

Universidade Estadual de Campinas  
Faculdade de Engenharia Elétrica  
Departamento de Telemática  
Laboratório de Tecnologia Fotônica

## Contribuição ao Modelamento e a Simulação de Sistemas Ópticos de Alto Desempenho

**Autor:** Mario Hugo Zamorano Lucero  
**Orientador:** Prof. Dr. Edson Moschim

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas – FEE-UNICAMP, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de DOUTOR EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por MARIO HUGO ZAMORANO LUCERO e aprovada pela Comissão Julgada em 15 / 09 / 97

Orientador: [Assinatura]

Setembro – 1997

Z14c

33501/BC

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

UNIDADE	BC
N.º CHAMADA:	
	unicamp
	Z14c
	Es.
	8733501
	395/98
	C <input type="checkbox"/> D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	16/04/98
N.º CPD	

CM-00108589-1

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

Z14c

Zamorano Lucero, Mario Hugo

Contribuição ao modelamento e a simulação de sistemas ópticos de alto desempenho / Mario Hugo Zamorano Lucero. --Campinas, SP: [s.n.], 1997.

Orientador: Edson Moschim.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Fibras ópticas. 2. Comunicações ópticas. I. Moschim, Edson. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

---

---

**A Delia, Pamela, Mario y Sebastian**

## Agradecimentos

Ao Prof. Edson Moschim pela sua orientação, paciência e convivência agradável durante todo este tempo.

Aos meus amigos Sandro Marcelo Rossi e Luis Carlos Kakimoto pela inestimável ajuda em todos os momentos do doutorado.

Aos meus colegas do DT.

Aos funcionarios do DT e da CPG, em especial à Flávia e ao Jesus.

A CAPES pela bolsa de estudos, indispensável para o desenvolvimento deste trabalho;

Finalmente, a todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

## Sumário

Nesta tese apresenta-se o estudo, o modelamento, a simulação e a análise de sistemas de comunicação de alto desempenho que usam a fibra óptica monomodo como canal de comunicações. Primeiramente foram levantados os modelos dos dispositivos dos sistemas a simular. Estes modelos posteriormente foram implementados no simulador de enlaços ópticos **PCSIMFO**.

Foram simulados sistemas de alto desempenho do tipo monocanal e multi-canal, para taxas de transmissão da ordem de Gigabits/s e utilizando-se como parâmetros de desempenho do sistema a penalidade de potência, a sensibilidade e a probabilidade de erro na saída do bloco receptor.

## Abstract

This thesis presents the study, modeling, simulation and analysis of high performance communication systems that use single mode optical fiber as a communication channel. First we obtained the models of system devices. These models were implemented a posteriori in the optical links simulator PCSIMFO.

We simulated a high performance single channel and a high performance multichannel that used transmission rate in order of Gigabits/s and we used as performance parameters of the system the power penalty, the sensitivity and an error probability at the end of the receiver block.

# Conteúdo

Pag.

<b>1 Introdução</b>	1
<b>2 Canal óptico</b>	8
2.1 Introdução	8
2.2 Fibra óptica monomodo	10
2.2.1 Atenuação	13
2.2.2 Dispersão	13
2.2.3 Não-linearidades em fibras monomodo	17
2.3 Modelo linear em campo elétrico óptico	19
2.4 Função de transferência da fibra	22
2.5 Capacidade de transmissão	24
2.5.1 Saída do simulador PC-SIMFO	26
2.6 Conclusões	29
<b>3 Modelamento do transmissor e do receptor</b>	32
3.1 Modelamento da transmissão óptica	32
3.1.1 Método numérico	34
3.1.2 Modulação do laser	35
3.1.3 Chirping em frequência	35
3.1.4 Resultados de saída do simulador PC-SIMFO	36
3.2 Modelamento da recepção óptica	39
3.2.1 Receptor óptico padrão	39
3.2.2 Pré-amplificador óptico	40
3.2.3 Modelo de sinal e ruído	42
3.3 Filtros ópticos	44
3.4 Filtro óptico Fabry-Perot	45
3.5 Análise de desempenho do sistema	48
3.5.1 Desempenho através da probabilidade de erro	48
3.5.2 Avaliação da Pe pela aproximação de pulsos truncados	50
3.5.3 Desempenho através do diagrama de olho	52
3.6 Conclusões	53
<b>4 Simulação de sistemas ponto a ponto</b>	57
4.1 Sistema simulado	57
4.2 Resultados e discussão	59
4.3 Conclusões	73
<b>5 Simulação de sistemas WDM</b>	75
5.1 Introdução	75
5.2 Características dos sistemas WDM	75
5.2.1 Acoplador em estrela	77

5.2.2 Interferência entre canais (crosstalk)	77
5.3 Simulação de sistemas WDM monocanal	79
5.4 Simulação de sistemas WDM de 4 canais	81
5.5 Conclusões	86

## **6 Conclusão** \_\_\_\_\_ 89

### **Anexos** \_\_\_\_\_ 91

#### Anexo 2.1 \_\_\_\_\_ 91

##### 2.1.1 Equação modal em fibras de índice degrau \_\_\_\_\_ 91

#### Anexo 2.2 \_\_\_\_\_ 100

##### 2.2.1 Refração não linear \_\_\_\_\_ 100

#### Anexo 2.3 \_\_\_\_\_ 105

##### 2.3.1 Modelamento da propagação em fibras monomodo \_\_\_\_\_ 105

#### Anexo 2.4 \_\_\_\_\_ 110

##### 2.4.1 Aplicação do modelo linear em campo óptico \_\_\_\_\_ 110

# Capítulo 1

## Introdução

O uso da luz para propósitos de comunicação é muito antigo, se considerarmos a comunicação óptica num sentido amplo. Formas primitivas de fontes ópticas, tais como o sol e o fogo, foram usadas na antiguidade para transmitir informação num formato muito simples, [1]. Um exemplo mais recente aconteceu em 1792, quando o francês Claude Chappe transmitiu mensagens codificadas sobre aproximadamente 100 km, através de um dispositivo mecânico (semáforo), o que permitia transmissão de sinais a distâncias visuais. Este é considerado o primeiro sistema de comunicação digital de alta velocidade, mesmo que para a terminologia atual seja um sistema *lento*, com uma taxa de transmissão de pulsos, ( $B$ ), menor de 1 pulso por segundo ( $B < 1$  b/s). O advento da telegrafia, em 1830, substituiu o uso da luz pela eletricidade e deu início à era da comunicação elétrica. A taxa de transmissão é incrementada até  $\sim 10$  b/s pelo uso de novas técnicas de codificação, como o alfabeto Morse. O uso de estações repetidoras permitiu comunicações sobre longas distâncias (até  $\sim 1000$  km). De fato o primeiro cabo transatlântico foi operado em 1866. A telegrafia usava um esquema digital através de dois pulsos elétricos de durações diferentes. A invenção do telefone, em 1876 trouxe uma grande mudança no formato do sinal elétrico transmitido. O formato digital foi trocado pelo formato analógico. Esta técnica dominou os sistemas de comunicações por quase um século.

O desenvolvimento mundial das redes telefônicas, durante o século 20 trouxe muitos avanços no projeto de sistemas de comunicações. O uso de cabos coaxiais, em lugar do par trançado, aumentou consideravelmente a capacidade dos sistemas. Em 1940 foi instalado o primeiro sistema com cabo coaxial, de 3MHz, podendo transmitir até 300 canais de voz ou um canal de televisão. Esta limitação levou ao desenvolvimento dos

sistemas de comunicações de microondas, onde usa-se portadoras eletromagnéticas de  $\sim 1$ -10 GHz para transmitir o sinal através de alguma técnica de modulação. O primeiro sistema de microondas começou a operar em 4 GHz, em 1948. Tanto os sistemas de cabos coaxiais como os sistemas de microondas evoluíram bastante, chegando a operar à taxas de transmissão de 100 Mb/s. Uma severa limitação dos sistemas com cabos coaxiais é a distância entre repetidores ( $\sim 1$ km), o que o faz muito caro. Mesmo que os sistemas por microondas tenham espaçamento maiores que os de cabos coaxiais, eles estão limitados na sua taxa de transmissão pela frequência da portadora de tais ondas. A capacidade dos sistemas de comunicação é, geralmente, medida pelo produto da taxa de transmissão e distância, o chamado produto  $BL$ , onde  $B$  é a taxa de transmissão e  $L$  é a distância entre terminais. Os sistemas de comunicações com o produto  $BL$  de  $\sim 100$  (Mb/s).km estiveram disponíveis nos anos 70.

Durante a segunda metade deste século começou-se a estudar a possibilidade de usar portadoras ópticas para a transmissão de sinais, o que permitiria aumentar significativamente o produto  $BL$ . Nos anos 60 surgiram o laser de gás e a fibra óptica (com uma atenuação de mais de 1000 dB/km). Nos 70, as fibras ópticas apresentavam perdas de 20 dB/km e os lasers, feitos com semicondutores de arseneto de gálio, GaAs, funcionavam a temperatura ambiente. A partir daí, os sistemas de comunicação por fibra óptica começam a se popularizar. De 1974 até hoje, foram desenvolvidos 5 gerações de sistemas ópticos. A primeira geração de sistemas ópticos comerciais, desenvolvida em 1978, foi projetada para taxas de 2 a 140 Mb/s, utilizando lasers multimodo de GaAs operando em 850 nm, detectores de silício e fibras ópticas multimodo com perdas entre 4 a 6 dB/km. A distância entre repetidores variavam entre 5 e 10 km ( $BL \sim 500$  (Mb/s).km). A segunda geração surgiu no início dos anos 80. Primeiramente usou-se lasers e detectores de fosfeto de índio (InP), com emissão na faixa de 1300 nm, na qual a fibra possui dispersão mínima e baixa atenuação. A distância entre repetidores era de 20 km. Esses sistemas empregavam fibras multimodo com atenuação da ordem de 1 dB/km e dispersão modal, a qual limitava a taxa de bits em torno dos 100 Mb/s. Esta limitação foi superada pelo uso da fibra óptica monomodo. Resultados experimentais [2], mostraram, já em 1981, uma transmissão de 2 Gb/s sobre 44 km usando fibra monomodo. Em 1987 os sistemas comerciais da segunda geração usando fibra monomodo, operavam em 1300 nm a uma taxa de 1.7 Gb/s sobre uma distância de 50 km. O espaçamento entre os repetidores dos sistemas da segunda

geração era limitado pelas perdas da fibra (1 dB/km), em 1300 nm.

Em 1979 obteve-se atenuações de 0,2 dB/km, em fibras ópticas de sílica, na região de 1550 nm de comprimento de onda, mas a dispersão nesta região é muito grande, a qual impossibilitou o uso de lasers multimodo. Este problema foi resolvido através do projeto de fibras com dispersão mínima em 1550 nm e limitando a largura espectral dos lasers pelo uso de lasers monomodo. Em 1985, resultados experimentais mostraram a possibilidade de transmitir informação de 4 Gb/s sobre distâncias superiores a 100 km, entretanto só em 1990, foi possível obter sistemas comerciais da terceira geração. Estes sistemas operam em 1550 nm a uma taxa de 2,4 Gb/s. Através de um projeto cuidadoso dos transmissores e receptores ópticos é possível estender a taxa até 10 Gb/s. Nestas velocidades uma limitação básica é a modulação direta causando o “chirp” (gorjeio) da fonte óptica. Em presença da dispersão da fibra esses efeitos degradam o desempenho do sistema. A melhor alternativa é usar fibras com dispersão deslocada juntamente com lasers estritamente monomodo. A quarta geração de sistemas de comunicação por fibra óptica está relacionada com o aumento da taxa de transmissão através do uso da multicanalização por divisão de comprimento de onda (WDM) e do aumento da distância entre repetidores pelo uso dos amplificadores ópticos. Nestes sistemas usa-se esquemas de detecção coerente (homódina ou heteródina) ou detecção direta. Nos primeiros tem-se obtido resultados experimentais tais como multiplexação de 100 canais de 622 Mb/s usando um acoplador estrela e transmitidos sobre 50 km de fibra, [3], ou transmissão monocanal a 2,5 Gb/s sobre uma fibra de 2223 km de comprimento, sem regeneração do sinal, sendo as perdas compensadas através de amplificadores ópticos colocados a cada 80 km [4]. No caso de sistemas de detecção direta tem-se demonstrado transmissão de informação até 4500 km a uma taxa 2,5 Gb/s e sobre 1500 km a uma taxa de 10 Gb/s. Usando uma configuração em loop, em laboratório, tem-se obtido uma transmissão até 21.000 km a 2,4 Gb/s e até sobre 14.300 km a uma taxa de 5 Gb/s, [5]. A partir de 1990, o amplificador óptico, particularmente o de fibra dopada a erbio (EDFA), tem tido um impacto muito grande sobre o projeto de sistemas de comunicação por fibra óptica.

A quinta geração de sistemas de comunicação por fibras ópticas acha-se em estado de pesquisa e desenvolvimento. É baseada na propagação de sólitons, pulsos ópticos que preservam sua forma quando propagam-se numa fibra sem perdas, neutralizando o efeito da dispersão através da não linearidade da fibra. Mesmo que as idéias básicas

sobre propagação solitônica tenham sido propostas em 1973 [6], foi só no ano 1988 que experiências de laboratório mostraram a viabilidade de transmissão de informação em 4.000 km, compensando as perdas da fibra através de espalhamento Raman estimulado [7]. A partir de 1989 tem-se usado o amplificador de fibra dopada com Erbó para amplificação solitônica. Sistemas de transmissão experimentais tem sido registrados até 1.000 km de fibra a uma taxa de 10 Gb/s e até 350 km a uma taxa de 20 Gb/s [8]. Usando-se uma configuração em loop, transmissão de sólitons a 2,4 Gb/s até 24.000 km tem sido divulgada [9]. A propriedade básica de uma fibra óptica monomodo é sua enorme largura de banda na região de baixas perdas (1,2 - 1,6  $\mu\text{m}$ ), de aproximadamente 25 THz. Para usar essa largura de banda há necessidade de pulsos ópticos da ordem dos femtosegundos, necessários para os sistemas TDM utilizarem completamente a capacidade da fibra. Infelizmente, a transmissão monocanal pela fibra é limitada em velocidade, abaixo da real capacidade da fibra devido às limitações de velocidade dos componentes optoeletrônicos e aos efeitos dispersivos [10]. Enquanto desenvolve-se a tecnologia de pulsos ultra curtos, a largura de faixa, oferecida pela fibra óptica, é aproveitada de uma maneira prática, através da sua divisão em múltiplos canais por meio de diferentes comprimentos de onda. Esta técnica é conhecida como multicanalização por divisão de comprimento de onda WDM (Wavelength Division Multiplexing). As principais características da técnica WDM são que a largura de faixa da fibra é mais facilmente acessada no domínio do comprimento de onda que no do tempo e que os comprimentos de ondas discretos formam um conjunto ortogonal de portadoras, que podem ser separadas, roteadas e comutadas sem interferência entre elas, enquanto a potência óptica total permanece baixa [11]. Embora os sistemas de comunicação por fibra óptica evoluam constantemente, devido ao surgimento de novos dispositivos ópticos (um exemplo importante é o amplificador óptico), os sistemas atuais tem alcançado um certo grau de maturidade.

Nosso trabalho será voltado para os sistemas de quarta geração. Estes sistemas ópticos de alta taxa de transmissão, denominados aqui de sistemas de alto desempenho, estão sendo abordados com novas concepções sistêmicas, que precisam ser discutidas, avaliadas e dimensionadas, geralmente usando recursos computacionais. O presente trabalho dedica-se ao estudo, ao modelamento, a simulação e a análise de sistemas de comunicação de alto desempenho por fibra óptica, monocanal e multicanal. No capítulo II apresenta-se as principais características de uma fibra óptica monomodo. Em particular estuda-se suas

características de transmissão. Discute-se, neste capítulo, o modelamento da propagação de pulsos ópticos num canal de comunicação formado por uma fibra óptica monomodo. Faz-se o estudo geral, considerando o canal óptico dispersivo e não linear. Este estudo permite derivar o modelo linear dispersivo que será usado para simular os sistemas ópticos de nosso interesse. No capítulo III apresenta-se o modelamento de uma transmissão e de uma recepção, dos sistemas de alto desempenho. Discute-se a configuração do receptor óptico com e sem amplificação óptica. Os modelos desenvolvidos neste capítulo foram implementados no ambiente de simulação PC-SIMFO, um software de comunicação desenvolvido no Laboratório de Tecnologia Fotônica. O capítulo IV apresenta os resultados obtidos na simulação dos sistemas de alto desempenho monocanal. Os resultados obtidos, a partir da simulação, nos sugerem critérios básicos de operação destes sistemas para um melhor desempenho. Propomos neste capítulo a técnica de filtragem do chirp, na saída do transmissor, como uma alternativa para melhorar o desempenho de sistemas em 10 Gb/s. No capítulo V apresentamos os resultados para os sistemas multicanal. Os resultados foram obtidos para um sistema de quatro canais de comprimentos de onda diferentes.

# Bibliografia

- [1] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications System*, Ed. John Wiley, 1992.
- [2] J. I. Yamada, S. Machida and T. Kimura, "2 Gbit/s optical transmission experimental at 1,3  $\mu\text{m}$  with 44 km single-mode fiber", *Electron. Letters*, **17**, 479, 1981.
- [3] H. Toba, T. Oda, K. Nakanishi, N. Shibata and K. Nosu, "100 channel optical FDM transmission distribution at 622 Mbit/s over 50 km utilizing a waveguide frequency selection switch", *Electron. Letters*, **26**, 376, 1990.
- [4] S. Saito, T. Imai, T. Sugie, N. Ohkawa, Y. Ichihashi and T. Ito, "Coherent transmission experimental over 2.223 km at 2,5 Gbit/s using erbium doped amplifiers", *Electron. Letters*, **26**, 669, 1990.
- [5] N. S. Bergano, S. Aspell, C. R. Davidson, P. R. Trischitta, B. M. Nyman and F. W. Kerfoot, "Bit error measurements of 14.000 km 5 Gbit/s fibre-amplifier transmission system using circulating loop", *Electron. Letters*, **27**, 1991.
- [6] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142, 1973.
- [7] L. F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of soliton transmission over more 4.000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain", *Optic Letters*, **13**, 675, 1988.
- [8] E. Yamada, K. Suzuki and M. Nakazawa, "10 Gbit/s single-pass soliton transmission over 1.000 km", *Electron. Letters*, **27**, 1289, 1991.
- [9] L. F. Mollenauer, B. M. Nyman, M. J. Neubelt, G. Raybon and S. G. Evangelides, "Demonstration of soliton transmission at 2,4 Gbit/s over 12.000 km", *Electron. Letters*, **27**, 178, 1991.

- [10] Masahiko Fujiwara et al., "Multiwavelength Optical Technology and Networks", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **114**, 932, 1996.
- [11] C. Brackett, "Dense Wavelength Division Multiplexing Networks: Principles and Applications", *IEEE J. on Sel. Area in Commun.*, **8**, 948, 1990.

# Capítulo 2

## Canal óptico

*Neste capítulo apresenta-se um estudo sobre a fibra óptica monomodo, quando usada como um canal de comunicação. Estuda-se as suas principais características tais como atenuação, dispersão e não linearidades. Desenvolve-se um modelo linear para a transmissão de pulsos. Neste caso, a fibra é caracterizada por sua função de transferência no domínio do campo óptico. Estes modelos fazem parte da biblioteca de modelos implementadas no ambiente PC-SIMFO. São apresentados resultados para uma transmissão de pulsos de 2, 5 e 10 Gb/s.*

### 2.1 Introdução

Uma fibra óptica é um guia dielétrico cilíndrico que opera na região das frequências ópticas. As fibras ópticas consistem basicamente de um arranjo coaxial de dois vidros homogêneos, no qual a parte central (núcleo) possui índice de refração  $n_1$  ligeiramente maior que o da parte externa (casca),  $n_2$ . Este tipo de fibra denomina-se de índice degrau. A condição  $n_1 > n_2$  permite obter o fenômeno de reflexão interna total que permitirá o confinamento da luz pelo núcleo. O guiamento de luz dentro da fibra pode ser descrito através da óptica geométrica por meio da lei de Snell. Deste modo a luz será guiada quando incidir na interface ar - fibra, com um ângulo menor que o ângulo de aceitação  $\phi_a$ . Este ângulo é normalmente expresso em termos da abertura numérica, NA, dada por [1]

$$NA = \text{sen}\phi_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.1)$$

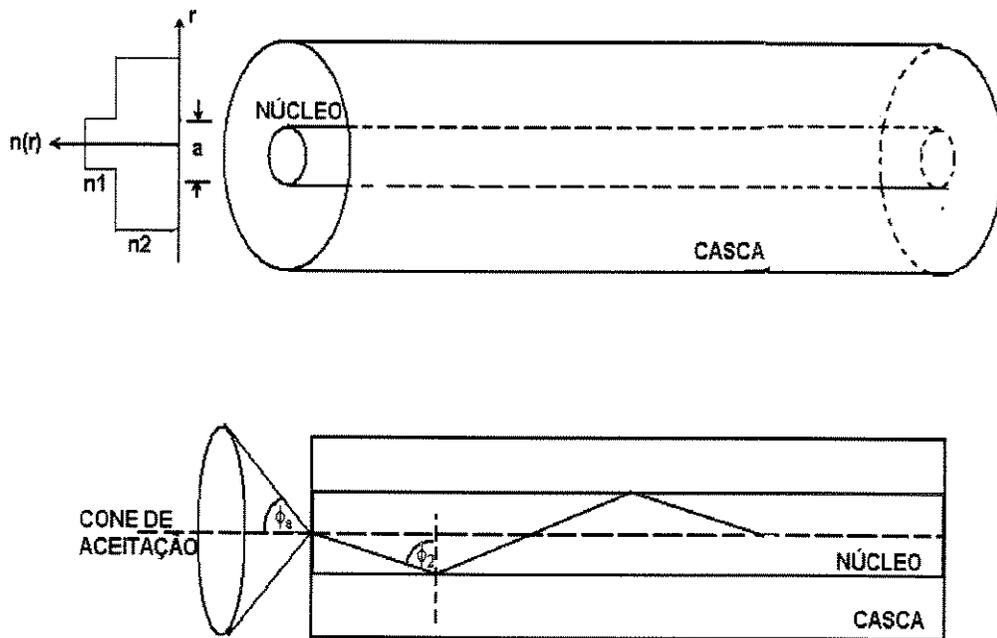


Figura 2.1: Modelo de uma fibra óptica convencional. Na figura superior apresenta-se as características geométricas de uma fibra de índice degrau. Na figura inferior o modelo de propagação.

A abertura numérica é a capacidade de captura de luz da fibra óptica .

Para  $n_1$  próximo de  $n_2$ , a Equação 2.1 pode ser aproximada por [2]

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.2)$$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

onde  $\Delta$  é diferença relativa dos índices de refração do núcleo e da casca. O valor de  $\Delta$  é um compromisso entre a quantidade de luz acoplada na fibra e o fenômeno de dispersão intermodal, que se produz por múltiplos percursos. Nem todos os raios menores que o ângulo crítico propagam-se na fibra. Isto é explicado quando consideramos a fase da onda plana associada ao raio, onde uma condição de fase deve ser satisfeita na direção transversal à direção de propagação. Estas soluções são chamadas modos. Assim, vários modos viajando por caminhos com “comprimentos diferentes”, dependendo do ângulo de incidência, resultarão numa dispersão temporal da energia do pulso. Uma fibra que

permite aumentar o desempenho, em relação à dispersão temporal, é a fibra de índice gradual, a que tem um índice de refração parabólico na direção radial. Desta maneira, os raios que viajarem com os maiores trajetos terão como compensação índices de refração menores, ou seja, terão velocidade maior do que aqueles de menor trajeto, que viajam mais próximo ao centro da fibra. As fibras com índice gradual chegam a possuir um produto taxa de transmissão versus distância da ordem de  $\sim 10 (Gb/s).km$ , o que representa uma melhora de quase três ordens de grandeza comparada com a fibra de índice degrau. Uma terceira configuração de fibra óptica, denominada monomodo, permite apenas a propagação do raio que viaja paralelo ao centro da fibra. Mas, neste caso, a dimensão do núcleo da fibra é da mesma ordem que o do comprimento de onda e a óptica geométrica torna-se um instrumento insuficiente para análise, sendo necessário o uso da óptica física para se ter um entendimento mais completo do mecanismo de propagação na fibra.

## 2.2 Fibra óptica monomodo

As fibras ópticas monomodo só suportam o modo  $HE_{11}$ , conhecido também como o modo fundamental da fibra. A fibra é projetada para cortar os modos de mais alta ordem. É assim que as fibras ópticas utilizadas em sistemas de comunicações, para operação monomodo, a partir de  $1,2 \mu m$  de comprimento de onda, apresentam os seguintes valores de parâmetros físicos:  $n_1 = 1,45$ ,  $\Delta = 3 \times 10^{-3}$  e  $a \simeq 4 \mu m$ .

A condição monomodo é determinada pelo valor de  $V$ , para o qual os modos  $TE_{01}$  e  $TM_{01}$  chegam ao corte. As equações dos dois modos são obtidas no Anexo 2., e são dadas por [2]

$$\left[ \frac{J'_0(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{wK_0(wa)} \right] = 0 \quad (\text{modos } TE_{0m}) \quad (2.4)$$

$$\left[ k_1^2 \frac{J'_0(ua)}{uJ_0(ua)} + k_2^2 \frac{K'_0(wa)}{wK_0(wa)} \right] = 0 \quad (\text{modos } TM_{0m}) \quad (2.5)$$

onde  $u^2 = k_1^2 - \beta^2$ , sendo  $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$  a constante de propagação para ondas planas TEM no núcleo da fibra;  $w^2 = \beta^2 - k_2^2$ , sendo  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$  a constante de propagação para ondas planas TEM na casca da fibra;  $\beta$  é a componente  $z$  da constante de propagação  $k$  e  $a$  é o raio do núcleo. Através de uma análise numérica, mostra-se que se  $V < 2,405$

(primeira raiz da função de Bessel de primeiro tipo e primeira ordem  $J_0(V)$ ), apenas o modo  $HE_{11}$  pode existir, ou seja, a fibra torna-se monomodo.

Em uma fibra monomodo há, realmente, dois modos de propagação degenerados e independentes. Estes modos são muito similares mas seus planos de polarização são ortogonais. Qualquer um pode ser o modo  $HE_{11}$ . Geralmente o campo elétrico da luz que propaga ao longo de uma fibra é a superposição linear dos dois modos de polarização e depende da polarização da luz acoplada na fibra. Suponha-se que, arbitrariamente, um dos modos de polarização do campo elétrico estiver na direção  $x$  e o outro, modo ortogonal independente, na direção  $y$ . No caso de uma fibra óptica ideal (geometria cilíndrica perfeita e material isotrópico), o modo excitado na direção  $x$  não se acopla ao modo polarizado na direção  $y$ . Porém, na prática, a geometria cilíndrica não é perfeita e há pequenas flutuações na isotropia do material, portanto tem-se uma mistura dos dois estados de polarização ao perder-se o modo degenerado. A constante de propagação,  $\beta$ , é diferente para os modos polarizados na direção  $x$  e na  $y$ . Esta propriedade é conhecida como birefringência modal. O grau de bi-refringência modal,  $B_M$ , é definido por [1] [3]

$$B_M = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (2.6)$$

onde  $n_x$  e  $n_y$  são os índices efetivos dos modos nas duas direções dos estados de polarização ortogonal. Demonstra-se que, para um valor dado de  $B_M$ , a potência que se propaga no interior da fibra é acoplada, periodicamente entre os dois modos, com um período  $L_B$  dado por

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B_M} \quad (2.7)$$

$L_B$  é denominado de comprimento de batimento. O eixo, ao longo do qual o índice efetivo do modo é menor, é denominado eixo rápido, já que a velocidade de grupo da propagação da luz é maior. Pela mesma razão, o eixo com o índice efetivo do modo maior é chamado de eixo lento.

Em fibras convencionais,  $B_M$  não é constante ao longo da fibra, mas muda aleatoriamente devido às flutuações na forma do núcleo e da anisotropia. Em consequência a luz acoplada na fibra entra com polarização linear e rapidamente alcança um estado de polarização arbitrária. Porém, tem-se aplicações nas quais é necessário que a polarização

não mude; tais fibras chamam-se de polarização mantida ou preservada. Para obter este tipo de fibra injeta-se nela uma grande quantidade de bi-refringência ( $B \sim 10^{-4}$ ).

Fibras de polarização mantida necessitam da identificação dos eixos rápido e lento, antes que a luz polarizada linearmente seja acoplada na fibra. Se o eixo de polarização da luz incidente coincide com o eixo rápido ou lento, a polarização não mudará durante a propagação. Ao contrário, se o eixo de polarização faz um ângulo com os eixos rápido ou lento, a polarização mudará continuamente ao longo da fibra com um período igual ao comprimento de batimento dado pela equação 2.7. A Figura 2.2 mostra a evolução da polarização, em um comprimento de batimento, ao longo de uma fibra birefringente. O estado de polarização muda, na metade do comprimento de batimento, de linear para elíptica, elíptica para circular, circular para elíptica, e então volta a linear, mas com uma rotação de  $90^\circ$  em relação à polarização linear incidente. O processo repete-se na outra metade do comprimento de batimento, tal que o estado inicial recupera-se em  $z=L_B$  e seus múltiplos. O comprimento de birefringência é  $\sim 1$  cm para fibras fortemente birefringentes ( $B \sim 10^{-4}$ ).

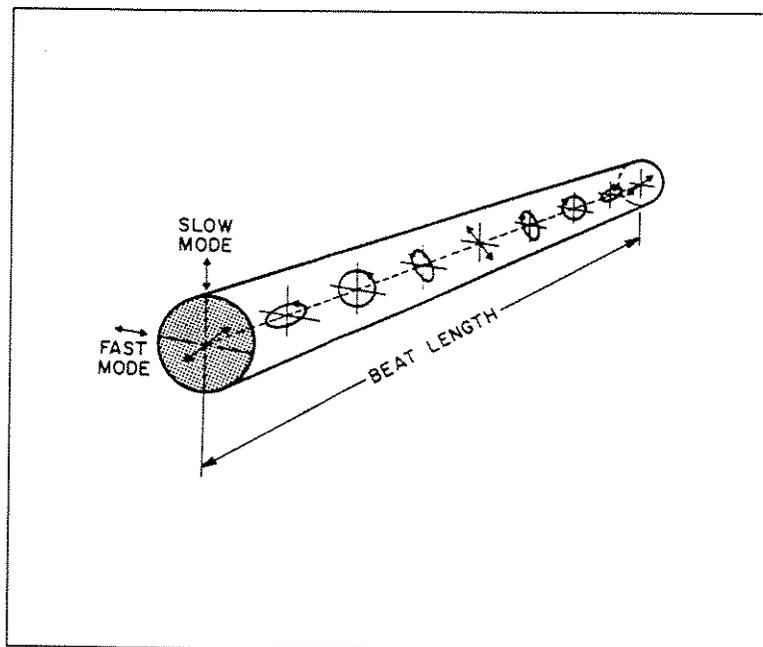


Figura 2.2: Evolução da polarização em uma fibra óptica birefringente ao longo de um comprimento de batimento. A polarização inicial é linear e de  $45^\circ$  em relação aos eixos lento e rápido. [6]

### 2.2.1 Atenuação

As perdas na fibra óptica dependem do comprimento de onda da luz. A figura 2.3 mostra o espectro de perdas da fibra óptica monomodo. A fibra tem uma atenuação mínima, de aproximadamente  $0,2 \text{ dB/km}$ , perto da terceira janela óptica. As perdas são muito maiores a comprimentos de ondas menores, chegando a  $1 - 10 \text{ dB/km}$  na região visível do espectro. Observa-se, porém, que uma atenuação de  $10 \text{ dB/km}$  corresponde a uma constante de atenuação de apenas  $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ , o que é consideravelmente menor que as perdas da maioria dos outros materiais. A atenuação é dada, de maneira intrínseca, pela absorção e dispersão do material dielétrico que constitui o núcleo e a casca da fibra óptica.

### 2.2.2 Dispersão

Em fibras ópticas monomodo, o alargamento do pulso é devido à velocidade de grupo associada ao modo propagante que é dependente da frequência, fenômeno chamado de dispersão cromática. Como resultado, as diferentes componentes espectrais do sinal gerado pela fonte propagam-se com pequenas diferenças de velocidade de grupo, embora no mesmo modo da fibra, chegarão dessincronizadas à saída da fibra, provocando a chamada dispersão da velocidade de grupo (GVD). A dispersão da velocidade de grupo tem duas componentes: a dispersão material e a dispersão do guia de onda. Considere uma fibra monomodo com comprimento  $L$ . Uma componente específica com frequência angular  $\omega$  chegaria a saída da fibra depois de um tempo de trânsito pela fibra  $\tau_g = L/v_g$ , onde  $v_g$  é a velocidade de grupo definida como

$$v_g^{-1} = \frac{d\beta}{d\omega} = \beta_1 \quad (2.8)$$

onde  $\beta$  é a constante de propagação do modo e  $\omega$  é a frequência angular do modo.

Tomando uma fonte óptica com uma largura espectral  $\Delta\omega$ , tem-se uma variação no tempo de trânsito para cada componente de frequência dentro da faixa de emissão, resultando no seguinte espalhamento temporal

$$\Delta\tau_g = \frac{d\tau_g}{d\omega} \Delta\omega = L \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (2.9)$$

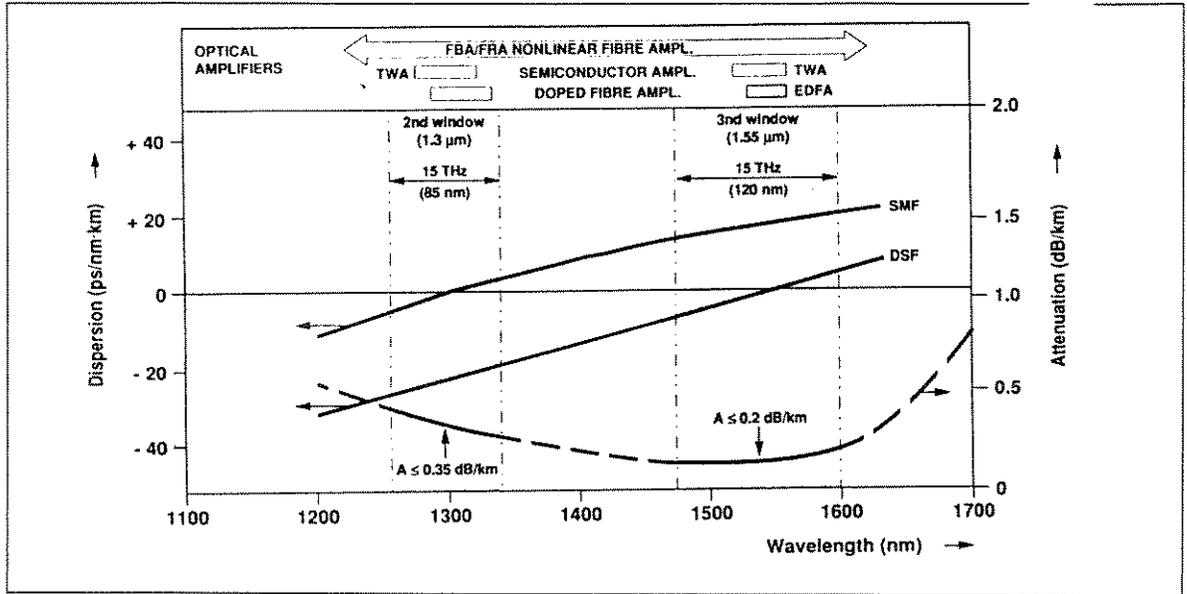


Figura 2.3: Atenuação e dispersão para fibra óptica monomodo convencional (SMF) e para fibra con dispersão deslocada (DSF).

O parâmetro  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  é conhecido como GVD (Group Velocity Dispersion), e determina quanto um pulso pode-se alargar no interior da fibra. Como nos sistemas de comunicação óptica a largura espectral da fonte, geralmente, é dada em unidades de comprimento de onda ( $\Delta\lambda$ ), substitui-se  $\Delta\omega$  por  $\Delta\lambda$ . Usando  $\omega = 2\pi c/\lambda$  e  $\Delta\omega = (-2\pi c/\lambda^2)\Delta\lambda$ , a eq. 2.9 pode-se escrever

$$\Delta\tau_g = L \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) \Delta\lambda = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \beta_2 L \Delta\lambda = DL\Delta\lambda \quad (2.10)$$

onde

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.11)$$

$D$  é chamado de coeficiente de dispersão e é usualmente expresso em ps/(nm km). O efeito do coeficiente de dispersão na taxa de transmissão que a fibra óptica pode suportar pode ser calculado considerando o máximo espalhamento temporal do pulso menor do que 20% do intervalo do pulso, ou seja

$$BL |D| \Delta\lambda < 0,2 \quad (2.12)$$

Esta equação dá uma estimativa do produto  $BL$  oferecido pelas fibras ópticas monomodo. Demonstra-se que o coeficiente  $D$  pode ser dividido em duas partes [1]

$$D = D_M + D_W \quad (2.13)$$

onde  $D_M$  é a dispersão promovida pelo material que compõe a fibra e  $D_W$  é a dispersão do guia de onda.

Na figura 2.4 temos a composição dos dois mecanismos de dispersão resultando na dispersão total apresentada pela fibra, em ps/(nm km), em função do comprimento de onda, em  $\mu m$ . O fato mais importante é o cancelamento da dispersão  $D$  (ou  $\beta_2$ ) em torno de  $1,31 \mu m$ . Se não existisse a  $D_W$  a dispersão seria promovida apenas pela sílica, o que resultaria no ponto de dispersão nula em torno de  $1,276 \mu m$ . Note que ainda a segunda janela ( $1,31 \mu m$ ) reuniu duas características importantes para o desempenho do sistema óptico; valores de dispersão e atenuação baixos.

