

**COMPARAÇÃO DO DESEMPENHO DA
FIBRA PADRÃO COM A FIBRA NZD-
NORMAL, UTILIZANDO LASER
MODULADO DIRETAMENTE, EM REDES
METROPOLITANAS TRANSPARENTES**

ANDRE LUIZ A. DA COSTA

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de
Telecomunicações – INATEL - como parte dos requisitos
para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR: Profa. Dra. Maria Regina Caputo

Santa Rita do Sapucaí

2002

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em ____ / ____ / ____ ,

pela comissão julgadora:

(Profa. Dra Maria Elizabeth Gouvêa /Dpto de Física - UFMG)

(Prof. Dr José Antônio Justino Ribeiro/DTE - INATEL)

(Profa. Dra Maria Regina Campos Caputo / DTE - INATEL)

Coordenador do Curso de Mestrado

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha família; ao meu pai, pessoa fundamental para a conclusão deste trabalho. À minha mãe, minha grande amiga, psicóloga e incentivadora. E à minha irmã, a melhor irmã que alguém poderia ter, e ao meu cunhado.

AGRADECIMENTOS

À professora Dra. Maria Regina Campos Caputo, minha orientadora, por toda a ajuda no desenvolvimento teste trabalho.

Ao professor Dr. Sandro Adriano Fasolo, uma pessoa que me ajudou muito ao longo deste curso.

Ao professor Msc. Cleto Leal, do Instituto de Tecnologia da Amazônia, pelo o incentivo para cursar o mestrado.

Aos meus grandes amigos, André Luís de Souza e Wiliam Hiroshi Hisatugu.

Ao engenheiro Renato Kelmer, um grande amigo que fiz em Santa Rita do Sapucaí.

À Maria Beatriz Campioni Silva, secretária da pós-graduação, uma pessoa maravilhosa que conheci.

À todos os amigos que iniciaram o curso de pós-graduação “lato-sensu”, comigo.

Aos meus amigos Camisão, Edmilson, Estevan, Rausley, Jamil, Vaguiner.

Aos meus amigos, Bruno, Juliano, Marcelo e Renato estagiários do laboratório de pós-graduação.

Aos meus grandes amigos Carlos Lemos, Iwanir Araújo e Rodrigo Bahia.

Á Ericsson por parte do suporte financeiro.

À Finatel por parte do suporte financeiro.

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS	I
LISTA DE TABELAS	V
LISTA DE SÍMBOLOS	VI
LISTA DE SIGLAS	IX
RESUMO	X
ABSTRACT	XI
CAPÍTULO 1	1
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. A fibra NZD-Normal como uma solução para as redes metropolitanas transparentes.....	2
1.2. Organização deste trabalho	3
CAPÍTULO 2	5
2. ÓPTICA NÃO-LINEAR	5
2.1. Propagação de pulsos de luz na fibra óptica	6
2.2. Polarização da matéria	7
2.3. Polarização induzida por um campo elétrico local.....	9
2.4. Características do meio	11
2.4.1. Resposta local.....	11
2.4.2. Meio isotrópico	11
2.4.3. Meio homogêneo.....	12
2.4.4. Simetria do material	12
2.5. Polarização do material.....	13
2.5.1. Polarização linear	14
2.5.2. Polarização não-linear	17
2.6. Equação não-linear de Schrödinger	21
CAPÍTULO 3	26
3. DISPERSÃO DE VELOCIDADE DE GRUPO (GVD)	26

3.1. Dispersão cromática do material.....	27
3.2. Dispersão cromática do guia de onda	29
3.3. Dispersão cromática total.....	32
3.4. Regimes de propagação	33
3.5. Propagação do pulso óptico em um regime dispersivo	35
3.5.1. Pulso gaussiano	36
3.5.2. Pulso super-gaussiano	37
3.5.3. Pulso gaussiano chirpado	38
3.6. Dispersão cromática de segunda ordem.....	41
CAPÍTULO 4	44
4. AUTO-MODULAÇÃO E MODULAÇÃO DE FASE CRUZADA	44
4.1. Auto-modulação de fase	45
4.1.1. Propagação de um pulso óptico no regime não-linear	47
4.1.2. Mudanças Espectrais	49
4.2. Efeitos da dispersão de velocidade de grupo na SPM.....	52
4.2.1. Auto-modulação de fase no regime de dispersão normal	52
4.2.2. Auto-modulação de fase no regime anômalo-(solitons)	53
4.3. Modulação de Fase cruzada	55
4.3.1. Equações de amplitudes acopladas.....	55
CAPÍTULO 5	59
5. DESEMPENHO DAS FIBRAS PADRÃO E NZD-NORMAL NAS REDES METROPOLITANAS TRANSPARENTES	59
5.1. Redes metropolitanas	60
5.1.1. A complexidade na utilização das fibras de compensação de dispersão nas redes metropolitanas transparentes.....	63
5.2. Pré-chirp	69
5.3. O chirp	72
5.4. Modelo teórico e simulações.....	74
5.4.1. Modelo teórico no regime linear	74
5.4.2. Simulações no regime linear	77
5.4.3. Simulações no regime não-linear	84
CAPÍTULO 6	86
6. CONCLUSÕES E ESTUDOS FUTUROS	86

6.1. Conclusões	86
6.2. Estudos futuros	87

LISTA DE FIGURAS

Figura-2-1 - <i>Representação de um dipolo elétrico.</i>	8
Figura-2-2 - <i>Átomo sem presença de campo externo.</i>	9
Figura-2-3 - <i>Átomo com a presença de um campo externo.</i>	9
Figura-2-4 - <i>Representação de um quadrupolo elétrico.</i>	9
Figura-2-5 - <i>Representação de um meio isotrópico.</i>	11
Figura-2-6 - <i>Representação de um meio anisotrópico.</i>	11
Figura-2-7 - <i>Representação de um meio homogêneo.</i>	12
Figura-2-8 - <i>Representação de um meio não homogêneo</i>	12
Figura-2-9 - <i>Representação de uma molécula Centrossimétrica (NaCl).</i>	13
Figura-2-10 - <i>Representação de uma molécula não-centrossimétrica (ZnS).</i>	13
Figura-2-11 - <i>Perfil de um fibra degrau.</i>	16
Figura-3-1 - <i>Variação do índice de refração n e do índice de refração n_g de grupo para sílica fundida, com o comprimento de onda.</i>	28
Figura-3-2 - <i>Variação de β_{2M} para a sílica fundida, com o comprimento de onda.</i>	28
Figura-3-3 - <i>A curva mostra dispersão da sílica fundida, material de fabricação da fibra óptica, em função do comprimento de onda.</i>	29
Figura-3-4 - <i>Mostra um modelo de um guia de onda.</i>	30
Figura-3-5 - <i>Desenho básico de um fibra óptica, onde n_2 e n_1 são respectivamente o índice de refração da casca e do núcleo e $2a$ é diâmetro do núcleo.</i>	31
Figura-3-6 - <i>A curva representa a dispersão do guia de onda para diâmetros do núcleo iguais a $2.5\mu\text{m}$ e $4\mu\text{m}$.</i>	31
Figura-3-7 - <i>Dispersão em uma fibra monomodo Padrão em função d comprimento de onda.</i>	32
Figura-3-8 - <i>Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso óptico gaussiano, no regime linear. Modelo Teórico.</i>	37
Figura-3-9 - <i>Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso óptico gaussiano no regime linear. Simulado.</i>	37
Figura-3-10 - <i>Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso super-gaussiano no regime linear obtido por simulação.</i>	38
Figura-3-11 - <i>Pulso inicialmente chirpado por uma fonte, onde a frequência cresce linearmente da frente do pulso para cauda, tem-se então o “up-chirp” ou $C>0$.</i>	39

Figura- 3-12 - Pulso inicialmente chirpado por uma fonte, onde a frequência cresce linearmente da cauda do pulso para a frente, tem-se então o “down-chirp” $C < 0$	39
Figura-3-13 - Mostra a dependência do espalhamento do pulso com o sinal de β_2 e do fator de C . 40	40
Figura-3-14 - Pulso inicialmente chirpado, com espalhamento sofrido devido ao produto $C\beta_2 > 0$. ..	40
Figura-3-15 - Pulso inicialmente chirpado, com uma compressão sofrida devido ao produto $C\beta_2 < 0$	41
Figura-3-16 - Variação de β_3 em função do comprimento de onda.	42
Figura-3-17 - Propagação de um pulso gaussiano de largura $T_0 = 100$ os, obtido por simulação.	43
Figura-3-18 - Propagação de um pulso gaussiano, de largura $T_0 = 100$ ps, em um fibra óptica padrão com $\beta_2 = 0$ e $\beta_3 = 0,075 \text{ ps}^3 / \text{Km}$, com z variando de L'_D até $5L'_D$, obtido por simulação.	43
Figura-4-1 - Intensidade do pulso gaussiano.	46
Figura-4-2 - Fase do pulso gaussiano.	46
Figura-4-3 - Derivada da fase de um pulso gaussiano ou o chirp de frequência.	46
Figura-4-4 - Pulsos gaussianos e super-gaussianos.	48
Figura-4-5 - Chirp de frequência para um pulso gaussiano e super-gaussiano.	49
Figura-4-6 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 0.5\pi, m=1, C=0$	50
Figura-4-7 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = \pi, m=1, C=0$	50
Figura-4-8 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 1.5\pi, m=1, C=0$	50
Figura-4-9 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 2.5\pi, m=1, C=0$	50
Figura-4-10 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi, m=1$ e $C=0$	51
Figura-4-11 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso super-Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi, m=3$ e $C=0$	51
Figura-4-12 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi, m=1$ e $C=5$	51
Figura-4-13 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi, m=1$ e $C=-5$	51
Figura-4-14 - Espalhamento temporal induzido pela combinação da SPM e GVD.	53
Figura-4-15 - Evolução espectral, induzido pela combinação da SPM e GVD.	53
Figura-4-16 - Evolução temporal do sóliton fundamental de ordem $N=1$	54
Figura-4-17 - Evolução espectral do sóliton fundamental de ordem $N=1$	54

Figura-4-18 - Propagação de um sólito de ordem $N=3$, ao longo de um período de tempo.....	54
Figura-4-19 - O gráfico mostra a interação entre os pulsos, em uma configuração pump-probe.	56
Figura-4-20 - Espalhamento espectral induzido pela SPM e pela XPM em um pulso de bombeamento, durante o comprimento de Wall-off.....	57
Figura-4-21 - Espalhamento espectral induzido pela SPM e pela XPM em um pulso de prova, durante o comprimento de Wall-off.	57
Figura-5-1 - Arquitetura de uma rede de área metropolitana.....	60
Figura-5-2 - Interferência entre símbolos, decorrente da dispersão cromática.....	61
Figura-5-3 - Esquema de um enlace ponto a ponto de 100 km.	63
Figura-5-4 – Resultado da simulação utilizando-se esquema de compensação para 100km de fibra Padrão. A DCF tem 16,93km de comprimento.	64
Figura-5-5 - Esquema de compensação para rota alternativa de 80 km utilizando a DCF com 16,93km.	66
Figura-5-6 - Esquema de compensação para rota alternativa de 120 km utilizando a DCF com 16,93km.	67
Figura-5-7 - Esquema de compensação para 180km de fibra Padrão em presença da SPM ,utilizando a DCF com 16,93km.	68
Figura-5-8 - Pulso gaussiano no ponto inicial de uma fibra Padrão no regime anômalo.	69
Figura-5-9 - Pulso gaussiano após alguns quilômetros de propagação em uma fibra Padrão no regime anômalo.....	70
Figura-5-10 - Pulso previamente chirpado pelo laser (up-chirp).	70
Figura-5-11 - Compressão sofrida pelo pulso óptico, com up-chirp , durante a sua propagação inicial em uma fibra no regime anômalo.	71
Figura-5-12 - Pulso óptico espalhado pela dispersão anômala.	71
Figura-5-13 - Pulso óptico mais espalhado do que na pela Figura-5-12.	72
Figura-5-14 - Tipos de chirps característicos de um laser modulado diretamente.....	73
Figura-5-15 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos ,com chirp igual a zero.....	75
Figura-5-16 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos, com chirp igual $C= -4.4$	76
Figura-5-17 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos, com chirp igual $C= -4.4$	77
Figura-5-18 - Curva de dispersão das fibras Padrão e Metrocor.....	78
Figura-5-19 - Simulação para o canal de 1535nm.....	79
Figura-5-20 - Simulação para o canal de 1550nm.....	80
Figura-5-21 - Simulação para o canal de 1560nm.....	80

Figura-5-22 - Penalidade de potência em posta ao sistema, devido a utilização da fibra Padrão e NZD-Normal em conjunto com laser modulado diretamente com $C = -4.4$	81
Figura-5-23 - Diagrama de olho na entrada da fibra Padrão.	82
Figura-5-24 - Diagrama de olho na entrada da fibra NZD-Normal.	82
Figura-5-25 - Diagrama de olho na saída da fibra Padrão, após 100 km.	83
Figura-5-26 - Diagrama de olho na saída da fibra NZD-Normal, após 100 km.	83
Figura-5-27 - Diagrama de olho na saída da fibra Padrão, após 200 km.	83
Figura-5-28 - Diagrama de olho na saída da fibra NZD-Normal, após 200 km.	83
Figura-5-29 - Diagrama de olho na saída da fibra Padrão, após 300 km.	84
Figura-5-30 - Diagrama de olho na saída da fibra NZD-Normal, após 300 km.	84
Figura-5-31 - Fator de espalhamento para as fibras Padrão e NZD-Normal, após 100 km de propagação, na presença da SPM.	85

LISTA DE TABELAS

Tabela-1 *Parâmetros para simulação da fibra Padrão e DCF para $\lambda=1560\text{nm}$* 63

Tabela-2 *Características das fibras Padrão e NZD-Normal(Metrocor), na região de 1550nm.* 77

LISTA DE SÍMBOLOS

\vec{E}	Vetor intensidade de campo elétrico
\vec{H}	Vetor intensidade de campo magnético
\vec{D}	Vetor densidade de fluxo elétrico
\vec{B}	Vetor densidade de fluxo magnético
ϵ_0	Permissividade dielétrica no vácuo
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
\vec{P}	Vetor polarização elétrica
\vec{M}	Vetor polarização magnética
$\chi^{(j+1)}$	Tensor susceptibilidade elétrica tensorial de ordem $j+1$
\vec{r}	Vetor posição com coordenadas espaciais genéricas (x,y,z)
\vec{P}_L	Vetor de polarização elétrica linear
\vec{P}_{NL}	Vetor de polarização elétrica não-linear
$\epsilon_L(\omega)$	Constante dielétrica linear
$\epsilon_{NL}(\omega)$	Constante dielétrica não-linear
$\tilde{n}(\omega)$	Índice de refração
$n_L(\omega)$	Índice de refração linear
n_2	Índice de refração não-linear

$\tilde{\alpha}$	Coeficiente de atenuação
α	Coeficiente de atenuação linear
α_2	Coeficiente de atenuação não-linear
$F(x,y)$	Distribuição transversal do campo elétrico
\tilde{A}	Distribuição do campo elétrico
Δn	Perturbação imposta ao índice de refração causada pela não-linearidade
ω_0	Frequência da portadora óptica
c	Velocidade da luz no vácuo
A_{eff}	Área efetiva da fibra óptica
γ	Fator de não-linearidade
β_2	Parâmetro de dispersão de primeira ordem
v_g	Velocidade de grupo
n_g	Índice de refração de grupo
n	Índice de refração
β_{2M}	Parâmetro de dispersão do material
D_M	Dispersão cromática do material
D_W	Dispersão cromática do guia de onda
D	Dispersão cromática total

L_D	Comprimento de dispersão
L_{NL}	Comprimento de não-linear
T_0	Metade da largura temporal de pulso para o ponto de intensidade de $1/e$
T_{FWHM}	Largura total entre os pontos de meia potência
P_0	Potência de pico de um pulso
C	Fator de chirp
β_3	Parâmetro de dispersão de segunda ordem
L'_D	Comprimento de dispersão de segunda ordem
$\Delta\phi$	Variação de fase
$\Delta\phi_{NL}$	Variação de fase não-linear
L_{eff}	Comprimento efetivo da fibra óptica
ϕ_{max}	Variação de fase máxima
$\delta\omega(T)$	Deslocamento de frequência - chirp
N	Ordem do sóliton
L_w	Comprimento de escala de <i>walk-off</i>
σ	Largura rms do pulso óptico
σ_0	Largura rms inicial do pulso óptico

LISTA DE SIGLAS

EDFA Amplificador a fibra dopada com érbio

DML Laser modulado diretamente

GVD Dispersão de velocidade de grupo

SPM Auto-modulação de fase

XPM Modulação de fase cruzada

WDM Multiplexação por divisão de comprimentos de ondas

DWDM Multiplexação densa por divisão de comprimentos de ondas

Fibra NZD-Normal Fibra óptica com dispersão deslocada não nula, operando no regime normal

Fibra *DCF* Fibra de compensação de dispersão

RMS Valor médio quadrática

RESUMO

Costa, A.L.A. Sobre a comparação do desempenho da fibra *Padrão* com a fibra *NZD-Normal*, utilizando laser modulado diretamente, em redes metropolitanas transparentes. Santa Rita do Sapucaí, 2002. Instituto Nacional de Telecomunicações.

