estados de polarização lineares coincidentes aos eixos x e y podem ser representados, respectivamente, através dos vetores normalizados

$$\hat{\mathbf{x}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \hat{\mathbf{y}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.10})$$

Estados de Polarização Circulares: Para os estados circulares à esquerda e à direita podem-se definir os seguintes vetores unitários

$$\hat{\mathbf{e}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} \quad \hat{\mathbf{d}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (\text{A.11})$$

os quais são ortogonais. A ortogonalidade destes vetores pode ser mostrada através do produto escalar hermitiano destes vetores que tem valor nulo:

$$\hat{\mathbf{e}}^\dagger \hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{d}}^\dagger \hat{\mathbf{e}} = 0, \quad (\text{A.12})$$

onde o símbolo (\dagger) representa a transposta conjugada da matriz. Estes vetores ($\hat{\mathbf{e}}$ e $\hat{\mathbf{d}}$) formam uma base ortonormal, de modo que o vetor de Jones de todo SOP pode ser expresso através da combinação linear destes vetores, isto é, todo estado de polarização pode ser decomposto de maneira única sobre a base dos estados de polarização circulares. Assim, podem-se escrever os estados de polarização circulares através dos estados lineares $\hat{\mathbf{x}}$ e $\hat{\mathbf{y}}$ e vice-versa:

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{e}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}}) \\ \hat{\mathbf{d}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} - i\hat{\mathbf{y}}) \end{cases} \quad \begin{cases} \hat{\mathbf{x}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}} + \hat{\mathbf{d}}) \\ \hat{\mathbf{y}} = \frac{1}{i\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}} - \hat{\mathbf{d}}) \end{cases}. \quad (\text{A.13})$$

Da mesma forma, qualquer estado de polarização elíptico pode ser representado através de bases ortogonais, por exemplo estados lineares ou circulares.

A.2.3 Matriz de Jones

Todo dispositivo óptico linear é representado por uma matriz de 2×2 chamada “matriz de Jones”

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} \\ j_{21} & j_{22} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

de modo que uma onda de entrada com vetor de Jones \mathbf{E}_0 se transforma em uma onda de saída cujo vetor de Jones \mathbf{E}_1 é dado por

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{J}\mathbf{E}_0.$$

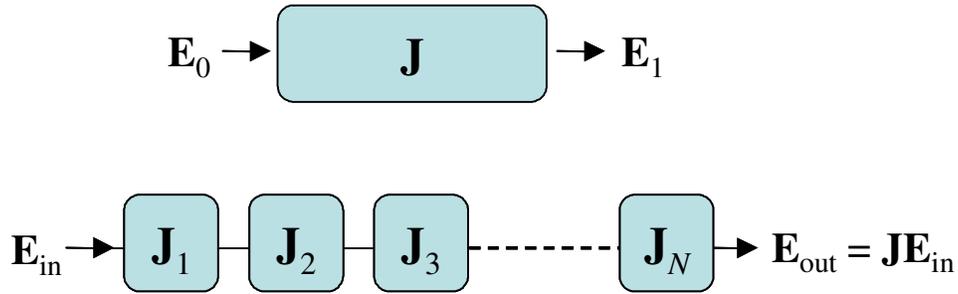


Fig. A.1. Transformação de um vetor de Jones pela matriz de Jones e por uma seqüência de dispositivos descritos por matrizes de Jones $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2, \dots, \mathbf{J}_N$.

O formalismo de Jones é muito útil para analisar o resultado da passagem de ondas através de vários dispositivos em seqüência (Fig. A.1), dado que o conjunto de N dispositivos descritos por matrizes de Jones $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2, \mathbf{J}_3, \dots, \mathbf{J}_N$, atravessados pela luz nessa seqüência, pode ser representado por uma única matriz de Jones \mathbf{J} resultado do produto dessas matrizes na seqüência inversa:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_N \cdots \mathbf{J}_3 \mathbf{J}_2 \mathbf{J}_1. \quad (\text{A.14})$$

Os elementos da matriz de Jones dependem do sistema de referência. Podemos passar de uma base á outra utilizando transformações unitárias (que satisfazem $\mathbf{U}^{-1} = \mathbf{U}^\dagger$). Por exemplo, para passar da base linear á circular,

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{e}} = \mathbf{U}\hat{\mathbf{x}} \\ \hat{\mathbf{d}} = \mathbf{U}\hat{\mathbf{y}} \end{cases} \quad \begin{cases} \hat{\mathbf{x}} = \mathbf{U}^\dagger\hat{\mathbf{e}} \\ \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{U}^\dagger\hat{\mathbf{d}} \end{cases}, \quad (\text{A.15})$$

a transformação unitária é

$$\mathbf{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

e a matriz de Jones \mathbf{J}' na nova representação é

$$\mathbf{J}' = \mathbf{U}\mathbf{J}\mathbf{U}^{-1} = \mathbf{U}\mathbf{J}\mathbf{U}^\dagger. \quad (\text{A.17})$$

Infelizmente, a matriz de Jones **não** é hermitiana em geral (não sempre satisfaz $\mathbf{J} = \mathbf{J}^\dagger$). Uma lâmina de quarto de onda com eixo lento na direção x , por exemplo, é descrita por uma matriz

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

claramente não hermitiana (toda matriz hermitiana deve ter números reais nos elementos diagonais).