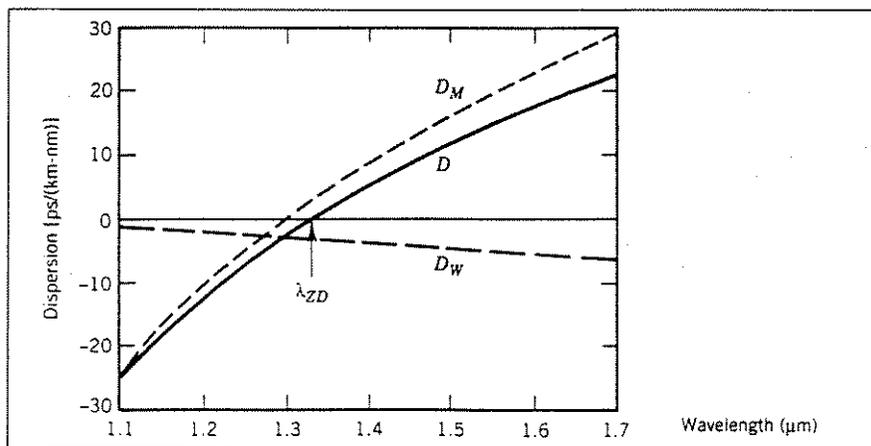


Figura 2.4: Contribuições relativas da dispersão do guia de onda,  $D_W$ , e da dispersão material,  $D_M$ , para a dispersão total  $D$  em uma fibra óptica monomodo convencional.

Considerando que a dispersão do guia de onda depende dos parâmetros estruturais da fibra é possível manipular o raio do núcleo e a diferença de índices. Este fato tornou possível a construção das fibras com dispersão deslocada e com dispersão aplainada pela alteração do valor da dispersão de guia de onda. O projeto com dispersão modificada envolve o uso de múltiplas camadas de cascas e perfis especiais de índice de refração. O comprimento de onda para o qual o coeficiente de dispersão,  $D$ , é igual a zero, chama-se de comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_{ZD}$  (ZDWL: Zero-Dispersion WaveLength).

Porém, nesta região os efeitos dispersivos não desaparecem por completo, ainda persistindo os efeitos dispersivos de mais alta ordem ( $\beta_3$  e  $\beta_4$ ). Isto pode ser facilmente entendido quando lembramos que o nosso sinal óptico possui uma largura espectral  $\Delta\lambda$  e a dispersão é nula apenas em um ponto  $\lambda_{ZD} = 0$ . A dispersão de alta ordem é então governada pela inclinação da curva de dispersão

$$S = \frac{dD}{d\lambda} \quad (2.14)$$

O parâmetro  $S$  é também chamado de coeficiente diferencial de dispersão. Usando a equação 2.10 tem-se

$$S = \frac{2\pi}{\lambda^2}\beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3}\beta_2, \quad (2.15)$$

$$\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega} = \frac{d^3\beta}{d\omega^3}. \quad (2.16)$$

Valores típicos de  $S$  para pontos de dispersão nula são  $0,085 \text{ ps}/(\text{nm}^2\text{km})$  para  $1,31 \mu\text{m}$  e  $0,05 \text{ ps}/(\text{nm}^2\text{km})$  para  $1,55 \mu\text{m}$  (fibra com dispersão deslocada). Podemos avaliar o desempenho para operação no zero de dispersão, da seguinte maneira

$$BL | S | (\Delta\lambda)^2 < 0,2 \quad (2.17)$$

equação que mostra que para lasers multimodos com  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$  e uma fibra com dispersão deslocada com  $S = 0,05 \text{ ps}/(\text{km nm}^2)$  em  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ , o produto  $BL$  aproxima-se de  $5 \text{ (Tb/s).km}$ . Melhor desempenho, só usando lasers monomodo.

Como foi estabelecido anteriormente, o fenômeno de birefringência aparece em fibras ópticas monomodo devido à não simetria perfeita na estrutura circular da fibra, o que leva a valores de índices de refração diferentes nas direções  $x$  e  $y$ . Em conseqüência, os modos propagantes não serão exatamente degenerados, propagando-se com velocidades diferentes em cada polarização, resultando em um processo de dispersão temporal da potência do pulso. Este fenômeno denomina-se dispersão por polarização do modo e é dado por

$$\frac{\Delta T}{L} = \left| \frac{1}{v_{gx}} - \frac{1}{v_{gy}} \right| = \left| \frac{d\beta_x}{d\omega} - \frac{d\beta_y}{d\omega} \right| \quad (2.18)$$

onde  $x$  e  $y$  são as direções da polarização linear e  $\Delta T$  é o tempo de atraso para uma fibra de comprimento  $L$ . A dispersão por polarização do modo, em fibras ópticas monomodo,

é da ordem de  $0,1 \text{ ps/km}$  e é muito pequena quando comparada com a GVD, pelo que o fenômeno só tem importância quando a GVD é pequena ou nula.

A recomendação G.652 [4] para fibras monomodo estabelece valores de atenuação na faixa de  $0,3 - 0,4 \text{ dB/km}$  na região  $1,31 \text{ }\mu\text{m}$  e  $0,15 - 0,25 \text{ dB/km}$  e  $17 \text{ ps/nm.km}$  de coeficiente de dispersão na região  $1,55 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 2.2.3 Não-linearidades em fibras monomodo.

Devido a sua natureza dielétrica, a fibra óptica monomodo responde de uma maneira não linear quando é excitada por campos eletromagnéticos de grande intensidade. Em consequência a polarização induzida a partir dos dipolos elétricos é não linear em termos do campo elétrico. Se a frequência óptica está próxima da ressonância do meio, a avaliação da polarização requer aproximações da mecânica quântica, no caso da sílica temos que as frequências ópticas de interesse estão longes da ressonância e podemos usar a relação [6]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0[\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots] \quad (2.19)$$

onde  $\mathbf{P}$  é o vetor de polarização,  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico,  $\epsilon_0$  é a permissividade dielétrica do vácuo e  $\chi^{(n)}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) é a susceptibilidade de ordem  $n$ . A susceptibilidade linear  $\chi^{(1)}$  representa a contribuição dominante na polarização  $\mathbf{P}$  e seus efeitos são incluídos através do índice de refração  $n$  e do coeficiente de atenuação  $\alpha$ . A susceptibilidade de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  é responsável pelos efeitos não lineares de geração de segundo harmônico e soma de frequências e está presente em materiais que não tem simetria de inversão na sua estrutura molecular. As fibras ópticas são feitas de sílica fundida, que sendo um meio isotrópico apresenta simetria de inversão, deste modo, as fibras ópticas não exibem, normalmente, efeitos não lineares de segunda ordem. Contudo, os dipolos magnéticos e quadripolos elétricos podem gerar fracos efeitos não lineares de segunda ordem. Sob certas condições os dopantes no núcleo da fibra também podem contribuir para a geração do segundo harmônico. Os efeitos não lineares de mais baixa ordem em fibras óptica tem sua origem na susceptibilidade de terceira ordem,  $\chi^{(3)}$ , a qual é responsável pela geração de harmônicos de terceira ordem, pela mistura de quatro ondas e pela refração não linear. As não linearidades em fibras ópticas podem ser divididas em dois grupos: associadas à refração não linear e associadas ao espalhamento inelástico estimulado. O valor estimado do índice não linear,  $n_2$ , para fibras ópticas de sílica, é de  $3,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ .

Este valor é duas ordens de magnitude menor que os da maioria dos outros meios não lineares. Uma situação similar ocorre com os ganhos de SRS e SBS. Apesar da sílica apresentar não linearidades pequenas quando comparado com outros materiais, diversos fenômenos ópticos não lineares são observados com potências relativamente baixas em fibras ópticas. Isto ocorre porque as fibras permitem o confinamento da radiação numa área muito pequena,  $\sim 50 \mu m^2$ , por um comprimento bastante grande, que pode chegar a quilômetros. Por outra parte as perdas são muito pequenas ( $\leq 1 \text{ dB/km}$ ). A figura de mérito para a eficiência de um processo não linear num material de grande volume é dado por o produto  $IL_{ef}$ , onde  $I$  é a intensidade óptica e  $L_{ef}$  é o comprimento efetivo da região de interação. Se a luz está focalizada em um ponto de raio  $w_0$ , então  $I = P/\pi w_0^2$ , onde  $P$  é a potência óptica incidente. Para eixos gaussianos se tem que  $L_{ef} \simeq \pi w_0^2/\lambda$  e o produto

$$IL_{ef} = \frac{P}{\pi w_0^2} \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{P}{\lambda} \quad (2.20)$$

é independente de  $w_0$ . Em fibras monomodo,  $w_0$  é determinado pelo raio  $a$  do núcleo. Além disso, a natureza dielétrica da fibra permite manter a focalização da luz em um comprimento  $L$ , então o comprimento de interação é limitado pela atenuação  $\alpha$  da fibra. Usando  $I(z) = I_0 \exp(-\alpha z)$ , onde  $I_0 = P/\pi w_0^2$  e  $P$  é a potência acoplada na fibra, o produto  $IL_{ef}$  será

$$IL_{ef} = \int_0^L \frac{P}{\pi w_0^2} \exp(-\alpha z) dz = \frac{P}{\pi w_0^2} \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \right] \quad (2.21)$$

e

$$L_{ef} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2.22)$$

A comparação entre as equações 2.20 e 2.21 mostra que a eficiência de um processo não linear em fibras ópticas pode ser melhorado por um fator de

$$\frac{(IL_{ef})_{fibra}}{(IL_{ef})_{bulk}} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2 \alpha}, \quad (2.23)$$

onde foi assumido que  $\alpha L \gg 1$ . No espectro visível,  $\lambda = 0,53 \mu m$ ,  $w_0 = 2 \mu m$ , e  $\alpha = 2,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  (10 dB/km), pelo que o fator de aumento é  $\sim 10^7$ . Na terceira janela óptica,  $\lambda = 1,55 \mu m$  e  $\alpha = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$  (0,2 dB/km), o fator vai para  $\sim 10^9$ . Esta considerável capacidade de aumentar a eficiência de um processo não linear faz da

fibra óptica monomodo um meio não linear muito apropriado para a observação de uma grande variedade de efeitos não lineares com níveis de potência relativamente baixos.

## 2.3 Modelo linear em campo elétrico óptico

Os sistemas de comunicação por fibra ópticas são não lineares em razão da relação quadrática entre o campo eletromagnético transmitido (campo óptico) e a potência óptica detectada (quadrado do campo óptico). Mesmo se, em princípio, somente os campos ópticos podem adicionar-se linearmente, existe um modelo linear em potência, conhecido como linearização de banda base (LBB), o qual permite analisar sistemas de comunicações utilizando fibras ópticas multimodos excitadas por fontes ópticas de baixa coerência [8]. Este modelo é útil devido ao fato de que a incoerência temporal e espacial da fonte de luz e a mistura de modos em fibras e conectores tendem a linearizar o sistema, permitindo que as potências dos pulsos ópticos possam se somar, mesmo na existência de interferência intersimbólica (ISI), causada pela dispersão do canal óptico <sup>1</sup>. Com o advento das fontes ópticas coerentes, como os lasers semicondutores (lasers DFB, DBR e lasers a cavidade externa), o modelo linear em potência mostra-se inadequado para analisar os sistemas que usam estes tipos de fontes, sobretudo os que utilizam fibras monomodo funcionando a altas taxas de informação. Neste caso deve-se considerar o fato de que a sobreposição de pulsos atua de maneira não linear e portanto a ISI resultante é diferente do caso em regime linear incoerente. A transmissão de potência óptica em uma fibra é melhor modelada por um sistema linear em termos do campo elétrico óptico, o que corresponde a um modelo bilinear em potência.

O modelamento do regime linear de propagação em fibras ópticas corresponde à convolução entre o campo elétrico óptico do sinal na entrada da fibra e a resposta impulsiva da mesma. Assim o campo elétrico, na saída da fibra, é dado por [9]

$$e_o(t) = e_i(t) * h_F(t) \quad (2.24)$$

onde  $e_i(t)$  e  $e_o(t)$  representam os campos ópticos na entrada e na saída da fibra óptica respectivamente,  $h_F(t)$  é a resposta impulsiva da fibra óptica em termos de campo óptico e  $*$  representa a operação de convolução, independente do campo elétrico aplicado.

---

<sup>1</sup>Este modelo nos permite uma equalização do sinal na recepção a nível eletrônico [8]

As correspondentes potências ópticas, na entrada e saída da fibra, são definidas por

$$p_i(t) = \langle |e_i(t)|^2 \rangle \quad (2.25)$$

$$p_o(t) = \langle |e_o(t)|^2 \rangle \quad (2.26)$$

onde  $\langle . \rangle$  representa o valor médio estatístico. O campo óptico  $e_i(t)$ , na entrada da fibra, é obtido da fonte de luz de um laser DFB modulado em intensidade

$$e_i(t) = \sqrt{p_i(t)} \exp[j\phi_L(t)] e_c(t) \quad (2.27)$$

onde  $e_c(t)$  é o campo óptico produzido pela fonte óptica não modulada e  $\phi_L(t)$  é a variação de fase que acompanha a modulação de intensidade. Nós assumimos que  $e_c(t)$  é um processo aleatório estacionário com amplitude constante. Usando as equações 2.24 e 2.27, a equação 2.26 fica

$$p_o(t) = \langle |e_i(t) * h_F(t)|^2 \rangle \quad (2.28)$$

Então temos

$$p_o(t) = \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} e_i^*(t_1) h_F^*(t - t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} e_i(t_2) h_F(t - t_2) dt_2 \right\rangle \quad (2.29)$$

$$p_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{p_i(t_1)} \exp[j\phi_L(t_1)] \sqrt{p_i(t_2)} \exp[j\phi_L(t_2)] \langle e_c^*(t_1) e_c(t_2) \rangle \quad (2.30)$$

$$\langle h_F^*(t - t_1) h_F(t - t_2) \rangle dt_1 dt_2 \quad (2.31)$$

Fazendo

$$\langle e_c^*(t_1) e_c(t_2) \rangle = \gamma(t_1, t_2) = \gamma(t_1 - t_2) \quad (2.32)$$

tem-se

$$p_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{e_i(t_1)} \exp[j\phi_L(t_1)] \sqrt{e_i(t_2)} \exp[j\phi_L(t_2)] \gamma(t_1 - t_2) \quad (2.33)$$

$$\langle h_F^*(t - t_1) h_F(t - t_2) \rangle dt_1 dt_2 \quad (2.34)$$

A equação acima mostra que a potência óptica na saída da fibra não só depende da potência óptica de entrada e da resposta impulsiva do canal, mas também de uma função de autocorrelação do campo óptico não modulado.

Pode-se escrever esta equação de uma maneira mais geral

$$p_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(t_1)f(t_2)q(t-t_1, t-t_2)dt_1dt_2 \quad (2.35)$$

onde:

$$q(t_1, t_2) = \gamma(t_1, t_2) \langle h_F^*(t-t_1)h_F(t-t_2) \rangle \quad (2.36)$$

$$f(t_1) = \sqrt{p_i(t_1)} \quad (2.37)$$

$$f(t_2) = \sqrt{p_i(t_2)} \quad (2.38)$$

A Equação 2.35 corresponde à um sistema óptico parcialmente coerente (caso geral). Nesta equação  $f(t)$  e  $q(t)$  não estão relacionadas de uma maneira linear, mas de uma forma quadrática, o que nos casos de sistemas de transmissão por fibra óptica significa que a relação entre a potência de saída na fibra  $p_o(t)$ , e o sinal que entrega a fonte óptica,  $p_i(t)$  é não linear de segunda ordem, ou seja bilinear. A parte principal desta equação,  $q(t)$ , representa a resposta do sistema em  $t = 0$  devido a um par de impulsos de entrada localizados em  $t = t_1$  e  $t = t_2$ .  $\gamma(t)$  é a função de coerência do campo óptico na saída fonte de luz.

Existem dois casos de interesse prático por sua aplicação em sistemas de comunicação por fibra óptica. O primeiro deles é quando se usa fontes ópticas de alta coerência, ou seja a fonte tem uma largura espectral menor que a do sinal (caso de alguns lasers semicondutores). Neste caso a função de autocorrelação, equação 2.32, é constante e a Equação 2.34 reduz-se a

$$p_o(t) = | e_i(t) * h_F(t) |^2 \quad (2.39)$$

ou seja o sistema é linear em campo óptico com resposta impulsiva  $h(t)$ , a qual corresponde à de um sistema coerente.

O segundo caso importante é quando se tem fontes ópticas altamente incoerentes (a maioria dos diodos LEDs por exemplo), ou seja quando a largura espectral da fonte é

maior que à do sinal. Neste caso a função de autocorrelação é impulsiva e a equação 2.34 será

$$p_o(t) = p_i(t) * h_F(t) \quad (2.40)$$

ou seja o sistema é linear em potência com resposta impulsiva  $h(t)$  correspondente a um sistema incoerente.

A solução da equação geral, equação 2.35 é mais fácil de achar no domínio da frequência, portanto ela é resolvida através da transformada de Fourier. Com isto é possível reduzir a integral dupla da equação 2.35 numa integral simples. Primeiramente obtem-se as transformadas de Fourier  $F(\omega)$ ,  $P_0(\omega)$ ,  $H_F(\omega)$ ,  $\Gamma(\omega)$ ,  $Q(\omega_1, \omega_2)$  de  $f(t)$ ,  $p_o(t)$ ,  $h_F(t)$ ,  $\gamma(t)$  e  $q(t_1, t_2)$  respectivamente. As Equações 2.35 e 2.36, no domínio da frequência ficam dadas por

$$P_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F^*(\omega - \omega_1) Q(\omega_1, \omega - \omega_1) d\omega_1 \quad (2.41)$$

onde

$$Q(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\omega) H_F^*(\omega - \omega_1) H_F(\omega + \omega_2) d\omega \quad (2.42)$$

A função  $Q(\omega_1, \omega_2)$  chama-se coeficiente cruzado de transmissão. Também é definida como uma função de transferência bilinear (BTF). Esta função caracteriza completamente o sistema de transmissão e simplifica a relação entre as potências ópticas de saída e de entrada na fibra.

Finalmente aplicamos a transformada inversa de Fourier à Equação (2.41) e obtemos  $p_o(t)$

$$p_o(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_0(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (2.43)$$

## 2.4 Função de transferência da fibra

A função de transferência de uma fibra óptica, com relação ao campo óptico propagante, para cada modo, é dada por [7]

$$H_F(\omega) = \exp[-\gamma(\omega)Z] \quad (2.44)$$

onde

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) \quad (2.45)$$

onde  $\gamma(\omega)$  é a constante de propagação do modo propagante,  $\alpha(\omega)$  é a constante de atenuação e  $\beta(\omega)$  é a constante de fase. Levando em conta a expansão da constante de fase, obtemos a função de transferência de uma fibra de comprimento  $z = L$

$$H_F(\omega) = \exp[(-\alpha L)] \exp[-j(\beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3)L] \quad (2.46)$$

Para o estudo do regime linear dispersivo, só interessam os termos quadrático e cúbico, pois são os que inserem não linearidade na relação da constante de propagação com a variação da frequência da componente espectral. Os termos lineares vão deslocar temporalmente todo o pulso por igual, representando o tempo gasto na propagação pelo meio. Os termos não lineares é que vão provocar a diferenciação entre as constantes de propagação das diferentes frequências que compõem o pulso óptico, causando portanto a dispersão. Considerando então só  $\beta_2$  e  $\beta_3$  e trabalhando em banda base, temos

$$H_F(\omega) = \exp \left[ -j\frac{1}{2}\beta_2\omega^2 \left( 1 + \frac{1}{3}\omega\frac{\beta_3}{\beta_2} \right) L \right] \quad (2.47)$$

considerando que  $\beta_2 = -\lambda^2 D / 2\pi c$  obtem-se

$$H_F(f) = \exp \left\{ j\frac{\pi f^2 \lambda^2 DL}{c} \left[ 1 - \frac{f\lambda}{3c} \left( 2 + \frac{\lambda D'}{D} \right) \right] \right\} \quad (2.48)$$

onde  $D$  é a dispersão da fibra,  $D'$  é a inclinação da curva de dispersão (dispersion slope),  $L$  é o comprimento da fibra,  $c$  é a velocidade da luz e  $\lambda$  é o comprimento de onda no espaço livre. No caso de trabalhar em  $1,55 \mu m$ , a equação 2.48 simplifica-se para

$$H_F(f) = \exp \left[ j\frac{\pi f^2 \lambda^2 DL}{c} \right] \quad (2.49)$$

equação amplamente usada na literatura para caracterizar o efeito dispersivo da fibra óptica na terceira janela óptica [10]-[14].

A resposta impulsiva é obtida à partir da transformada de Fourier inversa da equação 2.49

$$h_F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_F(\omega) \exp(j\omega t) d\omega$$

$$h_F(t) = \sqrt{\frac{c}{\lambda^2 DL}} \exp \left[ -j\pi \left( \frac{c}{\lambda^2 DL} t^2 + \frac{1}{4} \right) \right]$$

## 2.5 Capacidade de transmissão

Segundo o que foi apresentado no Anexo 2.4, a sobreposição dos pulsos ópticos recebidos produz uma interferência intersimbólica. Este fato pode limitar a capacidade de uma fibra monomodo como canal de comunicação. Para avaliar de maneira exata o efeito da interferência óptica sobre o comportamento do sistema, é preciso determinar a probabilidade de erro através de um modelo que considere os parâmetros do receptor óptico juntamente com o seu ruído (balístico e térmico).

Uma maneira rápida e simples de determinar a capacidade de transmissão da fibra é através da taxa máxima permissível ( $N_{max}$ ), a qual é definida como o inverso do tempo mínimo de separação entre dois pulsos consecutivos ( $T_{min}$ ), de modo que a razão de potências ópticas entre o valor máximo e o valor no ponto meio entre os dois pulsos, seja maior que certo valor especificado ( $R_{min}$ )[15]

Considerando que a largura ótima do pulso transmitido é dada por:  $\sigma_s = \sigma_c$  e usando  $\tau_c = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda de pico emitido pela fonte óptica,  $\Delta\lambda$  a largura de linha da fonte e  $c$  a velocidade da luz, a capacidade máxima ( $N_{max}$ ) de transmissão é dada por [11]

$$T_{min}^2 = 8\sigma_r^2 [\ln(2R_{min}) + \ln[1 + \exp[-(\xi - 1)T_{min}^2/8\sigma_r^2]]] \quad (2.50)$$

Esta equação representa o caso parcialmente coerente e deve ser resolvida em forma numérica. A partir da Equação (2.50) pode-se obter expressões analíticas para os casos extremos: coerente e não coerente. Para fontes altamente coerentes:  $\tau_c \gg \frac{\sigma_c^2}{\sigma_s}$ , a equação 2.50 fica dada por [15]

$$T_{min}^2 = 8\sigma_r^2 [\ln(4R_{min})] \quad (2.51)$$

Para fontes incoerentes:  $\tau_c \ll \frac{\sigma_c^2}{\sigma_s}$ , a equação 2.50 fica dada por

$$T_{min}^2 = 8\sigma_r^2[\ln(2R_{min})] \quad (2.52)$$

Assim para o caso coerente tem-se

$$N_{max} = [8\beta_2 L \ln(4R_{min})]^{-\frac{1}{2}}$$

e para o caso incoerente

$$N_{max} = \left[ \frac{\lambda^2}{2\sqrt{2}\beta_2 L c \Delta\lambda} \ln(2R_{min}) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.53)$$

Para analisar o caso parcialmente coerente é necessário resolver a Equação 2.50 em forma numérica. Estes resultados são mostrados na figura 2.5, onde observa-se a capacidade de transmissão máxima em função do comprimento da fibra óptica e da largura de linha do laser respectivamente [15].

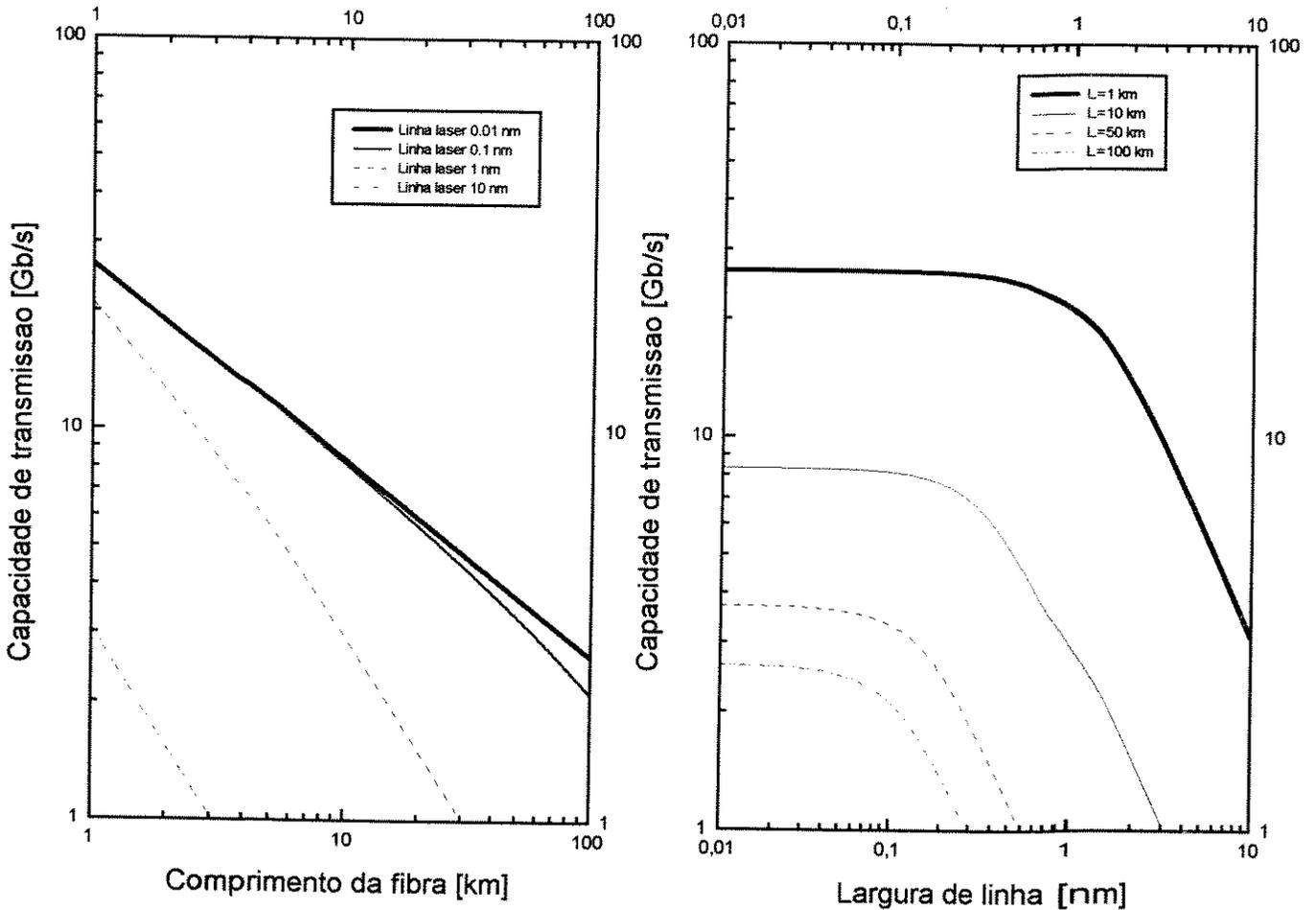


Figura 2.5: Capacidade de transmissão em função do comprimento da fibra óptica (esq.) e em função da largura de linha (dir.).

### 2.5.1 Saída do simulador PC-SIMFO

O PC-SIMFO (Simulador de Sistemas de Comunicação por Fibra Óptica), é um software interativo, dirigido por menús, escrito com o objetivo de funcionar como uma ferramenta auxiliar no ensino e na pesquisa de sistemas de comunicação por fibra óptica. Pode ser usado tanto na análise e projeto de sistemas como de componentes optoeletrônicos [16].

O ambiente PC-SIMFO fornece as seguintes ferramentas integradas: a construção da configuração do sistema a ser simulado através de blocos funcionais, a execução da simulação no domínio do tempo e da frequência, a análise do resultado da simulação, usando diferentes formas de processamento digital, a apresentação gráfica e a alteração de parâmetros objetivando uma otimização sistêmica.

Por empregar uma interface interativa não é necessário que o usuário tenha conhecimentos de programação, podendo gerar e processar dados, simular sistemas e calcular seu desempenho através de um conjunto de opções de menu, sem a necessidade de memorizar qualquer sintaxe específica. O PC-SIMFO foi desenvolvido usando linguagem C para Windows por sua portabilidade entre plataformas diferentes (DOS, OS/2, UNIX, etc.) e por sua geração de códigos de execução rápida.

A simulação consiste das seguintes etapas: geração das amostras do sinal a ser transmitido; processamento das amostras do sinal no domínio do tempo e da frequência, geração e armazenamento dos valores amostrados deste sinal nos vários pontos selecionados; e análise dos valores amostrados obtidos no final da simulação.

O PC-SIMFO usa uma estrutura modular a fim de apresentar uma máxima flexibilidade. Os principais elementos presentes neste software são (Fig.2.6): a biblioteca de modelos, o configurador de sistemas, o gerenciador de simulação e o pós-processador [17].

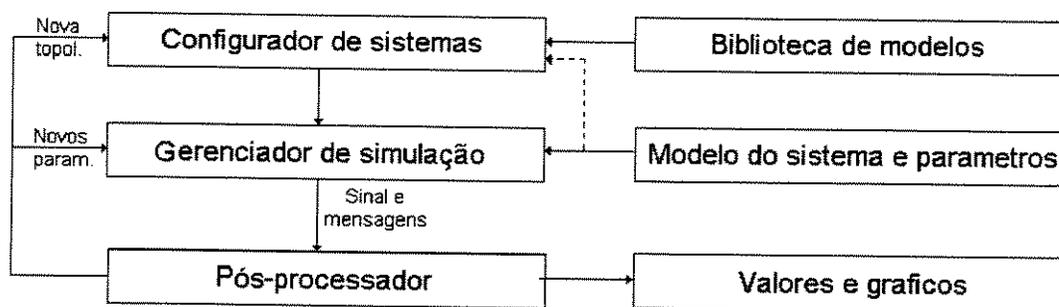
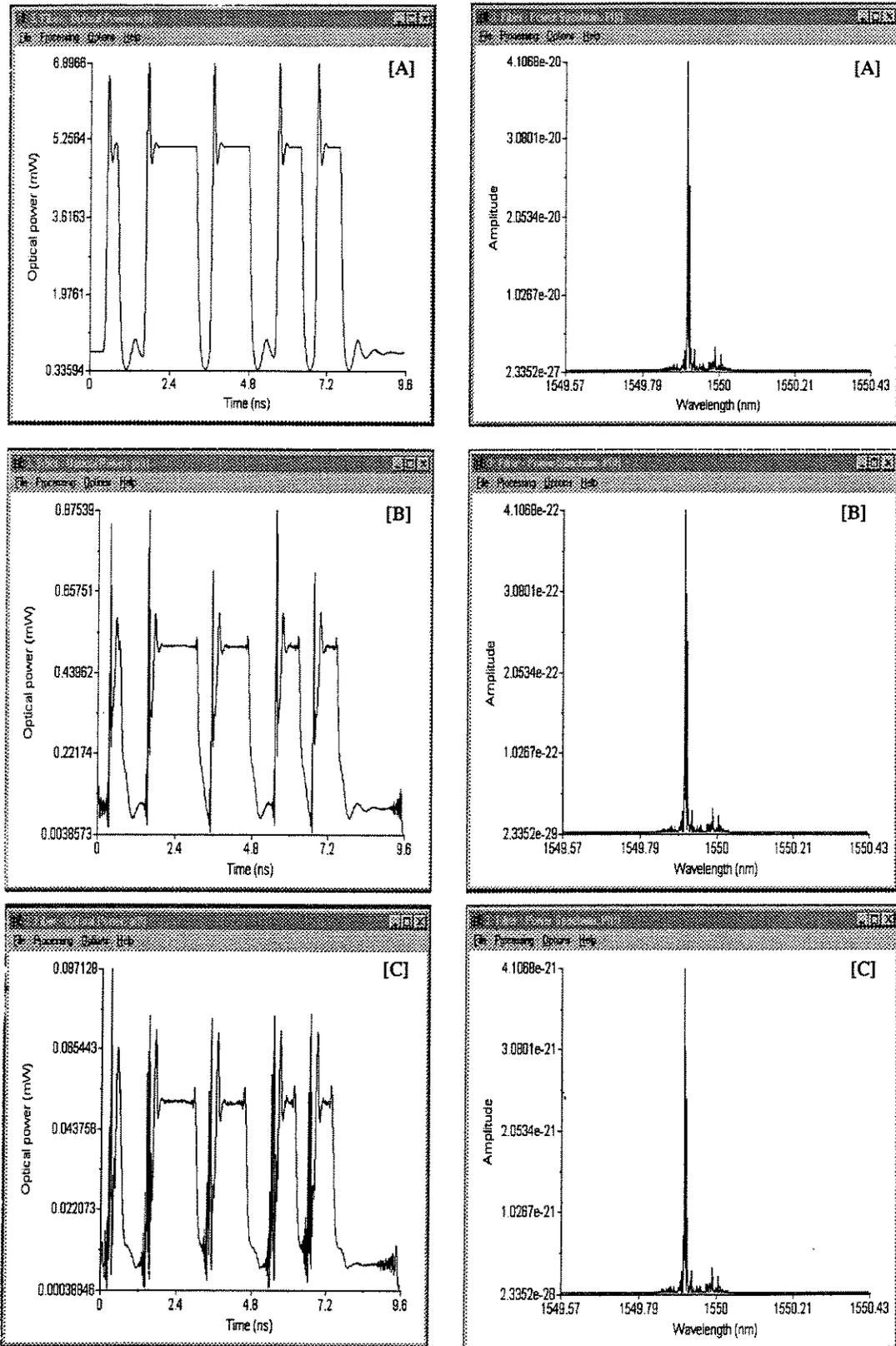


Figura 2.6- Diagrama funcional do software de simulação.

Abaixo apresenta-se um conjunto de curvas obtidas no simulador PC-SIMFO, na saída de uma fibra óptica monomodo, variando o comprimento da fibra. A palavra usada é 010011110111001101100000 para uma taxa de transmissão de 2,5 e 10 Gb/s.



**Figura 2.7-** Resultados da saída de uma fibra óptica monomodo para 0 [A], 50 [B] e 100 kms [C] com taxa de transmissão de 2.5 Gb/s no ambiente PCSIMFO. Observa-se que o espectro de potência é inalterado, pois a fibra comporta-se como um filtro de fase.

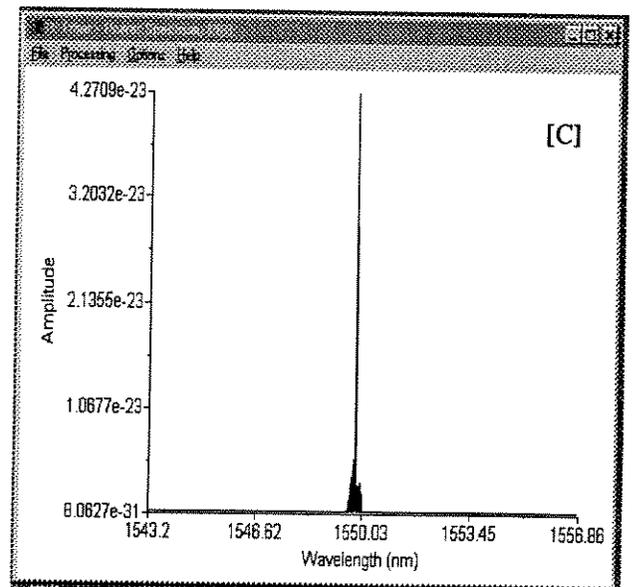
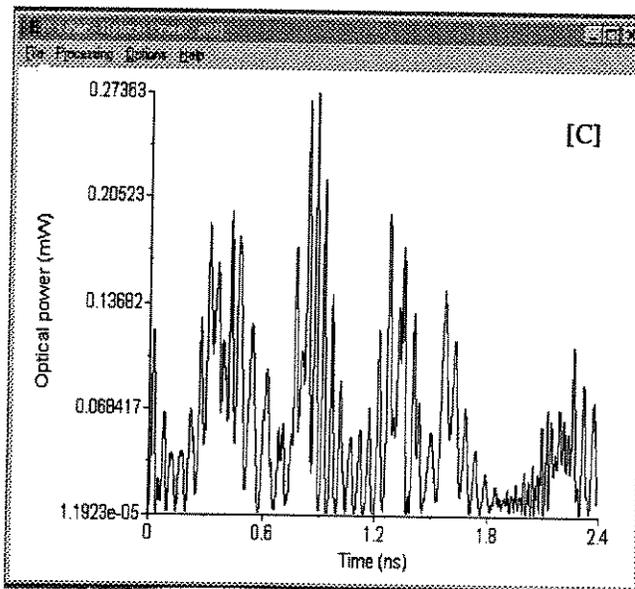
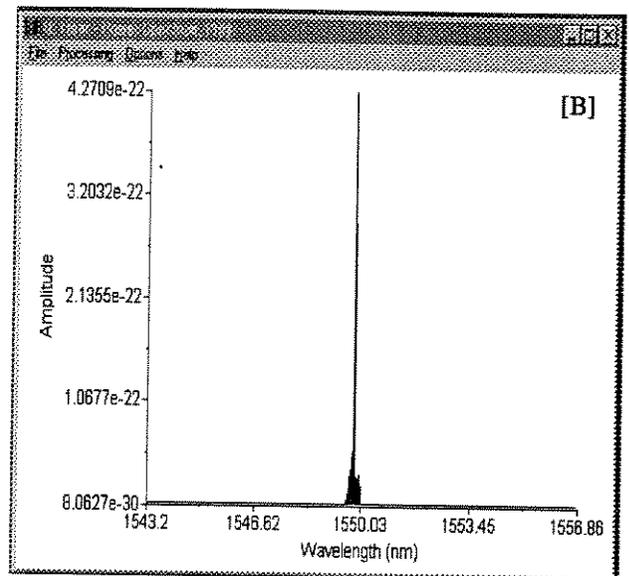
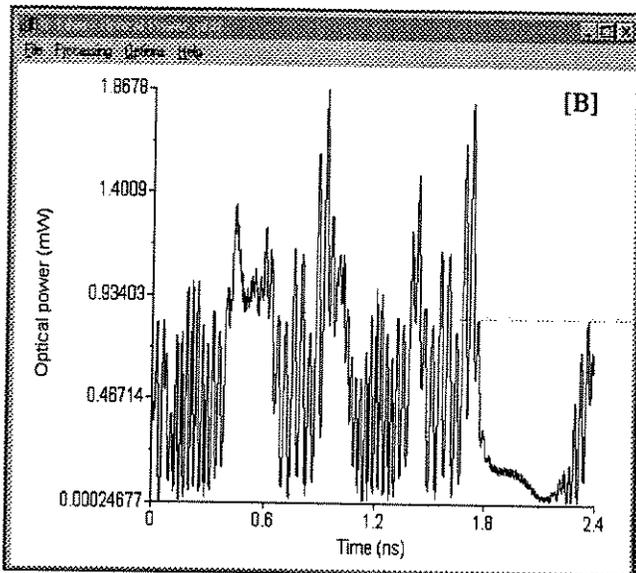
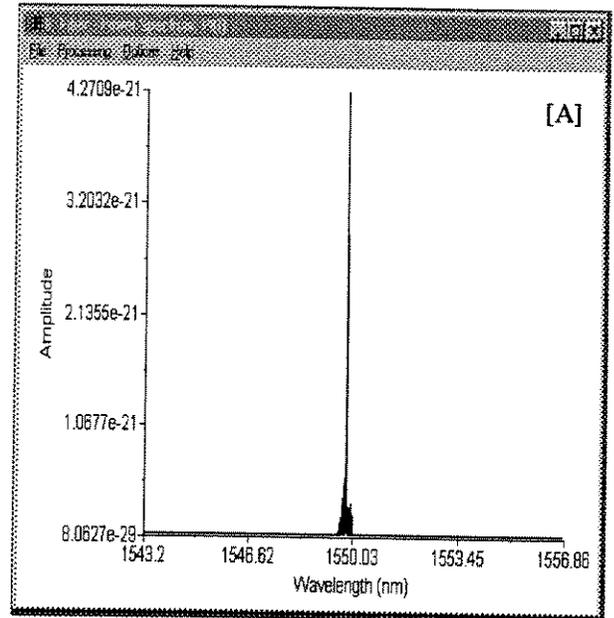
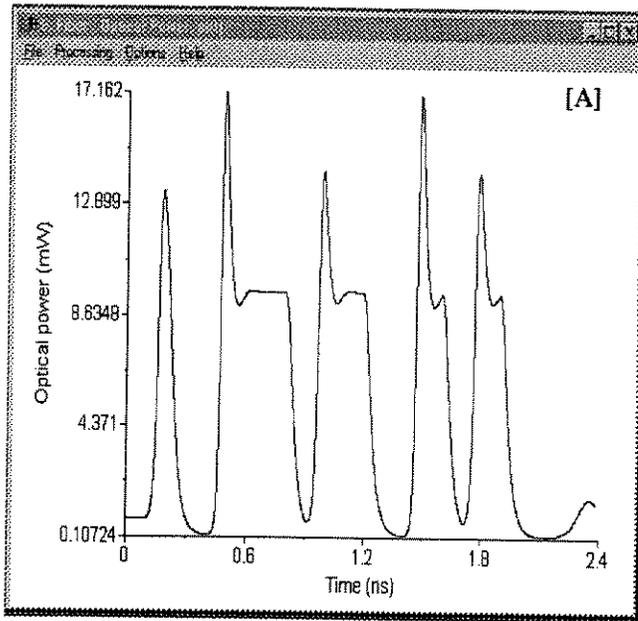


Figura 2.8- Resultados da saída de uma fibra óptica para 0 [A] , 50 [B] e 100 kms [C] para uma taxa de 10 Gb/s.