Neste trabalho é comparado o desempenho da fibra *Padrão* com a fibra *NZD-Normal*, ambas utilizadas em conjunto com lasers modulados diretamente. Este estudo tem como objetivo analisar uma alternativa para substituir a utilização da Fibra *Padrão* em redes metropolitanas transparentes, pois para utilizar a fibra *Padrão* é necessário o uso de esquemas de compensação de dispersão cromática, o que torna o projeto destas redes bastante complexo, uma vez que é muito difícil compensar perfeitamente qualquer rota específica entre dois nós utilizando esta tecnologia.

Como uma alternativa de simplificar esta complexidade de implementação, das redes metropolitanas transparentes utilizando a fibra *Padrão*, este trabalho analisa o uso da fibra *NZD-Normal*. Esta fibra é otimizada para as redes metropolitanas transparentes, uma vez que ela em conjunto com lasers modulados diretamente, é capaz de atingir distâncias da ordem de 300km, sem que o sistema seja penalizado pela dispersão cromática. Isto é resultado da interação entre a pré-distorção que o laser modulado diretamente impõe ao pulso óptico e o regime normal de propagação da fibra *NZD-Normal*, como poderá ser observado ao longo deste trabalho.

Palavras-chave: Fibra *Padrão*, Fibra *NZD-Normal*, Dispersão, Rede Metropolitana Transparente.

ABSTRACT

Costa, A.L.A. About the comparison of performance between the Padrão fiber and the NZD-Normal fiber, by using directly modulated laser, in transparent metropolitan networks. Santa Rita do Sapucaí, 2002. Instituto Nacional de Telecomunicações.

This work compares the performance between the Standard fiber and the NZD-Normal fiber, both used together with directly modulated lasers. The purpose is to analyse an alternative to substitute the use of the Standard fiber in transparent metropolitan networks, to use the Standard fiber it is necessary to use some chromatic dispersion schemes, what makes the design very complex since it is difficult to compensate any specific route between two nodes using this technology.

As an alternative to simplify this complex implementation of the transparent metropolitan networks using the Standard fiber, this work analyses the use of the NZD-Normal fiber. This fiber is optimized for the transparent metropolitan networks since it can, together with directly modulated lasers, achieve distances of about 300km without penalizing the system by chromatic dispersion. This is the result of the interaction between the pre-chirp that the modulated laser imposes to the optical pulse and the normal regime of propagation of the NZD-Normal, as can be observed along this work.

Key words: Standard Fiber, NZD-Normal fiber, Dispersion, Transparent Metropolitan Networks.

CAPÍTULO 1

1. Introdução

Os ambientes de redes metropolitanas, os quais interligam os enlaces ponto a ponto de longo alcance (*backbones*) e as redes de acesso, estão experimentando dramáticas mudanças. Os provedores de serviços atualmente lidam com o aumento de demanda para largura de banda, enquanto melhoram os serviços oferecidos pelas redes. As operadoras de redes precisam desenvolver produtos que ofereçam serviços com rapidez, flexibilidade, e custo competitivo. Ao mesmo tempo deve ser possível facilmente implementar mudanças na largura de banda de transmissão, alocada para cada cliente, e suportar múltiplos protocolos e diferentes topologias.

O tipo de fibra óptica utilizada na rede metropolitana influenciará a capacidade dessa rede em atender os requisitos de qualidade e flexibilidade. Nesse sentido as operadoras contam com a possibilidade de permanecer utilizando a planta de fibras ópticas já existentes, que em quase toda sua totalidade é constituída de fibras do tipo *Padrão* ^{[1], [2], [3]} ou de implementar uma nova planta com fibras especialmente projetadas para redes metropolitanas.

Na primeira alternativa, isto é, a implementação de redes metropolitanas com fibras *Padrão* ^[4], é necessário que se instale esquemas de compensação de dispersão cromática, uma vez que as fibras *Padrão* são otimizadas para trabalharem na janela

de 1300nm e as atuais redes metropolitanas estão sendo implementadas na janela de transmissão de 1550nm.

Na segunda alternativa, um dos tipos de fibra otimizada para construção de redes metropolitanas é a fibra *NZD-Normal* ^[5]. Esse tipo de fibra caracteriza-se pela dispersão negativa na janela de 1500nm, isto é, na banda dos Amplificadores Ópticos dopados com Érbio (*EDFA-Erbium Doped Fiber Amplifier*). O valor absoluto de dispersão da fibra *NZD-Normal* é menor do que o valor absoluto da dispersão da fibra *Padrão*, o que permite maior alcance de transmissão sem a necessidade de esquemas de compensação de dispersão cromática. Esse alcance se torna maior ainda se a fibra *NZD-Normal* for utilizada em conjunto com fontes de luz moduladas diretamente e isso reduz a complexidade do projeto como será visto, ao longo deste trabalho.

1.1. A fibra NZD-Normal como uma solução para as redes metropolitanas transparentes

Os novos tipos de fibras ópticas otimizadas para redes metropolitanas, têm um importante papel, otimizando os custos para os provedores de serviços. Estas fibras são otimizadas tipicamente para redes de transportes *SONET* (*Synchronous Optical Network*) e *SDH* (*Synchronous Digital Hierarchy*), que apresentam arquitetura em anel, cuja a circunferência varia entre 80 e 300 quilômetros. Esse anel é designado anel regional. Adicionalmente vários anéis menores são conectados ao anel regional. Estes anéis apresentam circunferência que varia entre 20 a 50 quilômetros e são designados por anéis de acesso. O uso de esquemas de compensação de dispersão nesta arquitetura, é um desafio encontrado pelos provedores de serviços, pois tais dispositivos apresentam um custo elevado, além de apresentarem uma grande complexidade de implementação nas redes metropolitanas em especial nas redes transparentes^{[3], [6]}. O uso da fibra *NZD-Normal* é uma alternativa que minimiza a complexidade do projeto nessas redes. Uma rede óptica transparente é caracterizada pelo fato de que a comunicação entre dois nós poderá ocorrer por diferentes caminhos ópticos (lighpath), portanto diferentes comprimentos de enlace. Isto é, a comutação

no nó passa a ser óptica e o sinal não mais retorna a forma elétrica, portanto não sofre regeneração. A dificuldade do uso de esquemas de compensação, é compensar perfeitamente qualquer rota específica entre dois nós.

A alternativa de utilização das fibras *NZD-Normal* em conjunto com lasers modulados diretamente (*DML-Direct Modulated Laser*), com uma taxa de 2.5Gbps, alcança distâncias da ordem de 300 quilômetros, sem fibras de compensação ^{[1], [2], [7]}. Esse desempenho é resultado da combinação entre o *chirp* negativo do laser DML com o *chirp* imposto pela fibra *NZD-Normal*.

O objetivo desse trabalho é comparar o desempenho das fibras *Padrão* e *NZD-Normal* em redes transparentes.

1.2. Organização deste trabalho

Para alcançar o objetivo proposto, este trabalho está organizado como descrito abaixo.

No capítulo 2 serão estudados os princípios da óptica não-linear, com o objetivo de se obter a equação não-linear de Schrödinger, a qual descreve a propagação do campo eletromagnético em uma fibra óptica.

No capítulo 3 será estudada a dispersão cromática de velocidade de grupo e os efeitos sofridos pelo pulso óptico, no regime linear de propagação.

No capítulo 4 serão estudados dois efeitos não-lineares, o efeito da auto-modulação de fase e da modulação de fase cruzada. Serão mostrados alguns conceitos básicos relacionados a esses efeitos, e por meio de simulações alguns destes efeitos foram verificados.

No capítulo 5 será abordada efetivamente a proposta de estudo deste trabalho, que consiste em mostrar que o uso da fibra *NZD-Normal*, nas redes metropolitanas transparentes, em conjunto com lasers modulados diretamente, é uma alternativa

para implementar estas redes com menor complexidade de projeto, em relação as redes com fibra *Padrão* e esquemas de compensação de dispersão cromática.

No capítulo 6 apresenta-se a conclusão deste trabalho e propostas de alguns estudos futuros.

CAPÍTULO 2

2. Óptica Não-Linear

A óptica não-linear descreve efeitos ópticos relacionados com mudanças na polarização, ou no índice de refração, devido à intensidade do campo elétrico e ou magnético. Em sua descrição são incluídos efeitos tais como *Pockels* e *Kerr*, os quais tem origem na contribuição linear e quadrática do índice de refração linear. O entendimento destes efeitos tem origem em 1961 com a descoberta de Peter Franken, na Universidade de Michigan^[8]. Ele verificou a geração do segundo harmônico no comprimento de onda de 347.15nm, devido à incidência da luz gerada através de um laser de rubi em um cristal de quartzo. O cristal não somente conduziu o raio de luz do laser, no comprimento de onda de 694.3nm, mas gerou o segundo harmônico. A luz do segundo harmônico é radiada da componente quadrática da polarização e possui exatamente metade da frequência da luz do laser. A descrição generalizada, incluindo a contra partida não-linear dos efeitos ópticos, tais como reflexão, reflexão interna total, refração, difração e birrefringência foram possíveis após esta descoberta, dando origem a um vasto campo de investigações científicas, nascendo assim a *óptica não-linear*. Tais fenômenos não-lineares mostram *características desconhecidas e não previsíveis*.^[8]

2.1. Propagação de pulsos de luz na fibra óptica

Como a luz é uma onda eletromagnética e como todos os fenômenos eletromagnéticos são governados pelas equações de Maxwell, a propagação da luz, nas fibras ópticas não é exceção.

A propagação da luz pode ser descrita pela evolução associada no tempo e no espaço por dois vetores, campo elétrico e magnético, representados respectivamente, por $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e $\vec{H}(\vec{r}, t)$, onde \vec{r} representa a posição e t é o tempo.

No sistema internacional de unidades, as equações de Maxwell na forma diferencial, são dadas por^{[9], [10], [11]}:

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2-1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (2-3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2-4)$$

onde o vetor \vec{J} representa a densidade de corrente e ρ_f a densidade de carga, ambos, fontes dos campos. \vec{D} e \vec{B} correspondem aos vetores de densidade de fluxo elétrico e magnético, respectivamente. Na ausência de cargas livres, em um meio como a fibra óptica, pode-se então considerar que $\vec{J} = 0$ e $\rho_f = 0$.

Em resposta aos vetores campo elétrico e magnético, que se propagam dentro da fibra, surgem dois outros novos vetores densidade de fluxo elétrico e magnético, que se relacionam através das seguintes equações:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2-5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (2-6)$$

onde ϵ_0 e μ_0 são, respectivamente, a permissividade e a permeabilidade no vácuo, e \vec{P} e \vec{M} são as polarizações elétricas e magnéticas induzidas, respectivamente.

Manipulando, matematicamente, as Equações (2-1) até (2-6) tem-se que:

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial(\nabla \times \vec{B})}{\partial t}, \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial(\nabla \times \vec{H} + \nabla \times \vec{M})}{\partial t}.\end{aligned}$$

Para um meio não magnético, como as fibras ópticas, $\vec{M} = 0$, tem-se a seguinte equação:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial(\nabla \times \vec{H})}{\partial t}.$$

Substituindo (2-2) na Equação anterior, tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right).$$

Sabendo que a condutividade da fibra óptica é muito baixa, o vetor densidade de corrente pode assumir o valor igual a zero, $\vec{J} = 0$. Após esta consideração, a Equação pode ser reescrita como:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right).$$

Fazendo as devidas manipulações matemáticas e substituindo Equação (2-5) na equação anterior, tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}).$$

Admitindo que $\mu_0 \cdot \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, onde c é a velocidade da luz no vácuo, finalmente, é encontrada a equação que descreve a propagação da luz em uma fibra óptica:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}. \quad (2-7)$$

2.2. Polarização da matéria

Para o estudo da polarização da matéria, aborda-se uma distribuição de cargas, conhecida como dipolo elétrico, a qual é constituída por duas cargas iguais

em módulo e separadas por uma distância x . Porém, uma das cargas é carregada negativamente e a outra positivamente, e ambas estão separadas por uma distância x , como mostrado na Figura-2-1

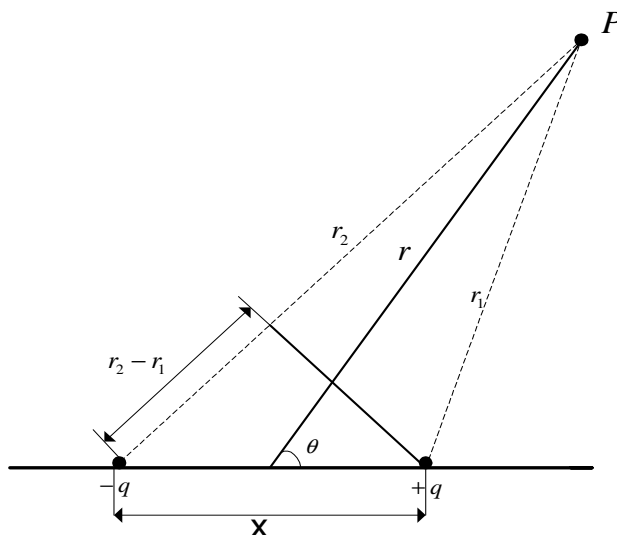


Figura-2-1 - Representação de um dipolo elétrico.

Considerando um átomo sem a presença de forças externas, como na Figura-2-2, nota-se que o centro de massa dos elétrons é coincidente com o centro de massa do núcleo, sendo o momento médio de dipolo elétrico zero.

Entretanto, se um campo elétrico externo incidir sobre esse átomo, como ilustra a Figura-2-3, o movimento dos seus elétrons é perturbado. Assim, o centro de massa dos elétrons é deslocado de uma distância x em relação ao centro de massa do núcleo. Desta forma, o átomo é polarizado e torna-se um dipolo elétrico de momento \vec{p} , sendo este momento proporcional ao campo elétrico externo \vec{E} [12].

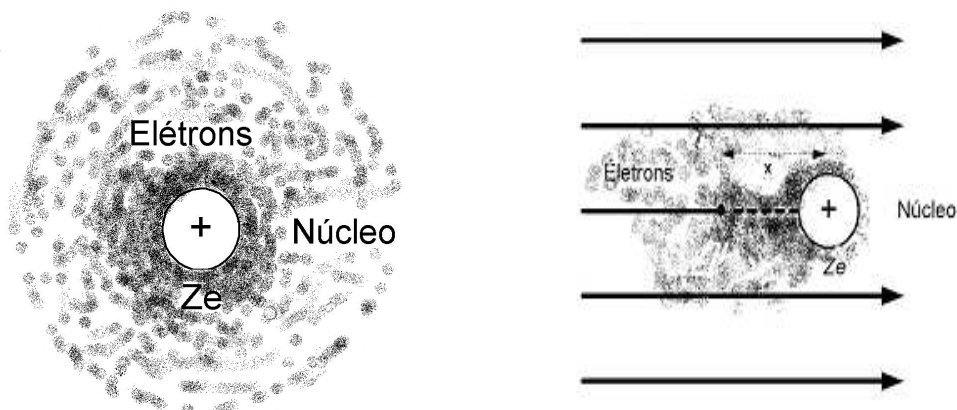


Figura-2-2 - Átomo sem presença de campo externo^[12].

Figura-2-3 - Átomo com a presença de um campo externo^[12].

É possível definir momentos de ordem superiores ou múltiplos pólos. Por exemplo, uma distribuição de quatro cargas, descrita na Figura-2-4, pode ser definida como um quadrupolo. Todavia, como o campo irradiado por ele decresce em relação a um ponto de referência, a razão de d^{-4} (onde d é a distância entre o campo resultante irradiado pelo centro quadrupolo e um ponto P de referência), pode-se então, admitir uma aproximação bastante válida para o nosso estudo, ou seja, a eficiência do campo irradiado pelo dipolo é bem maior em relação ao campo do quadrupolo.

Sendo este momento desconsiderado, tem-se a caracterização da **aproximação do dipolo elétrico**^{[11], [12], [13]}, a qual é adotada neste trabalho.

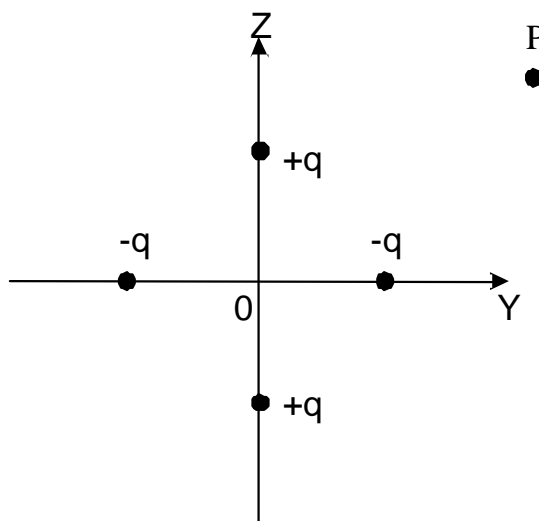


Figura-2-4 - Representação de um quadrupolo elétrico.