A.3 Parâmetros de Stokes e representação na esfera de Poincaré

Nas representações trigonométrica e de Jones, os estados de polarização são caracterizados pelas amplitudes e fase relativa dos componentes do campo. Geralmente, porém, no domínio da óptica, somente intensidades são medidas diretamente. Já os parâmetros de Stokes, que serão apresentados aqui, possuem a particularidade de serem unicamente funções de intensidades que podem ser medidas após passar a onda através de diferentes polarizadores.

Considerando um estado de polarização geral na representação de Jones,

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{-i\phi/2} \\ E_{0y}e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.18})$$

Pode-se observar deste vetor que a diferença de fase é ϕ . Usando os parâmetros deste vetor de Jones podemos definir os assim chamados “parâmetros de Stokes”

$$\begin{cases} P_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ P_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ P_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \\ P_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

Estes parâmetros não são independentes entre si. É fácil ver que

$$P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2. \quad (\text{A.20})$$

Os parâmetros de Stokes possuem um significado físico bem definido em termos das intensidades. O parâmetro P_0 representa a intensidade total (I_0) da onda, P_1 representa a diferença entre as intensidades dos componentes lineares da onda x e y , P_2 a diferença entre as intensidades dos componentes lineares ao longo dos eixos a 45° com os eixos x e y e, finalmente, P_3 representa a diferença entre as intensidades dos componentes circularmente polarizadas \hat{e} e \hat{d} :

$$\begin{cases} P_0 = I_x + I_y = I_0 \\ P_1 = I_x - I_y \\ P_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ P_3 = I_e - I_d \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

Assim a medida das intensidades das componentes da onda de polarização, nos eixos de polarização descritos acima, permite determinar sem ambigüidade o estado de polarização desta onda, e corresponde ao princípio de operação dos principais medidores de estado de polarização, conhecidos como polarímetros.

Os quatro parâmetros de (A.19) definem uma matriz coluna denominada “vetor de Stokes” [1] da seguinte forma

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.20})$$

A pesar do nome, o “vetor de Stokes” não é um vetor no espaço real de dimensão 4 (i.e., não se transforma como um quadrivetor perante transformações ortogonais). Por outro lado, o vetor de Jones é realmente um vetor em um espaço complexo de dimensão 2, razão pela qual em alguns problemas apresenta vantagens teóricas. Porém, o vetor de Stokes apresenta a vantagem de que seus componentes são fáceis de se medir. Outra vantagem deste é que permite tratar estados de polarização incoerentes (parcialmente polarizados) de forma mais direta, bastando para isto definir os parâmetros de Stokes considerando médias estatísticas no lado direito das definições (A.19).

O vetor de Stokes que define um SOP é representado na esfera de Poincaré de raio unitário na forma de um ponto de coordenadas (s_1, s_2, s_3) , geralmente arranjadas na forma de uma matriz coluna de 3 elementos e chamada vetor de Stokes normalizado

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{P_0} \begin{bmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.20})$$

A esfera de Poincaré tem raio unitário e todos os estados ortogonais são pontos diametralmente opostos sobre a superfície da esfera. Estados linearmente polarizados são pontos sobre a linha equatorial e os pólos norte e sul representam, respectivamente, luz circularmente polarizada à direita e a esquerda. Se o ponto está fixo sobre a superfície da esfera, o SOP é 100% polarizado, caso contrário, quando o ponto flutua no tempo, o SOP é parcialmente polarizado. Na

Fig-A1 podemos ver a esfera de Poincaré e quatro SOPs (ilustrados por duas setas e dois círculos).

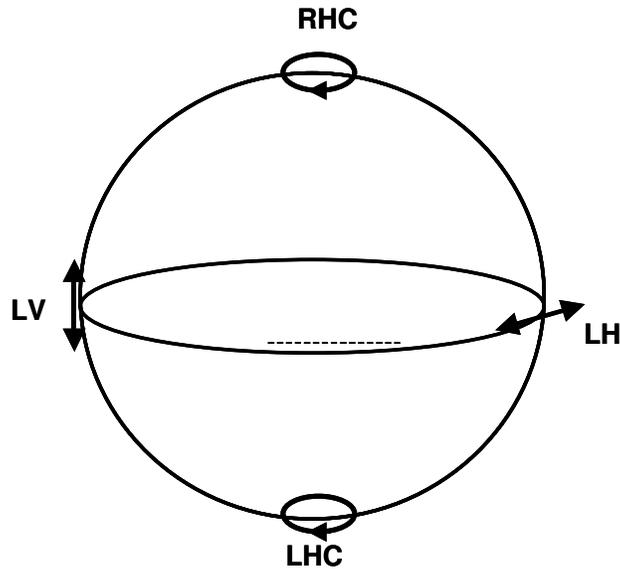


Fig. A.2. Esfera de Poincaré para visualização de vetores de Stokes normalizados.

Os quatro SOPs representados na Fig. A.2 são:

LH : Polarização linear horizontal;

LV : Polarização linear vertical;

LHC : Polarização circular à esquerda;

RHC : Polarização circular à direita.

A.4 Propagação da Luz em Fibras Ópticas Birrefringentes

Para entender o mecanismo de propagação da luz em fibras ópticas apresentaremos uma característica importante da fibra óptica, a birrefringência [2,3].