## 2.6 Conclusões

Neste capítulo fez-se um estudo das principais características da fibra óptica monomodo. Foram apresentadas as características de transmissão, tais como atenuação, dispersão e as características não-lineares. Fez-se também um estudo analítico da propagação de pulsos ópticos em meios dispersivos lineares. A aplicação deste estudo permite caracterizar a fibra óptica monomodo como um canal linear de comunicação, através de sua função de transferência. Os modelos desenvolvidos foram implementados no ambiente PC-SIMFO. Resultados sobre a transmissão de uma sequência de pulsos para as taxas de transmissão de 2,5 e 10 Gb/s são apresentados. Mostra-se que o efeito da dispersão é bastante significativo na taxa de 10 Gb/s.G.

# Bibliografía

- [1] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems*, Ed. John Wiley, 1992.
- [2] G. P. Gowar, *Optical Communications Systems*, Ed. Prentice Hall, 1984.
- [3] I. P. Kaminov, "Polarization in optical fibers " *IEEE J. Quantun Electron.*, **17**, 15, 1981.
- [4] ITU-Rec. G.652, "Characteristics of single-mode optical fiber cable"
- [5] B. E. Saleh and M. I. Irshid, "Coherence and intersymbol interference in digital fiber optic communication systems", *IEEE J. Quant. Electron.*, **18**, 944, 1982.
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, Ed. Academic Press, 1995.
- [7] P. J. Corvini and T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers ", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **5**, 1591, 1987.
- [8] S. D. Personik, "Baseband Linearity and Equalization in Fiber Optic Digital Communication Systems", *Bell Syst. Tech. J.*, **52**, 1175, 1973.
- [9] M. Zamorano y E. Moschim, "Modelo lineal y no lineal para canal óptico", *V Seminario Nacional de Telecomunicaciones*. Universidad Austral de Chile., Nov., 1992.
- [10] M. J. Bennet, "Dispersion characteristics of monomodo-fiber systems", *IEE Microwaves, Opt. & Antennas*, **130-H**, 309, 1983.
- [11] B. E. Saleh and M. I. Irshid, "Transmission of pulses sequences through monomode fibers", *Appl. Optics*, **21**, 4219, 1982.

- [12] B. E. Saleh and R. M. Abdula, "Optical interference and pulse propagation in multimode fibers", *Fiber and Integ. Optics*, **5**, 161, 1985.
- [13] B. E. Saleh and M. I. Irshid, "Coherence and intersymbol interference in digital fiber optic communication systems", *IEEE J. Quant. Electron.*, **18**, 944, 1982.
- [14] R. M. Abdula and B. E. Saleh, "Dynamic spectra of pulse laser diodes and propagation in single-mode fibers", *IEEE J. Quant. Electron.*, **22**, 2123, 1986.
- [15] M. Zamorano y E. Moschim, "Propagação e interferência de pulsos gaussianos em fibras ópticas monomodo", *VI Simposio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*. UFPA-Brasil, Julho, 1994.
- [16] P. M. Lobão e E. Moschim, "PC-SIMFO: A Software for Analysis and Design of Optical Fiber Communication Systems", *IV Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*. 1991.
- [17] S. M. Rossi e E. Moschim, "Simulation of high speed optical fiber systems using PC-SIMFO", *47th IEEE Electronic Components and Technology Conference*. San José/CA, Maio, 1997.

## Capítulo 3

# Modelamento do transmissor e do receptor.

*Neste capítulo apresenta-se um estudo sobre o transmissor e o receptor de um sistema de comunicação por fibra óptica monomodo de alto desempenho, modulado em intensidade e com detecção direta. O transmissor é modelado pelas de equações taxa de um diodo laser semiconductor DFB e o receptor é modelado por três configurações possíveis. Os modelos desenvolvidos correspondem aos elementos mais importantes dentro de cada bloco e fazem parte da biblioteca de modelos implementados no ambiente PC-SIMFO. São apresentados resultados para transmissão e recepção de pulsos em 2,5 e 10 Gb/s.*

### 3.1 Modelamento da transmissão óptica

Do ponto de vista sistêmico é importante conhecer a relação entre a entrada elétrica e a saída óptica do diodo laser semiconductor, para entender as características dinâmicas e de modulação do transmissor. Para os sistemas que serão analisados aqui é usual a utilização de lasers semicondutores monomodo do tipo DFB. No caso específico dos sistemas de multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM), os lasers são geralmente sintonizáveis. O modelamento de um laser semiconductor é feito através de suas equações dinâmicas, denominadas equações de taxa do laser, as quais são um conjunto de equações diferenciais não lineares acopladas que descrevem a interação entre a densidade de portadores injetados,  $n(t)$ , a densidade de fótons estimulados,  $s(t)$ , e a fase do campo elétrico óptico  $\phi(t)$  na cavidade do laser [1]. As equações de taxa apresentadas aqui são

válidas considerando as seguintes suposições:

- o laser é monomodo
- a cavidade é ideal e tem uma população de inversão homogênea assim como a densidade de portadores e fótons.
- o fator de largura de linha,  $\alpha$ , e o fator de compressão de ganho,  $\epsilon$ , são considerados constantes para uma dada estrutura do laser.

Esta suposições são amplamente satisfeitas com os lasers fabricados atualmente e tem-se

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{i(t)}{qV_a} - G(N - N_0)S - \frac{N}{\tau_n} \quad (3.1)$$

$$\frac{ds(t)}{dt} = \Gamma G(N - N_0)S - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\beta \Gamma N}{\tau_n} \quad (3.2)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} \alpha [\Gamma v_g a_0 (N - N_0) - \frac{1}{\tau_p}] \quad (3.3)$$

$$G = \frac{v_g a_0}{1 + \epsilon S} \quad (3.4)$$

O lado esquerdo da Equação (3.1) representa a variação da densidade de portadores de carga, na cavidade óptica, por unidade de tempo. Assumindo uma distribuição uniforme de portadores injetados sobre o volume  $V_a$  da região ativa, o primeiro termo do lado direito desta equação dá a densidade de portadores injetados por unidade de tempo, onde  $i(t)$  é a corrente total através do dispositivo. O segundo termo do lado direito desta equação representa o número de portadores que se recombinam para emitir fótons coerentes, quando são estimulados por uma onda local. Neste termo  $G(N - N_0)$  é o ganho estimulado de fótons, onde  $N_0$  é a concentração de elétrons na transparência (igualdade entre o ganho e as perdas ópticas num percurso de ida e volta entre os espelhos do laser). Este ganho depende da velocidade de grupo  $v_g$ , do coeficiente de ganho da região ativa  $a_0$  e do fator de compressão de ganho  $\epsilon$ . O terceiro termo da equação 3.1 representa a recombinação espontânea, onde  $\tau_n$  é o tempo de vida do elétron.

Similarmente, para a equação 3.2, o lado esquerdo é a variação da densidade de fótons na cavidade por unidade de tempo. O primeiro termo da direita é similar ao segundo termo da equação 3.1; neste caso o termo é ponderado pelo fator de confinamento,  $\Gamma$ , de modo na cavidade. O segundo termo da equação 3.2 representa a perda de fótons na cavidade e depende do  $\tau_p$ , ou seja do tempo de vida médio dos fótons. O terceiro termo representa a contribuição da recombinação espontânea para a coerência da luz, onde  $\beta$  é um fator de acoplamento dos fótons gerados dessa maneira com o modo óptico estimulado.

Finalmente a Equação 3.3 representa a variação temporal da fase do campo óptico emitido, onde  $\alpha$  é o fator de largura de linha.

A potência óptica na saída do laser é diretamente proporcional ao número de fótons gerados na região ativa. Também são levados em consideração parâmetros importantes tais como o fator de confinamento  $\Gamma$ , que indica quanto do campo óptico consegue ser efetivamente guiado, e a eficiência quântica diferencial  $\eta_0$ , a qual dá a inclinação da curva corrente x potência do laser. A potência óptica pode ser obtida a partir da resolução numérica das equações de taxa através da seguinte equação

$$p(t) = \frac{1}{2} \frac{V_a \eta_0 h \omega}{\Gamma \tau_p} s(t) \quad (3.5)$$

onde  $h\omega$  é a energia do fóton na frequência óptica  $\omega$ . O fator  $\frac{1}{2}$  refere-se à saída de potência por apenas uma das faces do diodo laser.

### 3.1.1 Método numérico

Para solucionar um sistema de equações diferenciais como o apresentado no item anterior, o método utilizado foi o método de Runge-Kutta de 4ª ordem (RK4) [1] com passo adaptativo. Métodos de Runge-Kutta de ordem superior não se mostram mais precisos, além de serem mais lentos e métodos de ordem inferior, apesar de fácil implementação e maior velocidade, são bem menos precisos. O RK4 é o ponto de equilíbrio entre estas características.

A utilização do RK4 com passo fixo não é eficiente, uma vez que o passo tem que ser escolhido com muita precisão, caso contrário o método apresenta problemas de convergência. Além disso, processo com passo fixo tem que ser repetido cada vez que houver mudança nos parâmetros do sistema de equações. No método com passo adaptativo, a rotina rastreia com passos bem pequenos regiões que apresentam variações bruscas e com

passos largos regiões que apresentam um perfil mais suave. Deste modo, resultados com precisão predeterminada podem ser alcançados com esforço computacional mínimo.

### 3.1.2 Modulação do laser

O diodo laser é modulado diretamente por um sinal corrente  $i(t)$ , gerando um campo elétrico óptico na saída dado por

$$e(t) = \sqrt{p(t)} \exp[j(\omega t + \phi_L(t))] + n(t) \quad (3.6)$$

onde  $p(t)$  é a potência óptica do campo,  $\omega$  é a frequência do campo elétrico do sinal óptico,  $n(t)$  é a flutuação de amplitude e  $\phi_L(t)$  é a flutuação de fase.  $\phi_L(t)$  e  $n(t)$  são processos aleatórios aqui assumidos independentes. A flutuação de amplitude  $n(t)$  é do tipo

$$n(t) = x(t)\cos\omega t + y(t)\sen\omega t \quad (3.7)$$

onde  $x(t)$  e  $y(t)$  são processos gaussianos de média zero e não correlacionadas. O processo aleatório  $n(t)$  é estacionário e ergódico assim como a sua envoltória complexa.

A potência óptica na saída do laser é proporcional ao quadrado do campo elétrico, dado por

$$p(t) = |e(t)|^2 \quad (3.8)$$

### 3.1.3 Chirping em frequência

A corrente de injeção, que modula o laser, introduz uma variação na frequência de emissão chamada de gorjeio (chirp). Isto significa que, a pesar do laser ser monomodo, o valor da frequência no pico de emissão, durante o pulso óptico, não é o mesmo.

Este fenômeno ocorre devido ao fato que quando se modula a corrente de injeção modula-se a densidade de portadores de carga na região ativa, o que afeta diretamente o índice de refração desta região, variando a frequência de emissão do dispositivo, pois a mesma deve se adequar para satisfazer a condição de fase para oscilação; como visto em [1] esta condição obriga que a variação deva ser  $2\pi p$ , onde  $p$  é um número inteiro. Isto causa um inevitável alargamento espectral da fonte, o qual é bastante prejudicial para o sistema quando o canal de comunicação é um meio dispersivo; neste caso cada componente de

frequência do laser viaja com velocidade diferente, causando um alargamento do pulso, gerando interferência intersimbólica (ISI).

O chirp pode ser determinado, como variação em frequência, através da seguinte equação

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.9)$$

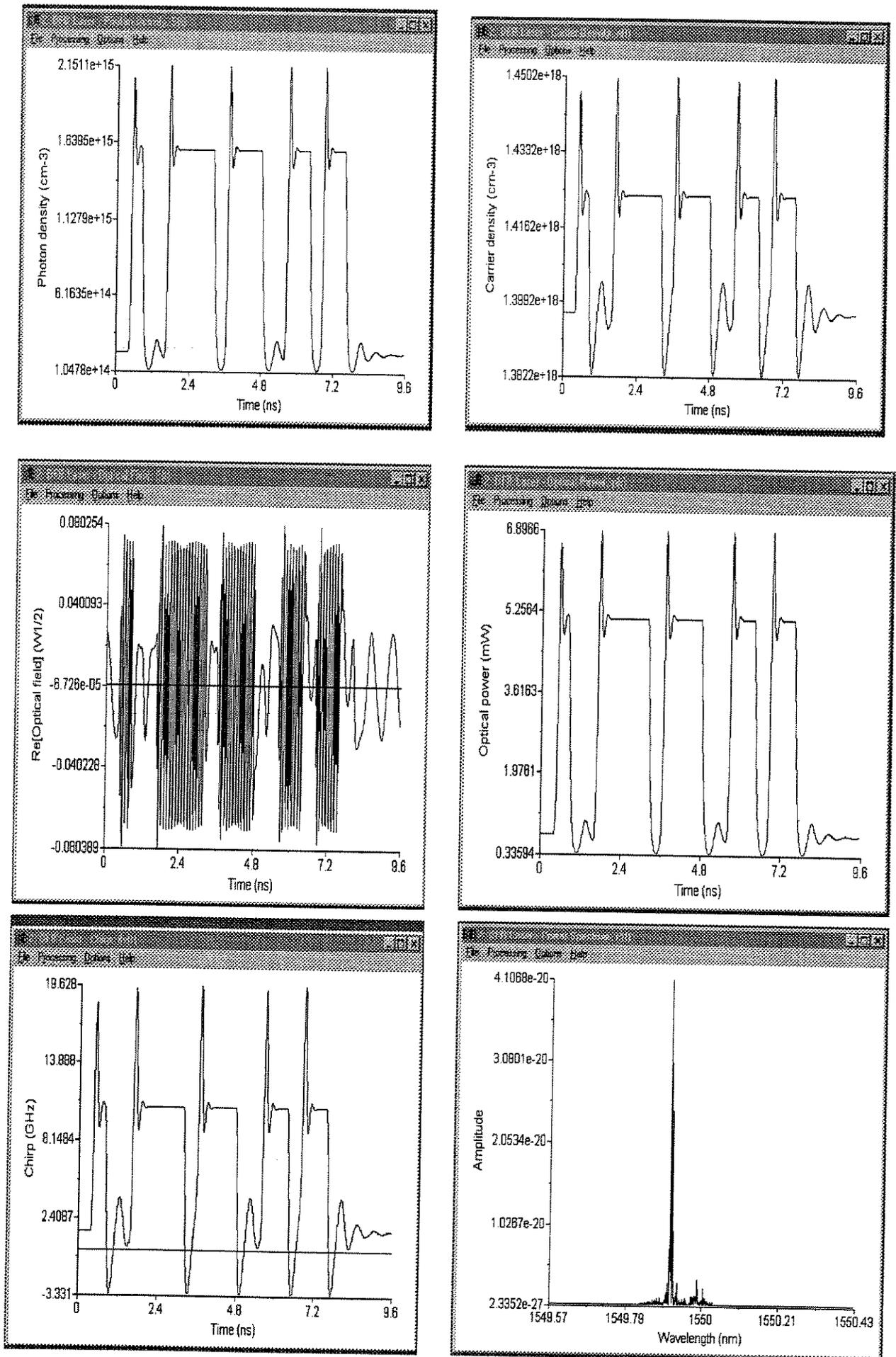
Demonstra-se que substituindo as equações 3.1 e 3.3 na equação 3.9 o chirp em frequência simplifica-se a

$$\Delta\nu(t) = \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{1}{p(t)} \frac{dp(t)}{dt} + \left[ \frac{p(t)\epsilon}{\tau_p} - \frac{\beta\Gamma n(t)}{\tau_n p(t)} \right] \right\} \quad (3.10)$$

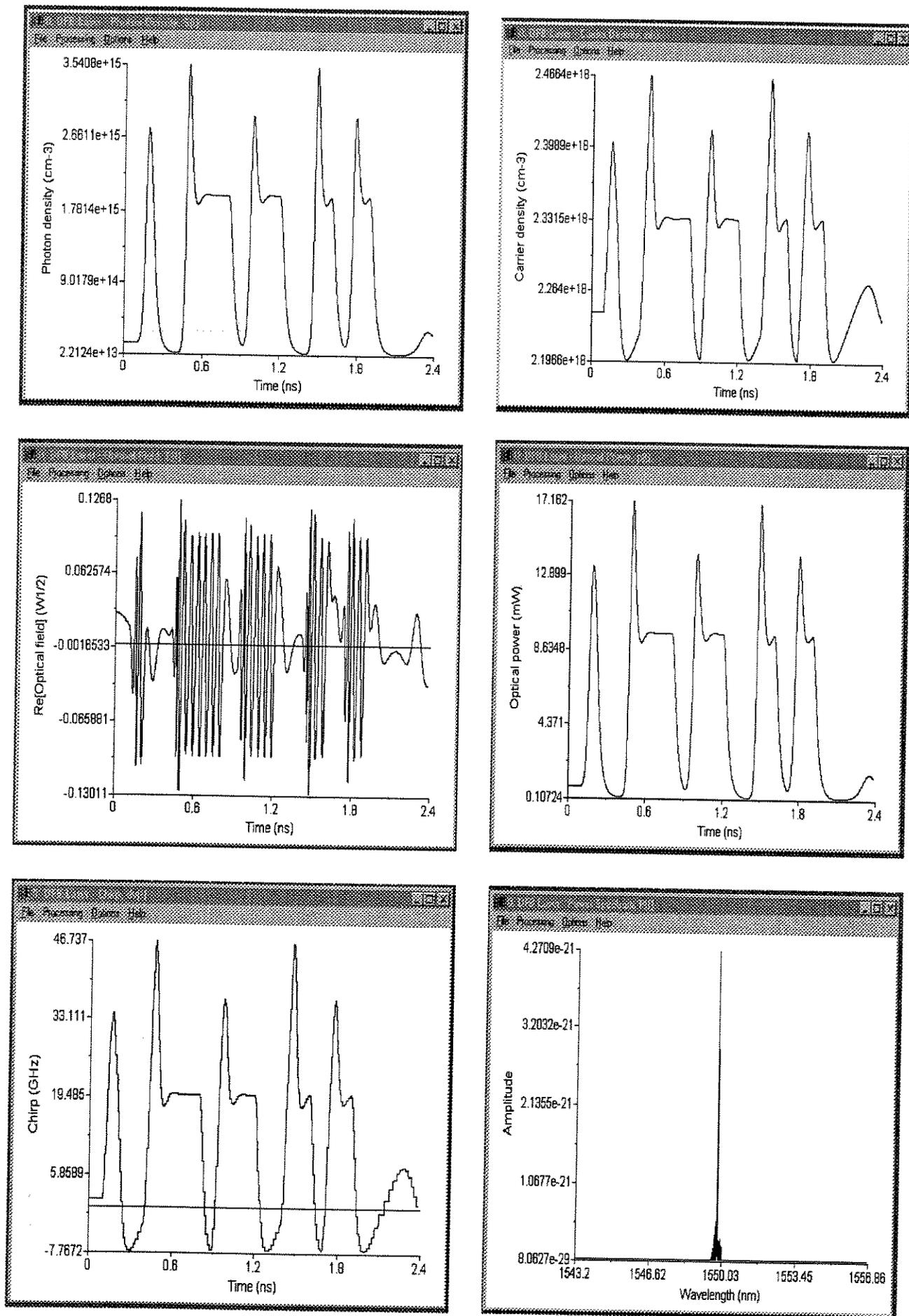
O primeiro termo desta expressão é o chirp transiente, enquanto que o segundo é o chirp adiabático [2]. Devido a sua natureza derivativa o chirp transiente ocorre quando o laser é comutado entre estados “0” e “1”. O repentino aumento na densidade de corrente perturba o equilíbrio do sistema, gerando um trem de oscilações de relaxação. Observações experimentais demonstram que este tipo de chirp varia entre 0,2 e 0,8 nm. O chirp adiabático é o deslocamento da frequência, do estado estável, entre os níveis “1” e “0”, devido à diferença entre a densidade de portadores e o nível de compressão de ganho.

### 3.1.4 Resultados de saída do simulador PC-SIMFO

As figuras 3.1 e 3.2 apresentam alguns resultados numéricos para a densidade de portadores e densidade de fótons, a potência de saída do laser, a amplitude e fase do campo óptico elétrico e o chirp causado pela modulação direta do diodo laser semiconductor.



**Figura 3.1:** Resultados da transmissão de uma sequência (010011110111001101100000) na saída do laser semiconductor DFB de um transmissor óptico para uma taxa de transmissão de 2.5 Gb/s no ambiente PCSIMFO



**Figura 3.4:** Resultados da transmissão de uma sequência de bits (010011110111001101100000) na saída de um laser semiconductor DFB de um transmissor óptico para uma taxa de transmissão de 10 Gb/s no ambiente PC-SIMFO

## 3.2 Modelamento da recepção óptica

Nos sistemas de alto desempenho, a recepção óptica é feita, fundamentalmente, através de detecção direta, isto é a potência óptica que chega no receptor é convertida diretamente em corrente elétrica através de um fotodiodo. Esta fotocorrente é proporcional ao quadrado do campo elétrico do sinal óptico recebido e as decisões são baseadas na energia óptica recebida durante o período do pulso que chega no receptor. É possível também pré-amplificar o sinal óptico que chega no receptor através de um pré-amplificador óptico. Neste caso é usual utilizar-se de filtro óptico para minimizar o ruído do pré-amplificador. A figura 3.2 mostra o diagrama em blocos de um receptor óptico digital para sistemas IM/DD .

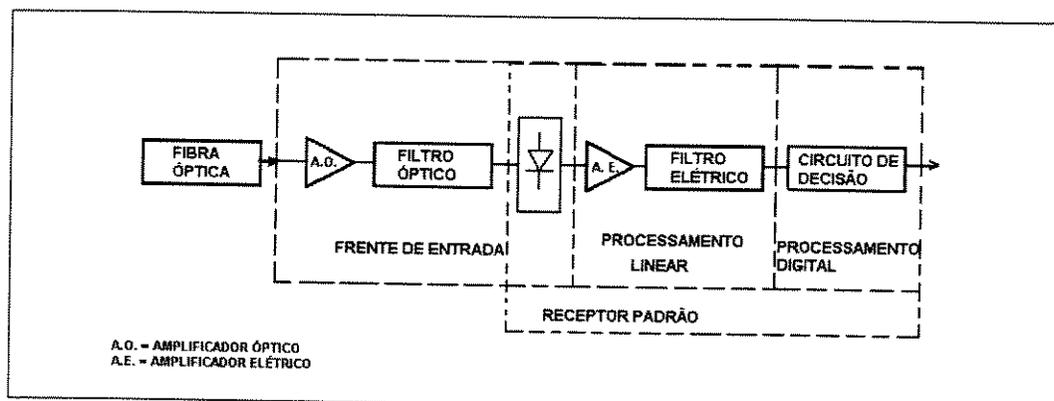


Figura 3.3: Diagrama em blocos de um receptor digital para sistemas IM/DD.

### 3.2.1 Receptor óptico padrão.

O receptor padrão é composto de três partes básicas: frente de entrada, processamento linear e processamento digital. A frente de entrada é formada por um fotodiodo PIN ou APD, e um pré-amplificador, geralmente de transimpedância, que mantém uma boa relação entre banda passante e sensibilidade e baixa figura de ruído.

A parte de processamento linear consiste de um amplificador de alto ganho, um equalizador se necessário, para compensar a limitação de banda do pré-amplificador e um filtro

passa baixas. O filtro passa-baixas tem a função de limitar a potência de ruído que chega ao bloco de decisão, seu funcionamento é um compromisso entre banda passante de ruído e interferência entre símbolos. Geralmente, a resposta em frequência do receptor é aproximada pela resposta do filtro. A parte do processamento digital é formada pelo circuito de decisão que amostra, estima e reformata o sinal.

### 3.2.2 Pré-amplificador óptico

A partir dos anos 90, os amplificadores ópticos começaram a ser utilizados para compensar as perdas inerentes do canal óptico e dos divisores de potência. As vantagens da amplificação óptica são: larga faixa óptica possibilitando a operação em múltiplos comprimentos de onda; alto valor de ganho; baixo valor de figura de ruído, permitindo o cascadeamento e operação como pré-amplificador; alto valor de potência de saturação, indicado para elevar o valor da potência de transmissão ou para compensação de perdas por divisão de potência em redes ópticas. Como desvantagem clara, o amplificador óptico não regenera o sinal. Portanto, o limitante da dispersão continua existindo nos enlaces com amplificação óptica. Há essencialmente duas implementações usuais de amplificadores ópticos: amplificadores a semicondutor (SLA: Semicondutor Laser Amplifier) e amplificadores a fibra dopada (DFA: Doped Fiber Amplifier).

O modelamento apresentado para o amplificador óptico é válido tanto para amplificadores semicondutores como com fibra dopada. Este modelo caracteriza o amplificador através do ganho em relação à potência de entrada. No caso prático, desejamos saber qual o ganho que o amplificador vai apresentar dada a potência de entrada. Portanto trabalharemos com expressões em função da potência de entrada, conservando assim a característica de equação transcendental (mesmo para altos valores de ganho) O ganho do amplificador é dado por [3]

$$G = G_0 \exp \left[ (1 - G) \frac{P_{in}}{P_{sat}} \right] \quad (3.11)$$

ou, em termos da potência óptica de entrada e de saturação [10]

$$P_{in} = \frac{P_{sat}}{G - 1} \ln \frac{G_0}{G} \quad (3.12)$$

onde  $G_0$  é o ganho de pequeno sinal do amplificador (ou seja quando  $P_{in} \simeq 0$ ), é conhecido também como ganho não saturado.  $P_{sat}$  é a potência que satura o ganho. Pode-se

observar, nesta última equação, que quando a potência de entrada aumenta, o ganho  $G$  diminui, desde seu valor máximo para  $P_{in} = 0$ , até o valor 1 quando  $P_{in} = \infty$  [10]. É importante destacar que, devido ao longo tempo de vida do portador no estado meta-estável, a potência de entrada indicada na formulação acima corresponde à potência média e não à potência instantânea. Quando operamos com múltiplos comprimentos de onda, esta potência de entrada corresponde à somatoria dos valores médios de cada canal. Ademais de definir a relação ganho-potência de entrada, é conveniente definir a potência de saturação da saída,  $P_{sat}^{out}$ , como a potência para a qual o ganho cai à metade de seu valor máximo, ou seja quando  $G$  vai desde  $G_0$  a  $0,5G_0$ . A relação entre  $P_{sat}$  e  $P_{out}$  obtém-se considerando que  $G \gg 1$  e que  $P_{out} = GP_{in}$ , portanto tem-se

$$P_{out} = P_{sat} \ln \frac{G_0}{G} \quad (3.13)$$

Referente às características de ruído do amplificador óptico deve-se considerar que na sua saída temos dois tipos de fótons. Fótons emitidos por emissão estimulada a partir dos fótons do sinal de entrada, e fótons emitidos por emissão espontânea ao longo da região de ganho do amplificador. Os fótons por emissão espontânea, ASE (Amplified Stimulated Emission), podem ser tratados como um ruído gaussiano branco aditivo, [9], com densidade espectral de potência óptica dada por

$$N_{ASE} = N_{sp}(G - 1)h\omega \quad (3.14)$$

onde  $h$  é a constante de Plank,  $h\omega$  é a energia do fóton,  $N_{sp}$  é o fator de emissão espontânea que depende da quantidade de população invertida para potência de bombeio acima do limiar ( $N_2 > N_1$ ). A potência de ruído de ASE é dada por

$$P_{ASE} = \int_{-\infty}^{\infty} N_{ASE} df = 2N_{sp}(G - 1)h\omega B_0 \quad (3.15)$$

onde  $B_0$  é a banda passante óptica. O fator 2 na equação acima indica a existência de duas polarizações, o que não acontece no caso do amplificador SLA

O espectro de emissão espontânea está presente em toda a região de ganho do amplificador e uma maneira de minimizar a potência de ruído é o uso de filtro óptico na entrada do receptor. Neste caso, seleciona-se a região do espectro onde se situa o sinal amplificado e rejeita-se toda a potência de ASE que está fora desta região.

### 3.2.3 Modelo de sinal e ruído

Na saída do filtro receptor o sinal é dado por

$$v_R(t) = \langle v_R(t) \rangle + n(t)$$

$$\langle v_R(t) \rangle = RGp(t) * h_{fp} * h_{filtro}$$

onde  $R$  é a responsividade do fotodiodo,  $G$  é o ganho médio do fotodiodo (no caso de fotodiodo PIN  $G = 1$ ),  $h_{fp}$  é a resposta impulsiva da combinação fotodiodo e pré-amplificador e  $h_{filtro}$  é a resposta impulsiva do filtro receptor,  $n(t)$  é o ruído.

Os principais ruídos que afetam o desempenho do receptor óptico são o ruído térmico, o ruído balístico e, no caso do uso de pré-amplificadores ópticos, os ruídos resultante dos batimentos entre sinal-ASE e ASE-ASE. O primeiro deles se produz nos circuitos eletrônicos do receptor, principalmente no resistor de entrada do pré-amplificador, sendo um ruído independente do sinal e portanto aditivo, com característica gaussiana, estacionário de média nula e com densidade espectral constante. Sua variância, após o filtragem, é dada por

$$\sigma_t^2 = S_t \int_{-\infty}^{\infty} |H_{fp}(f)H_{filtro}(f)|^2 df \quad (3.16)$$

onde  $S_t$  é a densidade espectral bilateral da corrente de ruído térmico.

O ruído balístico se produz pela natureza discreta do processo de conversão de fótons em elétrons, o qual é modelado por uma função de distribuição poissoniana

$$\sigma_{shot}^2(t) = q \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t)h_r^2(t - \tau)d\tau \quad (3.17)$$

Um fato notório é que o ruído balístico “enxerga” um filtro com uma faixa maior pois

$$h_r^2(t) \leftrightarrow H_r(f) * H_r(f) \quad (3.18)$$

onde o símbolo  $*$  denota convolução.

Uma maneira de minimizar o efeito do ruído térmico gerado em receptores ópticos com fotodiodos PIN é amplificar a corrente fotodetectada e utilizar fotodiodo APD. No caso de receptor com fotodetector APD com um fator de ganho médio  $M$ , as expressões acima são modificadas para

$$\sigma_{shot}^2(t) = qM^2 F \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) h_r^2(t - \tau) d\tau \quad (3.19)$$

$$F(M) = kM + (1 - k)\left(2 - \frac{1}{M}\right) \quad (3.20)$$

onde  $F(M)$  é o fator de excesso de ruído dependente do ganho do APD e da relação entre as taxas de ionização dos portadores,  $M$  é o ganho médio e  $k$  é o fator de ionização entre buracos e elétrons.

A principal função do ganho do APD é sobrepor a ação do ruído térmico no receptor. Existe um valor ótimo para o ganho  $M$  em função da variância do ruído térmico e das características do APD. Abaixo do valor ótimo o ruído térmico é o ruído predominante, enquanto que acima deste valor ótimo, o APD passa a degradar o desempenho do receptor pois o ruído balístico torna-se agora predominante.

Uma terceira possibilidade de minimizar o efeito do ruído térmico na recepção e que será avaliada neste trabalho é usar um amplificador óptico para pré-amplificar o sinal óptico que chega no receptor. O problema na recepção em sistemas com pré-amplificação óptica torna-se mais complexo. Além do campo do sinal, temos mais um campo de ruído aditivo de emissão espontânea chegando ao receptor, ou seja o problema torna-se um caso de detecção quadrática de um sinal senoidal mais ruído (ASE), produzindo desta forma termos de ruído na fotocorrente resultante de batimentos entre sinal-ASE e ASE-ASE. O ruído de batimento sinal-ASE e o ruído shot associado ao sinal constituem os ruídos não estacionários. Podemos calculá-los da seguinte forma

$$\sigma_{sinal-ASE}^2(t) = 2L_{sp} i_s(t) * h_r^2(t) / B_0 \quad (3.21)$$

$$\sigma_{shot(sinal)}^2(t) = i_s(t) * h_r^2(t) \quad (3.22)$$

sendo  $I_{sp}$  a fotocorrente correspondente à potência de ASE.

Partindo da densidade espectral de potência  $S_x(f)$  de cada componente de ruído, podemos calcular a variância dos seguintes ruídos estacionários: batimento sp-sp ( $\sigma_{sp-sp}^2$ ); térmico ( $\sigma_t^2$ ) e o balístico associado à componente DC de ASE ( $\sigma_{shot(sp)}^2$ ). O ruído térmico é inserido (aditivamente) pelos componentes do circuito de recepção em conjunto com o amplificador elétrico. Note que não se usa a aproximação retangular para o filtro elétrico

$$\sigma_{estac}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_x(f) |H_r(f)|^2 df \quad (3.23)$$

Utilizando a aproximação gaussiana, podemos somar as componentes de ruído para obtenção do ruído total

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_t^2 + \sigma_{sp-sp}^2 + \sigma_{shot(sp)}^2 + \sigma_{sinal-sp}^2(t) + \sigma_{shot(sinal)}^2(t) \quad (3.24)$$

Basta considerar o sinal estacionário, ASE em apenas uma polarização e um filtro elétrico retangular para obtermos a formulação clássica de [9], portanto a formulação desenvolvida é uma generalização para: ASE em duas polarizações, regime não estacionário de sinal e filtro elétrico do receptor com forma arbitrária.

Quando o receptor utiliza APD, os termos do ruído são alterados para

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_t^2 + M^2 [\sigma_{sp-sp}^2 + \sigma_{sinal-sp}^2(t)] + M^2 F [\sigma_{shot(sinal)}^2(t) + \sigma_{shot(sp)}^2] \quad (3.25)$$

havendo um crescimento considerável dos ruídos com o aumento do ganho ( $M$ ) promovido pelo APD, assim a sua aplicação continua restrita aos receptores dominados pelo ruído térmico, ou seja, quando o amplificador óptico é utilizado como “booster”, pois neste caso a influência da ASE no receptor é mínima.

Quando o filtro óptico usado no receptor é estreito, a componente de ruído resultante do batimento sinal-ASE predomina sobre as demais (considerando valores práticos de ruído térmico). Note que neste caso o ruído que vai induzir o circuito de decisão a erros tem a característica de ser dependente do sinal, em outras palavras, o valor de sua variância cresce com o aumento do nível do sinal recebido. Uma outra característica deste ruído é o comportamento convolucional, o valor atual da variância depende dos valores passados de sinal. Este comportamento provoca o que podemos chamar de “ruído entre símbolos”, pois haverá valores diferentes de variância dependendo de quais bits são os vizinhos.

### 3.3 Filtros ópticos

Nos sistemas de longa distância os filtros ópticos tem uma grande importância, já que eles complementam os amplificadores ópticos filtrando o ruído ASE gerado. Em sistemas

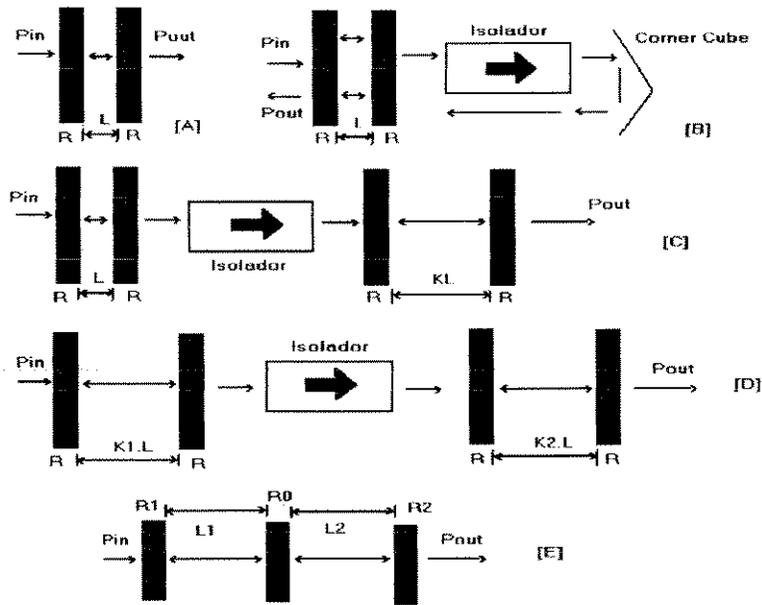


Figura 3.4: Filtros Ópticos Fabry-Perot: [A] Cavity Simples, [B] Dupla Cavity, [C] Dupla Passagem, [D] Vernier e [E] Três Espelhos

WDM/IM-DD os filtros ópticos atuam como elementos sintonizáveis, pelo que constituem um elemento crítico no projeto destes sistemas.