2.3. Polarização induzida por um campo elétrico local

Como foi visto, os átomos não têm momento de dipolo elétrico permanente. O respectivo fenômeno, só acontece quando são colocados na presença de um campo elétrico. Então, os átomos polarizam-se adquirindo momentos de dipolo induzidos na direção do campo elétrico. Isto é o que acontece quando uma onda eletromagnética, no caso a luz, que passa através de um meio dielétrico (a fibra óptica), havendo assim uma interação do campo elétrico com o meio. Seus átomos tenderão a ficar

polarizados devido as forças contrárias que seus prótons e elétrons exercem uns sobre os outros, dando origem a um dipolo elétrico na matéria condensada, fenômeno este conhecido por *polarização elétrica induzida da matéria* ou simplesmente *polarização* ^{[11], [12], [14]}.

Conclui-se, que a polarização é uma resposta natural do meio à imposição sobre ele de um campo elétrico. Esta se tornará *não-linear* para altas intensidade do campo elétrico. Para o nosso caso, a representação da relação entre o campo elétrico e a polarização se dá por meio da Equação (2-8) ^[11]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right), \quad (2-8)$$

onde $\chi^{(j)}$ é a susceptibilidade elétrica, representada por um tensor de ordem $j+1$, o qual mostra um modelo matemático da resposta da matéria, devido os efeitos combinados de todas as forças locais dos campos.

Para o caso de $\chi^{(1)}$ ^[11], temos a susceptibilidade linear, muitas vezes a responsável pela maior parte na contribuição para que haja polarização.

Estes efeitos são descritos através do índice de refração linear n e do coeficiente de atenuação α .

Já $\chi^{(2)}$ é responsável pela geração de alguns efeitos não-lineares, tais como: geração do segundo harmônico e soma de frequências ^{[8], [11], [14]}. Entretanto, este parâmetro é diferente de zero somente, para os meios que não possuem inversão de simetria em sua molécula, que não é o caso da sílica, conforme será visto na seção 2.4.4 .

E $\chi^{(3)}$ é responsável pelos efeitos não-lineares, tais como: geração do terceiro harmônico, mistura de quatro ondas e refração não-linear como o efeito Kerr ^{[8], [11], [14], [15]}.

2.4. Características do meio

A relação entre \vec{E} e \vec{P} depende da natureza do meio e de suas características de propagação.

2.4.1. Resposta local

Para um meio com resposta local a um campo elétrico aplicado sobre ele, $P(\vec{r})$ em $\vec{r} = \vec{r}_1$ depende somente da intensidade de $\vec{E}(\vec{r}_1)$. A magnitude $\vec{E}(\vec{r})$, para $\vec{r} \neq \vec{r}_1$, não tem efeito sobre $\vec{P}(\vec{r}_1)$. Esse é o caso com boa aproximação para a sílica, considerando a faixa dos comprimentos de onda utilizados da ordem de $0.5 - 2\mu\text{m}$. Esta faixa de comprimentos de onda é muito maior que as dimensões atômicas envolvidas na criação dos dipolos ^[16].

2.4.2. Meio isotrópico

Um meio que mantém suas características eletromagnéticas sempre iguais em todas as direções, como por exemplo o índice de refração, a polarização e sua constante de propagação, e tem os vetores \vec{E} e \vec{P} , com a mesma direção e sentido, é denominado meio isotrópico. Um exemplo de meio isotrópico é ilustrado pela Figura-2-5, na qual o meio mantém constante seu índice de refração. Em um caso oposto, como ilustrado na(Figura-2-6),o meio é anisotrópico.

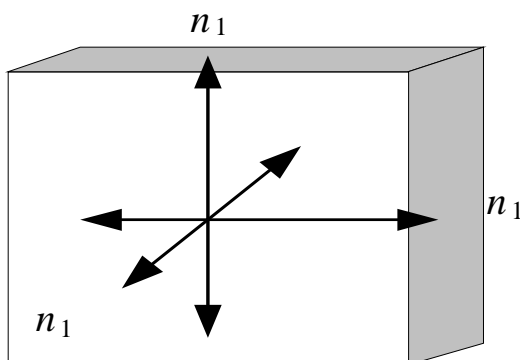


Figura-2-5 - Representação de um meio isotrópico^[17].

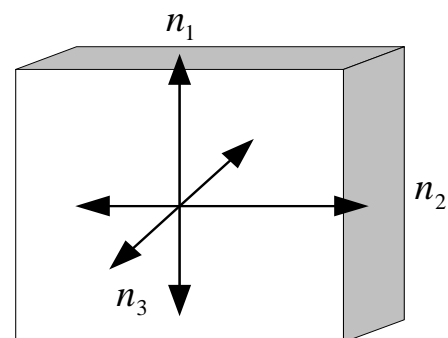


Figura-2-6 - Representação de um meio anisotrópico^[17].

A sílica é um exemplo de meio homogêneo. Uma fibra óptica, de sílica, cilíndrica e perfeitamente simétrica é um exemplo de um meio isotrópico. Todavia, na prática, devido ao processo de fabricação, cablagem e instalação da fibra, a sua simetria não é mais perfeita, fazendo com que as propriedades eletromagnéticas não sejam mais mantidas iguais em todas as direções^{[6], [17]}.

2.4.3. Meio homogêneo

Se um material mantém sua uniformidade (química, mecânica, elétrica e magnética), através de seu volume, diz-se que este material é homogêneo.

Em um meio onde a susceptibilidade $\chi(\vec{r}, t)$ é independente do vetor posição \vec{r} , ela pode ser reescrita como $\chi(t)$, caracterizando um meio homogêneo. Como exemplo disto, tem-se a sílica. Já, a fibra óptica não, visto que os índices de refração do núcleo e da casca são diferentes, além do estresse (forças internas) causado durante o processo de fabricação, o que altera as propriedades do núcleo e da casca ao longo da fibra.

A Figura-2-7 ilustra a representação de um meio homogêneo e a Figura-2-8 de um meio não-homogêneo.

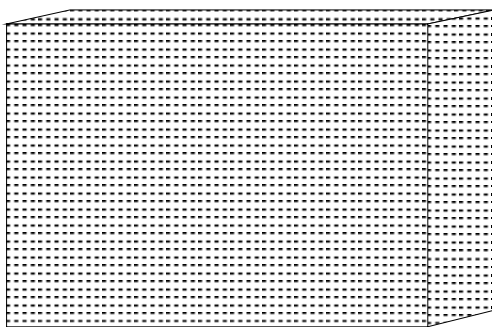


Figura-2-7 - Representação de um meio homogêneo^[17].

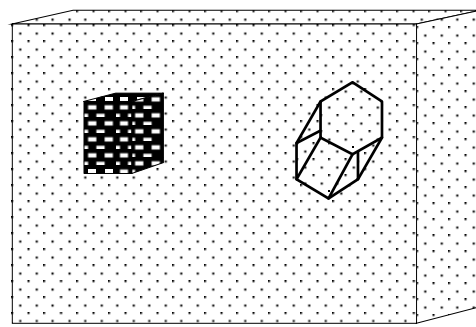


Figura-2-8 - Representação de um meio não homogêneo^[17].

2.4.4. Simetria do material

Os cristais podem ser classificados em dois grupos, dependendo se os mesmos mantêm ou não sua estrutura cristalina inalterada, nas coordenadas do vetor posição

\vec{r} ou em $-\vec{r}$ ^[16]. Os cristais que são chamados de centrossimétricos, como a molécula de cloreto de sódio, descrita pela Figura-2-9, fazem parte do primeiro grupo (cristais que possuem inversão de simetria), e os não-centrossimétricos formam o segundo (não apresentam inversão de simetria), como mostra a Figura-2-10.

A sílica em seu estado vítreo, principal material para a fabricação das fibras ópticas, é um material centrossimétrico, apresentando uma polarização que é uma função ímpar do campo aplicado sobre o material. Neste caso a polarização contém somente componentes ímpares. Desta maneira, tem-se ^{[11], [14], [15], [16]}:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(5)}(\vec{r}, t) + \dots \quad (2-9)$$

Assim a não-linearidade nas fibras ópticas é descrita a partir de χ^3 e não de χ^2 .

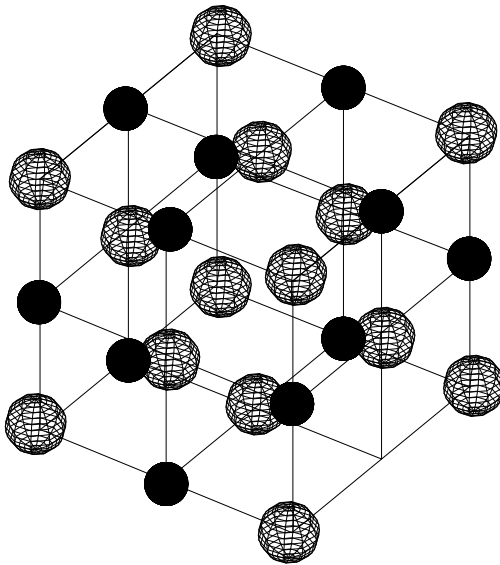


Figura-2-9 - Representação de uma molécula Centrossimétrica (NaCl) ^[16].

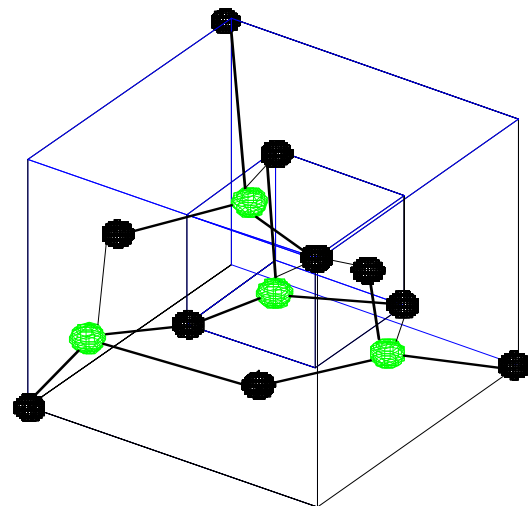


Figura-2-10 - Representação de uma molécula não-centrossimétrica (ZnS) ^[16].

2.5. Polarização do material

Tomando-se apenas a contribuição não-linear da susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ e reescrevendo-se a polarização induzida em duas partes, tem-se:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t), \quad (2-10)$$

onde $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$ é a parte linear da polarização e $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ é a não-linear, as quais são definidas pelas seguintes equações:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' , \quad (2-11)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 . \quad (2-12)$$

Estas relações são úteis para meios onde é válida a aproximação do dipolo-elétrico e que possuam resposta local.

Devido a grande complexidade do modelo matemático decorrente das equações (2-7)-(2-12), algumas simplificações serão introduzidas neste trabalho. Uma das grandes simplificações é admitir $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ como sendo local, e instantânea, isto é justificado na seção 2.5.2 . Assim a componente dispersiva está presente somente na polarização linear. Outra simplificação é considerar $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ como sendo uma pequena perturbação, tendo em vista que os efeitos não-lineares, na fibra de sílica, são relativamente fracos^{[16], [18]}.

2.5.1. Polarização linear

Num primeiro passo considera-se $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = 0$, com o objetivo de se obter os modos propagantes na fibra. Reescrevendo a Equação (2-7) no regime linear de polarização, e no domínio da frequência, tem-se

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E}(\vec{r}, \omega) - \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}(\vec{r}, \omega) = 0 , \quad (2-13)$$

onde $\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$ é transformada de Fourier de $E(\vec{r}, t)$, definida por:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\vec{r}, t) \exp(i\omega t) dt . \quad (2-14)$$

A dependência da constante dielétrica, $\varepsilon(\omega)$, com a frequência é dada pela equação:

$$\varepsilon_L(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega), \quad (2-15)$$

onde $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$.

As partes reais e imaginárias de $\varepsilon_L(\omega)$ estão relacionadas, respectivamente, com o índice de refração linear, n , e coeficiente de absorção linear do material, α , pela equação^[11]:

$$\varepsilon_L(\omega) = \left(n + i \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2. \quad (2-16)$$

Duas outras importantes considerações devem ser feitas no modelo matemático da Equação (2-16). A primeira consideração adotada é que $\varepsilon_L(\omega)$, apresenta a parte imaginária desprezível em relação à parte real, pois a faixa de comprimentos de ondas de interesse nas telecomunicações está longe da ressonância do material^{[6], [11]}. Admite-se que $\varepsilon_L(\omega)$ é praticamente igual a $n^2(\omega)$. Assim, em uma abordagem posterior, as perdas serão introduzidas novamente no modelo matemático adotado neste trabalho. A segunda consideração é de que o material do núcleo não apresenta mudanças em suas propriedades eletromagnéticas, sendo portanto isotrópico e homogêneo, o mesmo é considerado para casca. Isto é verdadeiro para fibras com perfil degrau, conhecida como fibra *Padrão*^[4], como pode ser visto na Figura-2-11. Essa consideração simplifica as condições de contorno na obtenção dos modos propagantes, como será visto a seguir.

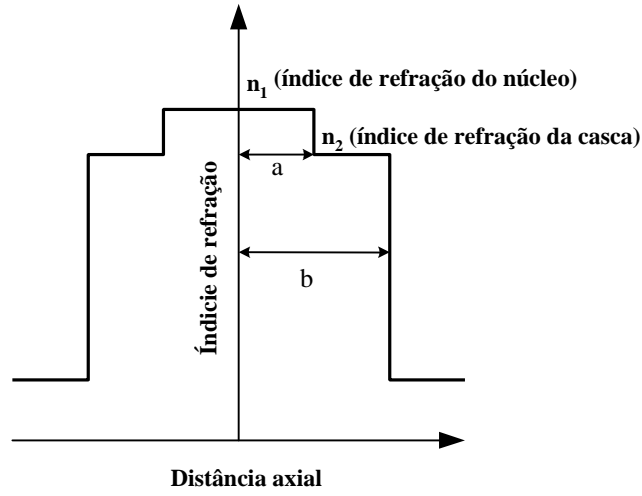


Figura-2-11 - Perfil de uma fibra de gradiente.

Tendo-se em mente a identidade vetorial:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}, \quad (2-17)$$

e sendo $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, tem-se então que:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}, \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv \nabla \left(\nabla \cdot \frac{\vec{D}}{\epsilon} \right) - \nabla^2 \vec{E}, \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv \nabla \left[\left(\nabla \frac{1}{\epsilon} \right) \cdot \vec{D} + \nabla \cdot \vec{D} \left(\frac{1}{\epsilon} \right) \right] - \nabla^2 \vec{E}, \end{aligned}$$

onde $\nabla \cdot \vec{D} = \rho = 0$ para meios dielétricos, tem-se:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv \nabla \left[\left(-\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon^2} \right) \cdot \epsilon \vec{E} \right] - \nabla^2 \vec{E}, \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv \nabla \left[\left(-\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) \cdot \vec{E} \right] - \nabla^2 \vec{E}, \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv -\nabla^2 \vec{E} - \nabla \left[\left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) \cdot \vec{E} \right], \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &\equiv -\nabla^2 \vec{E} - \nabla \left[\left(\frac{1}{\epsilon} \vec{E} \cdot \nabla \epsilon \right) \right] 0. \end{aligned}$$

O termo $\nabla \epsilon$ pode ser desprezado, visto que sua variação em relação a um comprimento de onda é muito menor que um, ou seja, $\frac{\partial \epsilon}{\partial \lambda} \ll 1$ [16], [18] dentro do núcleo de uma fibra de gradiente, tendo-se então:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv -\nabla^2 \vec{E} . \quad (2-18)$$

A mesma consideração é válida para a casca, logo a Equação (2-13) pode ser reescrita como:

$$\nabla^2 \times \vec{E} - n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0 , \quad (2-19)$$

onde também foi incluída a consideração $\varepsilon_L(\omega) \equiv n^2(\omega)$.

A solução da Equação (2-19) leva aos modos propagantes. Para sua solução leva-se em conta as condições as de contorno, tomando-se $n_L(\omega)$ constante em cada uma das regiões (núcleo e casca) da fibra de grau. A solução é dada em termos das funções de Bessel ^[19].

2.5.2. Polarização não-linear

Para se estudar a propagação de um pulso óptico no regime não-linear, é necessário reescrever a Equação (2-7), considerando-se agora as duas componentes da polarização, linear e não-linear (considerando-se ainda o resultado obtido acima $\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv -\nabla^2 \vec{E}$), tem-se:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_L + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL} . \quad (2-20)$$

Antes de solucionar a Equação (2-20) é necessário fazer algumas outras aproximações. A primeira delas, já citada neste trabalho, é considerar que \vec{P}_{NL} é uma pequena perturbação em relação à \vec{P} , visto que considera-se neste trabalho o regime de não-linearidade fraca.