A.4.1 Birrefringência

A birrefringência é introduzida numa fibra quando a simetria circular de uma fibra ideal é quebrada. Esta anisotropia resulta de dois tipos de perturbações: intrínseca e extrínseca.

Perturbações intrínsecas são acidentalmente introduzidas no processo de fabricação e são características permanentes da fibra. Estes incluem um núcleo não circular e as forças de tensão entre a casca e o núcleo, como mostrado na Fig. A.3(a). Um núcleo não circular gera uma *birrefringência geométrica*, por outro lado uma força de estresse gera uma *birrefringência de estresse*.

Birrefringência também é criada quando a fibra está sujeita a forças externas ou perturbações externas. Podemos observar na Fig. A.3(b) três tipos de fontes externas, estresse lateral, torção e curvatura.

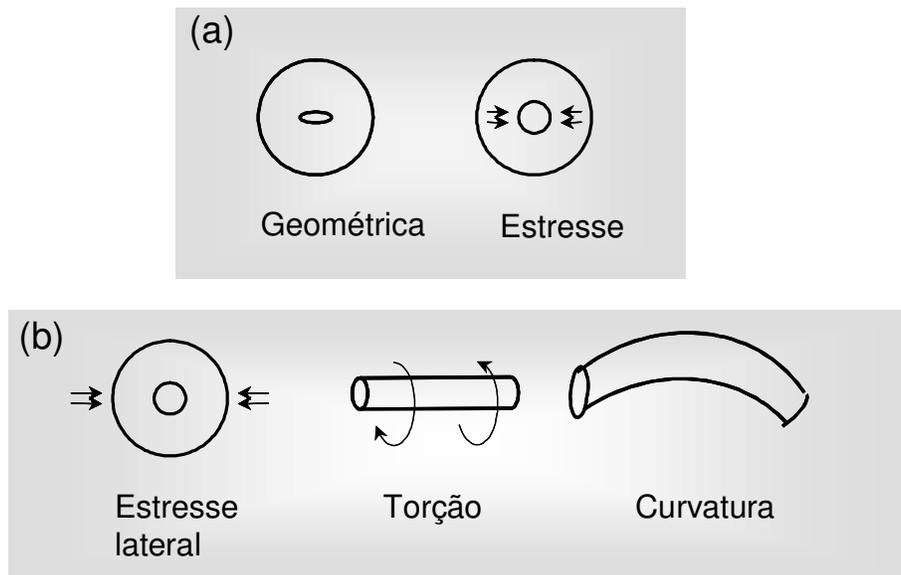


Fig. A.3. Mecanismos de birrefringência (a) intrínseca e (b) extrínseca.

A.4.2 Comprimento de Batimento

Fibras monomodo com simetria cilíndrica suportam na realidade dois modos ortogonais com a mesma constante de propagação, $\beta = \beta_x = \beta_y$. Perante uma pequena perturbação anisotrópica ocorre uma quebra da degenerescência de β : A forma espacial, $\psi_\omega(r)$, de cada modo não se

altera, mas as constantes de propagação β_x e β_y , se tornam ligeiramente diferentes. Na ausência da perturbação os eixos x e y são arbitrários. A anisotropia define eixos x e y preferenciais, chamados eixos principais ou eixos birrefringentes da fibra, onde o índice de refração efetivo para o modo linearmente polarizado no eixo x ($n_x = \beta_x c / \omega$) é menor que o índice de refração efetivo para o modo linearmente polarizado no eixo y ($n_y = \beta_y c / \omega$). Os eixos x e y são chamados também eixos *lento* e *rápido*, respectivamente.

Uma onda com frequência (angular) ω e polarização arbitrária pode ser representada como a superposição linear desses dois modos principais

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \psi(r) [\hat{\mathbf{x}} A_x(z, t) e^{-i\beta_x z} + \hat{\mathbf{y}} A_y(z, t) e^{-i\beta_y z}] e^{i\omega t} + c.c.. \quad (\text{A.21})$$

A diferença $\beta_x - \beta_y$ é referida como *birrefringência* da fibra

$$B = \beta_x - \beta_y = k_o (n_x - n_y) = \frac{\omega \Delta n}{c}, \quad (\text{A.22})$$

onde

$$\Delta n = n_x - n_y$$

é a diferença dos índices de refração efetivos dos modos. Por convenção, $n_x > n_y$. Em fibras utilizadas em telecomunicações Δn é tipicamente menor ou da ordem de 10^{-5} .

A birrefringência é responsável pela evolução do estado de polarização da luz ao longo da fibra através de uma seqüência de estados. Na Fig. A.4 pode observar-se a evolução de um estado inicialmente linear e com ângulo de 45° em relação aos eixos birrefringentes da fibra, tal que ambos modos principais são igualmente excitados. A retardação de fase entre os dois campos ortogonais causa uma variação periódica do SOP ao longo da fibra e o período desta variação é definido como “comprimento de batimento” L_b , (*beat length*). Esta mesma figura mostra a trajetória do vetor de Stokes num período, formando um círculo, na superfície da esfera de Poincaré.