Os filtros ópticos classificam-se como fixos e sintonizáveis. Os filtros fixos são apropriados para redes WDMA só em conjunto com os lasers sintonizáveis, ou em redes multi-salto. Os filtros sintonizáveis, por outra parte, podem ser usados com fontes fixas ou redes estrela multidifusão; tem uma faixa de sintonia maior que os lasers sintonizáveis e usam protocolos de redes mais simples, por isto é preferível usar redes com transmissores fixos e receptores sintonizáveis. Pelas razões apresentadas nesta tese, apenas vamos trabalhar com filtros ópticos sintonizáveis os quais podem, por sua vez, ser classificados em passivos (sem ganho) e ativos (com ganho). Nas simulações será usado só o do primeiro tipo (Fabry-Perot), por ter ele um grande intervalo de sintonia e em caso de precisar de ganho pode-se usar amplificador óptico.

### 3.4 Filtro óptico Fabry-Perot

A figura 3.4 mostra a estrutura básica de todos os tipos de filtros Fabry-Perot.

Demonstra-se que um filtro FP ideal tem uma resposta impulsiva dada pela soma de um número infinito de impulsos retardados com amplitudes que decaem geometricamente [4] [5]

$$h(t) = (1 - R) \sum_{i=0}^{\infty} R^i \delta(t - i/P) \quad (3.26)$$

onde  $1/P$  é o tempo de atraso entre impulsos com  $P = c/2nL$  e onde  $c$  é a velocidade da luz. A função de transferência de campo óptico, correspondente à resposta impulsiva, é

$$H(f) = (1 - R) \sum_{i=0}^{\infty} R^i e^{-j2\pi i f/P} \quad (3.27)$$

a qual permite determinar a função de transferência de potência do filtro

$$|H(\delta)|^2 = \frac{1 - R}{1 + R} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R^{|n|} e^{-j2\pi n \delta} \quad (3.28)$$

onde  $\delta = f/P$  é a frequência normalizada. Demonstra-se que uma alternativa para a equação 3.27 é usar a função Airy

$$|H(\delta)|^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \text{sen}^2(\pi\delta)} \quad (3.29)$$

onde  $F$  chama-se finesse e é um dos parâmetros mais importantes, ao definir a agudeza na sintonia do filtro define-se  $F$  por

$$F = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (3.30)$$

onde FSR (Free Spectral Range) é a frequência de repetição da característica do filtro e conhece-se como intervalo espectral livre e no caso de filtros com características periódicas (filtro FP por ex.) é igual ao período da resposta de frequência  $P$ . FWHM (Full Width at Half Maximun) é a largura de banda a -3 dB, conhecida também como HPBW (Half-Power BandWidth).

Com o intuito de diminuirmos a faixa de cada canal pode-se gerar, a partir da configuração básica, outras configurações [5]. Na figura 3.4.B temos um filtro de Fabry-Perot de dupla passagem, cuja função de transferência corresponde a duas vezes a função do filtro FP de cavidade simples

$$H_{DP}(f) = H_{FP}^2(f) \quad (3.31)$$

Um filtro óptico de Fabry-Perot de dupla cavidade é mostrado na figura 3.4.C; a sua função de transferência é dada como

$$H_{fs}(f) = \frac{T}{1 - R \exp(j2\pi \frac{f-f_c}{FSR_1})} \quad (3.32)$$

$$H_{ss}(f) = \frac{T}{1 - R \exp(j2\pi \frac{f-f_c}{FSR_2})} \quad (3.33)$$

$$H_{DC}(f) = H_{fc}(f) * H_{ss}(f) \quad (3.34)$$

de tal modo que

$$F = \frac{FSR_1}{FWHM_1} = \frac{FSR_2}{FWHM_2} \quad (3.35)$$

ou de outra maneira

$$K = \frac{FSR_1}{FSR_2} \quad (3.36)$$

onde  $K \geq 1$ . Caso  $K$  seja muito grande o número de picos secundários da função torna-se grande e temos uma diafonia excessiva, por outro lado se  $K$  é muito pequeno temos uma diminuição da resolução efetiva do filtro.

Quando temos um filtro óptico de dupla cavidade tal que o FSR do primeiro estágio difere muito pouco do FSR do segundo estágio, temos um filtro óptico do tipo Vernier, que é mostrado na figura 3.4.D.

$$\frac{FSR_1}{FSR_2} = \frac{K_2}{K_1} \quad (3.37)$$

Onde é necessário que  $K_1$  e  $K_2$  sejam primos entre si para assegurar que exista uma única frequência dentro da largura de banda do sistema na qual ambas as cavidades tenham máxima transmissão. Os compromissos para a escolha dos valores de  $K_1$  e  $K_2$  levam a que a condição de ótimo ocorra quando  $K_2$  é igual a  $K_1 + 1$ . [6].

Outro tipo de filtro Fabry-Perot é o filtro de três espelhos. Neste caso não se tem a cavidade intermediária e um dos espelhos é usado pelas duas estruturas, figura 3.4.E. Sua função de transferência é

$$H_{TM}(f) = \frac{A}{B} \quad (3.38)$$

onde

$$A = (1 - R_0)(1 - R_1)(1 - R_2) \quad (3.39)$$

$$B = 1 - \sqrt{R_0 R_1} \exp(-j2\phi_1) - \sqrt{R_0 R_2} \exp(-j2\phi_2) + \sqrt{R_1 R_2} \exp(-j2(\phi_2 + \phi_1)) \quad (3.40)$$

$$\phi_i = \pi(f - f_c)/FSR_i \quad (3.41)$$

e  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_0$  são as refletividades dos espelhos primeiro, último e intermediário respectivamente.

## 3.5 Análise de desempenho do sistema

Um critério de comparação de receptores ópticos é a sensibilidade, que é definida, para sistemas digitais, como a mínima potência óptica média necessária para o receptor manter uma certa taxa de erros. A avaliação de desempenho de sistemas ópticos pode ser feita através da probabilidade de erros ou através da penalidade de potência óptica, obtida a partir do diagrama de olho.

### 3.5.1 Desempenho através da probabilidade de erro

A avaliação do desempenho feita através do cálculo da probabilidade de erro na recepção dos sinais ópticos é feita da seguinte forma: depois de definido o instante decisão, o sinal é amostrado e o valor da amostra é comparado com o valor do limiar de decisão  $V_D$ ; se maior, é estimado que o pulso transmitido foi o “1”, caso contrário será considerado “0”.

A probabilidade de erro é calculada por:

$$P_e = P(1)P(0/1) + P(0)P(1/0) \quad (3.42)$$

onde  $P(1)$  e  $P(0)$  são as probabilidades de receber pulsos “1” e “0”, respectivamente, e  $P(0/1)$  e  $P(1/0)$  são as probabilidades de decidir pelo pulso “0” dado que foi enviado o pulso “1” e vice-versa respectivamente. Para obter uma estimação simples da probabilidade de erro, assume-se que a estatística da variável de decisão é gaussiana. Isto significa,

então, que é suficiente calcular o valor médio e a variância da variável de decisão. Esta técnica é denominada aproximação gaussiana. Quando usamos a aproximação gaussiana tem-se

$$P(0/1) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{V_D} \exp\left[-\frac{(V_1 - v_R)^2}{2\sigma_1^2}\right] dv_R = \text{erfc}\left(\frac{V_1 - V_D}{\sigma_1}\right) \quad (3.43)$$

$$P(1/0) = \frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \int_{V_D}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v_R - V_0)^2}{2\sigma_0^2}\right] dv_R = \text{erfc}\left(\frac{V_D - V_0}{\sigma_0}\right) \quad (3.44)$$

onde  $\text{erfc}$  representa a função erro complementar,  $V_1$  é o valor de  $v_R$  para o pulso “1” e  $V_0$  é o valor de  $v_R$  para o pulso “0”:

A probabilidade de erro, em função do limiar de decisão  $V_D$ , fica dada por

$$P_e(V_D) = \frac{1}{2} \left\{ \text{erfc}\left(\frac{V_1 - V_D}{\sigma_1}\right) + \text{erfc}\left(\frac{V_D - V_0}{\sigma_0}\right) \right\} \quad (3.45)$$

O valor de  $V_D$  pode ser otimizado para minimizar a taxa de erros. Portanto vamos trabalhar com a grandeza  $Q$  que multiplica as variâncias dos pulsos “1” e “0” (figura )

$$Q\sigma_0 = V_D - V_0 \quad (3.46)$$

$$Q\sigma_1 = V_1 - V_D \quad (3.47)$$

das equações anteriores resulta

$$Q = \frac{V_1 - V_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (3.48)$$

$$V_D^{opt} = \frac{\sigma_0 V_1 + \sigma_1 V_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (3.49)$$

No caso do receptor com fotodiodo PIN, o ruído térmico é dominante. Portanto as variâncias para o bit “1” e “0” serão iguais, resultando num limiar ótimo exatamente entre os dois níveis. Para receptor com APD, o ruído shot domina, e portanto a variância associada ao bit “1” é maior, deslocando o valor ótimo de  $V_D$  em direção ao bit “0”.

### 3.5.2 Avaliação da Pe pela aproximação de pulsos truncados

O método aqui utilizado para avaliar a probabilidade de erro é o método da aproximação por trem de pulsos truncados (método exaustivo) [14]. Neste caso devem-se obter soluções das equações de taxa do laser para todas as possíveis  $2^{2M+1}$  seqüências da dados de entrada. Assume-se que a decisão pode-se fazer em torno do bit de dado  $A_0$ , usando um valor amostrado de  $i(t)$  no tempo  $\tau$  [15]

$$P_e = \frac{1}{2^{2M}} \sum_1^{2^{2M}} 0.5 [P_r(v_R(\tau) > V_D | A_{-M}, \dots, A_{-1}, A_0 = 0, A_1, \dots, A_M) + P_r(v_R(\tau) < V_D | A_{-M}, \dots, A_{-1}, A_0 = 0, A_1, \dots, A_M)] \quad (3.50)$$

onde  $V_D$  é o limiar de decisão e a soma é feita sobre as  $2^{2M}$  seqüências do sinal truncado  $A_M = A_{-M}, A_{-M+1}, \dots, A_{-1}, A_1, \dots, A_{M-1}, A_M$ . O valor requerido de M para uma boa aproximação está determinado pela interferência dos bits de dados adjacentes com o processo de decisão em torno ao bit  $A_0$ . Esta interferência depende da taxa de bits, da dinâmica do laser, do comprimento e do parâmetro de dispersão da fibra e da largura de faixa do receptor. O modelo exaustivo apresentado para determinar a probabilidade média de erro do sistema, permite levar em conta a interferência intersimbólica não linear e o efeito do laser.

A equação(3.50) pode-se escrever como [15]

$$P_e = \frac{1}{2^{2M+1}} \sum_1^{2^{2M}} [P_r(V_0(\tau) + v_n(\tau) > V_D | A_M) + P_r(V_1(\tau) + v_n(\tau) < V_D | A_M)] \quad (3.51)$$

$$P_e = \frac{1}{2^{2M+2}} \sum_1^{2^{2M}} [E(\operatorname{erfc}(\frac{V_D - V_0(\tau)}{\sqrt{2}\sigma_T}) | A_M) + E(\operatorname{erfc}(\frac{V_1(\tau) - V_D}{\sqrt{2}\sigma_T}) | A_M)] \quad (3.52)$$

onde  $V_1(\tau)$  e  $V_0(\tau)$  são as variáveis aleatórias de  $v_R(\tau)$  na hipótese  $A_0=1$  e  $A_0=0$ , respectivamente,  $\sigma_T^2$  é a variância da variável aleatória gaussiana  $v_n(\tau)$ ,  $\operatorname{erfc}(\cdot)$  é a função erro complementar e  $E(\cdot)$  representa a média estatística. Como as funções de densidade de probabilidades de  $V_1(\tau)$  e  $V_0(\tau)$  são desconhecidas, as médias na equação (3.52) são avaliadas por meio da regra da quadratura de Gauss, a qual apenas precisa conhecer os momentos das duas fotocorrentes condicionadas a  $A_M$ [15]. Seja

$$M_{v_d(\tau)}(\mu) = E[(v_d(\tau) - E[v_d(\tau)/A_0, A_M])^\mu / A_0, A_M] \quad (3.53)$$

o momento central,  $\mu^{th}$ , de  $v_d(\tau)$  condicionado a  $A_0$  e  $A_M$ . Então  $M_{v_d(\tau)}(0)=1$ ,  $M_{v_d(\tau)}(1)=0$  e para  $\mu \leq 2$  tem-se [15]

$$M_{v_d(\tau)}(\mu) = \sum_{\nu=1}^{\mu-1} \binom{\mu-1}{\nu} \phi_{\nu} M_{v_d(\tau)}(\mu-1-\nu) \quad (3.54)$$

$$\phi_{\nu} = M_g(\nu+1) q^{\nu+1} \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(t) h_R^{\nu+1}(\tau-t) dt \quad (3.55)$$

onde  $M_g(\nu+1)$  é o momento  $(\nu+1)$  do processo aleatório de multiplicação do APD, o qual é determinado pelo ganho médio de avalanche,  $G = M_g(1)$ , e pelo coeficiente  $k$  de ionização[13]. Baseado nos  $N$  momentos de  $v_1(\tau)$  e  $v_0(\tau)$ , cada termo na soma da equação (3.51) pode ser avaliado como [13]

$$\sum_1^{N'} W_{0,n} \operatorname{erfc} \frac{V_D - E[v_0(\tau)|A_M] - X_{0,n}}{\sqrt{2}\sigma_T} + W_{1,n} \operatorname{erfc} \frac{X_{1,n} + E[v_1(\tau)|A_M] - V_D}{\sqrt{2}\sigma_T} \quad (3.56)$$

onde  $N' = N/2$  ( $N$  par) e  $W_{i,n}$  e  $X_{i,n}$ ,  $i=0,1$  e  $n=1,2,\dots,N'$  são os pesos e as abscissas, respectivamente, do método de integração [13]. Para facilitar a escritura não foi indicada a dependência dos pesos e abscissas da sequência do mensagem  $A_M$ .

Esta forma de avaliar a probabilidade de erro, evita ter que fazer suposições e simplificações em relação à distribuição da estatística de  $v_d(t)$ . A aproximação mais simples para avaliar a probabilidade de erro é supor que  $v_0(t)$  e  $v_1(t)$  são processos aleatórios gaussianos, mesmo com interferências intersímbolos, já que a fotocorrente gerada dependerá de uma sequência fixa de dados. Portanto tem-se [15]

$$P_e = \frac{1}{2^{2M+2}} \sum_1^{2M} \left[ \operatorname{erfc} \frac{V_D - E[v_0(\tau)|A_M]}{\sqrt{2}\sigma_0} + \operatorname{erfc} \frac{E[v_1(\tau)|A_M] - V_D}{\sqrt{2}\sigma_1} \right] \quad (3.57)$$

onde  $\sigma_0^2$  e  $\sigma_1^2$  representam a soma das variancias  $\sigma_T^2 + M_{v_d(\tau)}(2)$ , dando  $A_0 = 0$  e  $A_0 = 1$  respectivamente. Tem-se achado que a sensibilidade do receptor, obtida pelo método de aproximação gaussiana de um trem de pulsos truncados, é melhor em 0,5 dB que a obtida pelo método da regra da quadratura de Gauss. Na presença de interferência intersimbólica, a suposição que  $v_d(t)$ , condicionada a uma sequência fixa de dados, é um processo gaussiano é bem fundamentada. Ao contrario,  $v_d(t)$  não condicionada é fracamente aproximada por um processo gaussiano e métodos não exaustivos de avaliação da probabilidade de erro exigem de métodos numéricos mais sofisticados, tais como a regra da

quadratura de Gauss. Os métodos não exaustivos sofrem do inconveniente que os efeitos do laser e a interferência intersimbólica não podem ser incluídas no modelo do sistema, devido á correlação existente na sequencia de bits.

A corrente gerada pelo APD, em resposta a uma potência incidente  $P(t, A_0, A_M)$ , é definida por o modelo semi-clássico, o qual define  $v_0(t, A_M)$  e  $v_1(t, A_M)$  como as correntes médias de saída do filtro receptor, para o bit  $A_0 = 0$  e  $A_1 = 1$  respectivamente. Também o modelo define a  $\sigma_0^2(t, A_M)$  e  $\sigma_1^2(t, A_M)$  como as somas das variancias dos ruidos térmico e balístico, para o bit  $A_0 = 0$  e  $A_1 = 1$  respectivamente. Portanto a  $P_e$  será [15]

$$P_e = \frac{1}{2^{2M+2}} \sum_1^{2^{2M}} \left[ \operatorname{erfc} \frac{V_D - v_0(\tau, A_M)}{\sqrt{2}\sigma_0(\tau, A_M)} + \operatorname{erfc} \frac{v_1(\tau, A_M) - V_D}{\sqrt{2}\sigma_1(\tau, A_M)} \right] \quad (3.58)$$

onde

$$v_n(\tau, A_M) = G \int_{-\infty}^{\infty} [RP(t, A_0 = n, A_M) + I_d] h_R(\tau - t) dt \quad (3.59)$$

$$\sigma_n^2(\tau, A_M) = \sigma_{th}^2 + g^2 q \int_{-\infty}^{\infty} [RP(t, A_0 = n, A_M) + I_d] h_R^2(\tau - t) dt \quad (3.60)$$

Para  $n=0,1$ , onde  $\sigma_{th}^2$  é a variancia do ruído térmico filtrado,  $R$  é a responsividade do fotodetector,  $I_d$  é a corrente escura,  $G$  é o ganho médio de avalanche,  $g^2$  é o ganho quadrático médio de avalanche.

### 3.5.3 Desempenho através do diagrama de olho

O diagrama de olho é uma técnica usual de diagnóstico de desempenho em sistemas de transmissão digital, dando uma boa idéia das deteriorações causadas pela interferência intersimbólica, inevitáveis em sistemas de altas velocidades. O diagrama de olho é gerado pela superposição de todas as possíveis M-bits sequências de saída. Levando em conta a interferência intersimbólica gerada pelos bits previos e os bits seguintes, superpondo todos os diagramas possíveis, examina-se a abertura do bit central.

A forma de onda para um diagrama de olho típico, para uma codificação de não retorno a zero (NRZ) é mostrada na Figura 3.5 [11].

A degradação vertical do olho é definida por

$$ED_V = \frac{ED_1 + ED_0}{S_1 - S_0} \quad (3.61)$$

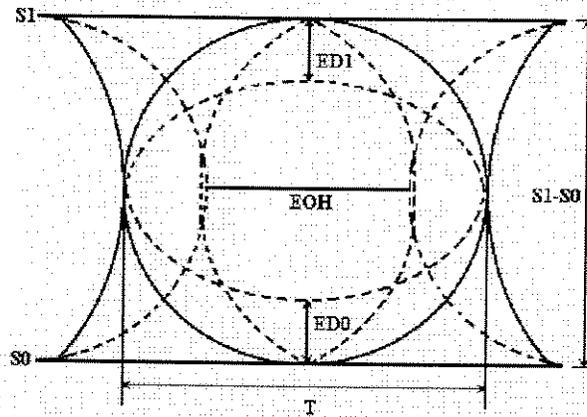


Figura 3.5: Diagrama de Olho ideal mostrando as definições da abertura de olho horizontal e vertical.

onde  $S_1$  e  $S_2$  são os estados estáveis do sinal para os níveis “1” e “0” respectivamente, e  $ED_1$  e  $ED_0$  representam os desvios do sinal em relação ao nível estável. A abertura horizontal completa do olho é igual ao intervalo  $T$  do bit. A degradação horizontal do olho pode ser expressa por

$$ED_H = \frac{T - EO_H}{T} \quad (3.62)$$

onde  $EO_H$  é a abertura horizontal do olho. A penalidade de potência da forma de onda NRZ pode ser derivada da degradação vertical do olho

$$P_{penal.}(dB) = 10\log_{10}ED_V \quad (3.63)$$

A partir da abertura do diagrama de olho é possível obter uma medida quantitativa do desempenho do sistema, chamada de penalidade de fechamento de olho, que é uma medida da potência óptica adicional, em dB, necessária para se ter uma abertura de olho definida.

### 3.6 Conclusões

Apresentou-se, neste capítulo, os modelos matemáticos da transmissão e recepção ópticas. A caracterização da fonte óptica (laser DFB) através das equações de taxa permite determinar o campo óptico e a potência na saída do laser assim como a variação na frequência

de emissão do laser (chirp). Na recepção óptica foi modelado um receptor padrão, os ruídos característicos e critérios de desempenho baseados na probabilidade de erro. Os modelos de aproximação gaussiana e de aproximação por pulso truncado foram apresentados. Finalmente, como aplicação dos modelos desenvolvidos, apresentou-se uma simulação de sistemas de transmissão por fibra óptica funcionando a altas taxas de bits.

# Bibliografia

- [1] L. E. Monteiro de Barros Jr, "Estudo de laser semiconductor acoplado a cavidade externa para aplicações em sistemas de alta velocidade", *Tese de Mestrado*, DT/FEE/UNICAMP, 1992.
- [2] P. J. Corvini, T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **5**, 1591, 1987.
- [3] P. Green, *Fiber optics networks*, Prentice-Hall, New Jersey, 1993.
- [4] W. M. Hamdy and P. A. Humblet, "Sensitivity Analysis of Direct Detection Optical FDMA Networks With OOK Modulation", *IEEE J. Select. Area Commun.*, **11**, 783, 1993.
- [5] P. A. Humblet and W. M. Hamdy, "Crosstalk analysis and filter optimization of single and double cavity Fabry Perot filters", *IEEE J. Select. Area Commun.*, **8**, 1095, 1990.
- [6] Kakimoto, "Análise e Simulação de Filtros Ópticos para uso em Sistemas de Comunicação Óptica". DT/FEE/UNICAMP, 1996.
- [7] A. Papoulis, *Probability, Random Variables and Stochastic Process*, Chap. 10, McGraw-Hill, New York, 1990.
- [8] H. Waldman, M. R. N. Ribeiro e A. A. Surerus, "The digital transmission with a single optical amplifiers", *SBT/IEEE International Telecommunications Symposium*, Rio de Janeiro, Agosto, 1994.
- [9] N. A. Olson, "Lightwave systems with optical amplifiers", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **7**, 1071, 1989.

- [10] R. Ramaswami, "Issues in Multi-Wavelength Optical Network", IBM Research Report RC-15829, Maio, 1990.
- [11] Chung-Seng Li and al., "Channel capacity optimization of chirp-limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical filter", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **10**, 1148, 1992.
- [12] Ch. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: principles e applications", *IEEEJ. Select. Area Commun.*, **8**, 948, 1990.
- [13] W. Hauk, F. Bross and M. Ottka , "The calculation of error rates for optical fiber systems", *IEEE Trans. Commun.*, **26**, 1119, 1978.
- [14] D. G. Duff, "Computer-aided design of digital lightwave systems", *IEEE J. Selected Areas in Comm.*, **2** , 171, 1984.
- [15] J. C. Cartledge, and G. S. Burley , "The Effect of Laser Chirp on Lightwave System Perfomance" , *IEEE J. Lightwave Technol.*, **7**, 568, 1989.

## Capítulo 4

# Simulação de sistemas ponto a ponto

*O objetivo deste capítulo é apresentar uma avaliação de desempenho de sistemas ponto a ponto de alta velocidade com modulação de intensidade e detecção direta, como discutido no capítulo anterior, utilizando a técnica de simulação. A avaliação de desempenho do sistema é feita através da sensibilidade do receptor, usando uma probabilidade de erro de  $10^{-12}$ . Os resultados foram obtidos a partir do PC-SIMFO, que é um software desenvolvido especialmente para analisar sistemas ópticos. São apresentados os resultados numéricos para um sistema típico, em três configurações de receptores, operando nas taxas de 2,5 e 10 Gb/s.*

### 4.1 Sistema simulado

Nosso objetivo é avaliar o desempenho de sistemas de alta velocidade ponto a ponto com modulação de intensidade e detecção direta (IM/DD) [1], [3]-[5], usando as três configurações possíveis de receptor óptico, tais como receptor usando fotodiodo PIN, receptor usando fotodiodo de avalanche e receptor usando pré-amplificador óptico na entrada. O comprimento de onda de operação é  $1550\text{ nm}$ , que é, atualmente, a mais usual para aplicações em telecomunicações, devido às baixas perdas. As taxas de transmissão adotadas são 2,5 e 10,0 Gb/s, que correspondem à hierarquia SDH (Synchronous Digital Hierarchy). Tomamos como parâmetro de medida de desempenho a sensibilidade do receptor para uma taxa de erros de  $10^{-12}$ , de acordo com as normas usuais do ITU-T. O sistema simulado é apresentado na figura 4.1

O transmissor é uma fonte de informação binária que modula diretamente a fonte de

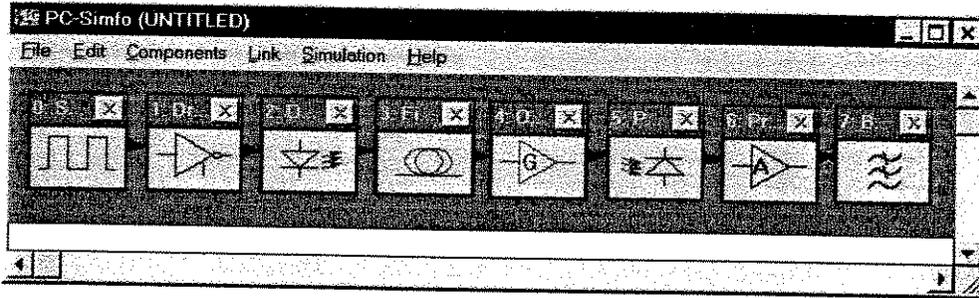


Figura 4.1: Sistema utilizado na simulação

luz, com uma corrente pulsada do tipo NRZ, dada pela equação

$$i(t) = I_b + \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k i_m(t - kT) \quad (4.1)$$

onde  $I_b$  é a corrente de polarização,  $T$  é o período do pulso,  $i_m$  é o formato do pulso de corrente de modulação e  $a_k$  é a sequência que representa os dados binários transmitidos.

O perfil do pulso de corrente de modulação será dado por

$$i_m(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ I_m [1 - \exp(-\frac{t}{\tau_r})] & 0 \leq t \leq T \\ I_m [\exp[-\frac{(t-T)}{\tau_r}]] & t > T \end{cases} \quad (4.2)$$

onde  $I_m$  é a corrente de pico de modulação e  $\tau_r$  é o tempo de subida do pulso.

A sequência  $a_k$  utilizada apresenta 24 bits de comprimento, fornecendo todas as combinações possíveis de uma sequência básica de três bits, ordenados de tal maneira que é possível aplicar o algoritmo de pulsos truncados para o cálculo da probabilidade de erro, ou seja 010011110111001101100000. O comprimento de três bits para a sequência básica leva somente em consideração a memória do pulso anterior para o cálculo da interferência intersimbólica, o que é suficiente para os resultados aqui discutidos. Para o melhor desempenho, em termos de resposta dinâmica, o laser foi polarizado acima do limiar, o que resultou numa taxa de extinção finita, definida aqui como a relação entre a potência óptica de pico do pulso “1” e a potência óptica do pulso “0”. Foi feito um estudo sobre o efeito da taxa de extinção sobre o desempenho do sistema.

## 4.2 Resultados e discussão

As figuras 4.2 até 4.5, apresentam a variação da sensibilidade do receptor em função da taxa de extinção. Observa-se, nos três tipos de receptores ópticos simulados, que para distâncias menores que 100 *km*, o efeito do chirp não é significativo e o sistema tem um melhor desempenho para altas taxas de extinção. No caso de distâncias maiores que 100 *km*, existe um valor ótimo de taxa de extinção. Isto ocorre porque para altas taxas de extinção tem-se um aumento do chirp do laser semiconductor, como mostrado nas figuras 4.6 até 4.9, onde ve-se que o chirp é mais significativo para as taxas de extinção maiores. A figura 4.5 mostra a comparação das configurações simuladas e observa-se que, com respeito ao receptor com fotodiodo PIN, o receptor com APD a sensibilidade é superior em 3,5 *dBm* e no caso do receptor EDFA+PIN a melhoria é de 10 *dBm*.

A figura 4.10 apresenta a variação da sensibilidade em função do fator de alargamento da linha espectral do laser (fator  $\alpha$ ), tomando como parâmetro o coeficiente de ganho do laser (fator  $\epsilon$ ). É evidente que quanto menor o alargamento de linha, menos efeito tem-se devido ao chirp. De acordo com as curvas, nota-se que o fator de alargamento de linha é fortemente dependente do fator de compressão de ganho. Quanto maior o fator de compressão de ganho, menor é o chirp gerado no laser, como visto pela figura 4.10.

Esta situação é mais crítica para o caso de uma transmissão de 10 *Gb/s*, como mostrado nas figuras 4.11 até 4.13, onde se mostra a variação da sensibilidade do receptor usando um fotodiodo PIN com o fator de largura de linha, para vários comprimentos de fibra. Observa-se nestas figuras que tanto para as taxas de extinção de 5, 13 e 13, 13, a medida que o fator de alargamento da linha espectral aumenta o sistema é severamente penalizado. Uma outra observação importante é que para menores valores da taxa de extinção (Fig. 4.11), ou seja menor chirp, é possível obter um valor ótimo do fator  $\alpha$  que dá a melhor sensibilidade e que esse valor ótimo diminui a medida que o comprimento do enlace aumenta. A conclusão que se tem deste estudo é que sistemas de 10 *Gb/s* são fortemente limitados pelo chirp do laser e que uma maneira de minimizar este efeito é usar lasers de semiconductor com menores fatores de alargamento de linha.

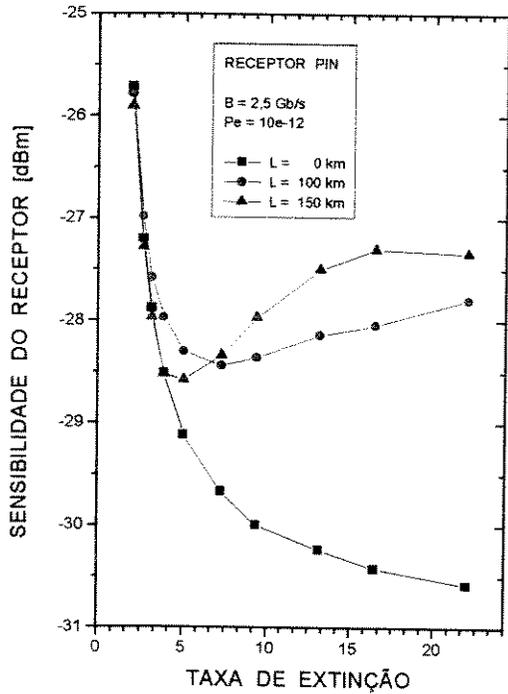


Figura 4.2- Variação da sensibilidade com a taxa de extinção, para vários comprimentos de fibra para o receptor PIN.

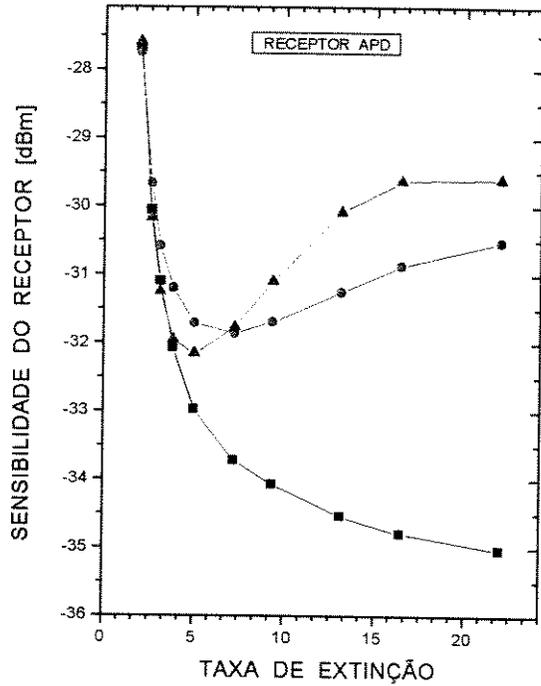


Figura 4.3- Variação da sensibilidade com a taxa de extinção para vários comprimentos de fibra para o receptor APD.

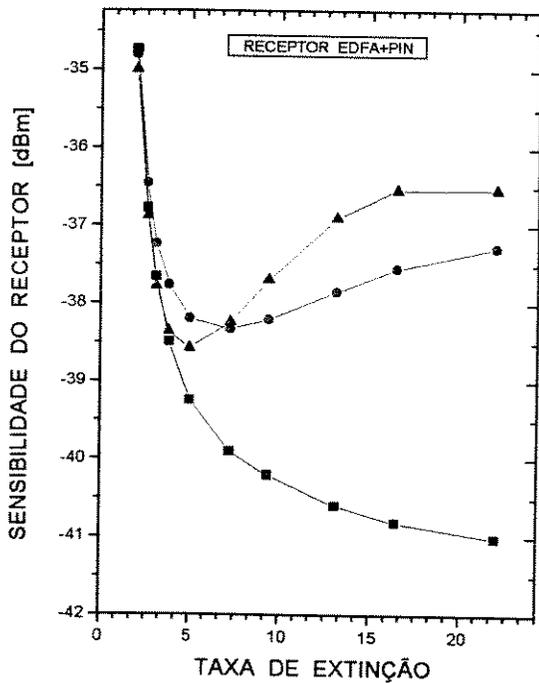


Figura 4.4- Variação da sensibilidade com a taxa de extinção, para vários comprimentos de fibra para o receptor com pré-amplificação óptica.

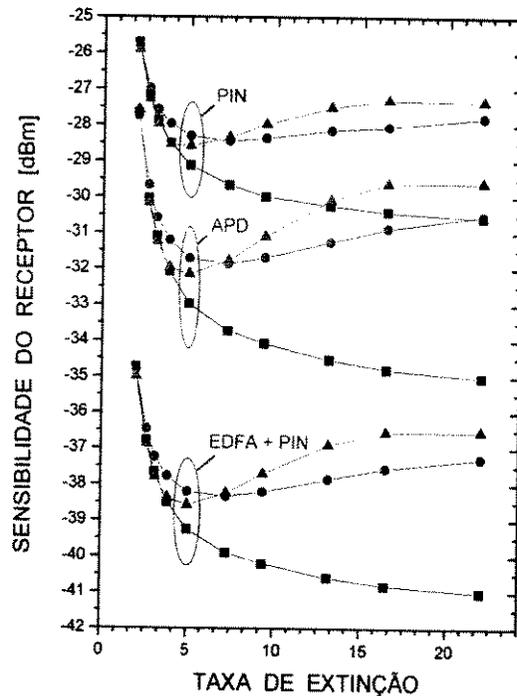


Figura 4.5- Comparação da sensibilidade em função da taxa de extinção, para as três configurações de receptores.

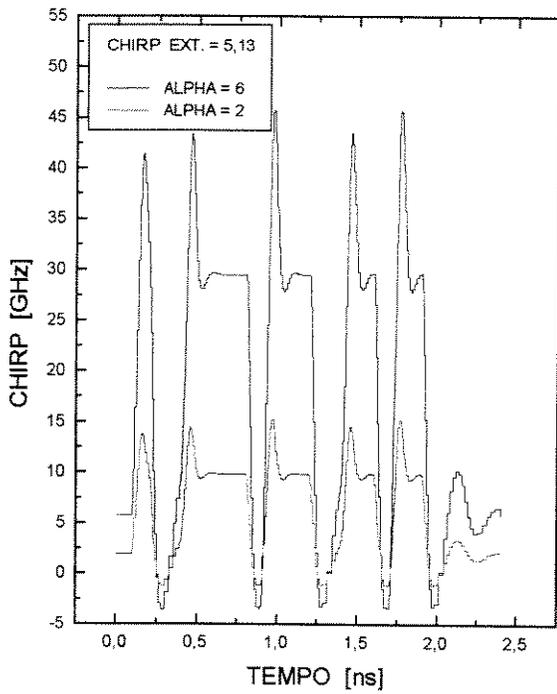


Figura 4.6- Variação do chirp da fonte óptica com factor de largura de linha para uma taxa de extinção de 5.13.

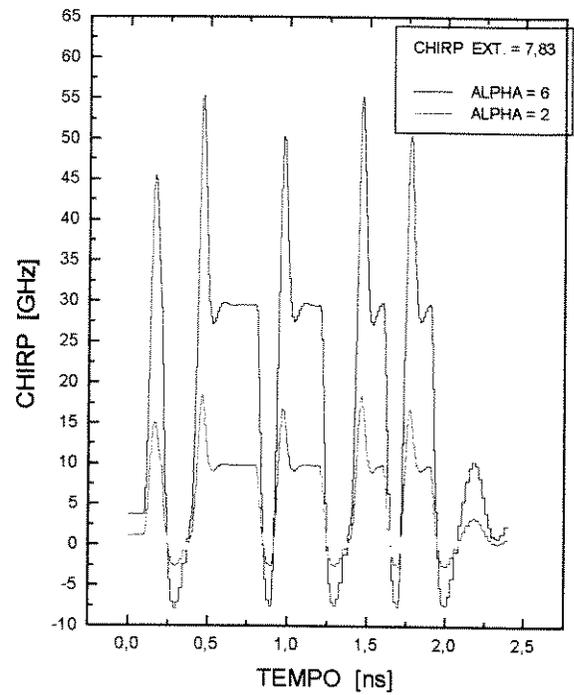


Figura 4.7- Variação do chirp da fonte óptica com factor de largura de linha para uma taxa de extinção de 5.13.