A segunda aproximação considerada, é que o vetor campo elétrico óptico mantém sua direção de polarização, ao longo de todo o comprimento da fibra óptica. Ao se considerar a direção de polarização da luz constante, o caracter vetorial da Equação (2-20), pode ser simplificado adotando-se o modelo escalar, considerando que o campo elétrico na fibra se mantém, numa dada direção, por exemplo \hat{x} .

A terceira simplificação é a de assumir um campo óptico quase monocromático centrado em frequência central ω_0 . Isto é razoável, visto que, a largura espectral total do pulso $\Delta\omega$ é tal que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Para uma frequência central $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$, esta afirmação é válida, para pulsos da ordem de 0.1ps ou maiores. Então, espera-se que a envoltória do sinal apresente uma variação lenta em relação às variações sofridas pela portadora. A consideração em questão, é conhecida como “aproximação da envoltória suave”. Separando-se a variação rápida do campo elétrico, ω_0 , da variação lenta, pode-se escrever:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c], \quad (2-21)$$

onde \hat{x} é a direção de polarização do vetor campo elétrico, e $E(\vec{r}, t)$ é a variação lenta. Nessa “aproximação da envoltória suave” as componentes da polarização serão escritos da mesma maneira:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c], \quad (2-22)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c]. \quad (2-23)$$

A componente não-linear da polarização é obtida substituindo (2-23) em (2-12). Conforme as considerações que foram feitas na seção 2.5, a resposta não-linear é assumida como instantânea. Assim, desprezam-se os efeitos do espalhamento Raman decorrente de $\chi^{(3)}$. O efeito Raman ocorre em uma escala de tempo de 60 –70 fs ^[11], sendo razoável despreza-lo para pulsos maiores ou iguais 0.1ps. Como neste trabalho são utilizados pulsos maiores que 0.1ps, esta aproximação é válida. Assim na Equação (2-12), a dependência de $\chi^{(3)}$ com o tempo é dada pelo produto de três funções delta do tipo $\delta(t-t_I)$, e ela pode ser reescrita como:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (2-24)$$

Substituindo a Equação (2-21) em(2-24), e considerando que o meio em questão é isotrópico e homogêneo, o produto tensorial assume caráter tensorial e será solucionado, da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
P_{NL}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ \frac{1}{2} \hat{x} \left[E(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + E^*(\vec{r}, t) \exp(i\omega_0 t) \right] \right\}^3 \\
&= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ \left[\frac{1}{8} \hat{x} \left[E^3(\vec{r}, t) \exp(-3i\omega_0 t) + 3E^2(\vec{r}, t) \exp(-2i\omega_0 t) E^*(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left. + 3E^{*2}(\vec{r}, t) \exp(2i\omega_0 t) E(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + E^{*3}(\vec{r}, t) \exp(3i\omega_0 t) \right] \right] \right\} \\
&= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ \frac{1}{8} \hat{x} \left[E^3(\vec{r}, t) \exp(-3i\omega_0 t) + 3E^*(\vec{r}, t) |E(\vec{r}, t)|^2 \exp(-i\omega_0 t) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 3E^{*2}(\vec{r}, t) E(\vec{r}, t) \exp(i\omega_0 t) + E^{*3}(\vec{r}, t) \exp(3i\omega_0 t) \right] \right\},
\end{aligned}$$

onde $E^*(\vec{r}, t)$ é o complexo conjugado de $E(\vec{r}, t)$.

Após as manipulações matemáticas necessárias, escreve-se \vec{P}_{NL} como:

$$P_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{8} \hat{x} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ E^3(\vec{r}, t) \exp(-3i\omega_0 t) + 3E(\vec{r}, t) |E(\vec{r}, t)|^2 \exp(-i\omega_0 t) + c.c. \right\}. \quad (2-25)$$

Igualando a Equação (2-25) com (2-23) teremos:

$$\frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t)] = \frac{1}{8} \hat{x} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left\{ E^3(\vec{r}, t) \exp(-3i\omega_0 t) + 3E(\vec{r}, t) |E(\vec{r}, t)|^2 \exp(-i\omega_0 t) \right\},$$

onde na equação anterior, verifica-se existência de um termo com frequência três vezes maior que a frequência central ω_0 . Essa geração do terceiro harmônico acontece em processos paramétricos e necessita de condições especiais de casamento de fase, para que ocorra com grande eficiência. Isso geralmente não ocorre nas fibras ópticas e será desprezado no modelo matemático aqui adotado^[11].

A Equação anterior, após as devidas manipulações, será reescrita como:

$$P_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E(\vec{r}, t) |E(\vec{r}, t)|^2, \quad (2-26)$$

onde define-se $\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2$, como a parte não-linear da constante dielétrica.

Assim a parte não-linear da polarização é aproximada por:

$$P_{NL}(\vec{r}, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\vec{r}, t). \quad (2-27)$$

Considerando-se então o modelo de \vec{P}_{NL} dado pela Equação (2-27) e substituindo (2-21) - (2-23) em (2-20), tem-se:

$$\left\{ \nabla^2 \left[\frac{1}{2} \hat{x}(E(\vec{r},t) \exp(-i\omega_0 t)) \right] - \frac{1}{c^2} \left[\frac{1}{2} \hat{x} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\vec{r},t) \exp(-i\omega_0 t) \right) \right] \right\} =$$

$$= \left\{ \left[\frac{1}{2} \hat{x} \mu_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL}(\vec{r},t) \exp(-i\omega_0 t) \right) \right] + \left[\frac{1}{2} \hat{x} \mu_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} P_L(\vec{r},t) \exp(-i\omega_0 t) \right) \right] \right\},$$

efetuando as devidas manipulações matemáticas , tem-se a seguinte Equação:

$$\nabla^2 E(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\vec{r},t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL}(\vec{r},t) + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_L(\vec{r},t).$$

Utilizando-se as relações, $\frac{\partial^2}{\partial t^2} = i^2 \omega^2$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ e as Equações (2-27) e (2-11), obtém-se:

$$\nabla^2 E(\vec{r},t) + k_0^2 E(\vec{r},t) = -\mu_0 \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\vec{r},t) - \mu_0 \omega^2 \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') E(\vec{r},t) dt'.$$

Para simplificar as operações matemáticas a seguir, é mais conveniente trabalhar no domínio da frequência. Fazendo a transformada de Fourier da equação anterior, e sabendo que a transformada de Fourier da polarização linear é a convolução entre a susceptibilidade elétrica e campo elétrico e sabendo que $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, tem se:

$$\nabla^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) + k_0^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) = -k_0^2 \varepsilon_{NL} \tilde{E}(\vec{r},\omega) - k_0^2 \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) * \tilde{E}(\vec{r},\omega).$$

Reescrevendo a Equação anterior, tem-se:

$$\nabla^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) + k_0^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) [1 + \varepsilon_{NL} + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] = 0,$$

onde:

$$1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} = \varepsilon_L(\omega) + \varepsilon_{NL}(\omega) = \varepsilon(\omega), \quad (2-28)$$

utilizou-se a definição de $\varepsilon_L(\omega)$ dada pela Equação(2-15). $\varepsilon(\omega)$ é a expressão completa (com a parte linear e não-linear) da constante dielétrica. Finalmente chega-se seguinte equação:

$$\nabla^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E}(\vec{r},\omega) = 0. \quad (2-29)$$

A constante dielétrica $\varepsilon(\omega)$ da equação acima, pode ser usada para definir o índice de refração \tilde{n} e o coeficiente de absorção $\tilde{\alpha}$ do meio no regime não-linear. Ambos, são dependentes de ε_{NL} . Definem-se então:

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2, \quad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2|E|^2, \quad (2-30)$$

onde n e n_2 são, respectivamente, a parte linear e não-linear do índice de refração, α é a parte linear e α_2 a parte não-linear das perdas.

É importante notar que a relação entre a intensidade do campo elétrico e o índice de refração, como será visto posteriormente, dá origem ao efeito *Kerr* ^{[20], [21]}.

2.6. Equação não-linear de Schrödinger

Nesta seção será desenvolvido um modelo matemático para descrever a propagação do pulso em uma fibra no regime não-linear. Inicialmente, propõe-se uma solução geral para a Equação (2-29), através do método da separação de variáveis, assumindo:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z), \quad (2-31)$$

onde $\tilde{A}(z, \omega)$ é a variação lenta da amplitude do campo ao longo de z , β_0 é o número de onda, e $F(x, y)$ é a distribuição do sinal no plano transversal à z (seção circular da fibra).

Substituindo (2-31) em (2-29), tem-se:

$$\left(\nabla_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left(F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \right) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = 0,$$

onde ∇_T^2 é a componente transversal do operador ∇^2 e fazendo novas manipulações, tem-se:

$$\tilde{A} \exp(i\beta_0 z) \nabla_T^2(F) + F \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\tilde{A} \exp(i\beta_0 z)) \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 (F \tilde{A} \exp(i\beta_0 z)) = 0,$$

onde:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\tilde{A} \exp(i\beta_0 z)) = \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} \exp(i\beta_0 z) + \tilde{A}(i\beta_0) \exp(i\beta_0 z),$$

e portanto:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} (\exp(i\beta_0 z) + \tilde{A}(i\beta_0) \exp(i\beta_0 z)) \right] = \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} \exp(i\beta_0 z) + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} (\exp(i\beta_0 z)) - \beta_0^2 \tilde{A}(\exp(i\beta_0 z)),$$

logo, tem-se:

$$\tilde{A} \exp(i\beta_0 z) \nabla_T^2(F) + F \left[\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} \exp(i\beta_0 z) + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} (\exp(i\beta_0 z)) - \beta_0^2 \tilde{A}(\exp(i\beta_0 z)) \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 (F \tilde{A} \exp(i\beta_0 z)) = 0$$

Manipulando a equação anterior e assumindo que os efeitos da segunda derivada $\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2}$ podem ser negligenciado devido a variação lenta que a amplitude do campo sofre ao longo do eixo z, tem-se:

$$\tilde{A} \nabla_T^2(F) + F 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - F \beta_0^2 \tilde{A} + \varepsilon(\omega) k_0^2 F \tilde{A} = 0,$$

reescrevendo-se a equação anterior, tem-se:

$$F \left[2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \beta_0^2 \tilde{A} \right] + \tilde{A} [\nabla_T^2(F) + \varepsilon(\omega) k_0^2 F] = 0,$$

dividindo a equação anterior por $F \tilde{A}$, obtêm-se então, termos que só dependem de z e termos que só dependem de (x, y). Igualando estes termos a uma constante $\tilde{\beta}^2$, obtêm-se:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0. \quad (2-32)$$

e:

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0. \quad (2-33)$$

$\tilde{\beta}^2$ é determinado a partir da solução dos modos propagantes na fibra óptica ^{[16], [22]}. As Equações (2-32) e (2-33) referem-se ao campo transversal (modos propagantes) e ao campo axial (solução ao longo da direção de propagação), respectivamente.

A constante dielétrica, na Equação (2-32), pode ser aproximada como:

$$\varepsilon(\omega) = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n \Delta n, \quad (2-34)$$

onde Δn é uma pequena perturbação devido a não-linearidade, e dada por:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha_2}{2k_0}. \quad (2-35)$$

Como já foi citado anteriormente, a Equação (2-32) pode ser solucionada, considerando $\varepsilon \approx n^2$, portanto no regime linear. A sua solução leva aos *Modos Propagantes* e a determinação do *Número de Ondas* ($\tilde{\beta}$). Como este trabalho trata apenas de fibra monomodo, a solução da Equação (2-32) não será aqui abordada. A distribuição modal $F(x,y)$, do Modo Fundamental, pode ser aproximada por uma distribuição gaussiana, com a seguinte forma^[23]:

$$F(x, y) \approx \exp\left[-\left(\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right)\right]. \quad (2-36)$$

O parâmetro w depende do Diâmetro Modal da fibra óptica, e tem importância fundamental na eficácia dos efeitos não-lineares, pois a área efetiva será calculada como πw^2 e não πa^2 (sendo a o raio do núcleo).

Para solucionar a Equação (2-33), a literatura especializada refere-se a utilização da teoria da perturbação de primeira ordem^[22] tem-se então que:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta, \quad (2-37)$$

onde $\Delta\beta$ é uma pequena perturbação devido ao regime não-linear, e é definida como:

$$\Delta\beta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy}. \quad (2-38)$$

A transformada de Fourier de $A(z,t)$, é $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$, e ela satisfaz a Equação (2-33), sendo reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}, \quad (2-39)$$

desde que se assuma a seguinte aproximação $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \approx 2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$.

Após esta consideração, deve-se obter a transformada inversa de Fourier da Equação anterior, a fim de se obter a Equação de propagação para $A(z, t)$. Expandindo-se $\beta(\omega)$ em uma série de Taylor, em função da frequência central ω_0 , tem-se então:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (2-40)$$

onde :

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (2-41)$$

A potência cúbica da série Taylor bem como as potências de ordens superiores, geralmente podem ser desprezadas. Entretanto se for considerado um campo com uma frequência na qual $\beta_2 = 0$, ou pulsos com larguras $< 1\text{ps}$, o termo β_3 não deve ser desprezado.

Substituindo a Equação (2-40) em (2-39) e tomando a transformada inversa de Fourier de $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$, tem-se:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \Delta\beta A. \quad (2-42)$$

Usando as equações (2-35) e (2-38), tem-se, finalmente, a Equação de Schrödinger, que descreve a propagação de um pulso óptico, nas fibras ópticas:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (2-43)$$

onde β_1 é o inverso da velocidade de grupo v_g , com que o envoltório do pulso óptico se propaga, β_2 representa a dispersão cromática de primeira ordem, também

conhecida como dispersão de velocidade de grupo (*GVD-Group Velocity Dispersion*), α é o fator responsável pelas perdas nas fibras ópticas e γ é o fator de não-linearidade definido como:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (2-44)$$

onde n_2 é índice de refração não-linear, ω_0 a frequência central do pulso, c velocidade da luz no vácuo e finalmente, A_{eff} é a área efetiva transversal da fibra óptica.

Considerando um sistema de coordenadas que se move com a mesma velocidade de grupo v_g , da envoltória do pulso, pode-se então simplificar a Equação de Schrödinger fica reescrita da seguinte maneira:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0, \quad (2-45)$$

onde:

$$T = t - z/v_g \equiv t - \beta_1 z. \quad (2-46)$$

A solução da Equação(2-45) por métodos analíticos é possível somente para alguns casos específicos, como o considerado na referência^[24]. Neste trabalho será utilizado o método numérico de *split-step Fourier*^[11], para todas as simulações aqui realizadas, através do software de simulação VPI(*Virtual Photonics Transmission*).

CAPÍTULO 3

3. Dispersão de Velocidade de Grupo (GVD)

Neste capítulo estuda-se os conceitos básicos relacionados à dispersão nas fibras ópticas, operando no regime linear.

A característica de propagação de cada comprimento de onda depende fundamentalmente da relação do índice de refração do meio com o comprimento de onda. O índice de refração é uma função não-linear de λ ^[11].

Como resultado desta dependência, um pulso estreito e quase monocromático, o qual é constituído de uma faixa bastante estreita de diferentes comprimentos de onda, quando lançado em uma fibra óptica, tenderá a se espalhar temporalmente. Isso porque cada comprimento de onda viajará, através de uma fibra de comprimento L , com diferentes velocidades de fase, a qual também é dependente do índice de refração da fibra. Conseqüentemente, os diferentes comprimentos de onda chegarão ao fim desta, em diferentes intervalos de tempo. Este fenômeno é conhecido com *dispersão da velocidade de grupo*. Em fibras monomodo (que é a proposta de estudo deste trabalho), tal fenômeno é resultado da adição da dispersão do material e da dispersão do guia de onda, como será visto posteriormente.

A principal conseqüência da dispersão é a limitação da taxa de transmissão dos sinais ópticos, visto que quanto maior a dispersão, maior será a interferência entre símbolos(*bits adjacentes*), comprometendo o desempenho do sistema^{[6], [25]}.

3.1. Dispersão cromática do material

A **dispersão cromática do material** ocorre devido às mudanças em seu índice de refração, decorrentes da dependência do mesmo com a frequência em que uma onda eletromagnética incide sobre este material.

O índice de refração da sílica, principal material na fabricação da fibra óptica, é aproximado pela Equação conhecida como Equação de Sellmeier ^{[11], [22]}:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}, \quad (3-1)$$

onde λ_j ($j = 1, 2 \dots m$) são os comprimentos de onda onde ocorre as ressonâncias do meio e B_j ($j = 1, 2 \dots m$) são os fatores de peso referente a cada frequência, e ambos foram obtidos de maneira empírica, λ é o comprimento de onda do campo incidente.