O comprimento L_b é determinado pelo comprimento de onda ($\lambda = 2\pi/\omega c$) e pela

birrefringência através da relação:

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (\text{A.23})$$

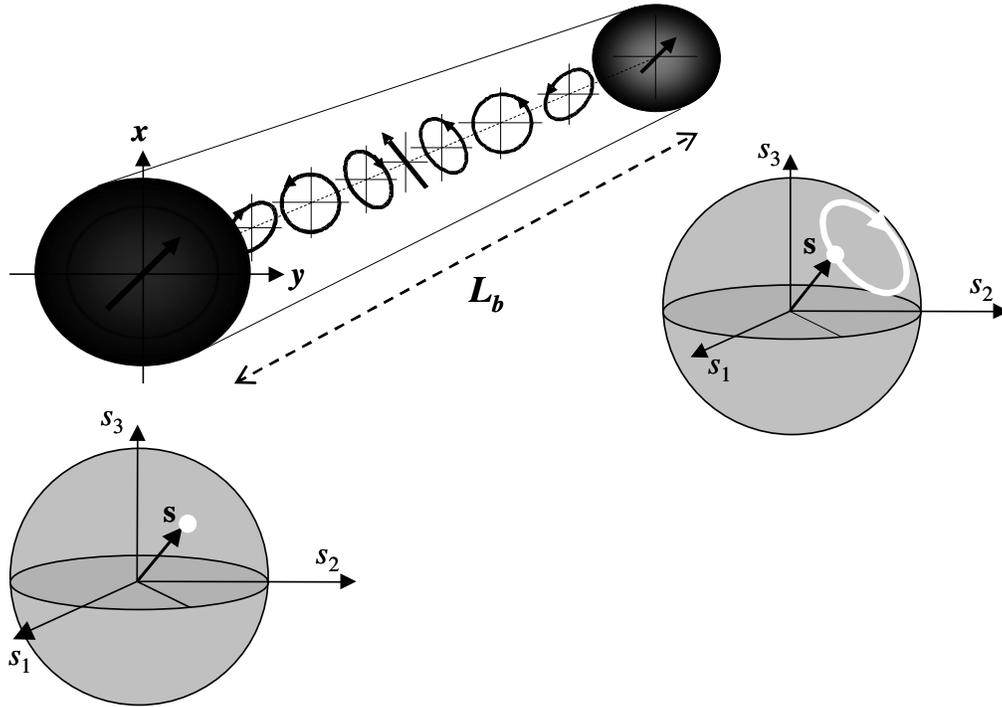


Fig. A.4. Propagação de um estado de polarização inicialmente linear (e a 45° em relação aos eixos x e y) ao longo da fibra, passando por estados elípticos, circular à esquerda e à direita, linear e ortogonal ao SOP de entrada, e voltando novamente ao estado linear inicial, repetindo-se o ciclo a cada comprimento de batimento. As esferas de Poincaré indicam o SOP de entrada e a evolução do vetor de Stokes normalizado.

Note-se da (A.23) que, mesmo ignorando a dispersão, L_b é diferente para lasers com comprimentos de onda diferentes. No caso da fibra comercial usada nesta tese na montagem de EDFAs ($\Delta n = 3 \times 10^{-6}$) o comprimento de batimento para $\lambda = 1530$ nm é de 51 cm, entanto que para $\lambda = 980$ nm é de 33 cm.

Ondas que entram numa fibra com SOPs ortogonais permanecem sempre ortogonais, mesmo se a fibra for birrefringente. Porém, se estas ondas têm comprimentos de onda diferentes a ortogonalidade entre elas é perdida a menos que uma das ondas entre na fibra como um modos (digamos, linearmente polarizada em x) e a outra como o modo ortogonal (linearmente

polarizada em y). Os modos da fibra birrefringente são autovetores da matriz de Jones da fibra e de cada segmento da fibra.

A.4.3 Acoplamento dos Modos de Polarização

Na situação descrita na seção A.4.2, se na entrada da fibra o SOP coincide com \hat{x} (ou \hat{y}) então o SOP permanece invariante ao longo da fibra e se diz que os modos estão “desacoplados”. Na prática, porém, se observa que os eixos lento e rápido mudam de orientação aleatoriamente ao longo da fibra produzindo um acoplamento entre os dois modos principais de polarização. Na Fig. A.5 ilustramos esta variação dos eixos, onde podemos ver que as variações de orientação dos eixos ocorrem a intervalos de comprimento variável e cujo valor médio L_c define o “comprimento de acoplamento” (na realidade L_c se define como o comprimento de correlação). Em fibras padrão este comprimento médio é aproximadamente igual ao comprimento de batimento ($L_c \approx L_b$) e em fibras que mantêm a polarização (PM, *Polarization Maintaining*) o comprimento de batimento é muito menor que o comprimento de rotação ($L_c \ll L_b$) [4].

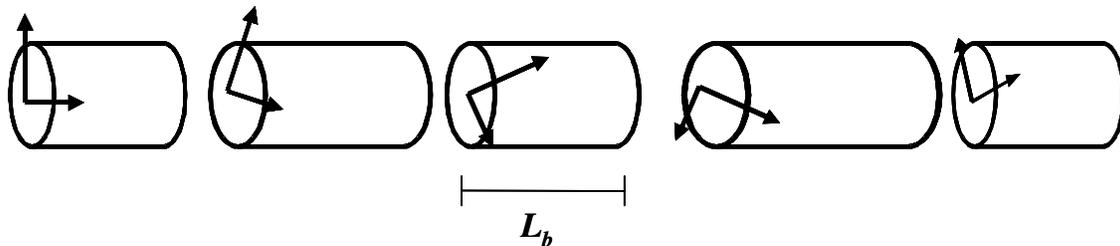


Fig. A.5. Fibra óptica onde os eixos mudam aleatoriamente pode ser representada como uma concatenação de pequenas fibras onde cada fibra mantém os eixos x e y fixos.