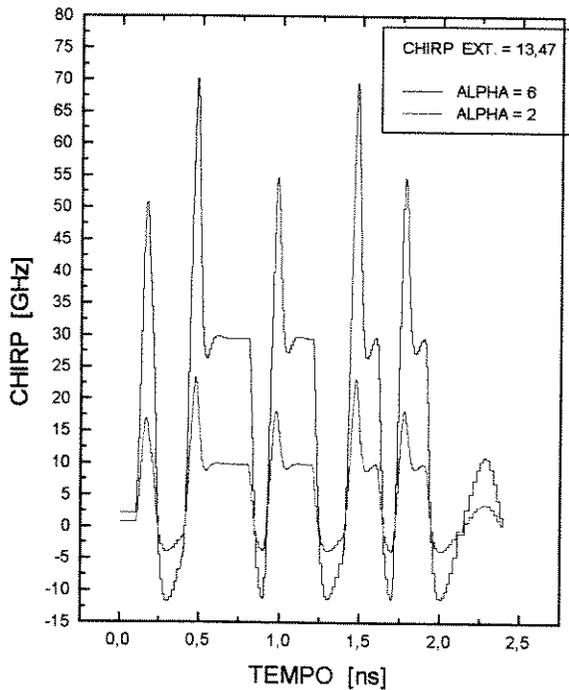


Figura 4.8- Variação do chirp da fonte óptica com factor de largura de linha para uma taxa de extinção de 13.47.

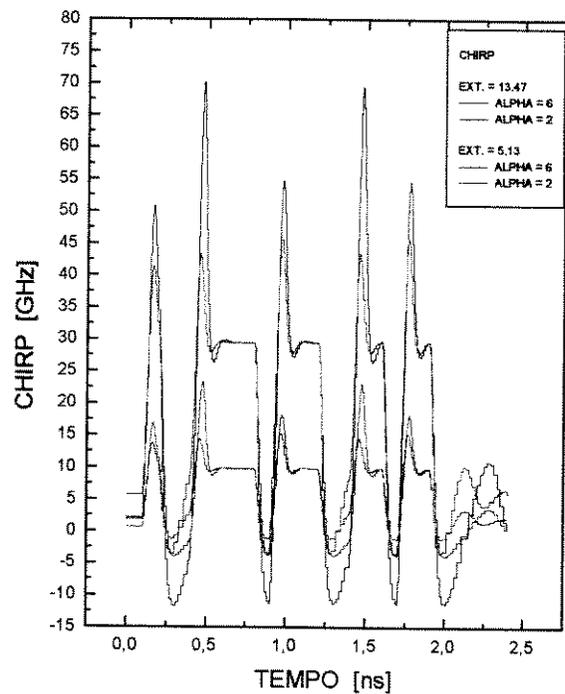


Figura 4.9- Comparação da variação do chirp para duas taxas de extinção e para dois valores de factor de largura de linha.

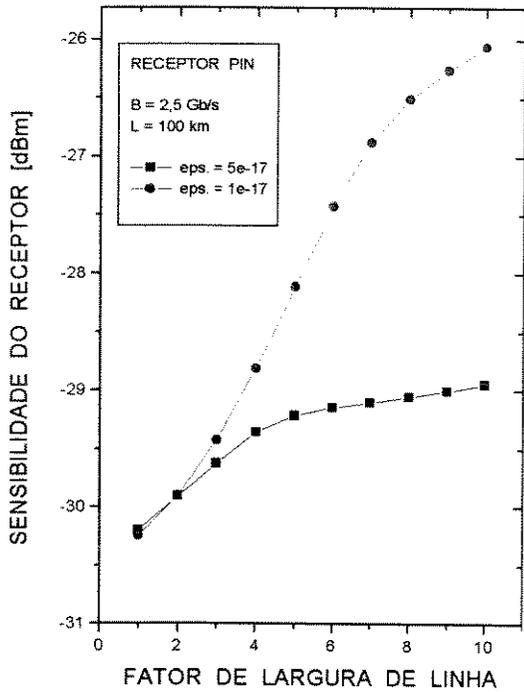


Figura 4.10- Variação da sensibilidade do receptor óptico em função do fator de largura de linha para fatores de compressão de ganho de  $1e-17$  e  $5e-17$ .

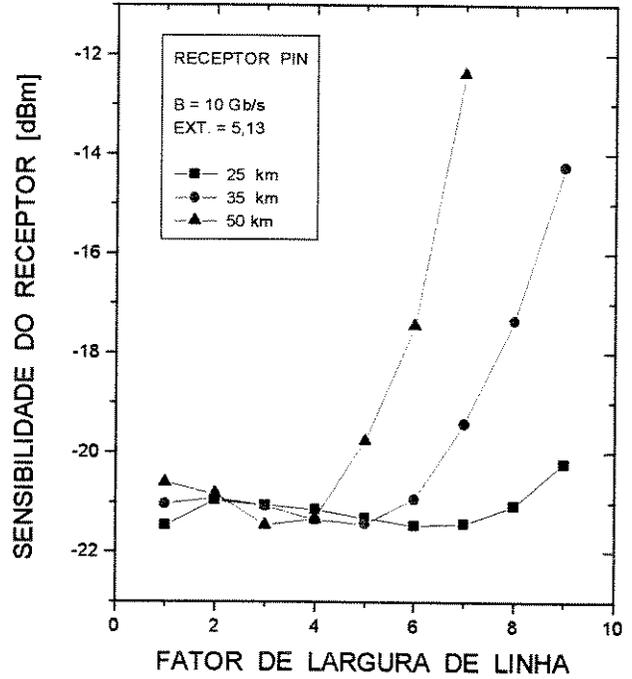


Figura 4.11- Variação da sensibilidade do receptor óptico em função do fator de largura de linha para 10 Gb/s e taxa de extinção de 5.13 com diversos comprimentos do enlace.

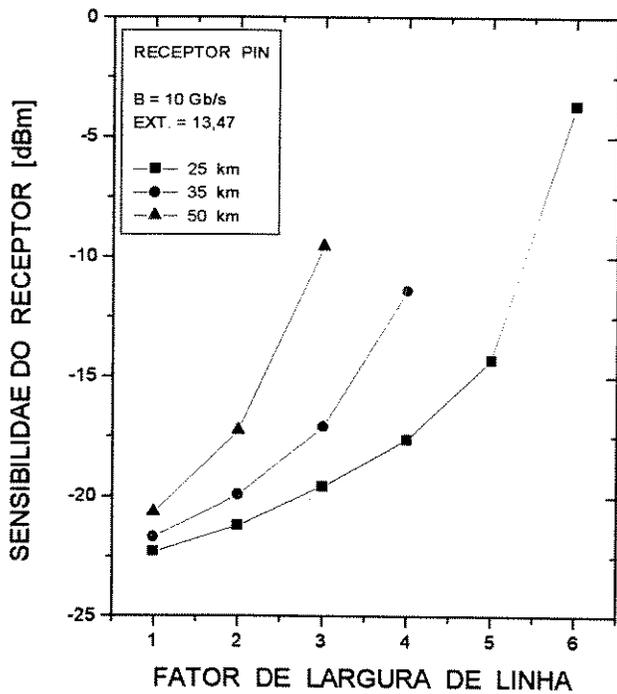


Figura 4.12- Variação da sensibilidade do receptor óptico em função do fator de largura de linha para 10 Gb/s e taxa de extinção de 13.47 com diversos comprimentos do enlace.

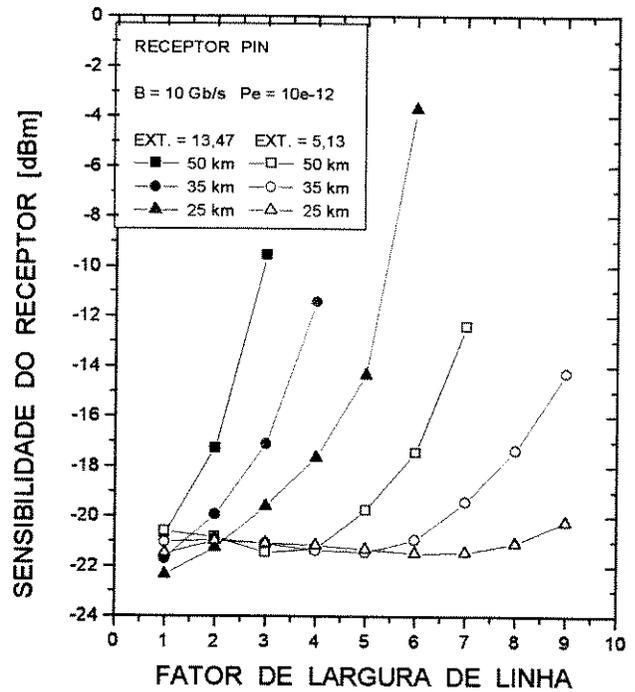
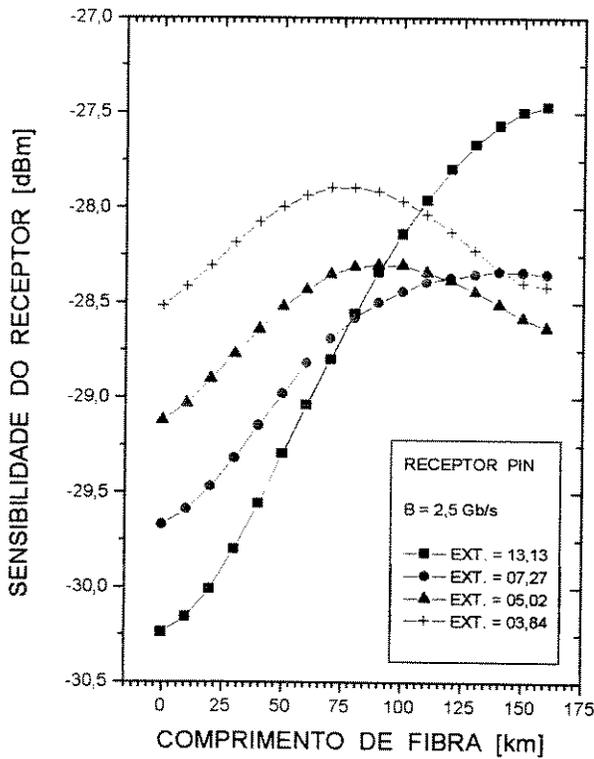


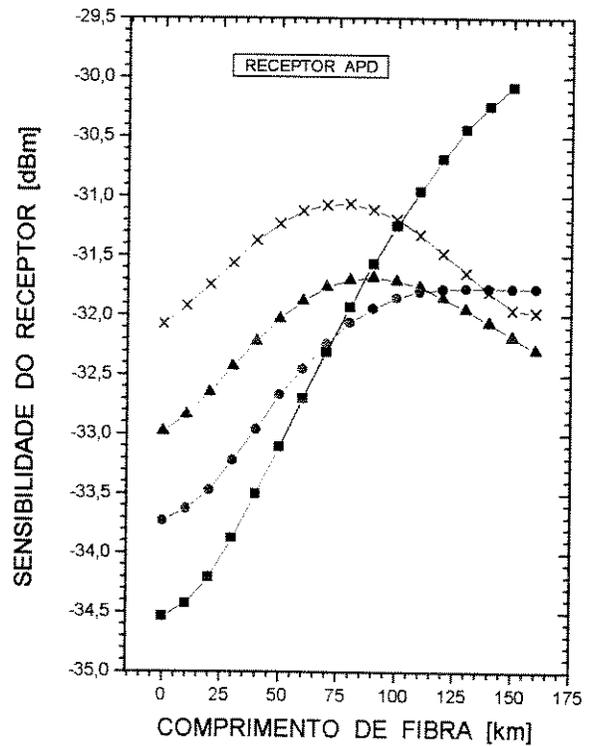
Figura 4.13- Comparação da sensibilidade do receptor em função do fator de largura de linha para duas taxas de extinção e diversos comprimentos do enlace.

As figuras 4.14 até 4.17 apresentam a variação da sensibilidade, em função do comprimento da fibra para uma taxa de 2,5 Gb/s, tomando como parâmetro várias taxas de extinção, para os três receptores analisados. Observa-se que a sensibilidade em função da distância devido ao chirp do laser, juntamente com a dispersão cromática da fibra, distorce o sinal recebido. Este efeito é bem pronunciado no caso de altas taxas de extinção. Para baixas taxas de extinção este efeito é menos crítico, levando a um valor ótimo de distância, ou seja neste caso a taxa de extinção anula o efeito do chirp. Observa-se que o comportamento da sensibilidade com a distância do enlace, é similar para as três configurações usadas. Como foi dito anteriormente, para distâncias menores que 100 km, o efeito do chirp não é significativo e se tem melhores sensibilidades para altas taxas de extinção. Já, para distâncias maiores que 100 km, existe um valor ótimo de taxa de extinção. Também neste caso observa-se, (Fig. 4.17) que o receptor com EDFA+PIN é o mais sensível, 6 dBm acima do receptor com fotodiodo APD e 10 dBm acima do receptor com fotodiodo PIN.

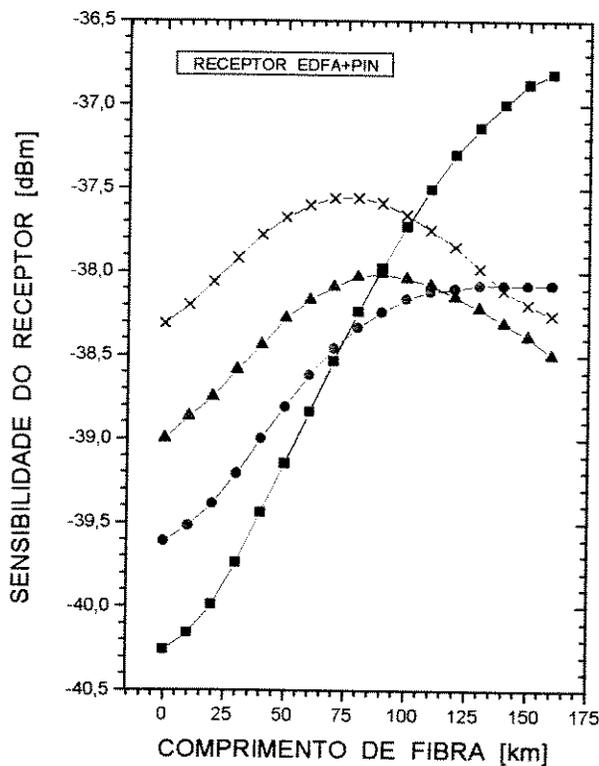
Para uma transmissão de 10 Gb/s, a variação da sensibilidade em função do comprimento da fibra, é diferente do caso de 2,5 Gb/s, como mostrado na figura 4.18. A esta velocidade, já a 10 km de comprimento de fibra observa-se como o fenômeno do chirp começa a degradar o desempenho do sistema e que esta degradação é muito mais rápida para maiores comprimentos de fibra e maiores taxas de extinção.



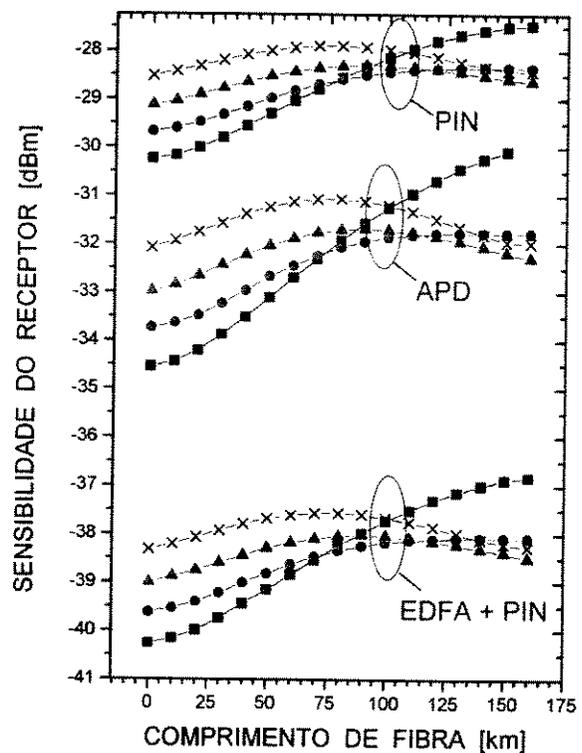
**Figura 4.14-** Sensibilidade do receptor PIN em função do comprimento da fibra para 2.5 Gb/s e várias taxas de extinção.



**Figura 4.15-** Sensibilidade do receptor APD em função do comprimento da fibra para 2.5 Gb/s e várias taxas de extinção.



**Figura 4.16-** Sensibilidade do receptor EDFA+PIN em função do comprimento da fibra para 2.5 Gb/s e várias taxas de extinção.



**Figura 4.17-** Comparação da sensibilidade dos receptores PIN, APD, EDFA+PIN em função do comprimento da fibra óptica.

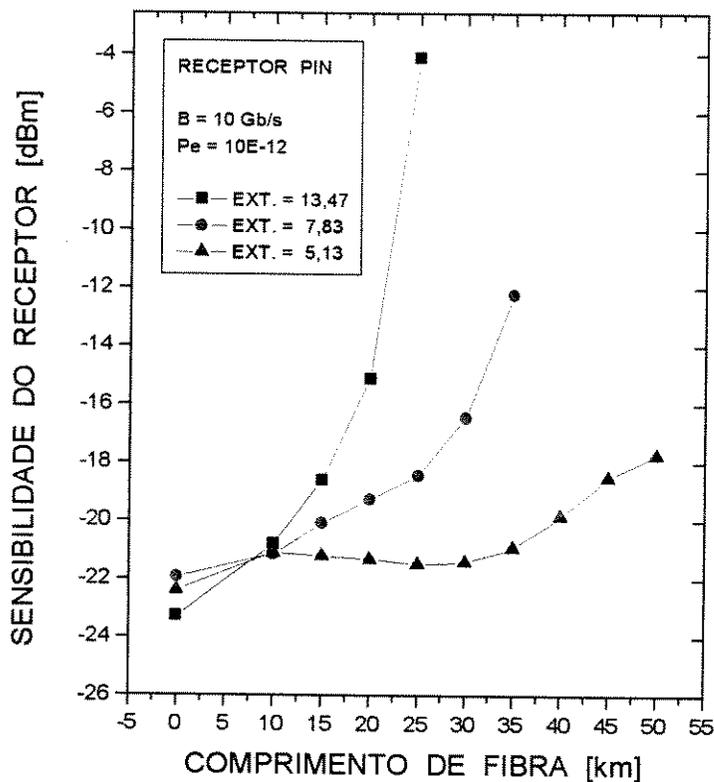


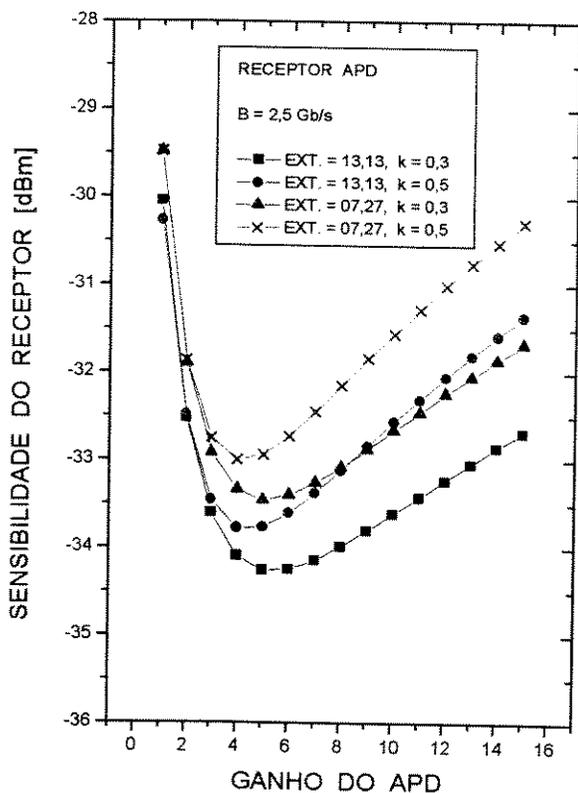
Figura 4.18: Variação da sensibilidade em função do comprimento da fibra, para 10 Gb/s e várias taxas de extinção.

Na recepção, os parâmetros que devem ser ajustados para um melhor desempenho são a frequência de corte do filtro elétrico, o instante de amostragem e o limiar de decisão e no caso do uso de fotodiodo APD, o ganho médio ótimo, como mostrado nas figuras abaixo.

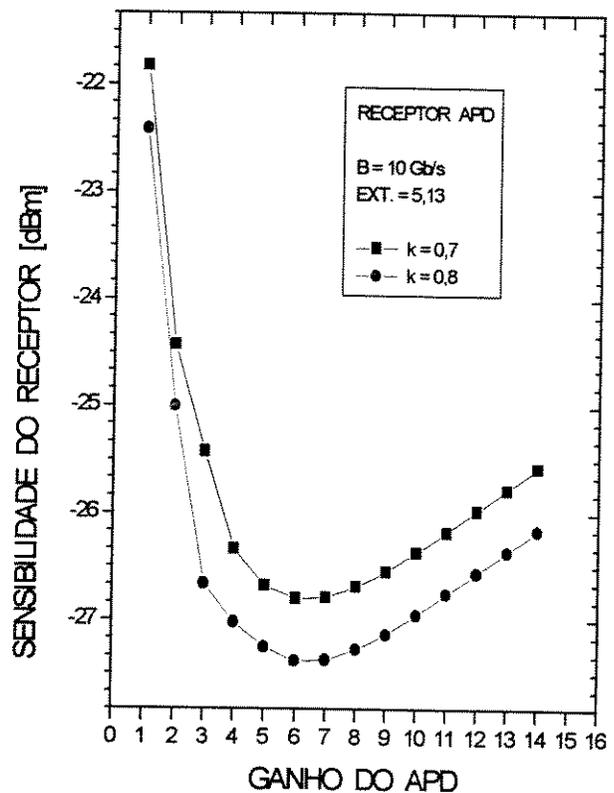
Na nossa simulação procuramos operar o fotodiodo APD no ganho ótimo. As figuras 4.19 e 4.20 apresentam o comportamento do ganho do APD em função da taxa de extinção e do parâmetro  $k$ , para 2,5 e 10 Gb/s respectivamente. A variação do ganho ótimo não é muito significativa, ficando em torno de 5. O ganho ótimo é oriundo do fato que para baixos ganhos do APD o ruído gerado no pre-amplificador é o fator limitante na sensibilidade e para altos ganhos o ruído de avalanche é o mecanismo limitante da sensibilidade, levando conseqüentemente ao ganho ótimo. O parâmetro  $k$  é um parâmetro

físico do dispositivo e fica entre 0,3 a 0,5 para tecnologia InGaAs.

As figuras 4.21 até 4.24 mostram a variação da sensibilidade com a frequência de corte do filtro elétrico. A análise das figuras mostra que para frequências de corte menores que um certo valor, a interferência intersimbólica é o elemento principal de degradação do sistema e para altos valores de frequência de corte, o ruído é o elemento degradante do sistema. Mesmo que o comportamento qualitativo da sensibilidade seja muito similar nos três casos pode-se observar que no caso do receptor com fotodiodo PIN se tem uma resposta ligeiramente diferente; para um comprimento de fibra de 100 km o valor ótimo de sensibilidade obtém-se para uma taxa de extinção de 7,27 e uma frequência de corte, normalizada, de 0,72, enquanto que para um comprimento de fibra de 150 km o valor ótimo de sensibilidade obtém-se para uma taxa de extinção de 3,84 e igual frequência de corte, ou seja o aumento da dispersão com a distância pode ser compensada com a diminuição do chirp e pode-se obter assim uma sensibilidade muito parecida. Já no caso do APD e do EDFA+PIN a situação anterior é diferente devido ao ganho introduzido por estes dispositivos.



**Figura 4.19-** Sensibilidade do receptor em função do ganho do fotodetector APD para várias taxas de extinção e taxa de transmissão de 2,5 Gb/s.



**Figura 4.20-** Sensibilidade do receptor em função do ganho do fotodetector APD para dois valores de k e taxa de transmissão de 10 Gb/s.

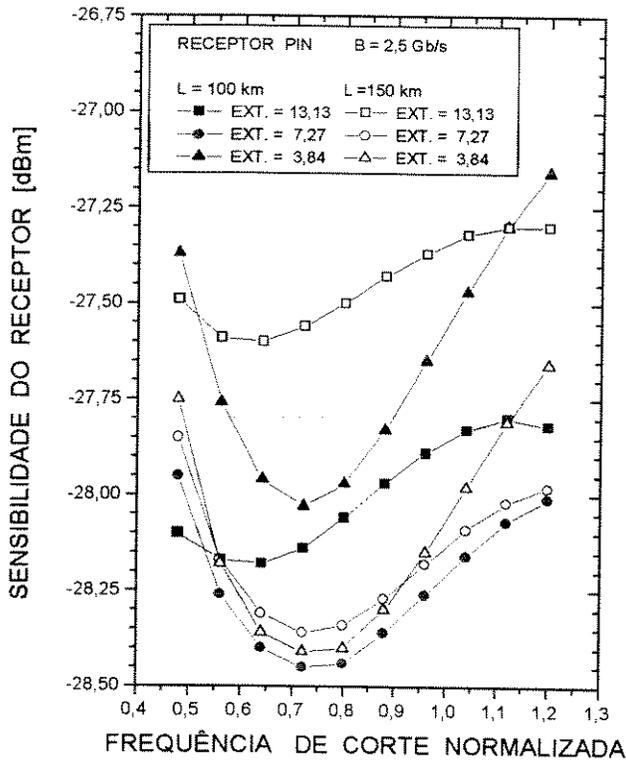


Figura 4.21- Sensibilidade do receptor PIN em função da frequência de corte do filtro elétrico para 100 e 150 km e várias taxas de extinção.

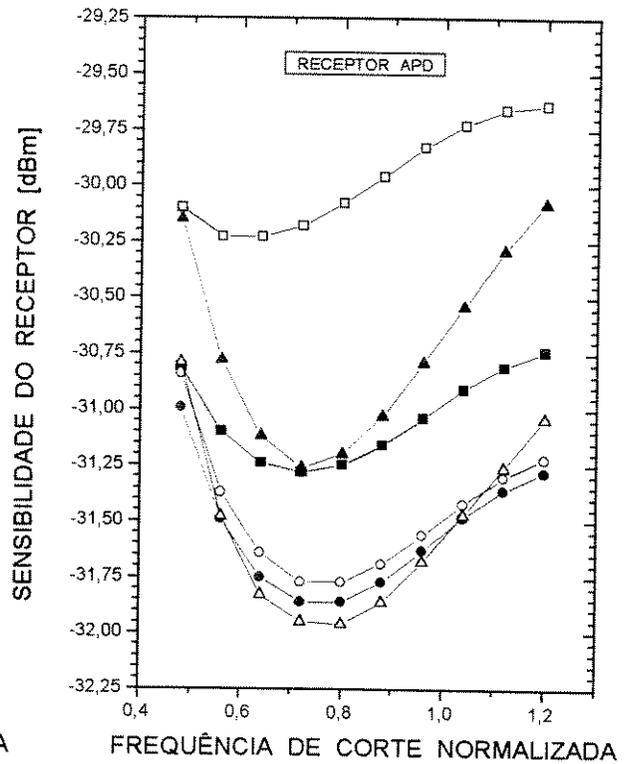


Figura 4.22- Sensibilidade do receptor APD em função da frequência de corte do filtro elétrico para 100 e 150 km e várias taxas de extinção.

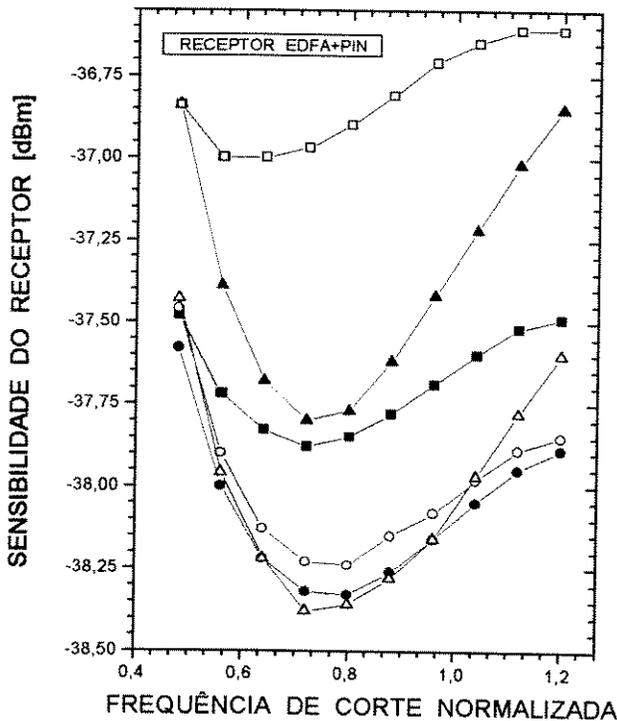


Figura 4.23- Sensibilidade do receptor EDFA+PIN em função da frequência de corte do filtro elétrico para 100 e 150 km e várias taxas de extinção.

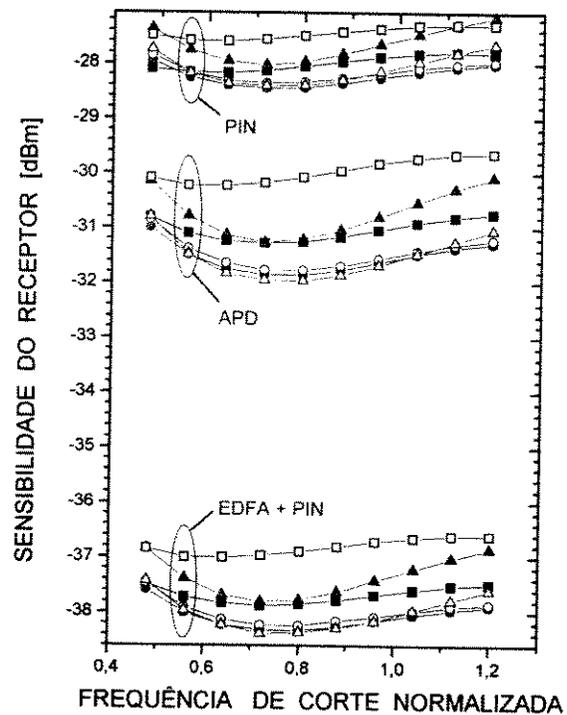
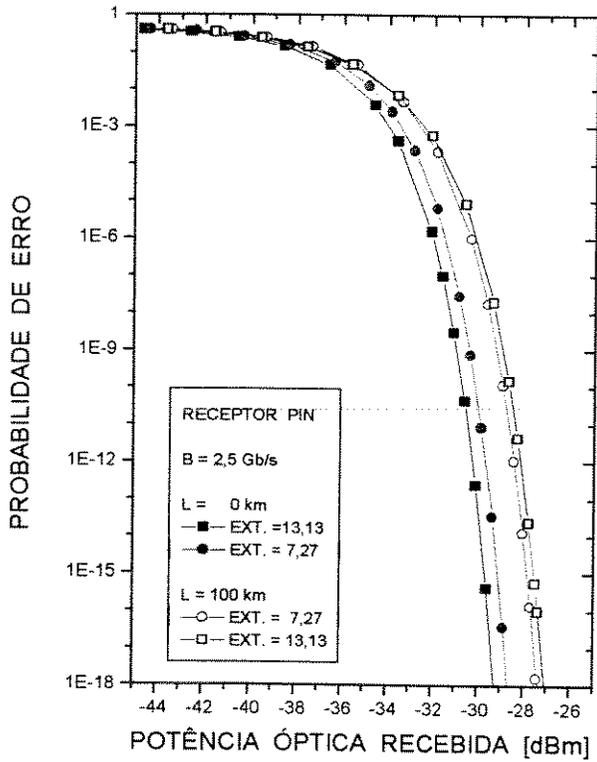


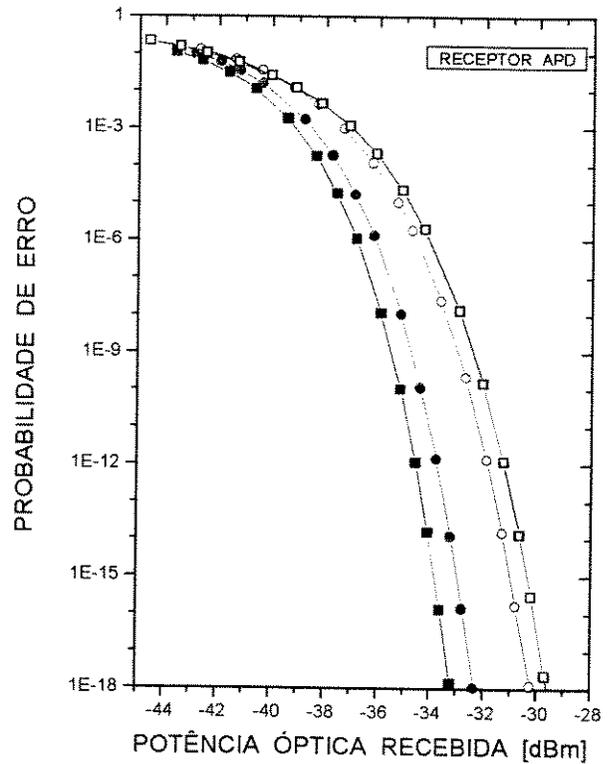
Figura 4.24- Comparação da sensibilidade dos receptores PIN, APD e EDFA+PIN em função da frequência de corte do filtro elétrico.

Nas figuras 4.25 até 4.28 apresentamos os resultados obtidos da simulação, para a probabilidade de erro na detecção dos sinais ópticos, para uma taxa de transmissão de  $2,5 \text{ Gb/s}$ , nos três tipos de receptores analisados por nos. Em todos eles observa-se que uma redução na taxa de extinção, para um comprimento de fibra de  $0 \text{ km}$ , leva a uma sensibilidade pior; enquanto que a mesma redução, no caso de um comprimento de fibra de  $100 \text{ km}$ , leva a um melhoramento da sensibilidade. Isto significa que a diferença entre as sensibilidades, para  $L = 100 \text{ km}$  e os dois valores de taxa de extinção dados, dá uma medida diferente das implicações que o chirp tem no desempenho do sistema em relação à diferença entre as sensibilidades, para  $L = 0 \text{ km}$ . Na figura 4.28 apresenta-se uma comparação das probabilidades de erro obtidas para os três receptores, sua análise confirma os resultados obtidos anteriormente: o receptor com EDFA+PIN tem uma resposta melhorada em  $10 \text{ dBm}$  em relação ao receptor com fotodiodo PIN e de  $6 \text{ dBm}$  em comparação com o receptor com fotodiodo APD.

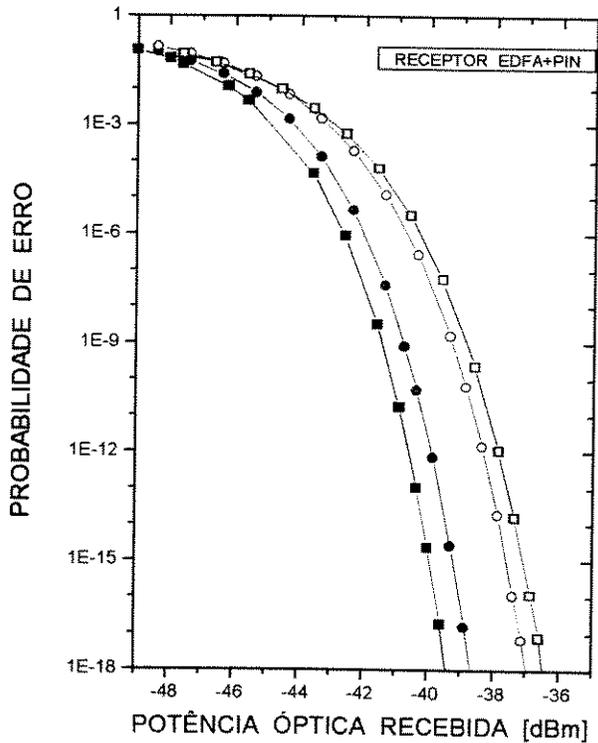
As figuras 4.29 até 4.32 mostram os resultados obtidos para a probabilidade de erro, para uma taxa de transmissão de  $10 \text{ Gb/s}$ . Observa-se o efeito do aumento da taxa de transmissão sobre a sensibilidade dos receptores. Para condições similares de funcionamento (taxa de extinção e comprimento de fibra) pode-se deduzir que no caso dos três tipos de receptores analisados, a  $10 \text{ Gb/s}$  requer-se um aumento da potência de entrada nos receptores de, aproximadamente,  $8 \text{ dBm}$  em relação aos mesmos receptores funcionando a  $2,5 \text{ Gb/s}$  (ver figuras 4.28 e 4.32) .



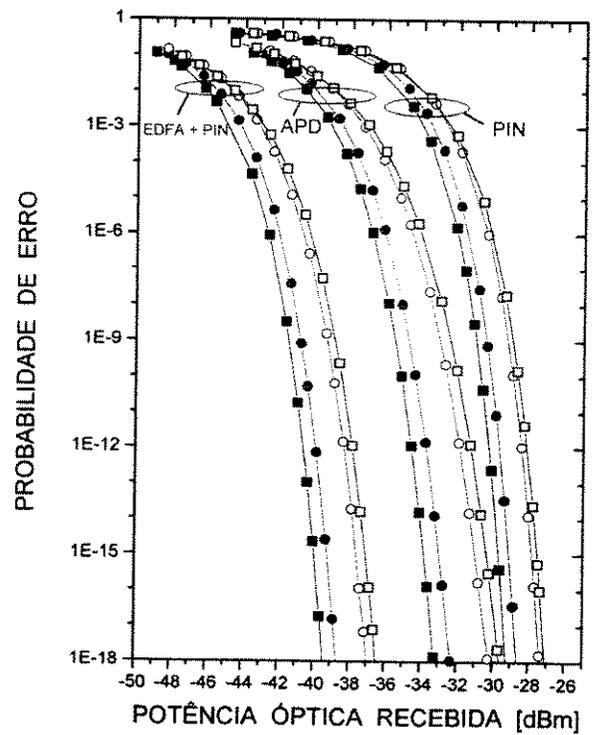
**Figura 4.25-** Probabilidade de erro para receptor PIN para 2.5 Gb/s. Parâmetros são o comprimento da fibra e a taxa de extinção.