Para o caso da sílica, $m = 3$ e os valores de λ_j e B_j são ^{[11], [22]}:

$$\begin{aligned} B_1 &= 0.6961663 & \lambda_1 &= 0.0684043 \mu\text{m}, \\ B_2 &= 0.4079426 & \lambda_2 &= 0.1162414 \mu\text{m}, \\ B_3 &= 0.8974794 & \lambda_3 &= 9.896161 \mu\text{m}. \end{aligned}$$

Matematicamente os efeitos da dispersão nas fibras podem ser calculados através da constante de propagação $\beta(\omega)$. O procedimento normalmente adotado é expandir a constante de propagação em uma série de Taylor em função da frequência ω , e tendo como referência uma frequência central ω_0 , como foi mostrada na Equação (2-40), e reescrita abaixo:

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

Os valores de $\beta(\omega)$ relacionam se com o índice de refração por meio das seguintes equações ^{[22], [26]}.

$$\beta_{1M}(\omega) = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (3-3)$$

$$\beta_{2M}(\omega) = \frac{d\beta_{1M}(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right), \quad (3-4)$$

onde n_g é o índice de refração de grupo e v_g é a velocidade de grupo (velocidade com que o envoltório do pulso óptico se move), β_{2M} representa o parâmetro da dispersão por velocidade de grupo (*GVD- Group Velocity Dispersion*), que é responsável pelo espalhamento temporal do pulso.

Através das Equações (3-3) e (3-4) , pode-se traçar os gráficos (Figura-3-1 e Figura-3-2), que ilustram a relação entre os índices de refração $n(\lambda)$, $n_g(\lambda)$ e $\beta_{2M}(\lambda)$ com o comprimento da onda para a sílica fundida.

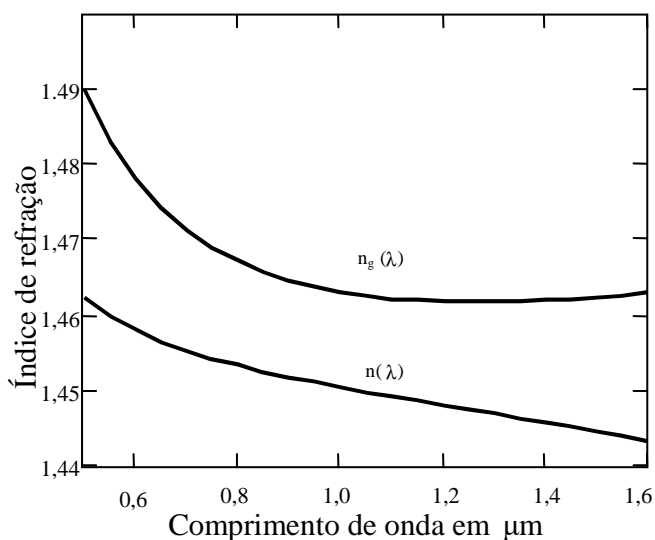


Figura-3-1 - Variação do índice de refração n e do índice de refração n_g de grupo para sílica fundida, com o comprimento de onda.

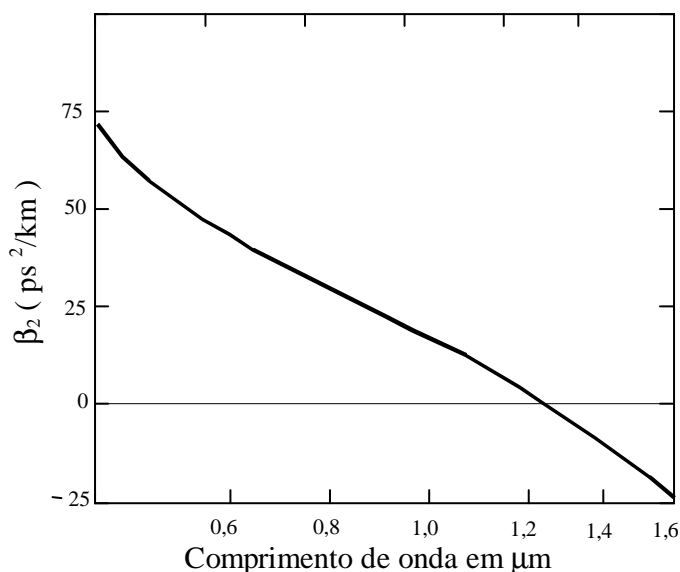


Figura-3-2 - Variação de β_{2M} para a sílica fundida, com o comprimento de onda.

Nota-se, através da curva anterior, que β_{2M} é praticamente igual a zero no comprimento de onda próximo a $1.27\mu\text{m}$. Este comprimento é conhecido como **comprimento de onda de dispersão zero**. No caso onde $\beta_{2M}=0$, os efeitos da dispersão não serão desprezados, pois como visto na Equação(2-40), tem-se os efeitos da dispersão de segunda ordem β_{3M} , que será estudado posteriormente.

A Figura-3-3 mostra dispersão referente ao material(D_M), que é determinada pela variação do índice de grupo com o comprimento de onda , como mostra a equação(3-5)^[27].

$$D_M = \frac{1}{c} \left(\frac{dn_g}{d\lambda} \right), \quad (3-5)$$

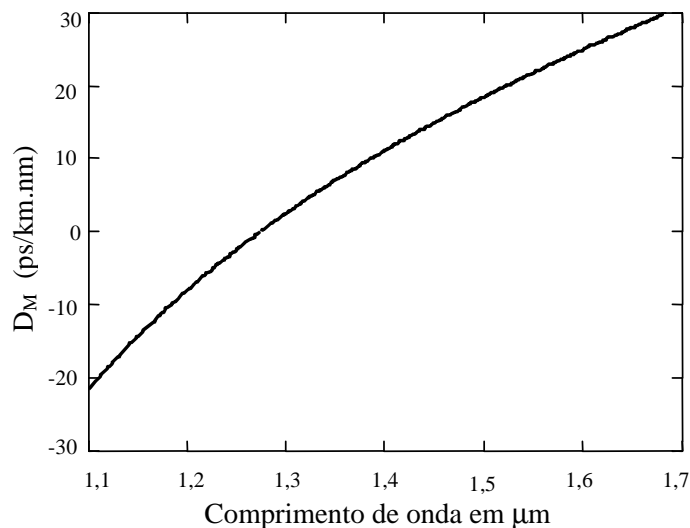


Figura-3-3 - A curva mostra dispersão da sílica fundida, material de fabricação da fibra óptica, em função do comprimento de onda.

3.2. Dispersão cromática do guia de onda

É possível transportar ondas caminantes em dispositivos chamados de **guias de ondas**^{[12], [25]}. As ondas podem ser injetadas nestes guias em uma das extremidades e podem ser recebidas na outra. A Figura-3-4 mostra um modelo de guia de onda, formado por dois planos paralelos que tem a função de superfícies limitadoras, na propagação de uma onda.

Como um exemplo de propagação, deve-se tomar uma determinada onda, criada dentro do guia, que apresenta um certo ângulo em sua trajetória (PQRS).

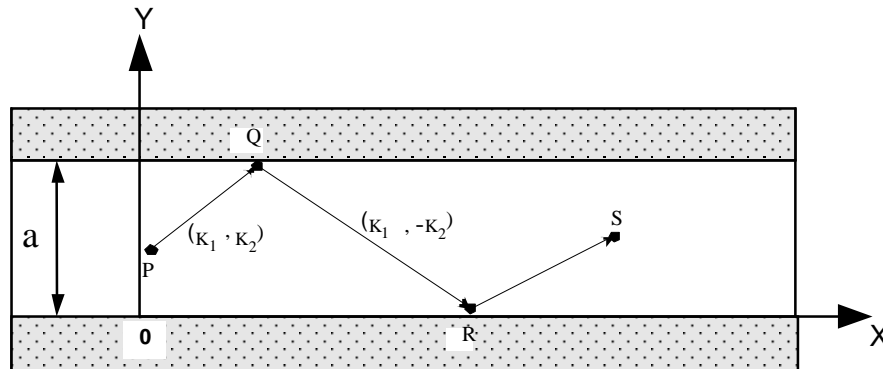


Figura-3-4 - Mostra um modelo de um guia de onda.^[12]

Se os planos forem tomados como referência, o ângulo de propagação de uma onda caminhante é determinado pelas componentes k_1 e k_2 do vetor \vec{k} (onde \vec{k} é a constante de propagação da onda no espaço livre), sendo k_1 e k_2 , respectivamente, as componentes paralela e perpendicular aos planos. Assim, a onda sofrerá consecutivas reflexões, tendendo a continuar sua propagação, pois a mesma não encontrará nenhum obstáculo à frente^[12].

A fibra óptica é um outro exemplo de guia de ondas, a qual é feita de vidro de quartzo ou de plástico. E como pôde ser visto anteriormente na Figura-2-11, uma fibra óptica é formada por uma região central conhecida como núcleo, com índice de refração n_1 e uma outra região que envolve o núcleo, conhecida como a casca, com índice de refração n_2 menor que n_1 . Um raio de luz que entra em uma de suas extremidades, segue o eixo da fibra através de diversas reflexões devido à diferença existente entre os índices de refração da casca e do núcleo da mesma, emergindo na outra extremidade^[12]. Entretanto, dependendo do ângulo com que o raio de luz incide na região de fronteira entre o núcleo e casca, apenas parte da energia da luz será refletida de volta ao núcleo, enquanto que a parte restante se propagará pela casca. Como a casca tem índice de refração menor que o núcleo, a parcela de luz que viaja através dela tem uma velocidade de propagação maior do que a parcela que viaja pelo núcleo. Esta parcela atinge o fim da fibra óptica a frente da parcela de luz que viaja pelo núcleo, ocasionando o espalhamento temporal do pulso óptico. Este fenômeno é conhecido como **dispersão cromática do guia**.

É possível determinar o número exato de configurações do campo eletromagnético que o guia pode suportar. Esta configuração de campos são conhecidas como *modos propagantes* [22]. Porém, dependendo de seus parâmetros de projeto, os guias suportam apenas um único modo de propagação (no caso das fibras, são conhecidas como fibras monomodo).

A dispersão cromática do guia de onda é resultado da interação da onda eletromagnética com o guia de onda. Ou seja, a contribuição deste tipo de dispersão depende, fundamentalmente, dos parâmetros de projeto da fibra, como: a diferença entre os índices de refração da casca e do núcleo e as características geométricas (diâmetro do núcleo e da casca). A Figura-3-5 ilustra uma fibra óptica.

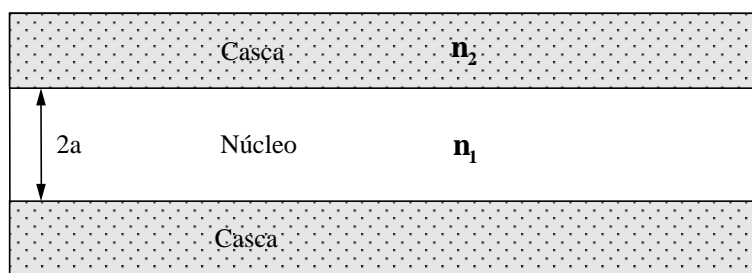


Figura-3-5 - Desenho básico de um fibra óptica, onde n_2 e n_1 são respectivamente o índice de refração da casca e do núcleo e $2a$ é diâmetro do núcleo.

A Figura-3-6, ilustra a curva da dispersão do guia de onda(D_w) para alguns valores diferentes de diâmetro do núcleo, de uma determinada fibra óptica.

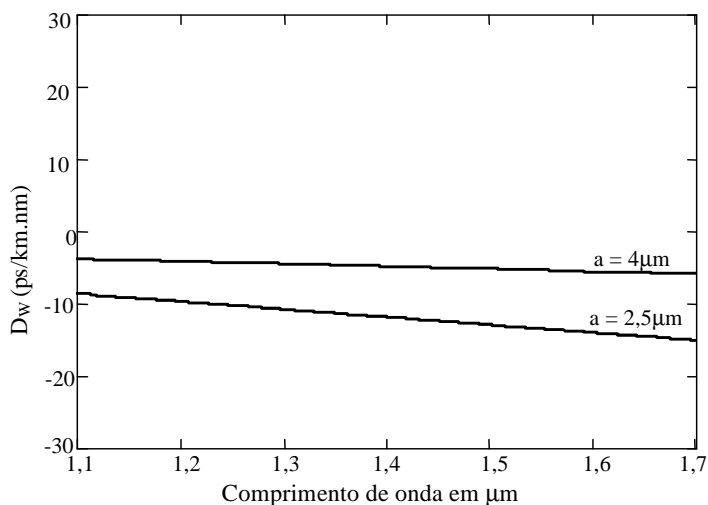


Figura-3-6 - A curva representa a dispersão do guia de onda para raios do núcleo iguais a $2,5\mu\text{m}$ e $4\mu\text{m}$.

3.3. Dispersão cromática total.

Como foi visto no capítulo anterior, quando uma onda eletromagnética incide em um meio, este tenderá a responder a esse estímulo, e esta resposta dependerá da frequência ω da onda eletromagnética. Esta propriedade tem como consequência a **dispersão cromática** [6], [11], [25], [27]: as diferentes componentes de frequência de um sinal transmitido viajam com diferentes velocidades, como resultado da dependência do índice de refração do material com a frequência, $n(\omega)$. Todavia, em guias de ondas este fenômeno é resultado do somatório das contribuições da sua **dispersão do material** e da dispersão **imposta pelo guia de onda** $n(\omega, a, n_1-n_2)$, devido a suas características intrínsecas [28]. A dispersão cromática total é definida pelo parâmetro D , onde $D = D_M + D_W$. D está relacionado com a constante de propagação β_2 por:

$$D = -\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)\beta_2. \tag{3-6}$$

A Figura-3-7 ilustra as dispersões do material e do guia de onda, e também, a dispersão total em uma fibra monomodo, com perfil degrau. Esta fibra é conhecida comercialmente por fibra padrão (*Padrão*).

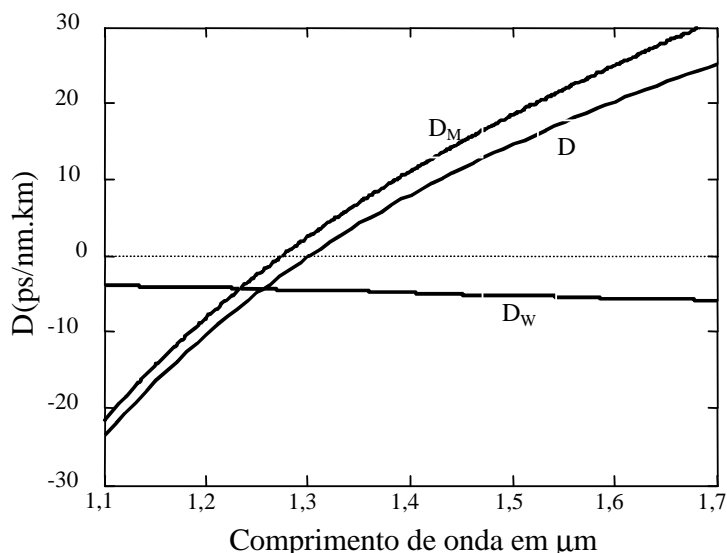


Figura-3-7 - Dispersão em uma fibra monomodo Padrão em função d comprimento de onda.

Observa-se na Figura-3-7 que embora o comprimento de onda de dispersão zero para o material seja igual a $1,27\mu\text{m}$, para o guia tal comprimento de onda é aproximadamente por volta de $1,30\mu\text{m}$.

3.4. Regimes de propagação

Na seção 2.6 do capítulo anterior, foi obtida a Equação que governa a propagação dos pulsos nas fibras ópticas, conhecida como Equação não-linear de Schrödinger (NLS):

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (3-7)$$

onde A é a variação da envoltória do pulso e T é o tempo em um sistema de referência que se move com a mesma velocidade de grupo do pulso.

Pode-se verificar que, os parâmetros, α , β_2 , e γ do lado direito da Equação são responsáveis, diretamente, pelas mudanças que o pulso óptico sofre ao se propagar em uma fibra óptica: atenuação, dispersão e efeitos não-lineares. A eficácia desses efeitos depende das condições iniciais do próprio pulso óptico, isto é, depende da largura inicial T_0 do pulso, de sua potência inicial P_0 .

Para verificação destes fenômenos é útil a definição de dois comprimentos de escala, conhecidos como comprimento de dispersão, L_D , e comprimento não-linear, L_{NL} , definidos por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (3-8)$$

Feita as definições anteriores, é útil normalizar a Equação (3-7) em função da largura inicial do pulso T_0 :

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad (3-9)$$

e definir a amplitude normalizada U como:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, \tau). \quad (3-10)$$

Então, utilizando as equações de (3-7) até (3-10), obtêm-se:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{(\text{sgn } \beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U. \quad (3-11)$$

Ao se comparar o comprimento L da fibra óptica com os comprimentos de escala L_D e L_{NL} , tem-se a noção exata das modificações sofridas pelo pulso óptico ao se propagar.

Se L_D e L_{NL} forem muito maiores que L , ambos os termos do lado direito da Equação(3-11) podem ser desprezados. É assumido que o pulso tem uma variação da sua envoltória bastante suave. Neste caso a fibra se comporta, apenas como uma simples guia de onda, sem dispersão e efeitos não-lineares.