A matriz do Jones da fibra inteira ainda tem autovetores que representam estados iguais na entrada e saída, porém não ao longo da fibra. Para piorar o quadro, em fibras instaladas para telecomunicações a orientação dos eixos principais, bem como a magnitude de Δn , variam também ao longo do tempo, devido a variações de tensões e temperatura. Neste caso os autovetores da matriz de Jones são diferentes em instantes diferentes. A escala de tempo destas variações é de minutos, tipicamente.

Pulsos de luz que se propagam numa fibra sem acoplamento de modos ($L_c = \infty$) nos eixos

lento e rápido viajam com velocidades de grupo diferentes. Um único pulso de luz que entra na fibra em um SOP diferente dos modos se transforma na saída da fibra em dois pulsos com polarizações ortogonais. Este efeito se conhece como “dispersão de modos de polarização” ou PMD (*Polarization Mode Dispersion*) [5]. O atraso entre os dois pulsos de saída, τ , denominado também como DGD (de *Differential Group Delay*), é proporcional ao comprimento de fibra, L , e muitas vezes se especifica um valor de PMD em ps/km. Na presença de forte acoplamento ($L_c \ll L$) a PMD produz um atraso τ proporcional à raiz quadrada de L e a PMD se especifica em ps/ $\sqrt{\text{km}}$. Fibras modernas apresentam tipicamente valores de PMD $< 0,5$ ps/ $\sqrt{\text{km}}$. Como vemos, a PMD se refere a grandezas físicas diferentes em fibras longas e curtas e, por isso, pode ser especificada com diferentes unidades. Esta confusão de unidades de PMD vai além. Fabricantes de dispositivos para fibras ópticas também especificam o PMD de seus dispositivos, mas desta vez em picossegundos! Assim, um simples atenuador ou um filtro pode ter uma PMD de 2 ps. Obviamente neste caso o fabricante se refere à DGD.

Finalmente, e voltando às fibras, ondas de comprimento de onda diferentes não preservam a ortogonalidade ao longo de uma fibra com $L > L_c$. Porém, se uma onda monocromática muda (em um tempo muito menor que um minuto) seu SOP de entrada, $\mathbf{u}(0)$, para outro SOP ortogonal, $\mathbf{v}(0)$, então em cada ponto da fibra a onda mudará de um estado $\mathbf{u}(z)$ (diferente do de entrada) para um estado $\mathbf{v}(z)$ que será exatamente ortogonal a $\mathbf{u}(z)$, independentemente do comprimento de fibra. Esta consideração é importante para nossa técnica de medida de PDT, onde utilizamos um sinal modulado em polarização entre dois estados ortogonais.

A.5 Referências

- [1] Serge Huard, *Polarization of light*, Wiley, pp.1-36, 1997.
- [2] A. Simon and R. Ulrich, “Evolution of polarization along a single mode fiber,” *App. Phys. Lett.* vol. 31, 8, pp. 517-520, 1977.
- [3] I. P. Kaminow, “Polarization in Optical Fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. QE-17, pp.15-22, 1981.
- [4] P. Wysocki and V. Mazurczyk, “Polarization Dependent Gain in Erbium Doped Fiber Amplifiers: Computer Model and Approximate Formulas,” *J. Lightwave Technol.*, 14, 4, pp. 572-584, 1996.

- [5] C. D. Poole and J. Nagel, "Polarization Effects in Lightwave Systems," in *Optical Fiber Telecommunications*, Vol. IIIA, edited by Ivan P. Kaminow and Thomas Koch, Chapter 6, Academic Press, San Diego, 1997.

Apêndice B

A Matriz de Transmitância

B.1 Definição

Dada a matriz de Jones (\mathbf{J}) de um dispositivo óptico e sua transposta conjugada (\mathbf{J}^\dagger):

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} \\ j_{21} & j_{22} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{J}^\dagger = \begin{pmatrix} j_{11}^* & j_{21}^* \\ j_{12}^* & j_{22}^* \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

definimos a matriz de transmitância (\mathbf{T}) como

$$\mathbf{T} = \mathbf{J}^\dagger \mathbf{J} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

ou, explicitamente,

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} |j_{11}|^2 + |j_{21}|^2 & j_{11}^* j_{12} + j_{21}^* j_{22} \\ j_{12}^* j_{11} + j_{22}^* j_{21} & |j_{12}|^2 + |j_{22}|^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

O nome vem do fato que a transmitância de um dispositivo para um estado \mathbf{E}_0 de entrada e \mathbf{E} de saída ($\mathbf{E} = \mathbf{J}\mathbf{E}_0$), a intensidade de saída é então $\|\mathbf{E}\|^2 = \mathbf{E}_0^\dagger \mathbf{T} \mathbf{E}_0$ e a transmitância

$$T = \frac{\|\mathbf{E}\|^2}{\|\mathbf{E}_0\|^2} = \hat{\mathbf{e}}_0^\dagger \mathbf{T} \hat{\mathbf{e}}_0, \quad (\text{B.4})$$

onde $\hat{\mathbf{e}}_0$ é o SOP normalizado de entrada ($\hat{\mathbf{e}}_0 = \mathbf{E}_0 / \|\mathbf{E}_0\|$).