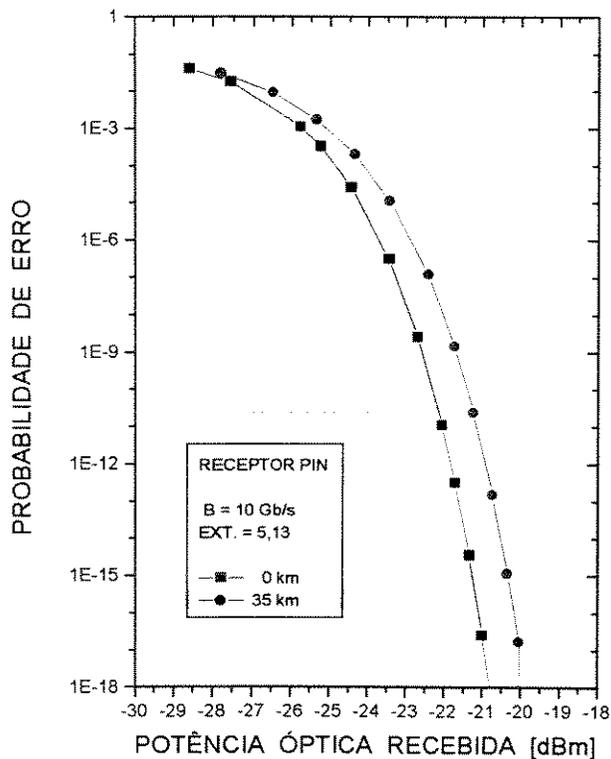
**Figura 4.26-** Probabilidade de erro para receptor APD para 2.5 Gb/s. Parâmetros são o comprimento da fibra e a taxa de extinção.



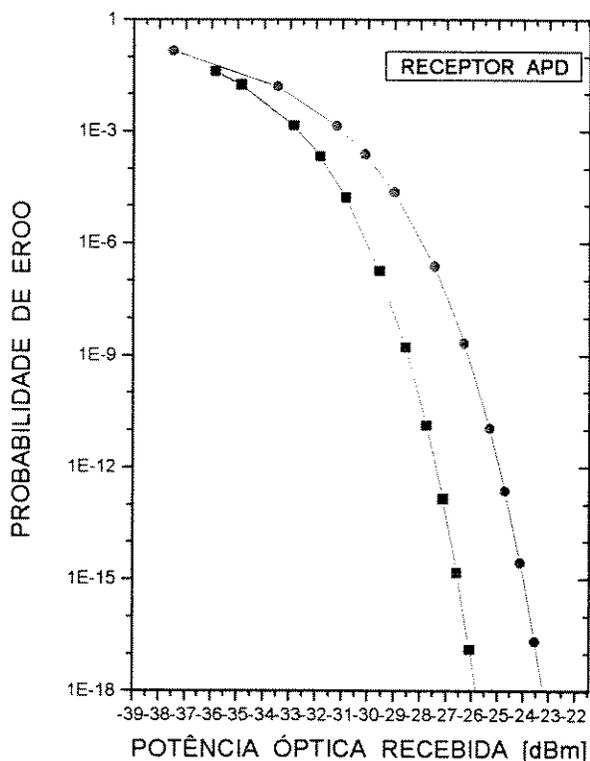
**Figura 4.27-** Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN para 2.5 Gb/s. Parâmetros são o comprimento da fibra e a taxa de extinção.



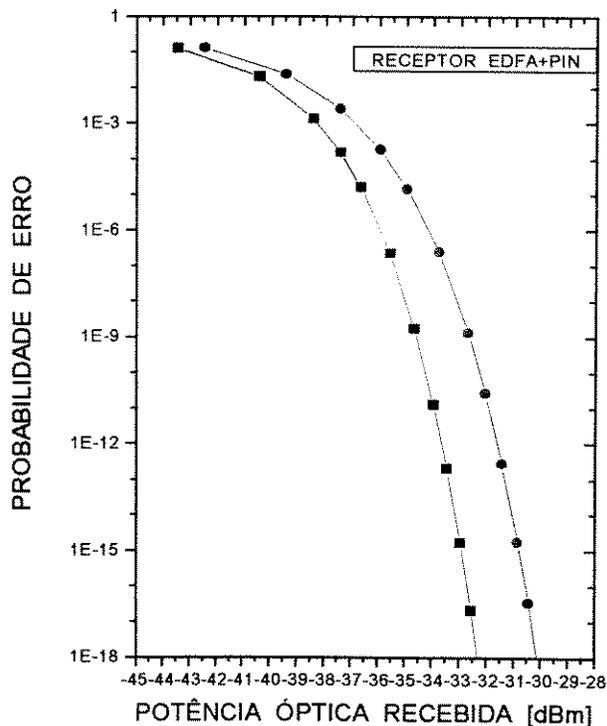
**Figura 4.28-** Comparação da probabilidade de erro para os três tipos de receptores simulados.



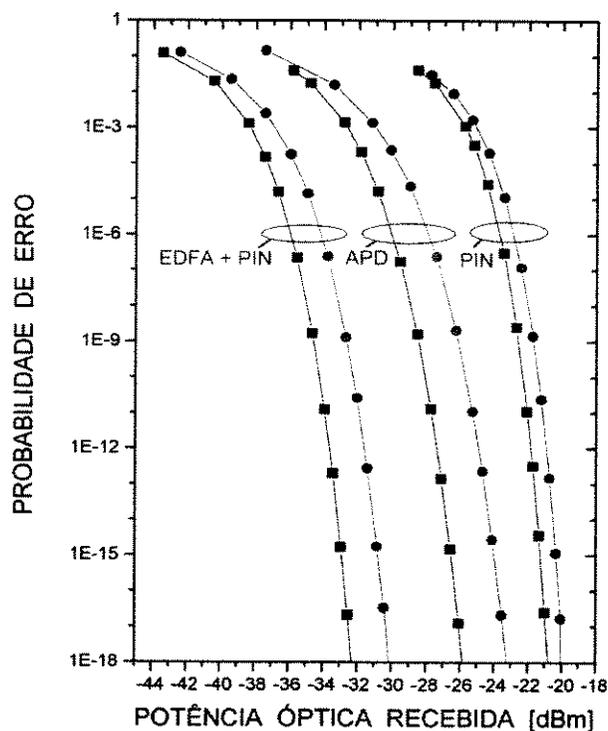
**Figura 4.29-** Probabilidade de erro para receptor PIN para 10 Gb/s e uma taxa de extinção de 5.13. Como parâmetros se tem o comprimento da fibra.



**Figura 4.30-** Probabilidade de erro para receptor APD para 10 Gb/s e uma taxa de extinção de 5.13. Como parâmetros se tem o comprimento da fibra.

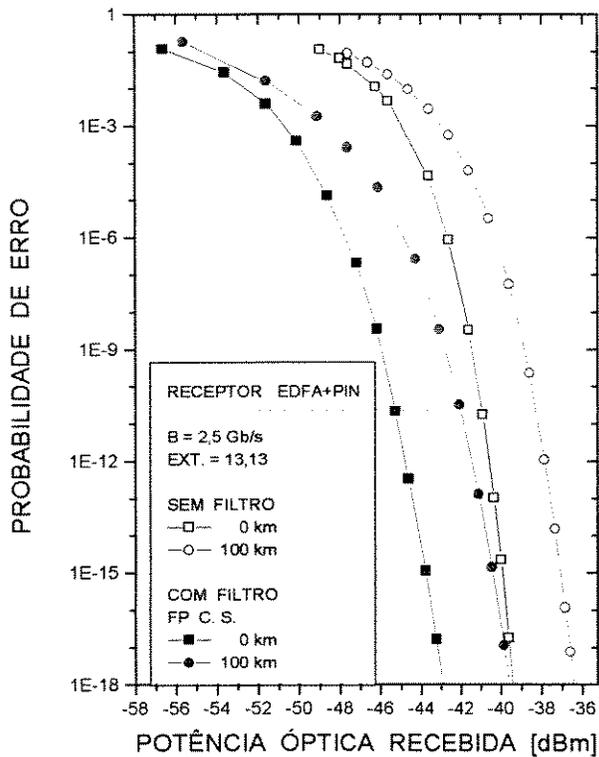


**Figura 4.31-** Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN para 10 Gb/s e uma taxa de extinção de 5.13. Como parâmetros se tem o comprimento da fibra.

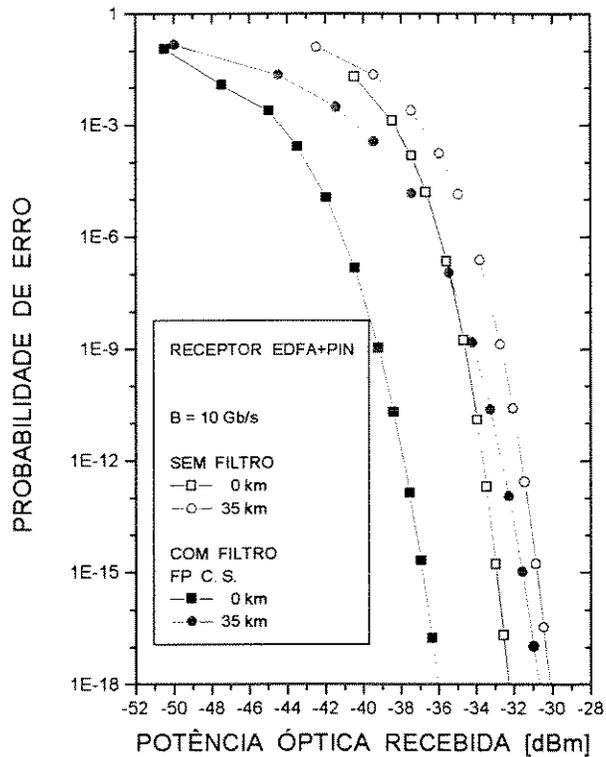


**Figura 4.32-** Comparação da probabilidade de erro para os três tipos de receptores simulados.

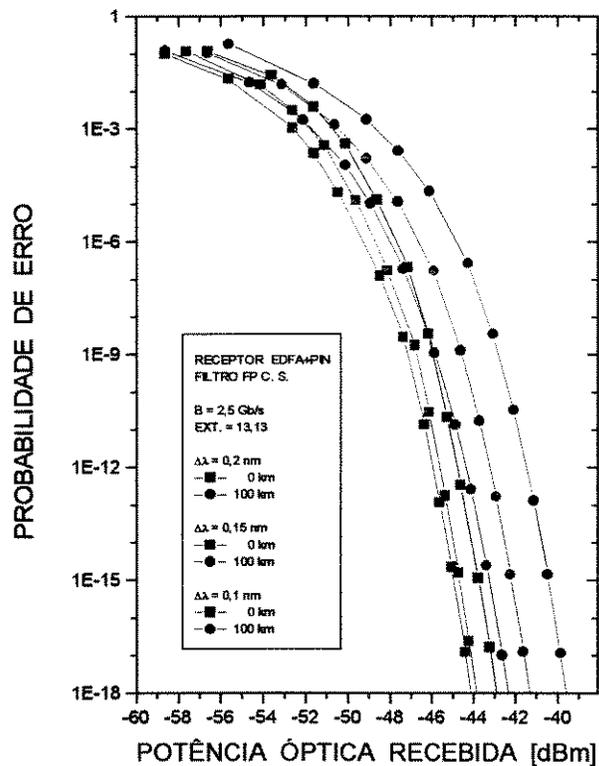
As figuras seguintes mostram, através da probabilidade de erro, a variação da sensibilidade pela incorporação de um filtro óptico na saída do amplificador óptico num receptor EDFA, tanto para 2,5 Gb/s (figura 4.33) como para 10 Gb/s (figura 4.34). Na primeira figura pode-se observar que, com a inclusão de um filtro óptico tipo Fabry-Perot de cavidade simples, o ganho em sensibilidade é de  $\sim 3$  dBm tanto para 0 km como para 100 km, a uma taxa de 2,5 Gb/s. Com o aumento da taxa de transmissão para 10 Gb/s, (figura 4.34), o ganho em sensibilidade, que para um comprimento de fibra de 0 km é de  $\sim 4$  dBm é de apenas  $\sim 1$  dBm para 35 km, devido ao fato que para altas taxas (pulsos mais estreitos) o efeito do chirp é mais degradante. A figura 4.35 mostra a probabilidade de erro em função da potência óptica recebida, para diferentes larguras de faixa do filtro e comprimentos de fibra. A figura 4.36 mostra que a configuração de receptor com amplificador óptico e fotodiodo APD, a uma taxa de transmissão de 10 Gb/s, não traz nenhuma vantagem em relação ao receptor formado por amplificador óptico e fotodiodo PIN, devido ao fato que nas duas configurações é o amplificador óptico que determina o ganho, e conseqüentemente, o desempenho do sistema.



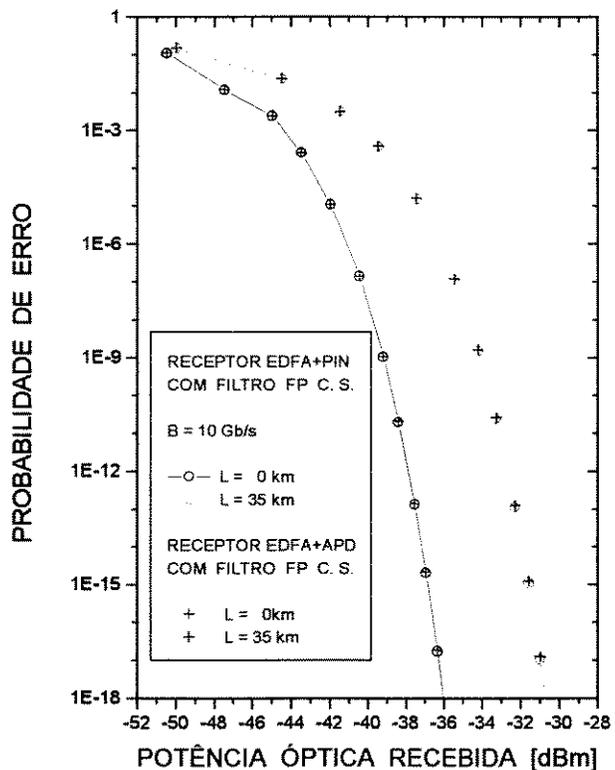
**Figura 4.33-** Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN com e sem filtro óptico para 0 e 100 km de comprimento de fibra respectivamente. Taxa de transmissão: 2.5 Gb/s.



**Figura 4.30-** Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN com e sem filtro óptico para 0 e 35 km de comprimento de fibra respectivamente. Taxa de transmissão: 10 Gb/s.



**Figura 4.35-** Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN com e sem filtro óptico Fabry-Perot de cavidade simples e três taxas de extinção distintas. Taxa de transmissão: 2.5 Gb/s.



**Figura 4.36-** Comparação das probabilidades de erro para receptor EDFA+PIN e EDFA+APD para 0 e 35 km de comprimento de fibra respectivamente. Taxa de transmissão: 10 Gb/s.

### 4.3 Conclusões

Neste capítulo fez-se a simulação de um sistema ponto a ponto de alto desempenho nas taxas de 2,5 e 10 Gb/s. As principais conclusões são: Nos três tipos de receptores ópticos simulados e para distâncias menores que 100 km, o efeito do chirp não é significativo e o sistema melhora seu desempenho para altas taxas de extinção. Para distâncias maiores que 100 km, existe um valor ótimo de taxa de extinção devido ao aumento do chirp do laser semiconductor. O receptor com APD tem-se uma melhoria na sensibilidade de 3,5 dBm em relação ao receptor com PIN e no caso do receptor EDFA+PIN a melhoria é de 10 dBm. O fator de alargamento de linha é fortemente dependente do fator de compressão de ganho. Quanto maior o fator de compressão de ganho, menor é o chirp gerado no laser. Esta situação é mais crítica para o caso de uma transmissão de 10 Gb/s, onde o sistema é severamente penalizado a diferentes comprimentos de fibra, tanto para as taxas de extinção de 5,13 e 13,13. A conclusão que se tem deste estudo é que sistemas de 10 Gb/s são fortemente limitados pelo chirp do laser e que uma maneira de minimizar este efeito é usar lasers de semiconductor com menores fatores de alargamento de linha. Para uma transmissão de 10 Gb/s, a degradação da sensibilidade em função do comprimento da fibra é diferente do caso de 2,5 Gb/s. Já a 10 km de comprimento de fibra o fenômeno do chirp degrada o desempenho do sistema e esta degradação aumenta rapidamente a medida que aumentam o comprimentos de fibra e a taxas de extinção.

Na recepção, os parâmetros que permitem obter um melhor desempenho são a frequência de corte do filtro elétrico, o instante de amostragem e o limiar de decisão e no caso do uso de fotodiodo APD, o ganho médio ótimo. Para frequências de corte menores que um certo valor, a interferência intersimbólica é o elemento principal de degradação do sistema e para altos valores de frequência de corte, o ruído é o elemento degradante do sistema. A probabilidade de erro, para uma taxa de transmissão de 2,5 Gb/s e para os três tipos de receptores analisados, pode-se observar que uma redução na taxa de extinção, para um comprimento de fibra de 0 km, leva a uma sensibilidade pior enquanto que a mesma redução, no caso de um comprimento de fibra de 100 km, leva a um melhoramento da sensibilidade. Para 2,5 Gb/s se tem um ganho na sensibilidade de  $\sim 3$  dBm tanto para 0 km como para 100 km, pela incorporação de um filtro óptico na saída do amplificador óptico num receptor EDFA.

# Bibliografia

- [1] M. Zamorano e E. Moschim, “Modelo lineal y no lineal para canal óptico”, *V Seminario Nacional de Telecomunicaciones*. Universidad Austral de Chile., Nov., 1992.
- [2] S. M. Rossi, L. C. Kakimoto e E. Moschim , “PC-SIMFO: Um ambiente de simulação de sistemas para sistemas ópticos”, Workshop: Ambientes de Simulação de Sistemas Ópticos, CPqD/TELEBRÁS - Campinas/SP-Brasil, Dezembro/1995.
- [3] S. M. Rossi e E. Moschim, “Simulation of high speed optical fiber systems using PC-SIMFO”, 47th IEEE Electronic Components and Technology Conference, San Jose/CA - EUA, Maio/1997.
- [4] L. C. Kakimoto, S. M. Rossi e E. Moschim, “Simulation of WDM systems using PC-SIMFO”, 47th IEEE Electronic Components and Technology Conference, San Jose/CA - EUA, Maio/1997.
- [5] M. Zamorano, J. Gonzalez, E. Saavedra, S. M. Rossi, E. Moschim, “Simulación de un enlace digital por fibra óptica usando software PC-SIMFO”, *I Congreso Internacional de Telecomunicaciones*, Valdivia-Chile, Novembro/1996.

# Capítulo 5

## Simulação de sistemas WDM

*O objetivo deste capítulo é apresentar uma avaliação de desempenho de sistemas multiplexados por divisão de comprimento de onda WDM (Wavelength Division Multiplexing). Neste capítulo apresenta-se a simulação de sistemas digitais WDM do tipo IM/DD, operando na taxa de 2,5 Gb/s. São apresentados os resultados numéricos obtidos para sistemas WDM típicos, usando o programa PC-SIMFO.*

### 5.1 Introdução

Os sistemas WDM são uma solução prática para o uso eficiente da largura de faixa oferecida pelas fibras ópticas monomodo (figura 5.1). Cada nanômetro de comprimento de onda, na região de 1550 nm nos oferece, aproximadamente, 120 GHz de faixa para ser usada na transmissão de informação. Nesta região do espectro é possível obter uma alta densidade de canais multiplexados em comprimento de onda, usando modulação de intensidade e detecção direta (IM/DD). A estrutura básica a usar é uma topologia estrela passiva [1] (figura 5.2), com um acoplador estrela no centro de todos os nós, os que tem transmissores fixos compostos por diodos lasers semicondutores tipo DFB. Cada nó transmite a um comprimento de onda diferente dos outros nós.

### 5.2 Características dos sistemas WDM.

A transmissão de cada nó é difundida (*broadcast*) a todos os nós da rede através de um acoplador estrela. Em cada nó usa-se receptores sintonizáveis com pré-amplificadores,

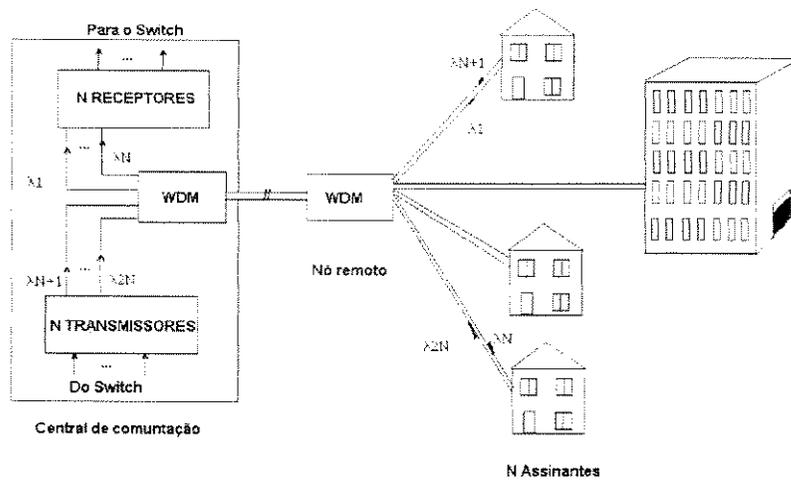


Figura 5.1: Exemplo de um sistema de N assinantes através de multicanalização por divisão de comprimento de onda (WDM).

tipo EDFA, para compensar as perdas e filtros ópticos, tipo Fabry-Perot para sintonizar um dos comprimentos de onda de recepção.

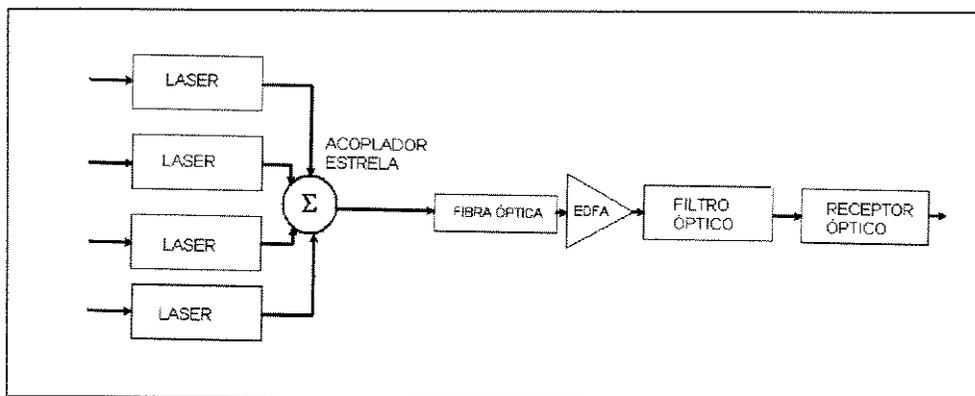


Figura 5.2: Sistema WDM típico.

Como a corrente de modulação em um diodo laser monomodo semicondutor, através da injeção de portadores, produz uma variação na frequência de emissão (chirp), se tem uma expansão da faixa de modulação dos sinais ópticos. Quando esses sinais com chirp passarem por um filtro óptico, vão sofrer uma degradação adicional de acordo a largura de faixa do filtro. A característica não ideal do filtro óptico vai produzir também a

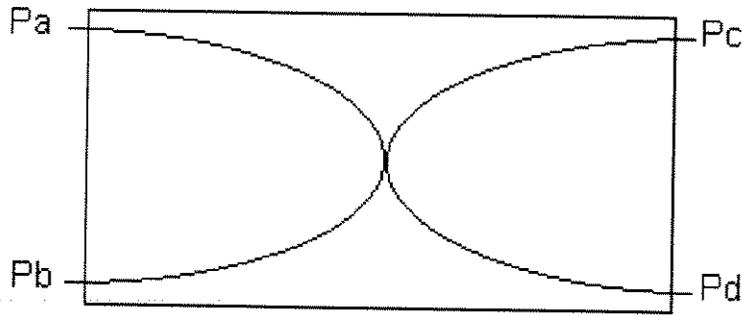


Figura 5.3: Acoplador de 3 dB

interferência dos canais adjacentes no canal sintonizado no receptor (*crosstalk*). Estes fenômenos são analisados, neste capítulo, através da simulação de sistemas WDM típicos com o software PC-SIMFO.

Os blocos que constituem um sistema WDM foram apresentados nos capítulos anteriores. A seguir apresenta-se características próprias dos sistemas WDM.

### 5.2.1 Acoplador em estrela.

A figura 5.3 mostra um acoplador passivo  $N \times N$  em configuração estrela. É composto por  $\log_2 N$  etapas de acopladores de  $2 \times 2$ , cada um com  $\alpha = 0,5$  e uma perda de excesso  $\beta$ . O acoplador estrela  $N \times N$  combina as potências de todas suas portas de entrada e entrega uma fração igual do total a cada uma das saídas. Desta maneira quando o sinal vai de uma porta de entrada a uma de saída, ademais das perdas dos divisores, tem-se um excesso de perda de  $10(\log_2 N)(\log_{10} \beta)$  dB.

### 5.2.2 Interferência entre canais (*crosstalk*)

A figura 5.4A mostra a função de transferência de potência,  $T(f)$ , de um filtro óptico de banda estreita, correspondentes aos filtros apresentados no Capítulo 3. A figura 5.4.B mostra um número  $N$  de canais de divisão por comprimento de onda, chegando no filtro óptico. Assume-se que os canais tem espaçamentos iguais em frequência,  $\delta f$  sobre um intervalo  $\Delta f$  de sintonia. Portanto o número de canais será [2]

$$N = \frac{\Delta f}{\delta f} \quad (5.1)$$

Supondo que o filtro sintoniza o canal  $i = 0$ , a saída do filtro mostra-se na figura 5.3.C, a qual consiste da potência do canal desejado mais a soma dos outros canais, o que representa o *crosstalk*. Estamos interessados em modelar o *crosstalk* em sistemas cujos sinais estão modulados em intensidade, IM, (ou em amplitude, ASK). A saída do filtro, sintonizando qualquer canal  $i$ , é representada por [2]

$$\Psi_i(a_i, N) = a_i \int_{-\infty}^{\infty} T(f) |S(f - i\delta f)|^2 df \quad (5.2)$$

onde  $a_i$  é uma variável aleatória que representa o “0” ou “1” lógicos,  $S(f)$  é o espectro complexo do sinal transmitido. Em sistemas onde cumpre-se que a largura de banda do sinal de modulação é muito pequena em comparação com a faixa passante do filtro óptico, a função  $S(f)$  pode ser aproximada por funções impulsivas, assim [2]

$$\Psi_i(a_i, N) = a_i T(f - i\delta f) \quad (5.3)$$

No caso de sintonizar o canal  $i = 0$ , a potência na saída do filtro será

$$S = \Psi_0(a_0, N) = a_0 T(0) \quad (5.4)$$

e a potência interferente (*crosstalk*) será [2]

$$CT(N) = \sum_{i=1}^{N-1} a_i T(f - i\delta f) \quad (5.5)$$

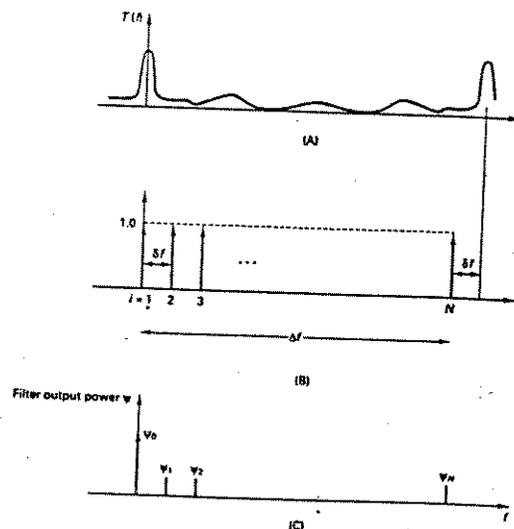


Figura 5.4: A) Função de transferência, B) Número de canais chegando no filtro óptico e C) Saída do filtro.

## 5.3 Simulação de sistemas WDM monocanal

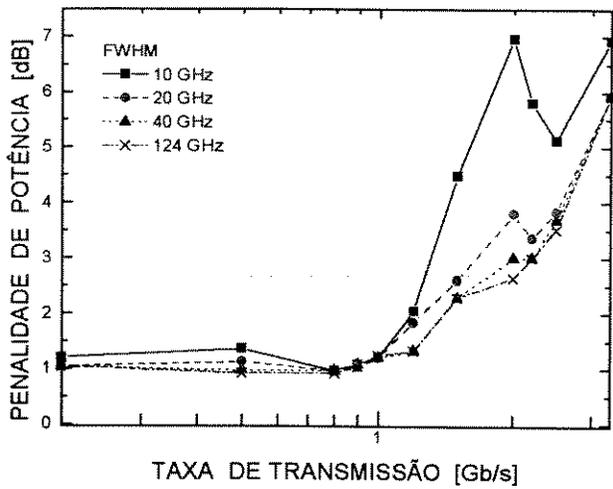
Nesta seção analisa-se o desempenho de sistemas WDM monocanal para filtros ópticos tipo Fabry-Perot, para diferentes taxas de transmissão e larguras de banda dos filtros. Com o objetivo de se adaptar bem com a largura de faixa do amplificador óptico, o FSR do filtro óptico é fixado em  $3,7 \text{ THz}$ , o qual na região de  $1550 \text{ nm}$ , corresponde a  $30 \text{ nm}$ , [11]. Usa-se como critério de desempenho, o fechamento vertical do diagrama de olho descrito em [1] e [5].

A Figura 5.5 mostra a penalidade de potência óptica para diferentes larguras de faixa do filtro óptico FP de cavidade simples. Pode-se observar que, para filtros com largura de banda inferiores a  $1 \text{ Gb/s}$  a penalidade permanece aproximadamente constante e que aumenta sempre para larguras superiores a  $1 \text{ Gb/s}$ . Isto significa que os filtros FP podem operar até  $1 \text{ Gb/s}$  e que para taxas mais altas o problema do *chirp* do sinal passa a ser dominante.

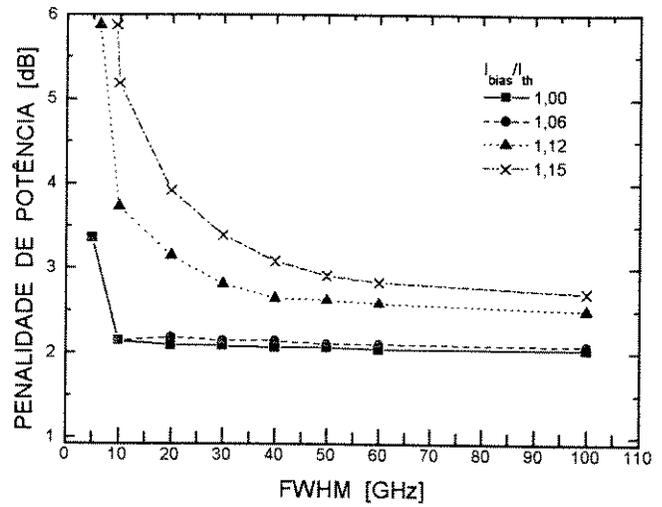
A Figura 5.6 mostra a penalidade de potência óptica como uma função da largura de faixa do filtro para uma taxa de transmissão fixa de  $2 \text{ Gb/s}$  para vários níveis de pré-polarização do diodo laser. Pode-se observar que a penalidade permanece aproximadamente constante para larguras de faixa do filtro superiores a  $30 \text{ GHz}$ . O aumento da penalidade deve-se ao *chirping* do sinal. A redução da corrente de pré-polarização reduz a taxa de extinção e portanto diminui a penalidade de potência.

A Figura 5.7 apresenta a penalidade de potência óptica como uma função da largura de faixa de diferentes filtros FP. Nela pode-se ver que o filtro Vernier e de dupla passagem tem uma mínima penalidade para um valor de FWHM mais estreito em relação aos filtros de cavidade simples e de dupla cavidade, os quais tem uma resposta aproximadamente igual e constante a partir de larguras de faixa de  $30 \text{ GHz}$ .

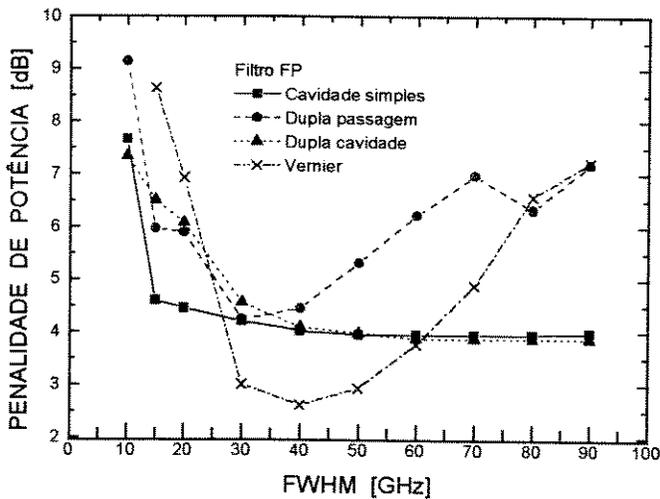
A Figura 5.8 mostra a probabilidade de erro em função da potência óptica recebida, para uma taxa de transmissão de  $2,5 \text{ Gb/s}$ . Observa-se que para enlaces de  $100 \text{ km}$  tem-se um queda de mais de  $3 \text{ dBm}$  para uma mesma probabilidade de erro.



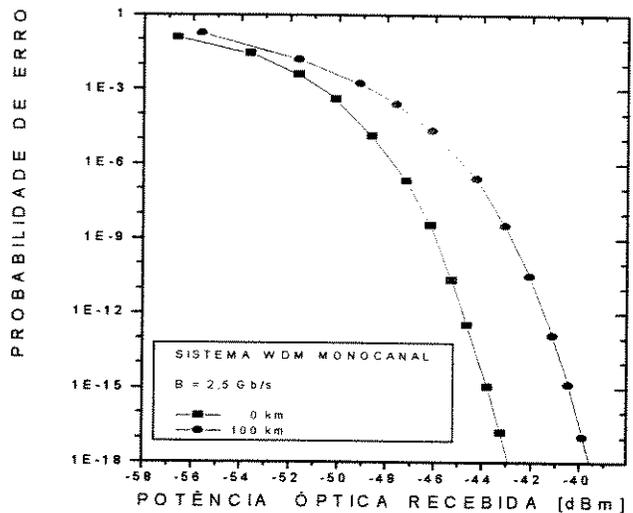
**Figura 5.5-** Penalidade de potência óptica versus taxa de bit para diferentes larguras de faixa de filtro óptico para  $I_{bias}=37\text{ mA}$  e  $I_m=24\text{ mA}$ .



**Figura 5.6-** Penalidade de potência óptica em função da banda passante do filtro óptico de cavidade simples com finesse  $F=200$ ,  $I_m=24\text{ mA}$  e taxa de transmissão de  $2\text{ Gb/s}$ .



**Figura 5.7-** Penalidade de potência óptica versus largura de faixa dos filtros ópticos FP para  $I_{bias}=38.5\text{ mA}$ ,  $I_m=24\text{ mA}$ , operando a uma taxa de transmissão de  $2.5\text{ Gb/s}$ ,  $FSR=3.7\text{ THz}$  e  $F=100$ .



**Figura 5.8-** Probabilidade de erro em função da potência óptica recebida para uma taxa de transmissão de  $2.5\text{ Gb/s}$  e 0 e 100 km de comprimento de enlace.

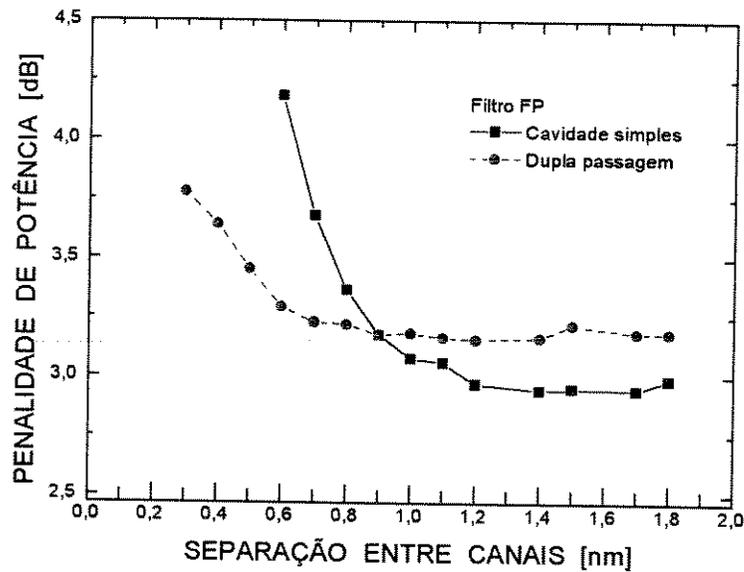


Figura 5.9: Penalidade de potência óptica, no sistema multicanal, para diferentes filtros FP.

## 5.4 Simulação de sistemas WDM de 4 canais

A caracterização de um sistema WDM multicanal requer não só a caracterização feita para o caso monocanal senão que deve também considerar fenômenos próprios da propagação multicanal, tais como *crosstalk*, separação dos canais e os dados dos canais adjacentes em relação ao canal sintonizado. Estes efeitos vão degradar mais ainda o sinal e vão aumentar a penalidade sobre o sistema.

A Figura 5.9 mostra a penalidade de potência óptica em função da separação entre canais para os filtros FP de cavidade simples e de dupla passagem. Podemos notar que para uma separação entre canais superior a  $0,9 \text{ nm}$ , o filtro de cavidade simples apresenta um melhor desempenho do que o filtro de dupla passagem. Isto está relacionado com o formato do filtro óptico.