Entretanto, se $L \ll L_{NL}$ e $L \cong L_D$, tem-se um regime predominantemente dispersivo, podendo desprezar-se o último termo do lado direito da Equação(3-11). Desta forma, um pulso incidente em uma fibra óptica com tais características será governado pela dispersão de velocidade de grupo (GVD). Neste regime, os parâmetros da fibra e do pulso satisfazem a relação:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (3-12)$$

Para $L \ll L_D$ e $L \cong L_{NL}$, tem-se um regime onde os efeitos não-lineares são predominantes, logo o primeiro termo do lado direito da Equação (3-11) pode ser negligenciado. Sob estas condições, um pulso incidente em uma fibra será governado então pelos efeitos não-lineares. Os parâmetros do pulso e da fibra relacionam-se assim:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1. \quad (3-13)$$

Como uma condição final, tem-se o caso quando ambos os comprimentos são comparáveis, ou seja, $L \cong L_D \cong L_{NL}$. A dispersão e não-linearidade atuam em conjunto modificando a forma do pulso.

3.5. Propagação do pulso óptico em um regime dispersivo

Conforme a explanação anterior, em um regime predominantemente dispersivo, deve-se negligenciar os efeitos da não-linearidade. Matematicamente, o coeficiente γ que é responsável pelos efeitos não-lineares na Equação (3-7) deve ser considerado igual a zero, neste caso a Equação (3-7) pode ser reescrita como:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}, \quad (3-14)$$

onde U é função de z e T .

A Equação anterior, pode ser solucionada através do método Fourier. Sendo $\tilde{U}(z, \omega)$ a transformada de Fourier de $U(z, T)$, tem-se que:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega. \quad (3-15)$$

$\tilde{U}(z, \omega)$ satisfaz a equação diferencial:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{U}, \quad (3-16)$$

a qual apresenta a seguinte solução geral:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right). \quad (3-17)$$

Substituindo (3-17) em (3-15), tem-se:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (3-18)$$

onde $\tilde{U}(0, \omega)$ é a transformada de Fourier do campo óptico, que incide em $z = 0$:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT. \quad (3-19)$$

$U(0, T)$ na Equação (3-19) pode representar pulsos ópticos de vários formatos, tais como: pulsos gaussianos, pulsos gaussianos chirpados, pulsos super-gaussianos, pulsos super-gaussianos chirpados e pulsos com formato de secante hiperbólica.

As equações (3-18) e (3-19) são utilizadas para se estudar, a evolução de pulsos com diferentes formatos. Estes pulsos representam o sinal que modula a portadora óptica.

3.5.1. Pulso gaussiano

Adota-se um formato Gaussiano como pulso inicial, o qual é representado matematicamente como:

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right), \quad (3-20)$$

onde T_0 é definido como sendo a metade da largura entre os pontos de intensidade $1/e$ da gaussiana. Costuma-se também definir a largura total entre os pontos de meia potência (T_{FWHM} – *Full Width at Half Maximum*). Para um formato gaussiano, essas larguras se relacionam na forma:

$$T_{FWHM} = 1.665T_0. \quad (3-21)$$

Tomando as equações (3-20) e (3-19) e substituindo em (3-18), obtém-se:

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (3-22)$$

A Figura-3-8 mostra o espalhamento de um pulso óptico verificado através da Equação (3-22). Nela observa-se que o pulso tem seu formato mantido, porém sua largura aumenta com z . Já a Figura-3-9 trata-se de uma simulação, executada no

simulador VPI. Para realizar essa simulação tomou-se um pulso óptico com largura temporal inicial de $T_0 = 30\text{ps}$ e potência de pico inicial igual $P = 1\text{mW}$. Nesta simulação L_D é aproximadamente igual a 47 km para uma fibra com parâmetro de dispersão $|\beta_2| = 20\text{ps}^2 / \text{km}$.

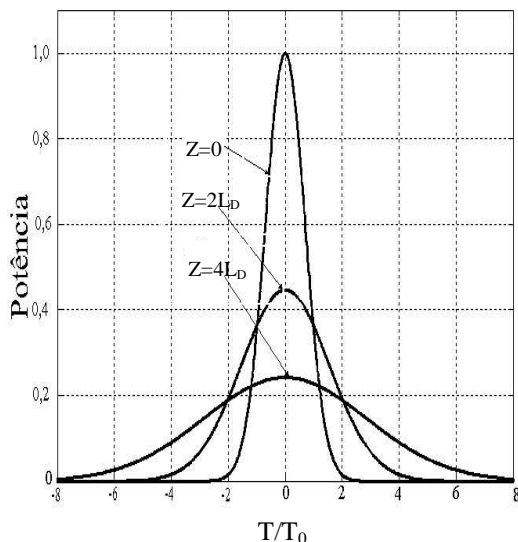


Figura-3-8 - Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso óptico gaussiano, no regime linear. Modelo Teórico.

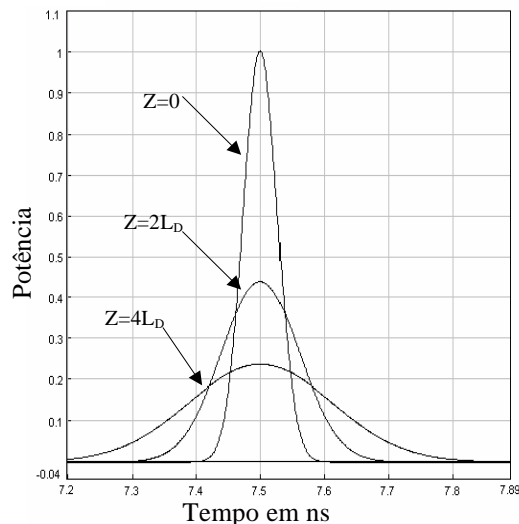


Figura-3-9 - Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso óptico gaussiano no regime linear. Simulado.

3.5.2. Pulso super-gaussiano

Outro tipo de pulso óptico, que é normalmente adotado para o estudo de propagação em fibras ópticas é o pulso super-gaussiano, que apresenta seu formato em $z=0$ descrito pela seguinte Equação

$$U(0,T) = \exp\left(\frac{T}{2T_0}\right)^{2m}, \tag{3-23}$$

onde m é o fator que controla o tempo de subida e de descida do pulso. Para $m = 1$ tem-se o pulso gaussiano citado anteriormente.

A Figura-3-10 mostra um caso simulado do espalhamento de um pulso super-gaussiano, com $m=3$, adotando-se os mesmos parâmetros para o caso da Figura-3-9.

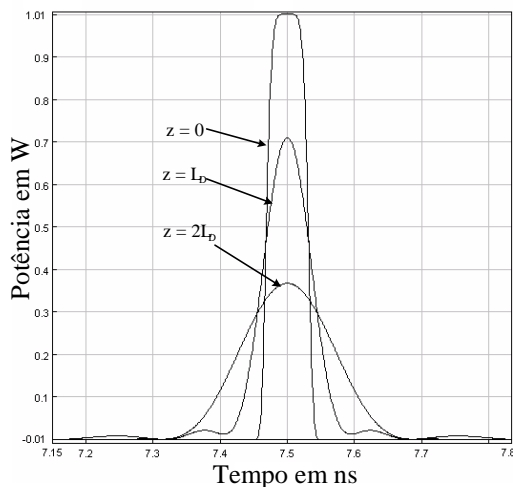


Figura-3-10 - Espalhamento induzido pela dispersão de um pulso super-gaussiano no regime linear obtido por simulação.

3.5.3. Pulso gaussiano chirpado

Outro pulso óptico de interesse é o pulso gaussiano inicialmente chirpados pela fonte^{[29], [30], [31]}. Tais pulsos podem ser representados em $z = 0$, através da seguinte Equação:

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{(1+iC) T^2}{2 T_0^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \tag{3-24}$$

onde C é o “parâmetro de chirp”.

Para o caso onde o chirp cresce linearmente da frente do pulso para cauda, tem-se o “*up-chirp*” ou $C > 0$, como mostra a Figura-3-11. E, para caso oposto ao anterior, onde $C < 0$, tem-se um “*down-chirp*” (Figura- 3-12).

Na referência [32] mostra-se que a largura T_1 , à $1/e$, a uma distância z de propagação na fibra, de um pulso gaussiano inicialmente chirpado, é dada por:

$$T_1 = T_0 \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \tag{3-25}$$

A Equação (3-25) mostra, claramente, que o espalhamento do pulso depende do sinal de β_2 e do chirp C . Esta dependência está ilustrada na Figura-3-13.

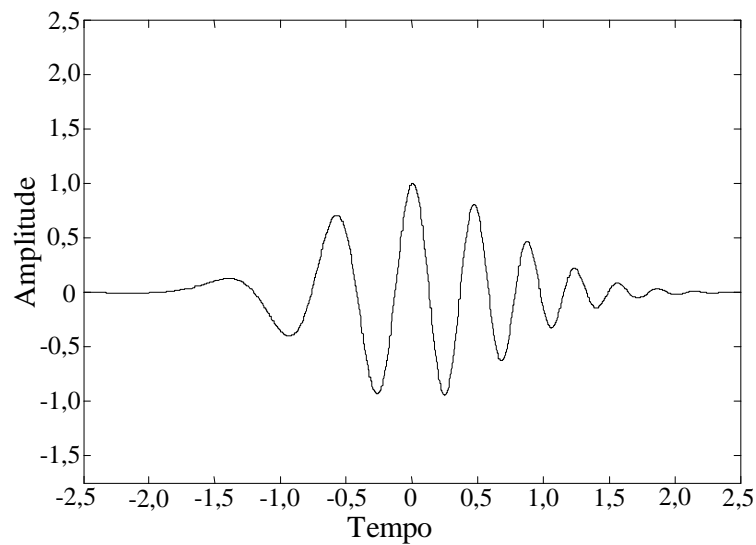


Figura-3-11 - Pulso inicialmente chirpado por uma fonte, onde a frequência cresce linearmente da frente do pulso para cauda, tem-se então o "up-chirp" ou $C > 0$.

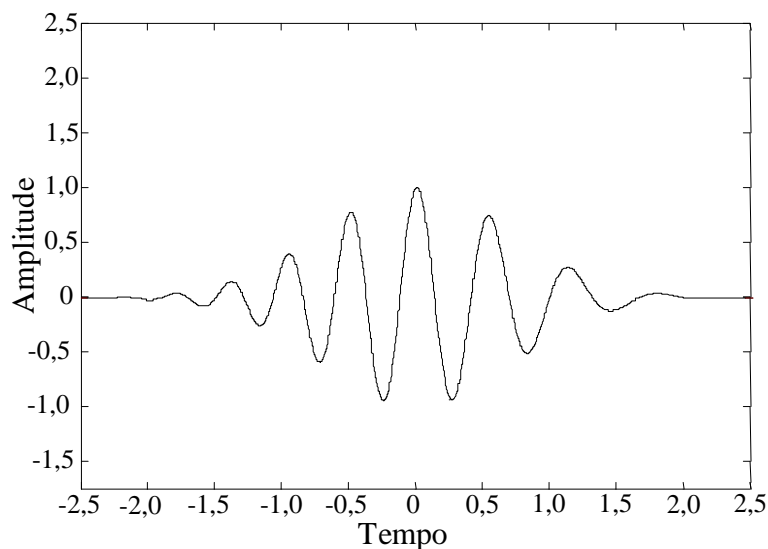


Figura- 3-12 - Pulso inicialmente chirpado por uma fonte, onde a frequência cresce linearmente da cauda do pulso para a frente, tem-se então o "down-chirp" $C < 0$.

Pode-se notar através do gráfico da Figura-3-13, que se o produto entre o *chirp* e o fator de dispersão for maior que zero ($C\beta_2 > 0$), o pulso óptico irá se espalhar linearmente, porém, para o caso contrário a este ($C\beta_2 < 0$), o pulso tenderá inicialmente a se comprimir e posteriormente, começará a se espalhar. O regime de operação no qual $\beta_2 > 0$ é conhecido como regime de operação normal, e para $\beta_2 < 0$ o regime é designado anômalo.

No regime de propagação anômalo as componentes de frequência mais elevadas viajam mais rápido que as componentes de frequências mais baixas. O oposto corre para o regime normal de propagação.

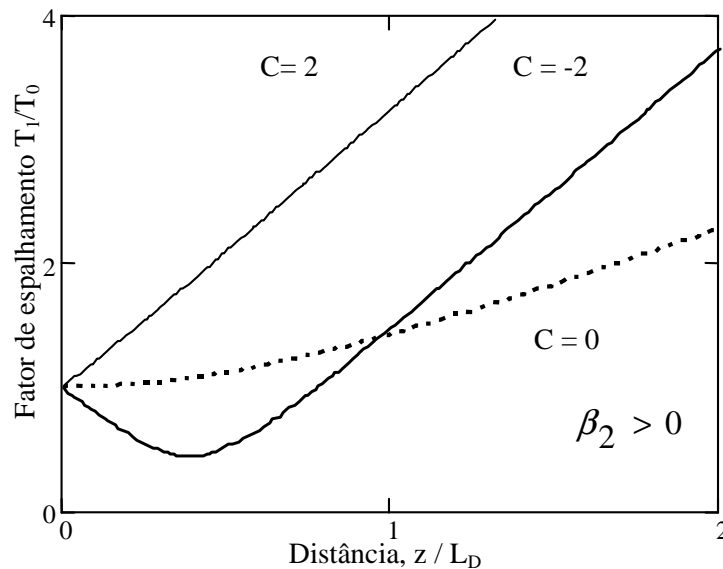


Figura-3-13 - Mostra a dependência do espalhamento do pulso com o sinal de β_2 e do fator de C .

Na Figura-3-14, observa-se o efeito de $C>0$ e $\beta_2>0$ e portanto $C\beta_2>0$. Nota-se, claramente, que o pulso ao se propagar se espalha.

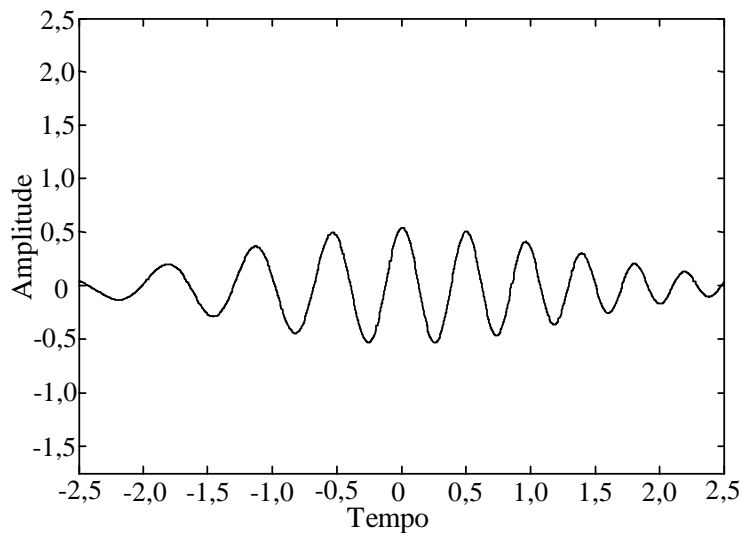


Figura-3-14 - Pulso inicialmente chirpado, com espalhamento sofrido devido ao produto $C\beta_2>0$.

Na Figura-3-15, observa-se o efeito de $C>0$ e $\beta_2<0$ e portanto $C\beta_2<0$. Pode ser visto neste caso que o pulso sofreu uma compressão.

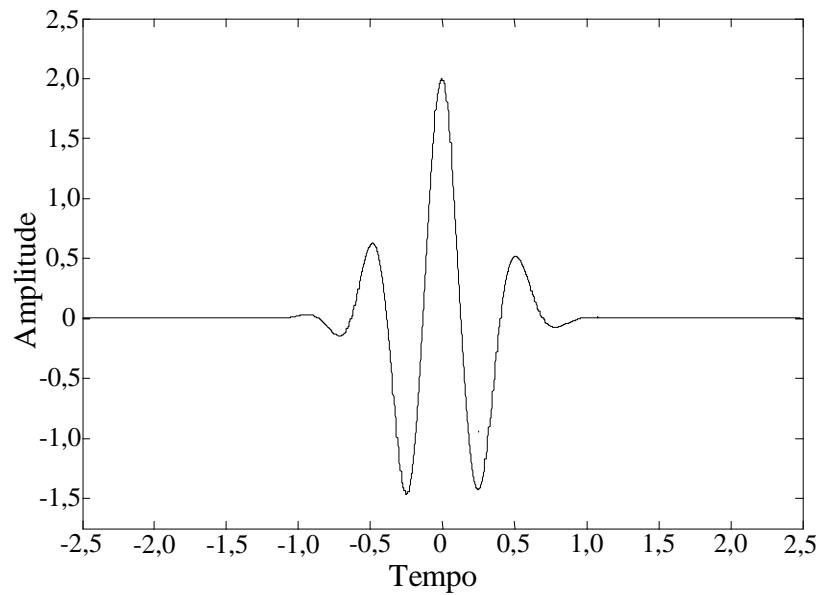


Figura-3-15 - Pulso inicialmente chirpado, com uma compressão sofrida devido ao produto $C\beta_2 < 0$.