B.2 Autovalores da matriz de transmitância

É óbvio da (B.3) que os elementos de \mathbf{T} satisfazem

$$t_{ij} = t_{ji}^* \quad (\text{B.5})$$

e que, como consequência, \mathbf{T} é um operador **hermitiano**. Portanto, **seus autovalores são reais e** (se estes autovalores são diferentes) **seus autovetores são ortogonais**. Outra característica de \mathbf{T} é que **seus elementos diagonais** (t_{11} e t_{22}) **são não negativos**. É evidente também que, dado que toda transformação unitária preserva a norma dos vetores complexos e que \mathbf{T} é hermitiana, a transmitância T dada em (B.4) é invariante perante tais transformações.

Em geral, a equação secular que determina os autovalores de \mathbf{T} (que indicamos com τ),

$$\det(\mathbf{T} - \tau\mathbf{I}) = 0, \quad (\text{B.6})$$

cujas soluções são

$$\tau_{\pm} = \frac{1}{2} \text{Tr}(\mathbf{T}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\text{Tr}(\mathbf{T}))^2 - 4 \det(\mathbf{T})}, \quad (\text{B.7})$$

onde

$$\text{Tr}(\mathbf{T}) = t_{11} + t_{22}$$

é o traço de \mathbf{T} e

$$\det(\mathbf{T}) = t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21}$$

o seu determinante. O traço e o determinante, assim como os autovalores, são invariantes perante transformações unitárias.

Outro aspecto, menos óbvio, é que os autovalores da matriz \mathbf{T} são não negativos. Isto se deduz dos seguintes fatos. Primeiro, da definição (B.2),

$$\det(\mathbf{T}) = \det(\mathbf{J}^+\mathbf{J}) = |\det(\mathbf{J})|^2, \quad (\text{B.8})$$

deduzimos que $\det(\mathbf{T}) = \tau_+\tau_-$ é real e positivo (ou nulo). Segundo, vemos agora que, como $\det(\mathbf{T}) \geq 0$, a raiz quadrada em (B.7) (que é real porque os autovalores devem ser reais) é menor que $\text{Tr}(\mathbf{T})$. Portanto τ_+ e τ_- são não negativos.

Um dos autovalores de \mathbf{T} pode ser nulo, mas não os dois, pois em tal caso todos os elementos da matriz \mathbf{T} devem ser nulos e se trata então de um dispositivo que simplesmente bloqueia completamente a luz.

Toda matriz hermitiana é diagonalizável em um sistema de referência obtido por uma transformação unitária do sistema inicial. Se realizamos tal transformação \mathbf{U} sobre a matriz \mathbf{T} , teremos, no novo sistema,

$$\mathbf{T}' = \mathbf{U}\mathbf{T}\mathbf{U}^\dagger = \begin{pmatrix} \tau_+ & 0 \\ 0 & \tau_- \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

e os autovetores de \mathbf{T} , que (na versão normalizada) denotamos com $\hat{\mathbf{e}}_+$ e $\hat{\mathbf{e}}_-$, experimentam, segundo a (B.4), respectivamente, transmitâncias τ_+ e τ_- .

B.3 PDT

Consideremos agora um SOP de entrada arbitrário no sistema de referência em que \mathbf{T} é diagonal

$$\mathbf{E}_0 = a\hat{\mathbf{e}}_+ + b\hat{\mathbf{e}}_-, \quad (\text{B.10})$$

com intensidade $\|\mathbf{E}_0\|^2 = |a|^2 + |b|^2$. A transmitância para este SOP de entrada será, de (B.4) e (B.10),

$$T = \hat{\mathbf{e}}_0^\dagger \begin{pmatrix} \tau_+ & 0 \\ 0 & \tau_- \end{pmatrix} \hat{\mathbf{e}}_0 = \frac{|a|^2 \tau_+ + |b|^2 \tau_-}{|a|^2 + |b|^2}. \quad (\text{B.11})$$

Introduzindo a variável

$$r = \frac{|a|^2}{|a|^2 + |b|^2}, \quad (\text{B.12})$$

com $0 \leq r \leq 1$, podemos expressar a transmitância (B.13) na forma compacta

$$T = r\tau_+ + (1-r)\tau_-. \quad (\text{B.13})$$

Variando r entre 0 e 1 em (B.13) podemos determinar as transmitâncias mínima e máxima. Resulta então que a transmitância para um SOP arbitrário está sempre entre

$$T_{\min} = \tau_- \quad (\text{B.14a})$$

e

$$T_{\max} = \tau_+. \quad (\text{B.14b})$$

Portanto, no caso geral, a PDT de qualquer dispositivo linear pode ser expressa em termos dos autovalores da matriz \mathbf{T} do seguinte modo

$$PDT = 10 \log \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} \right). \quad (\text{B.13})$$

É importante notar que os autovetores de \mathbf{T} , se o dispositivo apresenta PDT (portanto seus autovalores são diferentes), são necessariamente ortogonais. Na nossa técnica medição de PDL e PDG utilizando SOPs ortogonais maximizamos a diferença de transmitância observada na tela do osciloscópio. As considerações teóricas aqui apresentadas garantem que ao maximizar o sinal no osciloscópio, automaticamente, achamos os autovetores de \mathbf{T} .