Na Figura 5.10 é apresentada a variação da sensibilidade do receptor óptico em função do comprimento do enlace. Observa-se que a medida que o comprimento da fibra aumenta, para uma dada separação de canais, a sensibilidade piora devido ao efeito do *chirp* do

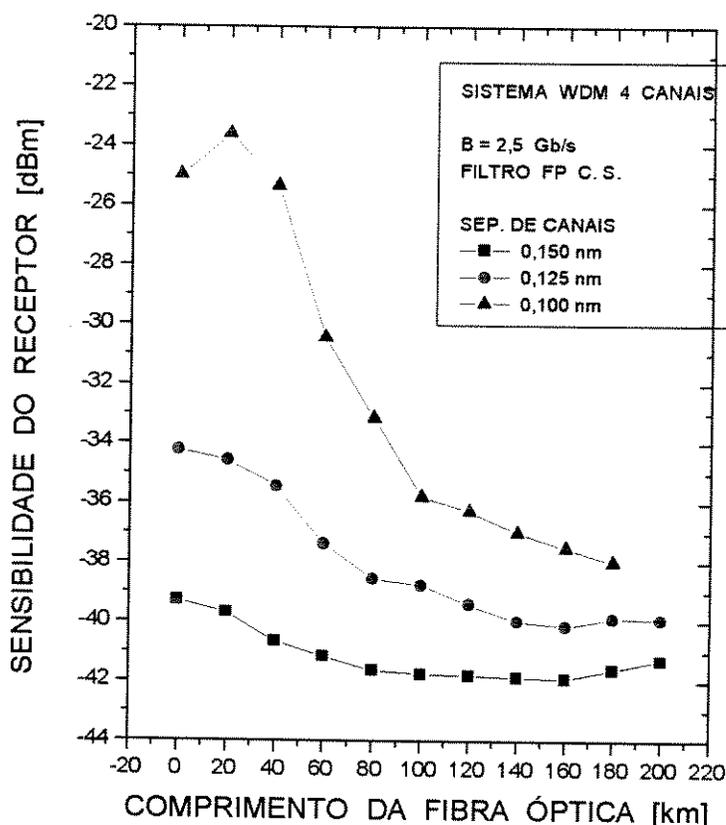
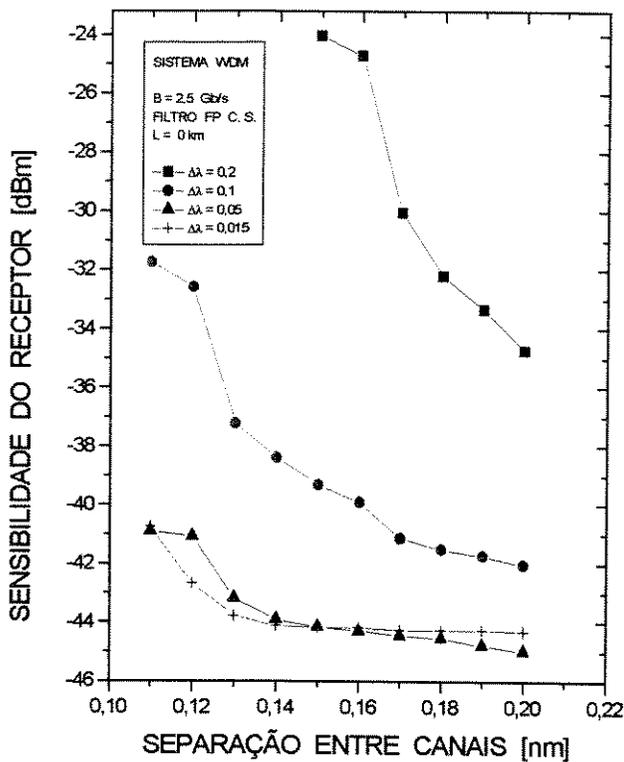


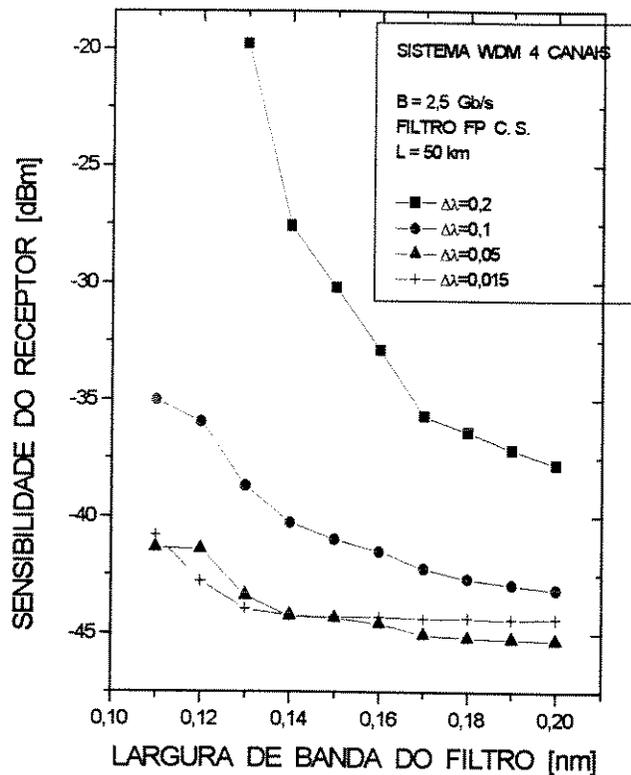
Figura 5.10: Sensibilidade do receptor em função do comprimento da fibra óptica para separação de canais de 0,10, 0,15 e 0,20 nm.

sinal do transmissor e a dispersão da fibra óptica. Também ve-se que a diminuição da separação entre os canais do sistema WDM faz aumentar a interferência entre eles (ruído de *crosstalk*) e portanto a sensibilidade diminui.

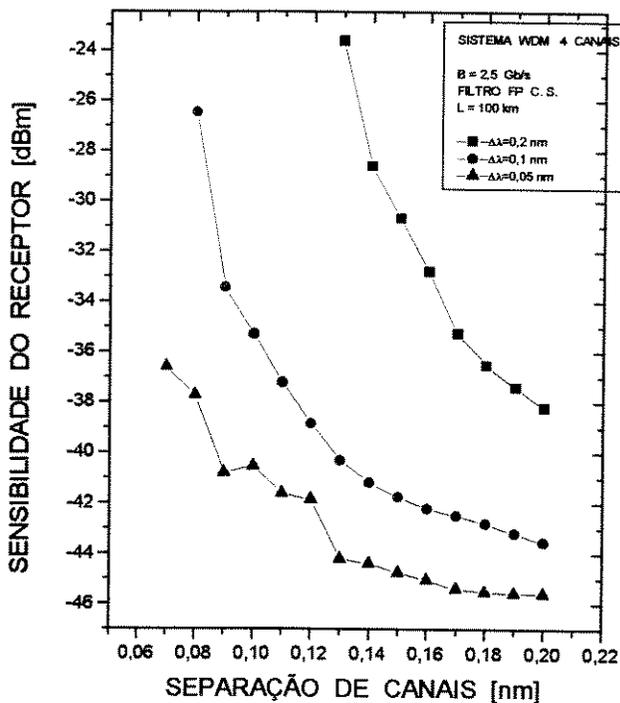
Nas Figuras 5.11 até 5.14 são apresentadas as variações da sensibilidade do receptor óptico em função da separação entre os canais de um sistema WDM, atuando como parâmetro a largura de faixa do filtro óptico e para uma taxa de transmissão de 2,5 Gb/s. Nelas observa-se como o ruído do *crosstalk* penaliza fortemente a sensibilidade do receptor para separação entre canais no intervalo 0,2 até 0,05 nm. Aumentando a agudeza do filtro óptico além de 0,05 nm, a sensibilidade do receptor é constante num intervalo maior de separação de canais, devido ao fato que nestas condições o filtro está cortando muito sinal e o *crosstalk* só começa a se manifestar para uma separação entre canais muito pequena.



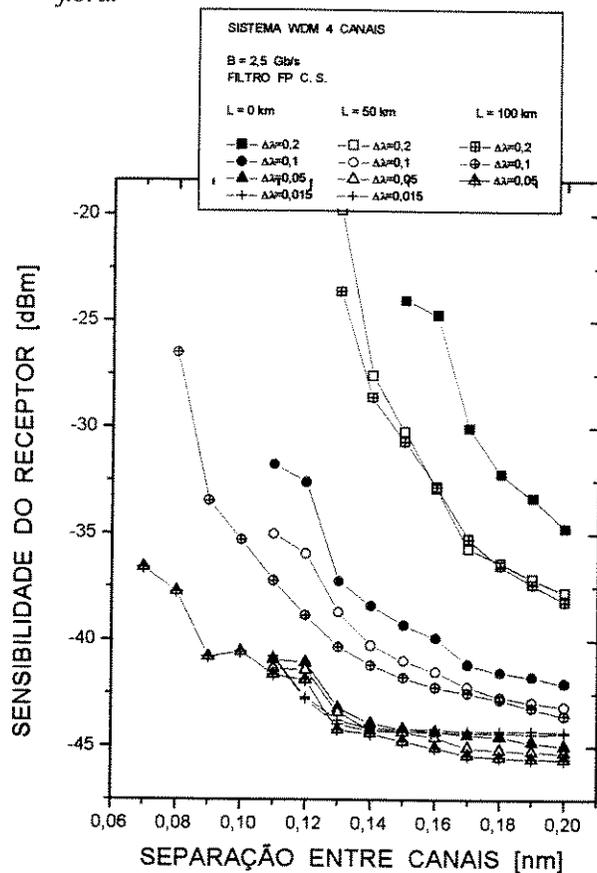
**Figura 5.11-** Sensibilidade em função da separação de canais para diferentes larguras de faixa do filtro FP cavidade simples para 0 km de fibra.



**Figura 4.22-** Sensibilidade em função da largura de banda do filtro para diferentes larguras de faixa do filtro FP cavidade simples para 50 km de fibra.



**Figura 4.23-** Sensibilidade em função da separação de canais para diferentes larguras de faixa do filtro FP cavidade simples para 100 km de fibra.



**Figura 4.24-** Comparação da sensibilidade em função da separação de canais para diversos comprimentos de fibra óptica e diferentes larguras do filtro óptico.

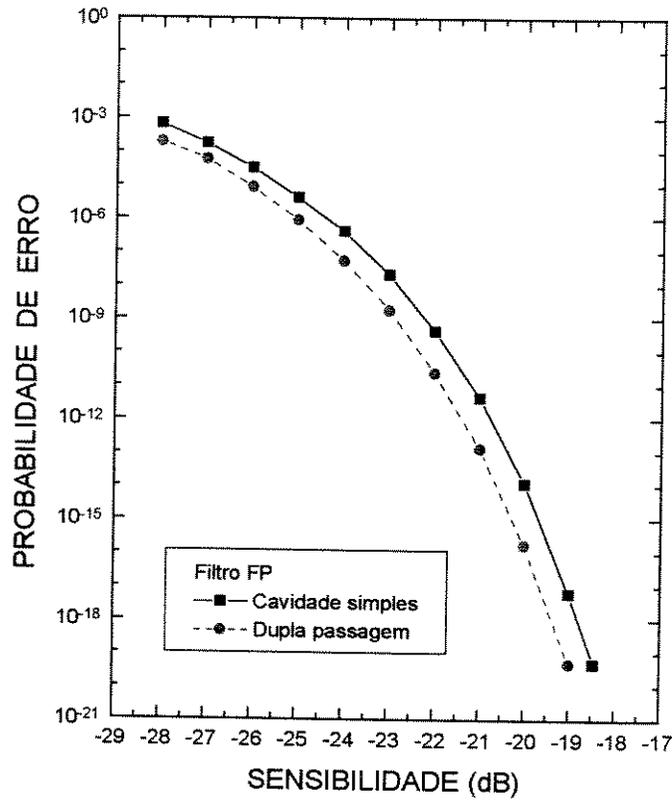
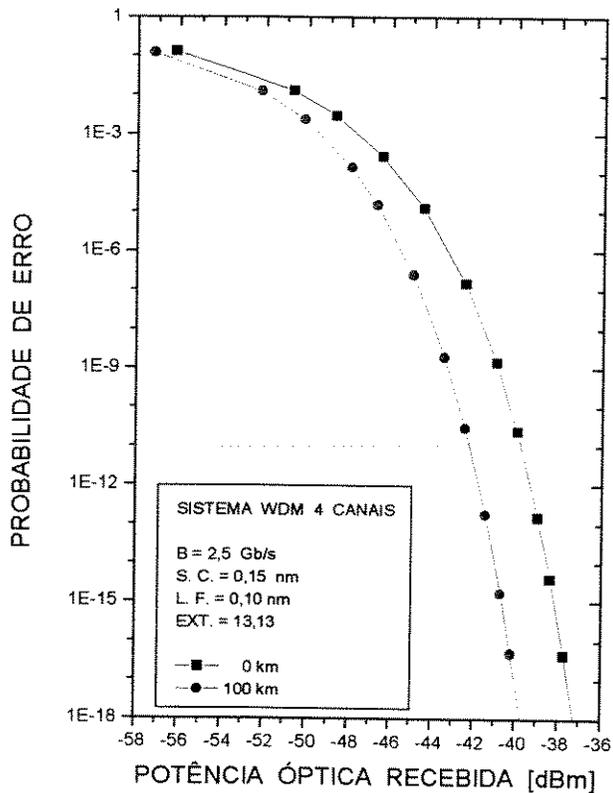
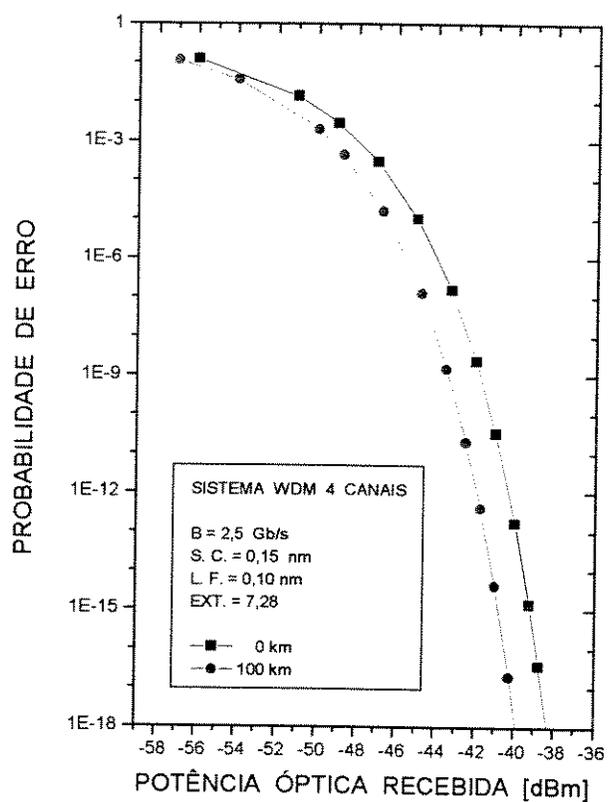


Figura 5.15: Comparação da probabilidade de erro entre um filtro de cavityde simples e um filtro de dupla passagem.

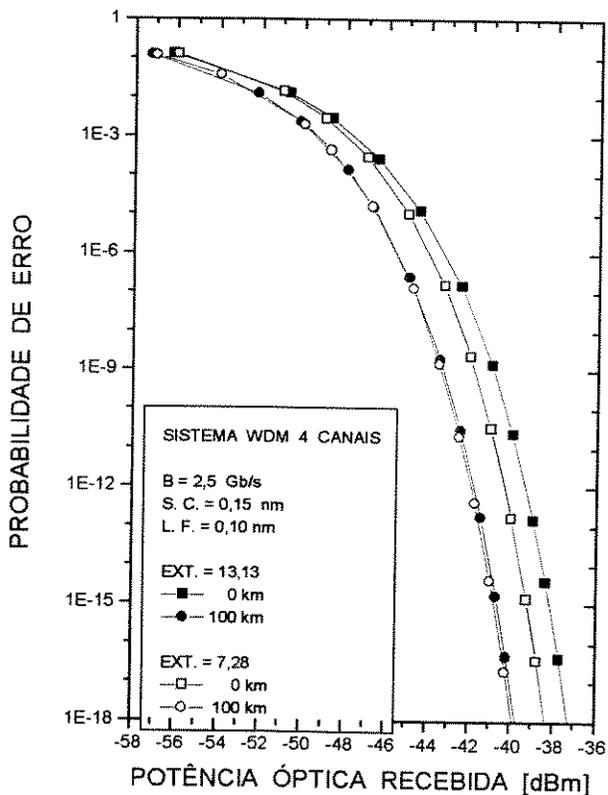
Na Figura 5.15 apresentamos uma comparação da probabilidade de erro entre os filtros de cavityde simples e de dupla passagem. Quando utilizamos um filtro de dupla passagem no lugar de um filtro de cavityde simples, diminuimos o nível de *crossstalk* entre canais, devido a sua função de transferência apresentar um corte mais abrupto. Como consequência de um menor *crossstalk*, ganhamos quase 1 dB na sensibilidade do receptor para uma mesma probabilidade de erro.



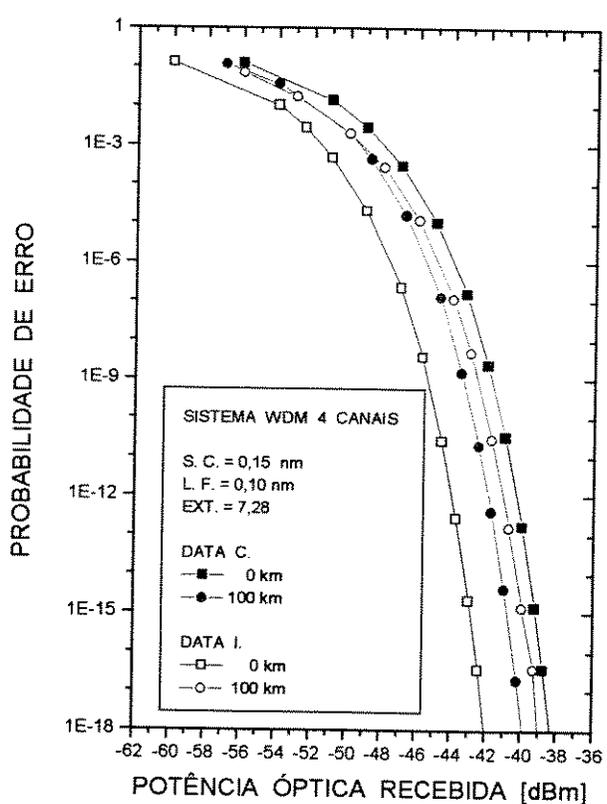
**Figura 5.16-** Probabilidade de erro para um sistema WDM 4 canais a 2.5 Gb/s e com separação entre canais de 0.15 nm, largura de faixa de 0.10 nm e taxa de extinção de 13.13



**Figura 5.17-** Probabilidade de erro para um sistema WDM 4 canais a 2.5 Gb/s e com separação entre canais de 0.15 nm, largura de faixa de 0.10 nm e taxa de extinção de 7.28



**Figura 5.18-** Sensibilidade do receptor EDFA+PIN em função da frequência de corte do filtro elétrico para 100 e 150 km e várias taxas de extinção.



**Figura 5.19-** Probabilidade de erro para uma separação de canais de 0.15 nm, largura de faixa do filtro óptico de 0.10 nm e taxa de extinção de 7.28 para 0 e 100 km de fibra com dados complementares e idênticos.

## 5.5 Conclusões

No caso dos sistemas WDM multicanal, ademais de levar em conta os parâmetros de um sistema monocal, deve considerar parâmetros próprios tais como interferência e separação entre canais. Da simulação de um sistema WDM monocal pode-se deduzir que:

- 1) No caso de filtros FP de cavidade simples, a penalidade de potência óptica permanece aproximadamente constante para filtros com largura de banda inferiores a  $1\text{ Gb/s}$  e que aumenta, devido ao chirp, para larguras superiores a  $1\text{ Gb/s}$ .
- 2) A uma taxa de transmissão fixa de  $2\text{ Gb/s}$ , e para vários níveis de pré-polarização do diodo laser, a penalidade permanece aproximadamente constante para larguras de faixa do filtro superiores a  $30\text{ GHz}$ ; para valores menores o aumento da penalidade deve-se ao chirping do sinal.
- 3) Os filtros ópticos Vernier e de dupla passagem têm uma mínima penalidade para um valor de FWHM mais estreito em relação aos filtros de cavidade simples e de dupla cavidade.
- 4) A probabilidade de erro, para uma taxa de transmissão de  $2,5\text{ Gb/s}$ , tem uma queda de mais de  $3\text{ dB}$  para enlaces de  $100\text{ km}$  devido ao efeito da atenuação e do chirp.

Da simulação dos sistemas WDM multicanais podemos tirar as seguintes conclusões:

- 1) O formato do filtro pode definir o desempenho do sistema segundo seja a separação de canais, como mostra a Figura 5.9, onde mostra-se que um filtro FP de cavidade simples pode apresentar um melhor desempenho do que o filtro FP de dupla passagem.
- 3) A sensibilidade de um sistema WDM é penalizada pelo aumento do comprimento da fibra (devido à atenuação e o chirp) e pelo estreitamento entre os canais (devido ao crosstalk). Ao diminuir a separação de canais de  $0,15$  para  $0,10\text{ nm}$ , pode-se ter penalidades de até  $15\text{ dB}$  na sensibilidade para enlaces curtos (de até  $30\text{ km}$ ); já para distâncias maiores (sobre  $100\text{ km}$ ) os efeitos combinados do chirp, da atenuação e da dispersão diminuem essa penalidade para  $3\text{ db}$ .
- 4) Para uma taxa de transmissão de  $2,5\text{ Gb/s}$ , e separação de canais no intervalo  $0,2$  até  $0,05\text{ nm}$ , o ruído do crosstalk penaliza fortemente a sensibilidade.
- 5) O aumento da agudeza do filtro óptico faz a sensibilidade do receptor mais constante devido a que nestas condições o filtro corta muito sinal e o crosstalk só aparece para separações muito pequenas entre canais.
- 6) Ao substituir um filtro FP de cavidade simples por um de dupla passagem, ganha-se quase  $1\text{ dB}$  na sensibilidade do receptor para uma mesma probabilidade de erro, devido a que sua função de transferência apresentar um corte mais abrupto.

# Bibliografia

- [1] Ch. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: principles e applications", *IEEEJ. Select. Area Commun.*, vol SAC-8, 948 (1990).
- [2] P. Green, *Fiber optics networks*, Prentice-Hall, New Jersey, 1993.
- [3] W. M. Hamdy and P. A. Humblet, "Sensitivity Analysis of Direct Detection Optical FDMA Networks With OOK Modulation ", *IEEE J. Select. Area Commun.*, **11**, 783, 1993.
- [4] P. A. Humblet and W. M. Hamdy, "Crosstalk analysis and filter optimization of single and double cavity Fabry Perot filters", *IEEEJ. Select. Area Commun.*, **8**, 1095, 1990.
- [5] R. Ramaswami, "Issues in Multi-Wavelength Optical Network", IBM Research Report RC-15829, maio de 1990.
- [6] Chung-Seng Li and al., "Channel capacity optimization of chirp-limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical filter", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **10**, 1148, 1992.
- [7] S. M. Rossi, L. C. Kakimoto, E. Moschim , "PC-SIMFO: Um ambiente de simulação de sistemas para sistemas ópticos", Workshop: Ambientes de Simulação de Sistemas Ópticos, CPqD/TELEBRÁS - Campinas/SP-Brasil, Dezembro/1995.
- [8] S. M. Rossi, E. Moschim, "Simulation of high speed optical fiber systems using PC-SIMFO", 47th IEEE Electronic Components and Technology Conference, San Jose/CA - EUA, Maio/1997.
- [9] L. C. Kakimoto, S. M. Rossi, E. Moschim, "Simulation of WDM systems using PC-SIMFO", 47th IEEE Electronic Components and Technology Conference, San Jose/CA - EUA, Maio/1997.

- [10] M. Zamorano, J. Gonzalez, E. Saavedra, S. M. Rossi, E. Moschim, "Simulación de un enlace digital por fibra óptica usando software PC-SIMFO", *I Congreso Internacional de Telecomunicaciones*, Valdivia-Chile, Noviembre/1996.
- [11] M. L. Zamorano, S. Rossi e E. Moschim, "Simulación de um enlace digital WDM por fibra óptica ", *XV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, UFPB, Recife-Brasil, Setembro/1997.

# Capítulo 6

## Conclusão

Neste trabalho fez-se o estudo, o modelamento, a simulação e a análise de sistemas de comunicação de alto desempenho por fibra óptica. Foram considerados sistemas monocanal e multicanal

Na primeira parte de nosso trabalho foram estudadas as principais características da fibra óptica monomodo: atenuação, dispersão e não linearidades. Foi desenvolvido o modelo linear em campo óptico, o qual permitiu caracterizar a fibra óptica monomodo como um canal linear de comunicação através da sua função de transferência equivalente de banda base. O modelo desenvolvido também permitiu fazer um estudo analítico da propagação de pulsos em meios dispersivos lineares e determinar a capacidade de transmissão dos canais ópticos em função do comprimento do enlace e da largura de linha espectral das fontes ópticas.

Na segunda parte da tese foram desenvolvidos os modelos para o transmissor e o receptor ópticos. O primeiro foi modelado através das equações dinâmicas de um laser DFB, o que permite determinar campo ou potência óptica e *chirp* na saída do laser. O receptor óptico, para sistemas de alto desempenho, foi modelado através de um receptor padrão mais amplificação e filtragem ópticos através de amplificadores EDFA e filtros Fabry-Perot respectivamente. Os modelos levaram em conta: os ruídos característicos tanto do receptor padrão como do amplificador óptico e os critérios de desempenho baseados na probabilidade de erro. Os modelos de aproximação gaussiana e de aproximação por pulso truncado foram apresentados.

Os modelos desenvolvidos para o canal óptico e para a transmissão e recepção ópticas correspondem aos elementos mais importantes dentro de cada bloco e fazem parte da

biblioteca de modelos implementados no ambiente PC-SIMFO, software especialmente desenvolvido para analisar sistemas ópticos.

Na terceira parte de nossa tese foram apresentadas as simulações de sistemas de alto desempenho do tipo de modulação de intensidade e detecção direta. A avaliação de desempenho do sistema foi feita através da sensibilidade do receptor, usando uma probabilidade de erro de  $10^{-12}$ . Foram apresentados os resultados numéricos para um sistema ponto a ponto típico, em três configurações de receptores, operando em 2,5 e 10 Gb/s. A análise dos resultados obtidos permite quantificar o efeito que parâmetros tais como: taxa de extinção e chirp do laser, comprimento do enlace, frequência de corte do filtro elétrico, ganho óptico na recepção, etc., tem sobre o desempenho do sistema. O segundo tipo de sistema simulado, através do PC-SIMFO, foi um sistema multicanal, tipo WDM, operando na taxa de 2,5 Gb/s. Os resultados numéricos obtidos para um sistema WDM de 4 canais permitiram analisar a penalidade de potência em função da taxa de transmissão, da largura de faixa dos filtros ópticos utilizados e do espaçamento entre canais. Por fim, analisamos o efeito dos filtros ópticos Fabry-Perot e da composição de dados dos diferentes canais, sobre a probabilidade de erro do sistema.

Finalmente fazemos as seguintes sugestões para trabalhos futuros

- 1.- Realizar simulações, em sistemas ponto a ponto, na taxa de 5 Gb/s,
- 2.- Incluir, parâmetros não considerados neste trabalho, para serem considerados nas simulações nas taxas de 1 a 10 Gb/s,
- 3.- Caracterizar os sistemas WDM em 10 Gb/s,
- 4.- Incluir, no modelamento de sistemas de alto desempenho, as características de ruído da fonte óptica,
- 5.- Desenvolver, para 10 Gb/s, o modelo dispersivo-não linear caracterizado pela equação de Schrödinger.

## Anexo 2.1

### 2.1.1 Equação modal em fibras de índice degrau.

A propagação da luz ao longo do guia pode ser descrita descrita por um conjunto de ondas eletromagnéticas denominadas *modos*. Um modo de propagação é entendido como uma solução específica da equação de onda que satisfaz às condições de contorno, mantendo a sua distribuição espacial de campo invariante ao longo da propagação. A equação de onda num guia tipo fibra óptica é obtida a partir das equações de Maxwell sujeita às condições de contorno da fibra. Para um dielétrico linear e isotrópico, sem cargas livres, obtém-se

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.2)$$

onde  $\mathbf{E}$  é o vector de campo eléctrico e  $\mathbf{H}$  é o vector do campo magnético,  $\epsilon$  e  $\mu$  são a permissividade e permeabilidade do meio, respectivamente. No caso das fibras ópticas é necessário achar as soluções das equações das ondas guiadas tendo em consideração as variações radiais e simétricas do índice de refração relativo ( $\epsilon$ ) na fibra. Tais ondas não são ondas TEM puras, já que sempre apresentam componentes axiais dos campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$ . Se  $z$  é a direcção de propagação na fibra, as componentes são  $E_z$  e  $H_z$ . Pela semelhança apresentada pela fibra é conveniente expressar as equações 2.1 e 2.2 em coordenadas cilíndricas,  $r$ ,  $\phi$ , e  $z$ . Pela similaridade das equações resultantes usaremos  $\psi$  para representar tanto o campo eléctrico  $\mathbf{E}$  como ao campo magnético  $\mathbf{H}$  [3].

$$\nabla^2 \psi_z - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial t^2} = 0, \quad (2.3)$$

onde temos considerado que

$$\epsilon\mu = \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r = \frac{n^2}{c^2}, \quad (2.4)$$

onde  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  são a permeabilidade e permissividade do vácuo respectivamente;  $\mu_r$ ,  $\epsilon_r$ ,  $n$  são a permeabilidade, permissividade e índice de refração do meio respectivamente e  $c$  é a velocidade da luz.

Em razão de que as condições de contorno da fibra óptica tem simetria cilíndrica e como estamos interessados em ondas eletromagnéticas que propagam-se na direção axial, é necessário que as soluções tenham a forma

$$\psi_z = \psi_z(r, \phi) e^{[-j(\omega t - \beta z)]}. \quad (2.5)$$

Portanto, podemos usar

$$\psi_z(r, \phi) = \psi_z(r) e^{j\nu\phi}, \quad (2.6)$$

já que pela simetria circular da fibra, cada componente de campo não deve variar quando a coordenada  $\phi$  incrementa-se em  $2\pi$ .  $\nu$  deve ser um inteiro. Portanto

$$\psi_z = \psi_z(r) e^{j\nu\phi} e^{j\beta z} e^{-j\omega t}, \quad (2.7)$$

substituindo 2.7 em 2.3 obtemos a equação diferencial de Bessel

$$\frac{\partial^2 \psi_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_z}{\partial r} + \left[ q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] \psi_z = 0, \quad (2.8)$$

onde  $q^2 = k^2 - \beta^2$ , com  $k = n^2 \omega^2 / c^2 = 2\pi n^2 / \lambda$ .  $\beta$  é a componente  $z$  da constante de propagação  $k$  e é o parâmetro mais importante na descrição dos modos na fibra. A equação 2.8 define a variação radial dos campos axiais que satisfazem a equação de onda 2.5.

### Modos em fibras de índice degrau.

Para o caso de uma fibra óptica, de índice degrau, com núcleo de raio  $a$  e índices de refração dados por

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{para } r \leq a, \\ n_2 & \text{para } r > a, \end{cases} \quad (2.9)$$

a equação 2.8 deve resolver-se, separadamente, nas regiões do núcleo e da casca. Para o núcleo ( $r < a$ ) temos

$$(ur)^2 \frac{d^2 \psi_z(r)}{d(ur)^2} + (ur) \frac{d\psi_z(r)}{d(ur)} + [(ur)^2 - \nu^2] \psi_z(r) = 0, \quad (2.10)$$

onde  $u^2 = k_1^2 - \beta^2$ , sendo  $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$  a constante de propagação para ondas planas TEM no núcleo da fibra. Para a casca ( $r > a$ ) temos [3]

$$(wr)^2 \frac{d^2 \psi_z(r)}{d(wr)^2} + (wr) \frac{d\psi_z(r)}{d(wr)} + [(wr)^2 - \nu^2] \psi_z(r) = 0, \quad (2.11)$$

onde  $w^2 = \beta^2 - k_2^2$ , sendo  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$  a constante de propagação para ondas planas TEM na casca da fibra.

As equações 2.10 e 2.11 são formas da equação de Bessel e suas soluções incluem funções de Bessel e de Hankel modificadas, em  $(ur)$  e  $(wr)$  respectivamente. Para soluções bem comportadas, ou seja valores finitos para  $r = 0$  e valores que vão a zero quando  $r \rightarrow \infty$ , é necessário que  $u$  e  $w$  sejam reais. Então para o núcleo tem-se

$$\psi_z = \psi_1 J_\nu(ur) \cos(\nu\phi), \quad (2.12)$$

onde  $\psi_1$  é uma constante de campo elétrico o magnético. As funções de Bessel,  $J_\nu(ur)$ , são funções oscilatorias atenuadas de argumento  $(ur)$ . Para a casca tem-se

$$\psi_z = \psi_2 K_\nu(wr) \cos(\nu\phi), \quad (2.13)$$

onde  $\psi_2$  é uma constante de campo elétrico o magnético. As funções modificadas de Hankel,  $K_\nu(wr)$ , decaem monotamente a zero a medida que aumenta  $(wr)$ .

As componentes transversais de  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$ ,  $(E_r, E_\phi, H_r, H_\phi)$ , obtêm-se a partir das componentes axiais  $E_z$  e  $H_z$ , representadas por  $\psi_z$ , usando as seguintes relações

$$E_r = -\frac{j}{A^2} \left[ \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu_r \mu_0 \omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right], \quad (2.14)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{A^2} \left[ \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \mu_r \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial r} \right], \quad (2.15)$$

$$H_r = -\frac{j}{A^2} \left[ \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\epsilon_r \epsilon_0 \omega}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right], \quad (2.16)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{A^2} \left[ \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} - \epsilon_r \epsilon_0 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right], \quad (2.17)$$

onde

$$A^2 = \left(\frac{2\pi n}{\lambda}\right)^2 - \beta^2. \quad (2.18)$$

As condições de contorno numa fibra óptica estabelecem que os campos radiais sofram só uma pequena discontinuidade ao atravessar a interface núcleo-casca e que as componentes tangenciais do campo ( $E_z, E_\phi, H_z, H_\phi$ ) devem ter o mesmo valor na interface ( $r = a$ ). Satisfazer essas condições de contorno, significa que para cada valor de  $\nu$ , somente certos valores discretos de  $u$  e  $w$  são permitidos nas equações 2.12-2.13. Esses valores definem-se por  $u_{\nu m}$  e  $w_{\nu m}$ , onde os subíndices  $\nu$  e  $m$  devem ser inteiros. Isto significa que a constante de propagação,  $\beta$ , também deve tomar valores discretos dados por

$$\beta_{\nu m}^2 = k_1^2 - u_{\nu m}^2 = w_{\nu m}^2 + k_2^2, \quad (2.19)$$

como as soluções de ondas guiadas requirem que  $u$  e  $w$  sejam reais, deve cumprir-se que

$$k_2^2 < \beta_{\nu m}^2 < k_1^2. \quad (2.20)$$

É conveniente analisar a propagação dos modos das ondas guiadas em termos dos parâmetros frequência normalizada,  $V$ , e constante de propagação normalizada,  $\beta_{\nu m}$ , dados por

$$V^2 = (u_{\nu m}^2 + w_{\nu m}^2)a^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (2.21)$$

e

$$b_{\nu m} = \frac{a^2 w_{\nu m}^2}{V^2} = \frac{\beta_{\nu m}^2 - k_2^2}{k_1^2 - k_2^2} = \frac{(\beta\lambda/2\pi)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.22)$$

onde  $\beta\lambda/2\pi$  é considerado como um índice de propagação efetivo ( $n_{ef}$ ) para os modos  $\beta_{\nu m}$ , com velocidade de fase axial dada por  $c/n_{ef}$ .

Fazendo iguais os valores  $E_z(a)$  e  $H_z(a)$  dados pelas equações 2.12 e 2.13, fazendo o mesmo para  $E_\phi(a)$  e  $H_\phi(a)$  a partir das equações 2.14-2.17 e arranjando a equação resultante chega-se à seguinte equação de autovalores -[4]

$$\left[ \frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right] \left[ k_1^2 \frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + k_2^2 \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right] = \left( \frac{\beta\nu}{a} \right)^2 \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2, \quad (2.23)$$

onde prima significa diferenciação em relação do argumento

$$J'_\nu(ua) = \frac{dJ_\nu(ua)}{d(ua)}, \quad K'_\nu(ua) = \frac{dK_\nu(ua)}{d(ua)}. \quad (2.24)$$

A equação 2.23 é uma equação transcendental muito complexa e requer técnicas numéricas para sua resolução. A análise desta equação estabelece que uma fibra óptica suporta  $\beta_{\nu m}$  modos diferentes, correspondendo aos modos  $TE_{\nu m}$ ,  $TM_{\nu m}$ ,  $EH_{\nu m}$ , ou  $HE_{\nu m}$ . O número de modos suportados por uma fibra dada, (para determinado comprimento de onda), depende do raio do núcleo e de a diferença de índices entre o núcleo e a casca. Porém, através de soluções gráficas aproximadas é possível obter um bom nível de conhecimento sobre a estrutura dos modos.

### Modos linearmente polarizados

Para evitar as complexidades matemáticas da equação 2.23 usa-se, geralmente, uma aproximação simples, mas bastante exata, que baseia-se no fato de que numa fibra óptica de índice degrau, a diferença relativa entre os índices de refração do núcleo e de a casca é muito pequena, isto é,  $\Delta \ll 1$ . Este princípio, denomina-se, de guiamento fraco e aplica-se na maioria das fibras usadas em telecomunicações. Neste caso as constantes de propagação  $u_{\nu m}$ , para os modos  $TE_{0m}$ ,  $TM_{0m}$ ,  $HE_{2m}$ , são muito similares. O mesmo acontece para os modos  $EH_{\nu m}$  e  $HE_{\nu+2,m}$ . Os diagramas de campos eletromagnéticos para esses grupos de modos podem combinar-se e dão origem as denominadas ondas linearmente polarizadas. Nestas ondas os campos elétrico e magnético transversais são cada um paralelo e mutuamente ortogonal sobre a seção transversal da fibra. Isto sugere que os campos sejam melhor expressos em termos das componentes cartesianas  $E_x, E_y, H_x, H_y$ . Elegendo o campo elétrico sobre a coordenada  $y$ ,  $E_y$ , o campo magnético será  $H_z$ . Em consequência tem-se que  $E_x = H_y = 0$ .

Dentro do núcleo, a soma das soluções  $(\nu - 1)$  e  $(\nu + 1)$ , dadas pela equação 2.12, é

$$\psi_z = \psi_1 \{ J_{\nu-1}(ur) \cos(\nu - 1)\phi + J_{\nu+1}(ur) \cos(\nu + 1)\phi \} \quad (2.25)$$

Esses campos axiais podem combinar-se com a ajuda das fórmulas recursivas de Bessel

$$J_{\nu-1}(ur) + J_{\nu+1}(ur) = \left( \frac{2\nu}{ur} \right) J_\nu(ur) \quad (2.26)$$

e

$$J_{\nu-1}(ur) - J_{\nu+1}(ur) = 2J'_\nu(ur). \quad (2.27)$$

Como requerem-se coordenadas retangulares, transformam-se  $\psi_r$  e  $\psi_\phi$  para  $\psi_x$  e  $\psi_y$  respectivamente. Para o caso em que  $\Delta \rightarrow 0$  (fibras de índice degrau), as componentes  $E_x$  e  $H_y$ , resultantes da combinação das duas soluções, são muito pequenas. O mesmo acontece com as componentes de campo longitudinal,  $E_z$  e  $H_z$ , as quais são muito menores que as componentes transversais  $E_y$  e  $H_x$ . Portanto as soluções são ondas eletromagnéticas transversais, com polarização quase plana. Estas soluções são conhecidas como modos linearmente polarizados, o modos  $LP_{\nu m}$ . Para o núcleo tem-se

$$\begin{bmatrix} E_y \\ H_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} J_\nu(u_{\nu m}r) \cos \nu \phi, \quad (2.28)$$

onde  $E_2$  e  $H_2$  são constantes de campo,  $\nu$  e  $m$  são inteiros,  $x$  e  $y$  são coordenadas retangulares de orientação arbitrária no plano perpendicular ao eixo da fibra, e  $\phi$  representa o ângulo azimutal. Para a casca tem-se

$$\begin{bmatrix} E_y \\ H_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_3 \\ H_3 \end{bmatrix} K_\nu(w_{\nu m}r) \cos \nu \phi, \quad (2.29)$$

onde  $E_3$  e  $H_3$  são constantes de campo.