3.6. Dispersão cromática de segunda ordem

Para comprimentos de onda que se propagam próximo ao comprimento de onda de dispersão zero, os termos de mais alta ordem da série de Taylor (Equação(3-2)) tornam-se relevantes, desempenhando um papel importante na propagação do pulso óptico. O valor de β_3 relaciona-se com o índice de refração por meio da seguinte equação^{[22], [26]}:

$$\beta_3(\omega) = \frac{d\beta_2(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(3 \frac{d^2 n}{d\omega^2} + \omega \frac{d^3 n}{d\omega^3} \right). \quad (3-26)$$

Através da Equação (3-26), pode-se então traçar o gráfico que representa o parâmetro de dispersão de segunda ordem, a qual é ilustrada pela Figura-3-16.

Conseqüentemente, a Equação que governa a propagação de um pulso óptico em um regime dispersivo, pode ser reescrita a partir da Equação (3-14), agora incluindo o termo β_3 :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3}. \quad (3-27)$$

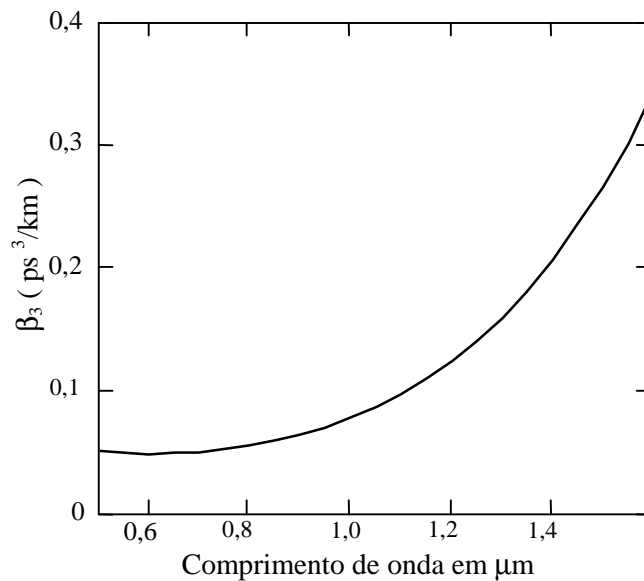


Figura-3-16 - Variação de β_3 em função do comprimento de onda.

O principal efeito sofrido por um pulso gaussiano devido à dispersão de segunda ordem é o espalhamento deste, o que já era esperado. Além disso, o pulso sofre distorções, principalmente oscilações na sua cauda, e perde sua forma gaussiana^[11]. O pulso após se propagar uma distância z , será descrito pela equação abaixo, em analogia a Equação(3-18).

$$U(z,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0,\omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z + \frac{i}{6}\beta_3\omega^3 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (3-28)$$

para a observação de tais efeitos, é útil assumir um novo comprimento de escala, conhecido como comprimento de dispersão de segunda ordem (L'_D), definido por:

$$L'_D = \frac{T_0^2}{|\beta_3|}. \quad (3-29)$$

Foram realizadas simulações no simulador *VPI* para obter os efeitos de β_3 na propagação do pulso óptico. A Figura-3-17 ilustra dois casos onde a dispersão de segunda ordem tem um papel relevante: Para o primeiro caso $\beta_2 = 0$ e $\beta_3 \neq 0$ e para o segundo $\beta_2 \cong \beta_3$, ou seja, $L'_D = L_D$.

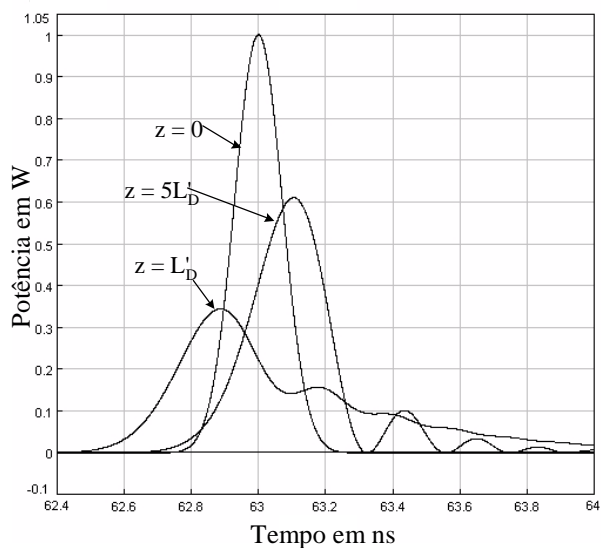


Figura-3-17 - Propagação de um pulso gaussiano de largura $T_0 = 100ps$, obtido por simulação.

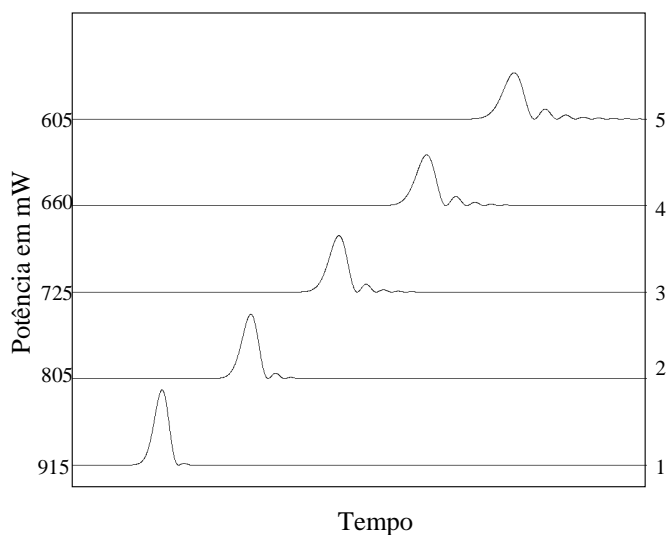


Figura-3-18 - Propagação de um pulso gaussiano, de largura $T_0 = 100ps$, em um fibra óptica padrão com $\beta_2 = 0$ e $\beta_3 = 0,075 ps^3 / Km$, com z variando de L'_D até $5L'_D$, obtido por simulação.

A Figura-3-18 mostra uma visão em três dimensões da propagação do pulso, sendo que por meio desta pode-se notar que o pulso se espalha temporalmente, apresentando além do espalhamento, oscilações na cauda do pulso.

CAPÍTULO 4

4. Auto-Modulação e Modulação de Fase Cruzada

Como consequência da dependência do índice de refração com a intensidade de um pulso óptico, tem-se a ocorrência de dois efeitos não-lineares conhecidos como *auto-modulação de fase* (SPM-*Self-Phase Modulation*) e *modulação de fase cruzada* (XPM-*Cross-Phase Modulation*), os quais provocam um espalhamento espectral do pulso óptico propagante.

Como foi citado no Capítulo 2, as fibras ópticas possuem a não-linearidade oriunda do efeito Kerr^{[20], [21]}, fazendo com que a intensidade do pulso óptico altere o índice de refração da mesma, sendo então que o índice da fibra modula a fase da onda propagante. Esse efeito é designado *auto-modulação de fase*^{[11], [20], [21], [33]}.

Em sistemas de multiplexação por divisão de comprimentos de ondas (WDM-*Wavelength Division Multiplexing*) onde existem múltiplos canais ópticos propagantes, vários pulsos são lançados em uma fibra, espaçados espectralmente por $\Delta\lambda$. Nesse caso, o pulso lançado na fibra modula o índice de refração desta, e o pulso adjacente encontrará o índice de refração da fibra já alterado conseqüentemente, este pulso além de sofrer os efeitos causados pela sua própria intensidade, sofrerá efeitos decorrentes do pulso vizinho. Este fenômeno é conhecido como *modulação de fase-cruzada*^{[34], [35], [36], [37]}.

4.1. Auto-modulação de fase

Como foi dito as mudanças no índice de refração da fibra óptica, causadas pela intensidade de radiação de campo elétrico de um pulso óptico intenso, são responsáveis pelo efeito não-linear conhecido como *efeito Kerr* ^{[20], [21]}. Este efeito é responsável por uma mudança de fase adicional em relação ao caso linear e pelo espalhamento espectral do pulso óptico. Isto pode ser visto através das equações abaixo.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\tilde{n}L}{\lambda}, \quad (4-1)$$

onde L é o comprimento da fibra óptica, \tilde{n} é o índice de refração da fibra óptica (já definido no Capítulo 2) e $\Delta\phi$ é a variação de fase ^{[21], [33]}.

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2, \quad (4-2)$$

\tilde{n} é composto pela componente linear n e a parte não-linear n_2 . Este último é conhecido como coeficiente *Kerr*.

Da Figura-4-1 à Figura-4-3, pode-se visualizar um modelo que descreve a não-linearidade *Kerr*. Isto é, um pulso óptico com intensidade suficiente para alterar o índice de refração da fibra é lançado na mesma, sendo que esta mudança provoca uma variação da fase deste pulso, caracterizando a *auto-modulação de fase* ^{[11], [20] [21], [33]}.

No do gráfico da Figura-4-2, pode-se verificar a variação da fase em função do tempo, dando origem ao *chirp* de frequência, ilustrado na Figura-4-3. O *chirp* tende a agrupar os componentes de frequências mais lentas na frente do pulso e as mais rápidas na cauda do mesmo.

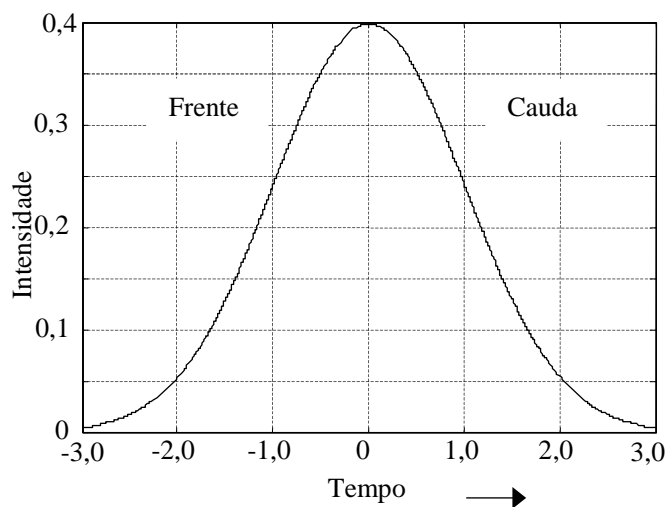


Figura-4-1 - Intensidade do pulso gaussiano.

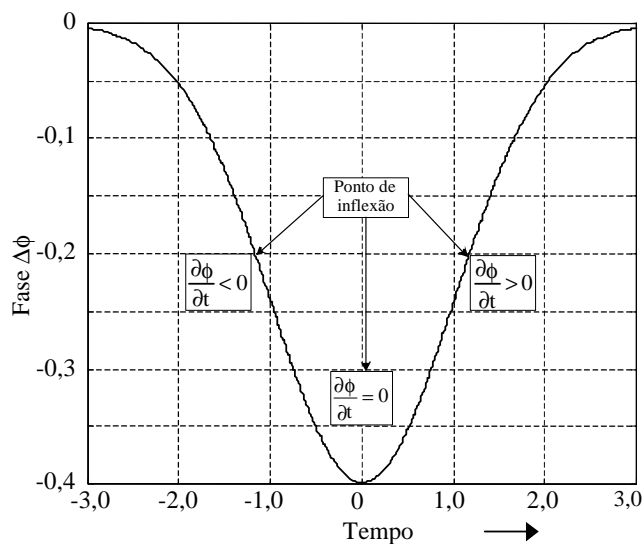


Figura-4-2 - Fase do pulso gaussiano.

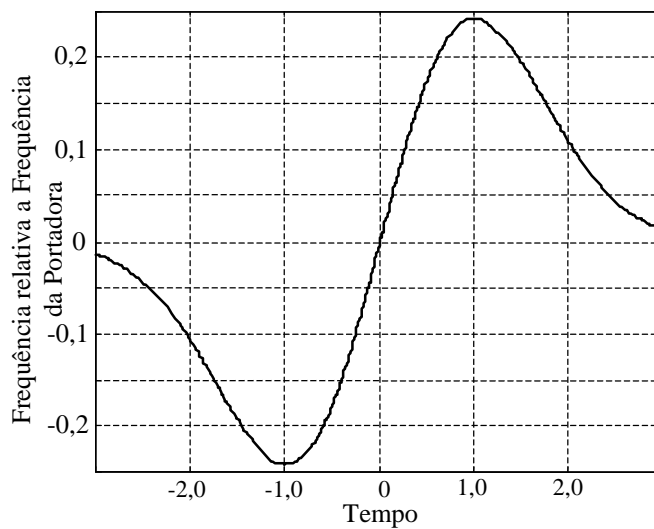


Figura-4-3 - Derivada da fase de um pulso gaussiano ou o chirp de frequência.

4.1.1. Propagação de um pulso óptico no regime não-linear

Considerando o regime de propagação não-linear, a Equação (3-11) pode ser reescrita considerando β_2 igual a zero. Esta aproximação é válida para o caso onde T_0 seja tal, que $L_D \gg L$ e $L_{NL} \leq L$. Nesse caso tem-se a seguinte Equação:

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{i \exp(-\alpha Z) |U|^2 U}{L_{NL}}, \quad (4-3)$$

onde α é a constante de perdas da fibra, L_{NL} é o comprimento de escala não-linear já definido na Equação (3-8).

A solução da Equação (4-3) é da seguinte forma:

$$U(Z, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(Z, T)], \quad (4-4)$$

onde $U(0, T)$ é a amplitude do campo óptico em $Z = 0$. A mudança de fase não-linear é definida como:

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right), \quad (4-5)$$

e o comprimento efetivo sendo definido assim:

$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-\alpha L)]}{\alpha}. \quad (4-6)$$

A Equação (4-4) mostra que o pulso sofre um deslocamento de fase não-linear dependente de sua intensidade e que o pulso se propaga sem alterar a sua forma.

Considerando U normalizado, tal que $|U(0, 0)| = 1$, tem-se o deslocamento de fase não-linear máximo, definido da seguinte forma:

$$\phi_{max} = \left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) = \gamma P_0 L_{eff}. \quad (4-7)$$

A auto-modulação de fase, causa um espalhamento espectral do pulso, devido a dependência da fase com o tempo, como pode ser vista na Equação(4-4). Seu

entendimento se dá notando-se que a variação da fase com o tempo, provoca mudanças nas freqüências instantâneas, do pulso, em torno de uma freqüência central ω_0 . Esta variação é definida como *chirp de freqüência* e pode ser verificada por meio da Equação seguinte^[11]:

$$\delta\omega(T) = -\left(\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T}\right) = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0,T)|^2. \tag{4-8}$$

Onde o sinal de menos é devido a escolha de $exp(-i\omega_0 t)$ na Equação (2-21).

De forma geral, a Equação abaixo descreve o *chirp* de freqüência para pulsos gaussianos (m=1) e para pulsos super-gaussianos (m>1).

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \tag{4-9}$$

A Figura-4-4, ilustra um pulso gaussiano e um pulso super-gaussiano.

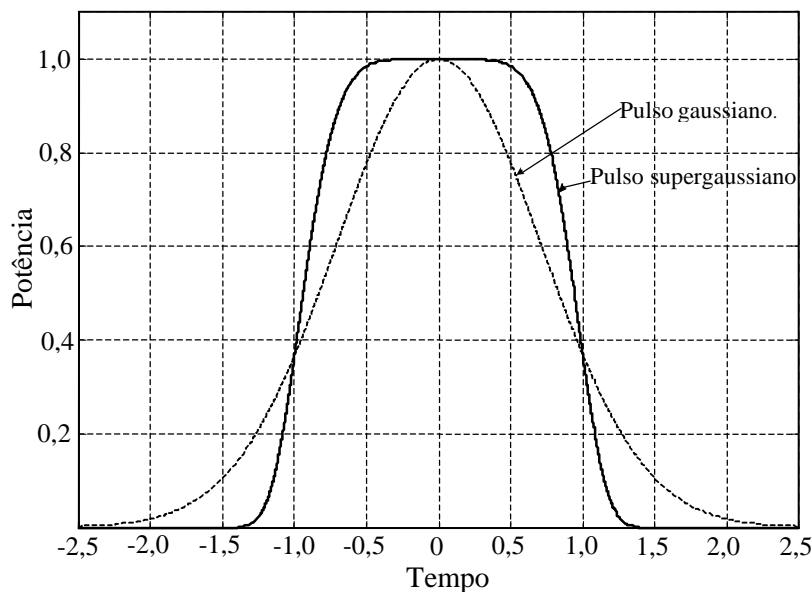


Figura-4-4 - Pulsos gaussianos e super-gaussianos.

A Figura-4-5 ilustra as características do *chirp* de freqüência induzido pela SPM para os pulso gaussianos e super-gaussianos. O *chirp* é negativo na frente dos pulsos e tende a agrupar as componentes de freqüência mais baixas, já na cauda do pulso ocorre o oposto, onde se agrupam as componentes de freqüência mais altas. Na região central do pulso gaussiano o *chirp* cresce linearmente, já no pulso super-gaussiano o *chirp* ocorre principalmente nos extremos do pulso.