Apêndice C

Erros em Medidas de PDT

A PDT medida com a nossa técnica é obtida da seguinte relação

$$PDT = 10 \log \left(\frac{V_{\max}}{V_{\min}} \right), \quad (\text{C.1})$$

onde V_{\max} e V_{\min} são medidas após cada transiente de ganho, i.e., no estado estacionário. Geralmente a diferença $\delta V = V_{\max} - V_{\min}$ é muito menor que a voltagem média (V_{dc}) e a forma de onda de onda é então medida com o osciloscópio no modo de acoplamento de entrada de corrente alternada ou a.c. (*alternate current*). Desta forma podemos observar pequenas diferenças num escala de milivolts sobre uma voltagem média de um volts. Na Fig. D.1 podemos ver uma forma de onda típica obtida durante medidas do PDG (ou PDT) de um EDFA. Esta forma de onda é capturada por um computador que controla osciloscópio e os dados são analisados com um software gráfico, com o qual podemos ampliar partes da forma de onda capturada e ver detalhes que não são observáveis na tela do osciloscópio. Mas há limites de resolução para esses detalhes.

Todo instrumento apresenta um erro, ϵ , que normalmente, em bons instrumentos, é da ordem de 0,5 % do “fundo de escala”: $\epsilon = 0,5 f_e / 100$. No caso de osciloscópios, se medimos na escala de 2 mV/div e a tela tem 8 divisões, então $f_e = 16$ mV. Em osciloscópios digitais temos ainda o erro de digitalização ΔV_{dig} , ilustrado na Fig. D.1, e que normalmente é de $1/2$ bit. Se osciloscópio digitaliza com 8 bits então, $\Delta V_{\text{dig}} = 1/2 f_e / 2^8$. O erro de qualquer medida de diferença de voltagens (em valor eficaz ou rms) é então

$$\Delta V_{\text{rms}} (8 \text{ bits}, 1 \text{ amostra}) = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta V_{\text{dig}}^2} \approx 0,54 f_e / 100, \quad (\text{C.2})$$

ou seja, praticamente médio por cento do fundo de escala. Valores absolutos de voltagem são medidos com mais imprecisão, mas em física quase sempre medimos diferenças (laser ligado – laser desligado, por exemplo), para subtrair níveis de fundo.

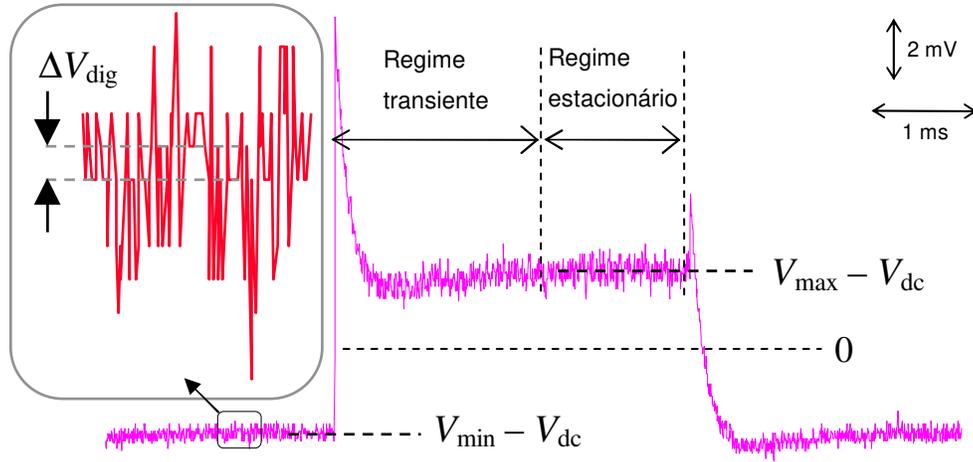


Fig. D.1. Forma de onda típica medida com osciloscópio digital no modo de acoplamento a.c. para um EDFA, mostrando que há incertezas nas determinações de V_{max} e V_{min} . No quadro, uma parte do traço no osciloscópio foi aumentada para mostrar o erro de digitalização ΔV_{dig} .

O osciloscópio digital pode diminuir muito o erro de medição fazendo médias sobre um número N de amostras da mesma forma de onda. Este é o modo de média (*averaging mode*), onde o osciloscópio aumenta o número de bits de digitalização. No modo de média o osciloscópio que utilizamos na medidas de PDG, para $N=128$ digitaliza com 10 bits. Com isto, a variância ϵ^2 e cai por um fator $1/N$ e ΔV_{dig} é 4 vezes menor.

$$\Delta V_{\text{rms}} (10 \text{ bits}, N \text{ amostras}) = \sqrt{\frac{\epsilon^2}{N} + \left(\frac{0,5 f_e}{2^{10}}\right) \Delta V_{\text{dig}}^2} \approx 0,066 f_e / 100, \quad (\text{C.3})$$

ou seja, o erro em relação ao caso $N = 1$ (C.2) cai por um fator ~ 8 .