Em geral tem-se

$$LP_{0m} = HE_{1m}$$

$$LP_{1m} = HE_{2m} + E_{0m} + H_{0m}$$

$$LP_{mn} = HE_{n+1,m} + EH_{n-1,m}, \quad n > 2.$$

Como no caso do conjunto de soluções para  $E_y$  e  $H_x$  com  $E_x$  e  $H_y$  pequenos, existe outro para  $E_x$  e  $H_y$  com  $E_y$  e  $H_x$  pequenos. Existem soluções equivalentes para as polaridades de campo invertidas, fazendo que cada modo  $LP_{\nu m}$  tenha 4 soluções discretas degeneradas (2 quando  $\nu = 0$ ).

Uma das vantagens da aproximação de guiamento fraco é a maior simplicidade das condições de contorno quando  $\Delta \rightarrow 0$ . Neste caso se tem que  $k_1^2 \simeq k_2^2 \simeq \beta^2$  e a equação 2.23 transforma-se para

$$\left[ \frac{J'_\nu(ua)}{uJ_\nu(ua)} + \frac{K'_\nu(wa)}{wK_\nu(wa)} \right] = \frac{\nu}{a} \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (2.30)$$

e fazendo-se  $\nu = 0$  nesta última equação têm-se [3]

$$\left[ \frac{J'_0(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{wK_0(wa)} \right] = 0 \quad (\text{modos } TE_{0m}) \quad (2.31)$$

$$\left[ k_1^2 \frac{J'_0(ua)}{uJ_0(ua)} + k_2^2 \frac{K'_0(wa)}{wK_0(wa)} \right] = 0 \quad (\text{modos } TM_{0m}) \quad (2.32)$$

e definindo o parâmetro

$$j = \begin{cases} 1 & \text{para modos } TE \text{ e } TM \\ \nu + 1 & \text{para modos } EH \\ \nu - 1 & \text{para modos } HE, \end{cases} \quad (2.33)$$

a equação 2.23 será

$$\frac{uJ_{j-1}(ua)}{J_j(ua)} = \frac{wK_{j-1}(wa)}{K_j(wa)}, \quad (2.34)$$

equação que mostra que os modos são definidos por  $j$  e  $m$  e satisfazem a mesma equação característica, o seja são modos degenerados, e correspondem aos modos LP.

Uma das vantagens do tratamento modal, na descrição da propagação em fibras ópticas, é o fato de poder avaliar directamente a distribuição da densidade de potência para cada modo, através do vector de Poynting. Isto permite avaliar a penetração das ondas eletromagnéticas transversais na casca da fibra. O vector de Poynting é

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.35)$$

Em nosso caso estamos interessados no fluxo de potência de campos que variam senoidalmente no tempo. Em condições de guiamento fraco, as equações 2.28 e 2.29 estabelecem que, no núcleo e em alguma posição axial, tem-se

$$\mathbf{E} = \hat{i}_y \text{Re}[E_y e^{-j\omega t}] = \frac{1}{2} \hat{i}_y [E_y e^{-j\omega t} + E_y^* e^{j\omega t}], \quad (2.36)$$

onde  $\hat{i}_y$  é o vector unitario na direcção  $y$  e  $E_y = E_2 J_\nu(u_{\nu m} r) \exp(j\nu\phi)$ . Similarmente

$$\mathbf{H} = \hat{i}_x \text{Re}[H_x e^{-j\omega t}] = \frac{1}{2} \hat{i}_x [H_x e^{-j\omega t} + H_x^* e^{j\omega t}], \quad (2.37)$$

onde  $\hat{i}_x$  é o vector unitario na direcção  $x$  e  $H_x = H_2 J_\nu(u_{\nu m} r) e^{j\nu\phi}$ .

Substituindo as equações 2.36 e 2.37 na 2.35, e considerando que os termos relacionados com  $e^{(j2\omega t)}$  e  $e^{(-j2\omega t)}$  tem médio nula, o fluxo de potência no núcleo será

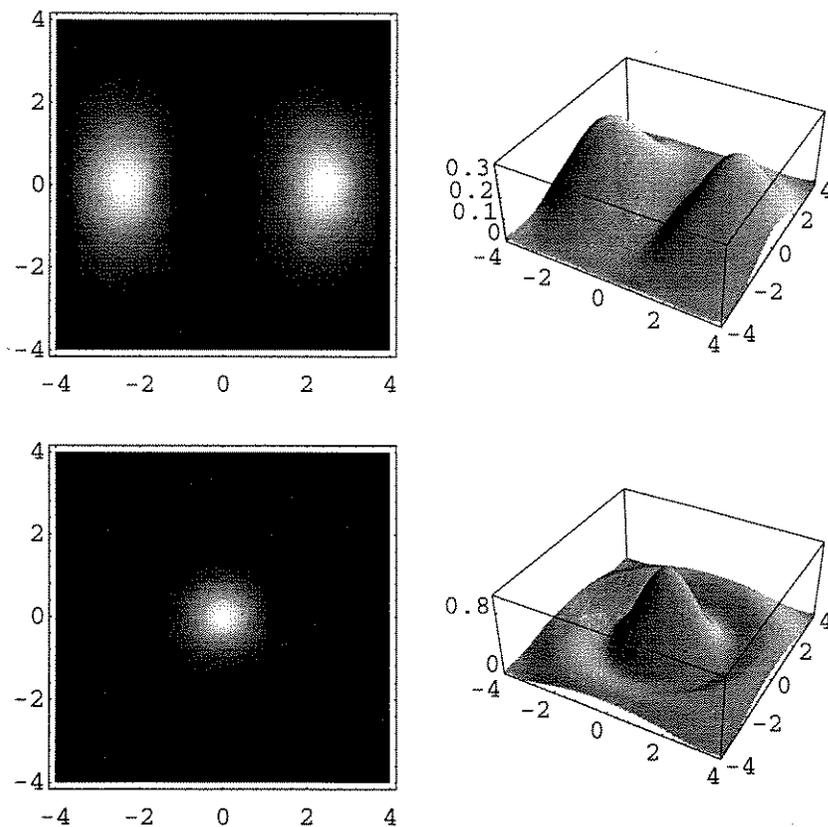
$$\mathbf{P} = \hat{i}_z \frac{1}{4} [E_y H_x^* + E_y^* H_x] = \hat{i}_z P_2 J_\nu^2(u_{\nu m} r) \quad (2.38)$$

onde  $P_2$  é uma constante proporcional à potência total. Usando um raciocínio similar, a potência na casca será

$$\mathbf{P} = \hat{i}_z \frac{1}{4} [E_y H_x^* + E_y^* H_x] = \hat{i}_z P_3 K_\nu^2(w_{\nu m} r) \quad (2.39)$$

onde  $P_3$  é uma constante.

Já que cada uma das duas possíveis direções de polarização podem-se acoplar tanto a um  $\cos\phi$  ou  $\sin\phi$  com dependência azimutal, quatro diagramas modais discretos podem obter-se a partir de um modo simples  $LP_{jm}$ . A figura abaixo mostra os diagramas dos modos fundamentais  $LP_{11}$  e  $LP_{01}$ , calculados em [1] [2].



# Bibliografía

- [1] S. Weis, "Modal Irradiance Patterns", *IEEE Trans. on Education.*, **3**, 108, 1992.
- [2] M. Zamorano et al., "Diagramas Modales en Fibras Opticas", *XI Seminario Nacional y I Congreso Internacional de Telecomunicaciones*, Valdivia-Chile, Nov. 1996.
- [3] G. P. Gowar, *Optical Communications Systems*, Ed. Prentice Hall, 1984.
- [4] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, (1991).

## Anexo 2.2

### 2.2.1 Refração não linear

Os efeitos não lineares descritos pela dependência do índice de refração com a intensidade óptica aplicada são chamados de não linearidades do tipo Kerr. A origem física destes efeitos, no caso das fibras ópticas, reside no fato do campo óptico estar perturbando os elétrons da fibra.

O índice de refração da fibra, levando em conta a contribuição do  $\chi^{(3)}$ , é

$$n(\omega, |E|^2) = n_L(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (2.40)$$

onde  $n_L(\omega)$  é a refração linear dada pela equação de Sellmeier,  $|E|^2$  é a intensidade do campo óptico no interior da fibra, e  $n_2$  é o índice de refração não linear e relacionado com  $\chi^3$  através de

$$n_2 = \frac{3}{8n_1} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (2.41)$$

Na equação 2.52 assume-se que o campo elétrico é linearmente polarizado, pelo que apenas um componente do tensor de quarta ordem,  $\chi_{xxxx}^{(3)}$ , contribui para o índice de refração. A natureza tensorial de  $\chi^{(3)}$  pode afetar as propriedades dos eixos ópticos que se propagam em meios bi-refringentes não lineares.

Um parâmetro importante e que define o efeito não linear é

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{ef}}, \quad (2.42)$$

onde  $A_{ef}$  é conhecido como a área do núcleo da fibra que efetivamente conduz energia e é

$$A_{ef} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.43)$$

sua avaliação precisa da distribuição transversal dos campos através de  $F(x,y)$ , o qual é uma função autovalor linear do modo excitado na fibra. Certamente  $A_{ef}$  depende dos parâmetros da fibra, tais como raio do núcleo e diferença de índices entre o núcleo e a casca. Os valores típicos de  $A_{ef}$  são de 10-20  $\mu m^2$  na região visível e de 50-80  $\mu m^2$  na região de 1,5  $\mu m$ . Isto significa que o coeficiente não linear,  $\gamma$  varia na faixa de 2-30  $W^{-1} km^{-1}$ , dependendo do comprimento de onda e usando um índice  $n_2 = 3,2 \times 10^{-16} cm^2/W$  [2].

Os dois mais importantes efeitos não lineares, devidos ao índice de refração não linear, são a automodulação de fase SPM: Self-Phase Modulation, e a modulação cruzada de fase XPM: Cross-Phase Modulation. A SPM refere-se ao deslocamento de fase autoinduzida experimentada por um campo óptico elétrico que se propaga por uma fibra óptica. A sua magnitude pode-se obter a partir da mudança de fase que experimenta o campo óptico

$$\Phi = nk_0L = n_L k_0L + n_2 |E|^2 k_0L, \quad (2.44)$$

onde  $k_0=2\pi/\lambda$  e  $L$  é o comprimento da fibra. O deslocamento de fase não linear, dependente da intensidade,  $\Phi_{NL} = n_2 |E|^2 k_0L$  deve-se à SPM. Os principais efeitos da SPM são o alargamento espectral de pulsos ultra curtos e a existência de sólitons ópticos no regime de dispersão anômala das fibras.

A XPM é definida como o deslocamento de fase não linear que sofre um campo óptico por indução de um campo óptico co-propagante a um comprimento de onda diferente. Neste caso, o campo óptico elétrico total será

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \left[ E_1 e^{-j\omega_1 t} + E_2 e^{-j\omega_2 t} + c.c. \right], \quad (2.45)$$

onde tem-se dois campos ópticos, nas frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , polarizadas ao longo do eixo  $x$  e co-propagando-se simultaneamente dentro da fibra. Então, o deslocamento de fase não linear para o campo  $\omega_1$  é

$$\Phi = n_2 k_0 L (|E_1|^2 + |E_2|^2), \quad (2.46)$$

onde não foram considerados os termos diferentes das frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$ . Os dois termos da direita da equação 2.46 correspondem à SPM e XPM, respectivamente. Um dos principais efeitos da XPM é de produzir assimetria no alargamento espectral dos pulsos co-propagantes.

### **Espalhamento inelástico estimulado**

Os efeitos não lineares devidos à susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ , são elásticos no sentido de que não há troca de energia entre o campo eletromagnético e o meio dielétrico. Uma segunda classe de efeitos não lineares resulta do espalhamento inelástico estimulado,

através do qual o campo óptico transfere parte da sua energia ao meio não linear. Os fenômenos deste tipo mais importantes, em fibras, são o espalhamento estimulado de Raman SRS: Stimulated Raman Scattering, e o espalhamento estimulado de Brillouin SBS: Stimulated Brillouin Scattering. Os dois fenômenos estão relacionados às perturbações ópticamente induzidas nos elétrons de uma molécula e as quais produzem vibrações da mesma. A principal diferença entre o SRS e o SBS é que no primeiro participam fonons ópticos e no segundo fonons acústicos.

O espalhamento inelástico da luz, devido aos processos SRS e SBS, podem ser analisados do ponto de vista da mecânica quântica através de um modelo simples. Um fóton incidente em  $\omega_1$  é absorvido e um fóton em  $\omega_2$  é emitido enquanto o material faz uma transição para um estado mais energético no espalhamento tipo Stokes, ou menos energético no tipo anti-Stokes.

Mesmo que os fenômenos de SRS e SBS tenham um origem similar, há uma diferença fundamental entre eles, devido às diferenças entre fonons ópticos e acústicos. Assim o efeito Raman existe tanto na mesma direção como na direção oposta da luz de bombeamento, enquanto que o efeito SBS só existe para luz propagando na direção oposta à da luz de bombeamento. Embora uma descrição completa dos efeitos SRS e SBS em fibras ópticas seja bastante complexa, o crescimento inicial de uma onda Stokes pode ser descrito simplesmente. No caso SRS tem-se

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s, \quad (2.47)$$

onde  $I_s$  é a intensidade Stokes,  $I_p$  é a intensidade de bombeamento e  $g_R$  é o coeficiente de ganho Raman. Para o efeito SBS tem-se uma relação similar, mas substituindo  $g_R$  por o coeficiente de ganho de Brillouin  $g_B$ . Tanto  $g_R$  como  $g_B$  tem sido medidos experimentalmente para fibras de sílica. O ganho Raman pode-se estender por uma largura de banda considerável, até  $\sim 30$  THz e o ganho máximo chega  $g_R \simeq 1 \times 10^{-11}$  cm/W, para um comprimento de bombeio de  $1 \mu\text{m}$  e ocorre para um deslocamento Stokes de cerca de 13 THz. Pelo contrário, o espectro do ganho Brillouin é bastante estreito, com uma largura de banda de  $\sim 10$  MHz. O valor máximo do ganho Brillouin, a um deslocamento Stokes de  $\sim 10$  GHz, é de aproximadamente  $6 \times 10^{-9}$  cm/W para um bombeio de largura de banda estreita e diminui por um fator de  $\Delta\nu_p/\Delta\nu_B$  para um bombeio de largura de banda grande, onde  $\Delta\nu_p$  é a largura de banda do bombeamento e  $\Delta\nu_B$  é a largura de

banda do ganho de Brillouin.

Uma importante característica do SRS e SBS é que exibem um certo limiar. A conversão de uma quantidade significativa de energia de bombeamento em energia Stokes só ocorre quando a intensidade de bombeamento supera um certo limiar. Para SRS em fibras monomodo, com  $\alpha L \gg 1$ , onde  $\alpha$  é a atenuação e  $L$  é o comprimento da fibra, o limiar da intensidade de bombeamento é dado por

$$I_p^{th} \simeq 16(\alpha/g_R). \quad (2.48)$$

O valor típico de  $I_p^{th}$  é de  $\sim mW/cm^2$ , e o SRS pode ser observado a uma potência de bombeio de  $\sim 1$  W. De maneira similar para o SBS, o limiar da intensidade de bombeamento é

$$I_p^{th} \simeq 21(\alpha/g_B). \quad (2.49)$$

Já que o pico de ganho do efeito Brillouin,  $g_B$ , é mais de duas vezes maior que o do efeito Raman, os valores do limiar para SBS são  $\sim 10$  mW.

# Bibliografia

- [1] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communications Systems" Ed. John Wiley, (1992).
- [2] M. Lin and S. Chi, "Optimal transmission condition of nonlinear optical pulse in single-mode fibers", *J. Lightwave Technol.*, vol **LT-4**, 542 (1993).

## Anexo 2.3

### 2.3.1 Modelamento da propagação em fibras monomodo.

A equação de onda para uma fibra monomodo, a partir das equações de Maxwell e em termos das partes linear e não linear da polarização elétrica induzida, é

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.50)$$

Consideramos apenas o termo não linear com  $\chi^3$ , porque como vimos anteriormente,  $\chi^2$  é nulo em fibras ópticas. No caso de um campo propagando numa fibra óptica monomodo sofrendo a influência da resposta não linear do índice de refração temos

$$n = n_1 + n_2 |E|^2 \quad (2.51)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo para baixas potências e  $n_2$  é o índice de refração não linear dado por

$$n_2 = \frac{3}{8n_1} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (2.52)$$

Para resolver a equação 2.50 é necessário o uso de várias aproximações:

- que o campo é intenso o suficiente para tornar o meio não linear, mas fraco o suficiente para que  $|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$ .
- que o campo elétrico óptico mantém sua polarização ao longo do meio de transmissão, de tal forma que um tratamento escalar da equação seja possível.
- que os campos ópticos são quasi-monocromáticos, de modo que o espectro, centrado em  $\omega_0$ , tenha uma largura espectral  $\delta\omega$  tal que  $\frac{\delta\omega}{\omega_0} \ll 1$ . Este tipo de aproximação é válido para pulsos com duração maior que 100 fs.

Nestas condições podemos utilizar a aproximação de envelope variando lentamente, de tal forma que o campo possa ser escrito na forma [1]

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \{ F(x, y) A(z, t) \exp [j(\omega_0 t - \beta z)] + c.c. \} \quad (2.53)$$

onde  $A(z, t)$  é a envoltória suave,  $\beta$  é a constante de propagação do campo na direção  $z$ ,  $\omega_0$  é a frequência central do pulso e  $F(x, y)$  é a distribuição transversal do campo que, no caso da fibra ser monomodo pode ser aproximado por uma gaussiana

$$F(x, y) = \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right] \quad (2.54)$$

No caso de fibras com  $V \sim 2$ ,  $w$  é bastante próximo do raio do núcleo da fibra.

Os efeitos da dispersão são mais facilmente entendidos quando expandimos a constante de propagação do modo,  $\beta$ , em série de Taylor em torno da frequência central  $\omega_0$  e truncada no termo de ordem 3

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 \quad (2.55)$$

Assim, fazendo uso das aproximações acima, considerando a resposta do meio instantânea, levando em conta a definição do índice de refração dados pelas equações 2.51 e 2.52, da expansão de  $\beta$  e da envoltória suave, resulta na seguinte equação para a envoltória

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2j\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{2\beta_0\beta_1}{j} \frac{\partial}{\partial t} - (\beta_1^2 + \beta_0\beta_2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \dots \right] A(z, t) = -\mu_0 \left( \omega_0^2 + \frac{2\omega_0}{j} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p_{NL}(z, t) \quad (2.56)$$

equação que descreve a propagação da envoltória do pulso óptico através de um meio dispersivo não linear. Mostra-se os termos até terceira ordem, que é suficiente para descrever a maioria dos fenômenos produzidos por pulsos propagantes de até uns poucos femtosegundos.

É possível definir diversos casos de interesse prático segundo a importância dos termos da equação 2.56 em função do regime de funcionamento, ou seja segundo a largura e intensidade dos pulsos. Como estamos interessados na propagação de pulsos da ordem dos picosegundos, a equação 2.56 pode ser simplificada, não considerando as derivadas espaciais de alta ordem. O resultado sendo

$$\left[ j \frac{\partial}{\partial z} - j\beta_1 \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \right] A(z, t) = -\frac{\mu_0}{2j\beta_0} \left( \omega_0^2 + \frac{2\omega_0}{j} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p_{NL}(z, t) \quad (2.57)$$

Assumindo uma polarização não linear da forma

$$p_{NL}(z, \tau) = \epsilon\chi^{(3)} |A(z, \tau)|^2 A(z, \tau) \quad (2.58)$$

a equação 2.57 será [1]

$$j\frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_1\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - j\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \gamma |A|^2 A + j\frac{\alpha}{2}A = 0 \quad (2.59)$$

onde o parâmetro não linear,  $\gamma$ , a atenuação  $\alpha$  e as dispersões  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  e  $\beta_3$  foram definidos anteriormente. Como  $\beta_1$  representa um atraso temporal e não causa nenhuma distorção ao pulso pode-se fazer a seguinte transformação

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 z \quad (2.60)$$

portanto a equação geral 2.59 será

$$j\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - j\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + \gamma |A|^2 A + j\frac{\alpha}{2}A = 0 \quad (2.61)$$

A equação 2.61 caracteriza a propagação de pulsos em fibras ópticas monomodo de uma forma completa, ou seja considera os efeitos da atenuação e da dispersão através de  $\alpha$ ,  $\beta_2$  e  $\beta_3$  respectivamente. Esta equação pode ser ainda simplificada segundo o comprimento de onda ao qual o sistema trabalha. Assim, na janela de  $1,55 \mu\text{m}$ ,  $\beta_3$  é desprezível e portanto a equação 2.61 será

$$j\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \gamma |A|^2 A + j\frac{\alpha}{2}A = 0 \quad (2.62)$$

no caso de trabalhar na região de dispersão nula ( $1,3 \mu\text{m}$ ),  $\beta_2$  será nulo e a equação 2.61 simplifica-se para

$$j\frac{\partial A}{\partial z} - j\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + \gamma |A|^2 A + j\frac{\alpha}{2}A = 0 \quad (2.63)$$

Finalmente cabe considerar o caso em que a fibra tem perdas muito pequenas, neste caso  $\alpha \approx 0$ , e a equação para a região de  $1,55 \mu\text{m}$  (2.62) será

$$j\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (2.64)$$

A equação 2.64 é a aproximação mais simples do caso geral que ainda leva em consideração efeitos de dispersão e de não linearidades em meios isotrópicos. Esta equação tem a forma da equação não linear de Schrödinger (NLSE), e permite descrever diversos fenômenos não lineares, como por exemplo a propagação de sólitons em fibras ópticas monomodo.

As equações 2.62 e 2.63 não tem solução analítica e portanto devem ser resolvidas numericamente.

A fim de aplicar a equação geral que define a propagação de pulsos em meios dispersivos não lineares no estudo de sistemas ópticos de comunicações, se define a faixa de aplicabilidade dessa equação, considerando tanto os parâmetros do campo óptico de entrada como do canal óptico [2].

Como foi estabelecido, a equação básica que governa a propagação de pulsos ópticos em fibras monomodo, na região de  $1,55 \mu\text{m}$ , está dada pela equação 2.62, onde os termos segundo, terceiro e quarto termos são associados, respectivamente os efeitos de dispersão, não linearidade e absorção dos pulsos ópticos que se propagam pela fibra. Dependendo da largura inicial do pulso ( $\tau_0$ ), o efeito dominante na propagação do pulso pode ser a dispersão ou as não linearidades. Por isto definem-se os chamados comprimento de dispersão  $L_D$  e o comprimento de não linearidade  $L_{NL}$

$$L_D = \frac{\tau_0}{|\beta_2|} \quad (2.65)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.66)$$

Os comprimentos  $L_D$  e  $L_{NL}$  entregam os comprimentos de escala que definem a importância da dispersão e das não linearidades quando o pulso propaga-se por uma fibra de comprimento  $L$ . Dependendo das magnitudes relativas de  $L_D$ ,  $L_{NL}$  e  $L$ , o comportamento da propagação pode-se classificar em quatro categorias.

- regime linear - não dispersivo ( $L \ll L_{NL}$  e  $L \ll L_D$ )
- regime linear - dispersivo ( $L \ll L_{NL}$  e  $L \geq L_D$ )
- regime não linear - não dispersivo ( $L \ll L_D$  e  $L \geq L_{NL}$ )
- regime não linear - dispersivo ( $L \sim L_D$  e  $L \sim L_{NL}$ )

Do ponto de vista dos sistemas de comunicações por fibra óptica, os regimes mais importante são o regime linear dispersivo e o não linear dispersivo. O regime linear, do ponto de vista sistêmico, é caracterizada pela resposta impulsiva ou pela função de transferência da fibra óptica. Então a saída da fibra é determinada pela convolução da resposta impulsiva com o sinal de entrada.

# Bibliografia

- [1] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communications Systems" Ed. John Wiley, (1992).
- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, Ed. Academic Press, 1995.

## Anexo 2.4

### 2.4.1 Aplicação do modelo linear em campo óptico.

Neste anexo apresenta-se o estudo da propagação de pulsos gaussianos em fibras monomodo, baseado no modelo desenvolvido no capítulo 2. Analisa-se a interferência entre os pulsos propagantes considerando a dispersão linear do canal óptico. Os resultados permitem estimar a capacidade de transmissão dos sistemas de altas taxas de bits, os quais usam fibra monomodo como meio de transmissão.

O pulso de entrada na fibra tem o seguinte formato

$$p_i(t) = \sum_k a_k s(t - kT) \quad (2.67)$$

onde  $T$  é o tempo de repetição dos pulsos ( $1/T$  representa a taxa de transmissão de bits),  $a_k$  é uma sequência aleatória de uns e zeros, considerada aqui equiprovável, que representa os dados binários transmitidos e  $s(t)$  é o formato do pulso transmitido, suposto gaussiano e dado por

$$s(t) = \exp \left[ -\frac{t^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.68)$$

onde  $\sigma_s$  é a largura RMS do pulso.

A característica de transmissão de uma fibra óptica monomodo é dada pela equação

$$H_F(\omega) = \exp \left[ j \frac{\lambda^2 D(\omega) \omega^2 L}{4\pi c} \right] \quad (2.69)$$

onde  $L$  é o comprimento da fibra,  $\lambda$  é o comprimento de onda de pico de emissão da fonte óptica e  $c$  é a velocidade da luz.  $D(\omega)$  é o coeficiente de dispersão da fibra óptica, que é dependente da frequência, mas será considerado constante em razão de que as distâncias de propagação de interesse neste trabalho, não são excessivamente grandes. A partir desta função de transferência  $H_F(\omega)$ , pode-se obter a seguinte resposta impulsiva

$$h_F(t) = \exp \left[ j \frac{t^2}{2\sigma_c^2} \right] \quad (2.70)$$

onde  $\sigma_c^2 = \beta_2 L$

Substituindo as equações (2.68) e (2.70) na equação geral tem-se

$$p_o(t) = \sum_k \sum_n a_k a_n p_{kn}(t) \quad (2.71)$$

onde

$$P_{kn}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{s(t_1 - kT)} \sqrt{s(t_2 - nT)} q(t - t_1, t - t_2) dt_1 dt_2 \quad (2.72)$$

Para resolver a equação (2.72) assume-se que não existe modulação de fase e que a função coerência da fonte óptica tem formato gaussiano, dado por

$$\gamma(t) = \exp \left[ -\frac{t^2}{\tau_c^2} \right] \quad (2.73)$$

onde  $\tau_c$  é o tempo de coerência da fonte óptica e portanto seu inverso é o espectro da largura de linha. Aplicando a técnica de solução apresentada no item anterior chega-se a

$$P_{kn}(\omega) = \exp \left[ -\frac{(k-n)^2}{2\sigma_s^2} \left( \frac{T}{2} \right)^2 \right] \times \exp \left[ -\left[ \frac{\sigma_r^2}{2} \omega^2 + \left[ j(k+n) \left( \frac{T}{2} \right) - (k-n) \left( \frac{T}{2} \right) \frac{\sigma_c^2}{2\sigma_s^2} \right] \omega \right] \right] \quad (2.74)$$

onde

$$\sigma_r^2 = \sigma_s^2 + \frac{\sigma_c^4}{\tau_c^2} + \frac{\sigma_c^4}{4\sigma_s^2} \quad (2.75)$$

A resposta temporal é obtida aplicando a transformada inversa de Fourier à equação (2.74), ou seja

$$p_{kn}(t) = A_i^{(k-n)^2} \exp \left[ -\frac{\left( t - (k+n)\frac{T}{2} \right)^2}{2\sigma_r^2} \right] \exp \left[ j(k-n)\omega_i \left( t - (k+n)\frac{T}{2} \right) \right] \quad (2.76)$$

onde a amplitude  $A_i$  é dada por

$$A_i = \exp \left[ -\xi \frac{\left( \frac{T}{2} \right)^2}{2\sigma_r^2} \right] \quad (2.77)$$

onde o coeficiente  $\xi$  é dado por

$$\xi = 1 + \frac{\sigma_c^4}{\sigma_s^2 \tau_c^2} \quad (2.78)$$

e a frequência  $\omega_i$  é dada por

$$\omega_i = \frac{T\sigma_c^2}{4\sigma_s^2\sigma_r^2} \quad (2.79)$$

Finalmente a potência na saída da fibra será

$$p_o(t) = \sum_k \sum_n a_k a_n A_i^{(k-n)^2} \exp \left[ -\frac{\left(t - (k+n)\frac{T}{2}\right)^2}{2\sigma_r^2} \right] \times \exp \left[ j(k-n)\omega_i \left(t - (k+n)\frac{T}{2}\right) \right] \quad (2.80)$$

### Análise do sinal na saída da fibra

A equação (2.80) mostra que o pulso de potência, na saída da fibra, mantém o formato gaussiano, mas com uma largura RMS dada pela equação (2.75), onde observa-se um alargamento dependente da largura do pulso de entrada, da coerência da fonte óptica e das características dispersivas da fibra monomodo. A seguir analisa-se alguns casos de interesse desta equação geral.

Se fazemos  $k = 0$  e  $n = 0$  e considerando  $a_k = a_n = 1$ , a partir da equação (2.80) obtemos na saída um pulso único dado por

$$P_o(t) = \exp \left[ -\frac{t^2}{2\sigma_r^2} \right] = S_o(t) \quad (2.81)$$

Se  $a_{k=0} = 1$ ,  $a_{k \neq 0} = 0$  e  $a_n = 1$  obtem-se:

$$P_o(t) = S_o(t) + S_o(t - T) + A_i S_o\left(t - \frac{T}{2}\right) \exp \left[ j\omega_i \left(t - \frac{T}{2}\right) \right] \quad (2.82)$$

A equação (2.82) mostra que em caso de aplicar-se, na entrada da fibra óptica, dois pulsos independentes, ou seja os pulsos não se sobrepõem ( $T \gg \sigma_s$ ), a saída será a soma de dois termos correspondentes a cada uma das duas entradas mais um terceiro termo que corresponde à interferência entre os dois pulsos propagantes. Levando em conta apenas a parte real do termo interferente tem-se

$$P_o(t) = S_o(t) + S_o(t - T) + A_i S_o\left(t - \frac{T}{2}\right) \cos \left[ \omega_i \left(t - \frac{T}{2}\right) \right] \quad (2.83)$$

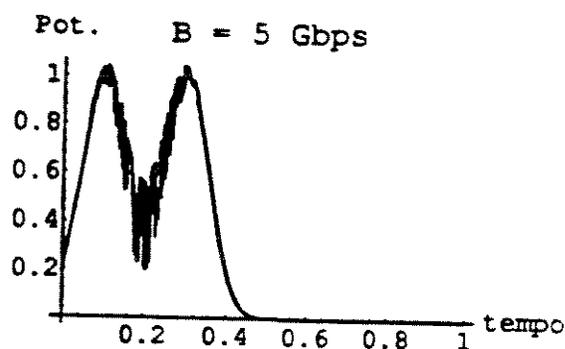
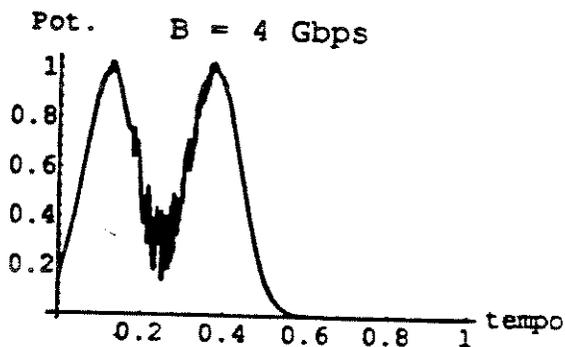
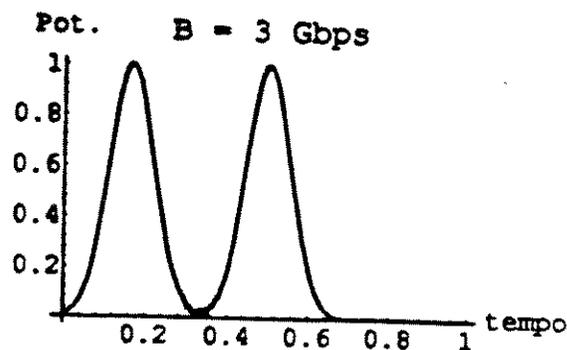
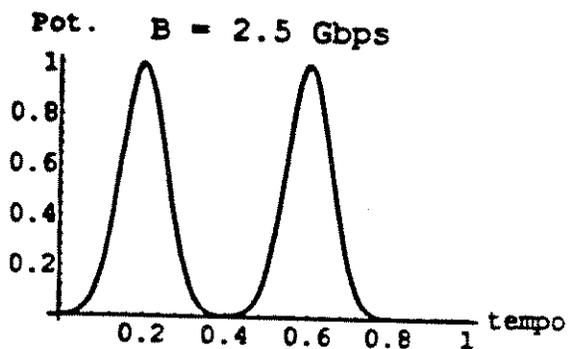
Pode-se observar na equação (2.83) que o termo interferente, chamado também de função de distorção, é uma função oscilante que tem uma envoltória gaussiana centrada entre os dois pulsos.

No caso geral, a equação (2.80) pode ser decomposta em duas parcelas, ou seja

$$P_o(t) = \sum_{k=0} a_k S_o(t - kT) + \sum_{n \neq k} a_k a_n P_{kn}(t) \quad (2.84)$$

Analisando esta equação podemos concluir que o primeiro termo representa a parte linear do sinal transmitido e que o segundo representa a parte não linear. Se a fonte é parcialmente coerente, o termo não linear produz interferência óptica não linear. Pode-se demonstrar que se a fonte de luz é totalmente incoerente o termo interferente desaparece.

Nas figuras mostra-se a equação (2.83) resolvida numericamente, para um comprimento  $L$  de fibra de 50 km, um  $\beta_2$  de  $3 \cdot 10^{-23} \text{ s}^2/\text{km}$ ,  $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$  e para  $\lambda = 1500 \text{ nm}$ , que são parâmetros usuais em sistemas atuais. O termo interferente é praticamente nulo até uma taxa de 3 Gb/s. A partir dos 4 Gb/s a interferência óptica, entre os pulsos adjacentes, começa a aparecer. Para 6 Gb/s a interferência óptica pode ser significativa, comprometendo a detecção do sinal transmitido no receptor. O efeito médio da interferência intersimbólica dependerá dos valores dos diferentes parâmetros que influam nesta interferência [1].



Propagação de dois pulsos gaussianos entre 2.5 e 5 Gbps. Observa-se o surgimento do efeito ISI a medida que a taxa de bits aumenta.

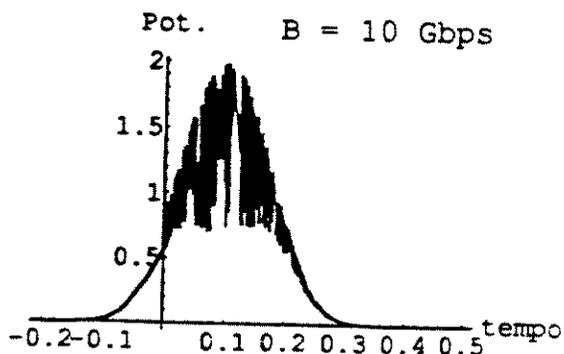
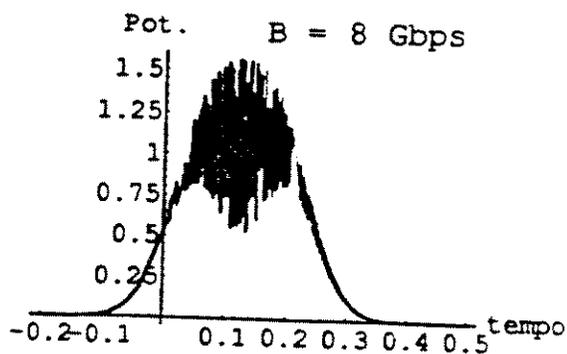
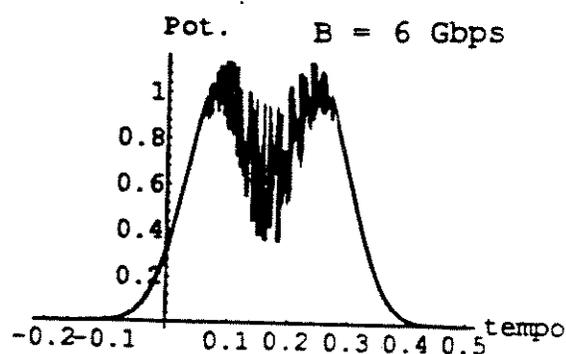
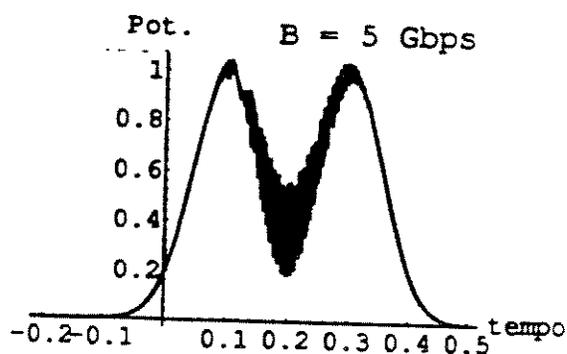


Figura - Propagação de dois pulsos gaussianos entre 5 e 10 Gb/s. Observa-se a degradação dos sinais ópticos à medida que a taxa de bits aumenta no intervalo de 5 a 10 Gb/s.

# Bibliografia

- [1] M. Zamorano e E. Moschim, "Propagação e interferência de pulsos gaussianos em fibras ópticas monomodo", *VI Simposio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*. UFPA-Brasil, Julho, 1994.