Diferenciando a eq. (C.1) podemos ver que o erro experimental na PDT, se V_{min} e V_{max} podem ser medidos diretamente no modo de acoplamento de corrente contínua ou d.c. (*direct*

current), é simplesmente

$$\Delta PDT = 10 \log e \sqrt{\left(\frac{\Delta V_{\max}}{V_{\max}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{\min}}{V_{\min}}\right)^2}. \quad (C.4)$$

onde os desvios $\Delta V_{\max} = \Delta V_{\min} = \Delta V_{\text{rms}}$.

Porém, como mencionamos, geralmente δV é muito pequeno e não podemos visualizar V_{\min} e V_{\max} diretamente na tela do osciloscópio no modo d.c.. Nos vemos forçados então a medir δV em uma escala, no modo a.c., e V_{dc} em outra escala no modo d.c. Se δV é pequeno podemos sempre utilizar a aproximação

$$PDT \cong 10 \log e \delta V / V_{\text{dc}} \quad (C.5)$$

(o próximo termo da série de McLaurin é $10 \log e (\delta V / V_{\text{dc}})^3 / 3$), de onde

$$\frac{\Delta PDT}{PDT} \cong \sqrt{\left(\frac{\Delta \delta V}{\delta V}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{\text{dc}}}{V_{\text{dc}}}\right)^2}. \quad (C.6)$$

Nas nossas medidas normalmente atenuamos a potência óptica para garantirmos que o fotodiodo não esteja saturado, limitando-nos a potências tais que a voltagem V_{dc} medida seja menor que 300 mV. Como exemplo de uso da (C.6) em combinação com a (C.3), consideremos que $V_{\text{dc}} = 80$ mV é medido na escala com $f_e = 80$ mV e $\delta V = 4,0$ mV é medido na escala com $f_e = 16$ mV. Usando a (C.3) com $f_e = 80$ mV obtemos $\Delta V_{\text{rms}} = \Delta V_{\text{dc}} = 0,05$ mV e com $f_e = 16$ mV obtemos $\Delta V_{\text{rms}} = \Delta \delta V = 0,01$ mV. Utilizando a (C.6) obtemos então um erro relativo $\Delta PDT / PDT = 0,003$ ou, dado que neste exemplo $PDT = 0,2172$ dB, o resultando final é então $PDT = (0,2172 \pm 0,0006)$ dB. Note que com um erro tão pequeno pode haver diferenças maiores que ΔPDT entre os PDT calculados usando (C.1) ou (C.5). A (C.5) é utilizada apenas para estimar o erro, i.e., para deduzir (C.6), mas, em medidas precisas, não é utilizada para determinar o valor da PDT. Para a PDT sempre usamos a (C.1) com

$$V_{\max} = V_{\text{dc}} + \delta V / 2 \quad \text{e} \quad V_{\min} = V_{\text{dc}} - \delta V / 2.$$

O desvio considerado aqui é somente devido ao erro do instrumento e não as flutuações dos sinais. A flutuação do sinal em medidas de PDG em EDFAs (e em dispositivos com cabos de fibra longos não afixados) pode ser muito maior que o erro instrumental. Porém, se estivermos interessados apenas no PDG (e não, por exemplo nos transientes) podemos diminuir a incerteza devido às flutuações do sinal no computador. Dado que na determinação do *PDG* os valores de V_{\min} e V_{\max} são extraídos das partes da forma de onda nos correspondentes estados estacionários (Fig. D.1), sempre podemos tomar uma média sobre um número consideravelmente grande de pontos (tipicamente $N_p = 400$) de cada parte estacionária da forma de onda. Fazendo isto as flutuações são atenuadas (para $N = 128$ amostras e $N_p = 400$ pontos) por um fator $1/\sqrt{N_p N} \sim 4 \times 10^{-4}$, com o qual geralmente chegamos à resolução instrumental.

O análise apresentado mostra que o nosso método tem precisão suficiente para determinar valores de PDL tão pequenos como 0,0015 dB com erro menor que 10 % ($V_{dc} = 300$ mV com $f_e = 400$ mV). Porém, a visualização do sinal no osciloscópio é essencial na nossa técnica para achar a situação (variando o SOP de entrada no dispositivo) onde δV é máxima; como requer a definição de PDT. Nas condições de trabalho nesta tese, o mínimo valor de δV observável com clareza suficiente para ser maximizado variando o SOP era $\sim 0,3$ mV (na escala mais sensível do nosso osciloscópio, na qual $f_e = 16$ mV). Este valor de δV corresponde (para $V_{dc} = 300$ mV, que pode ser medido na escala com $f_e = 400$ mV) ao menor valor de PDT detectável, $PDT_{\min} = 0,004$ dB com erro menor que 4 %. A resolução das medidas (uma vez digitalizadas e analisadas com algum software gráfico) porém, é muito alta, sendo possível resolver até 0,00015 dB. Os números indicados na Tabela II.4 para nossa técnica são conservativos. Sensibilidade e precisão são diferentes: precisamos um sinal mínimo para detecta-lo (i.e., vê-lo na tela do osciloscópio e termos certeza de que corresponde à máxima PDT), mas uma vez detectado (i.e., capturado pelo computador que controla o osciloscópio) podemos ver seus detalhes com muita resolução e determinar o valor de *PDT* com muita precisão.