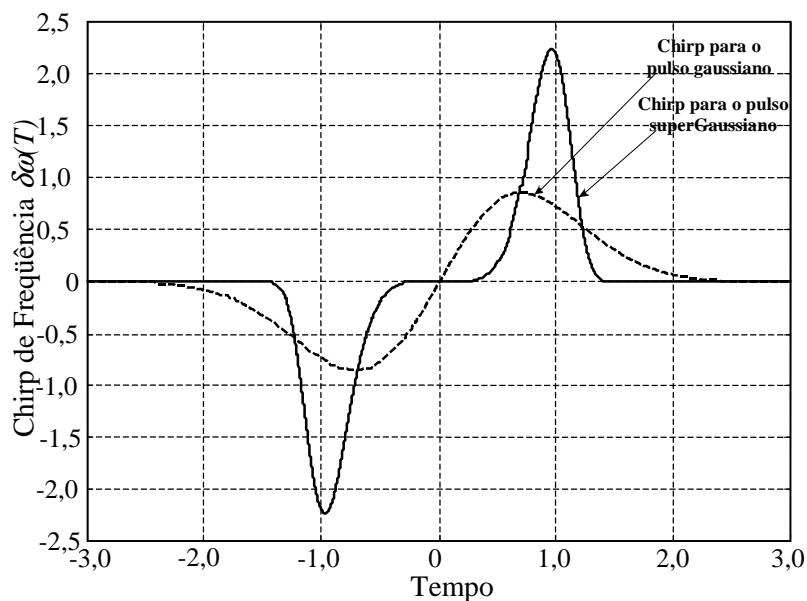


Figura-4-5 - Chirp de frequência para um pulso gaussiano e super-gaussiano.

4.1.2. Mudanças Espectrais

O principal efeito da auto-modulação de fase é o espalhamento espectral sofrido pelo pulso óptico, acompanhado de estruturas oscilatórias, que tem sua origem na dependência da fase com o tempo, como foi visto na Equação(4-8). Geralmente o mesmo *chirp* pode ocorrer em dois pontos diferentes de um mesmo pulso, ou seja, ambos os pontos apresentam a mesma frequência instantânea, porém possuem diferentes fases, contribuindo de forma construtiva ou destrutiva dando origem as estruturas oscilatórias^{[11], [21], [33]}. O número de oscilações pode ser aproximado pela equação a seguir^[11]:

$$M \approx \left(\frac{\phi_{max}}{\pi} + \frac{1}{2} \right), \tag{4-10}$$

Este fenômeno oscilatório é visualizado através de simulações que foram realizadas no simulador *VPI*, e cujo os resultados estão ilustrados da Figura-4-6 à Figura-4-11.

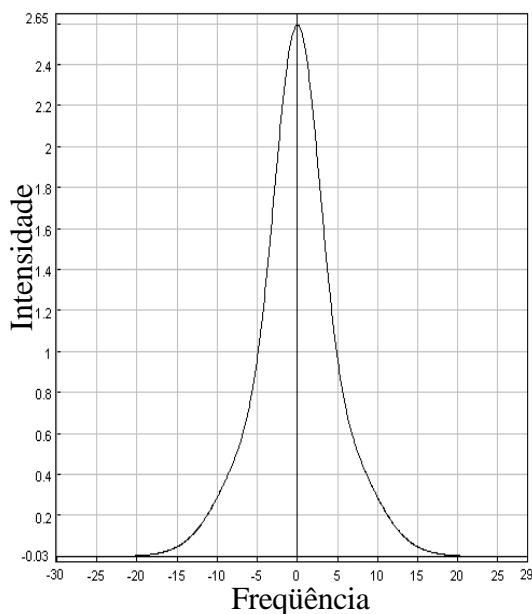


Figura-4-6 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 0.5\pi, m=1, C=0$.

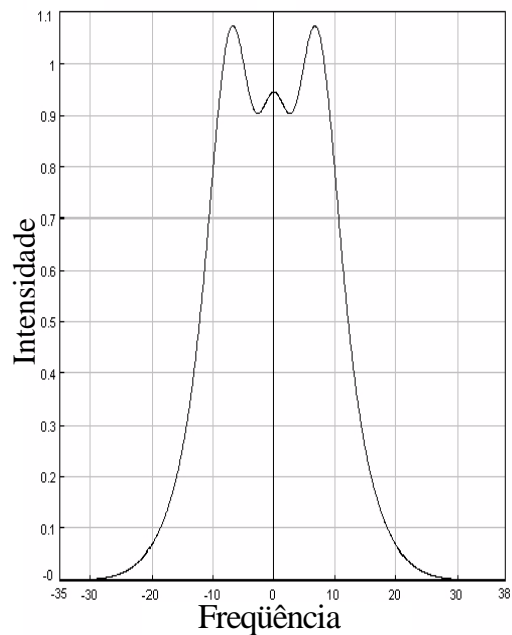


Figura-4-7 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = \pi, m=1, C=0$.

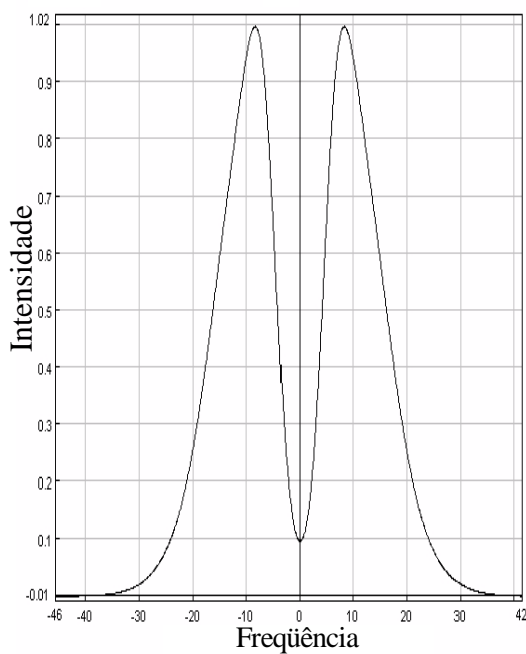


Figura-4-8 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 1.5\pi, m=1, C=0$.

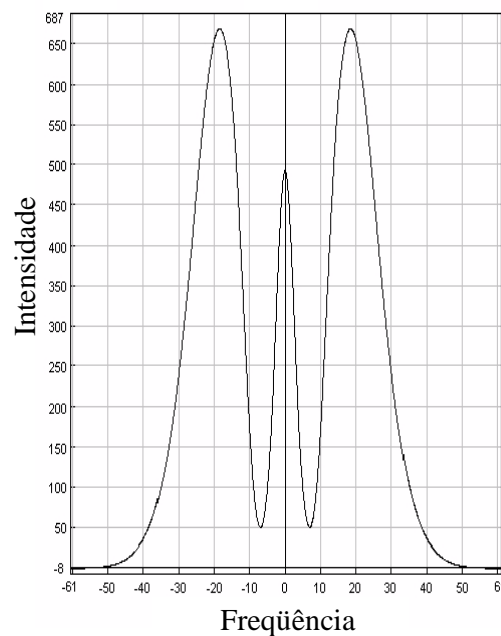


Figura-4-9 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para $\phi_{max} = 2.5\pi, m=1, C=0$.

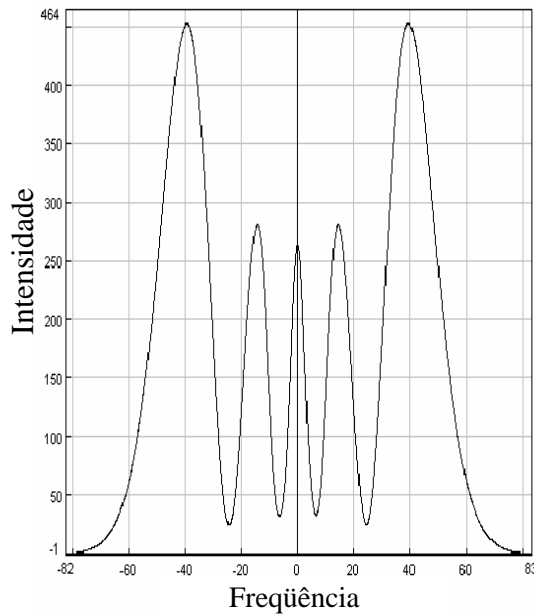


Figura-4-10 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi$, $m=1$ e $C=0$.

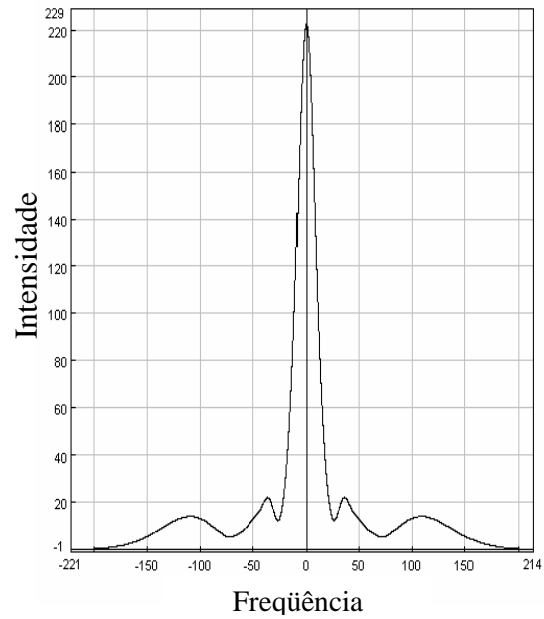


Figura-4-11 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso super-Gaussiano com $\phi_{max}=4.5\pi$, $m=3$ e $C=0$.

Na Figura-4-12 e na Figura-4-13 pode-se visualizar os efeitos de espalhamento espectral, para pulsos inicialmente chirpados pela fonte de luz.

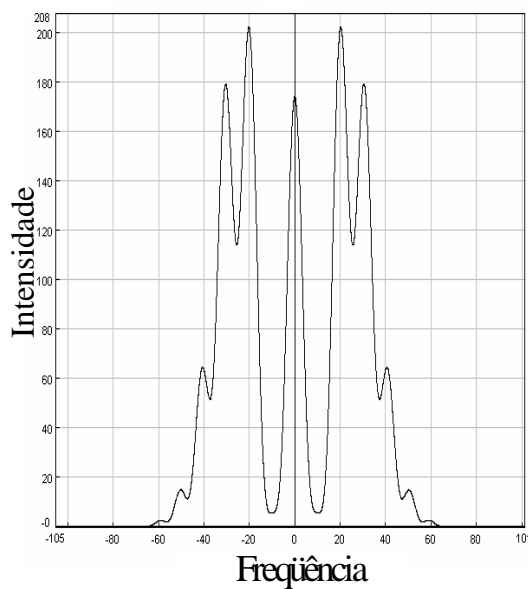


Figura-4-12 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max} = 4.5\pi$, $m=1$ e $C=5$.

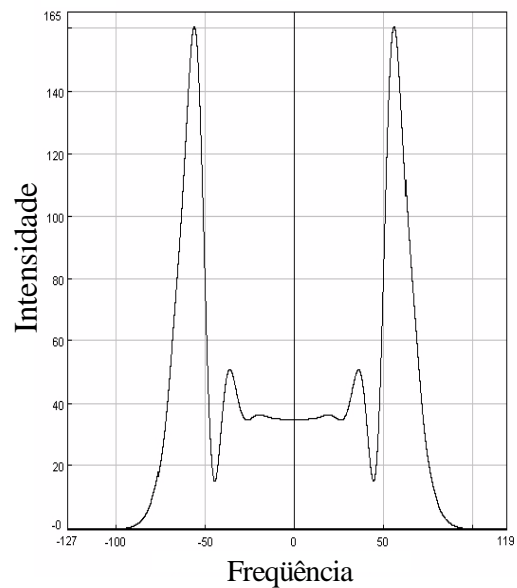


Figura-4-13 - Espalhamento espectral induzido pela SPM, para um pulso Gaussiano com $\phi_{max}=4.5\pi, m=1$ e $C= -5$.

4.2. Efeitos da dispersão de velocidade de grupo na SPM

Os efeitos da auto-modulação de fase, descritos na seção anterior, foram verificados para um regime de propagação não-linear, de tal forma que L_D era uma ordem de grandeza superior ao comprimento da fibra óptica, L , e ao comprimento de escala não-linear L_{NL} . Nesta seção serão tratados os efeitos oriundos da presença da dispersão de velocidade de grupo em pulsos com auto-modulação de fase. Neste caso, ambos os comprimentos de escalas, L_{NL} e L_D , têm a mesma ordem de grandeza, a qual é comparável ao comprimento da fibra óptica.

Para estudar este caso, é útil normalizar a Equação não-linear de Schorödinger como mostra a Equação(4-11), em função de uma distância ξ e de uma variação do tempo τ :

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-\alpha} |U|^2 U, \quad (4-11)$$

onde:

$$\xi = z/L, \quad \tau = T/T_0. \quad (4-12)$$

N é conhecido como a ordem de um sóliton, como será abordado posteriormente, e é definido como:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (4-13)$$

4.2.1. Auto-modulação de fase no regime de dispersão normal

Como foi visto, a auto-modulação de fase provoca um *chirp* de frequência, que tende a agrupar as componentes de frequências mais baixas na frente do pulso, e as mais elevadas na cauda. Já o chirp da dispersão de velocidade de grupo, no regime normal de propagação ($\beta_2 > 0$), provoca o mesmo tipo de agrupamento das componentes espectrais. Isso tem como consequência um espalhamento temporal muito maior do pulso óptico, em relação a uma situação onde se tem somente a presença da dispersão de velocidade de grupo^{[11], [21], [33]}.

No domínio da frequência, o pulso, apresentará menos oscilações do que quando se tem o regime não-linear e não dispersivo, pois a dispersão espalha o pulso temporalmente, diminuindo a eficácia dos efeitos não-lineares. Estes efeitos estão ilustrados na Figura-4-14 e na Figura-4-15.

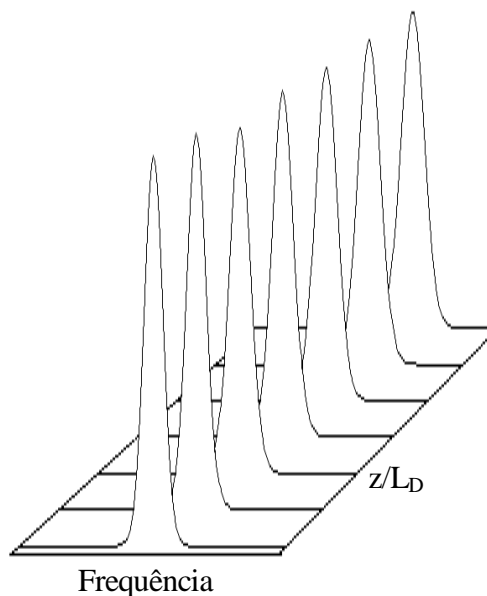
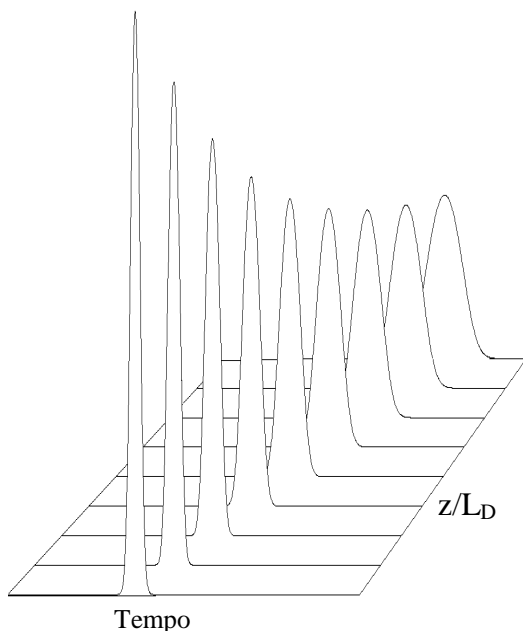


Figura-4-14 - Espalhamento temporal induzido pela combinação da SPM e GVD.

Figura-4-15 - Evolução espectral, induzido pela combinação da SPM e GVD.

4.2.2. Auto-modulação de fase no regime anômalo-(solitons)

Outra consequência da combinação dos efeitos da auto-modulação de fase e da dispersão de velocidade de grupo, é a geração de ondas solitônicas. As quais apresentam um formato de secante hiperbólica. Estas ondas serão abordadas, superficialmente, neste capítulo, por não serem a proposta de estudo deste trabalho.

Para a geração dos sólitons é necessário que o regime de propagação seja anômalo, ou seja, $(\beta_2 < 0)$ [6],[11], [21], [33]. Como foi visto anteriormente, a auto-modulação de fase provocará um *chirp* de frequência, que tenderá a agrupar as componentes de frequências mais elevadas na cauda do pulso e as mais baixas na frente do mesmo. O chirp gerado pela dispersão de velocidade de grupo anômala se comporta de forma oposta. Assim, o pulso não sofrerá espalhamento temporal nem

espectral, pois a combinação do chirp da não-linearidade compensa o chirp da dispersão e vice-versa. Estes efeitos serão vistos na Figura-4-16 e na Figura-4-17, os quais foram obtidos por simulação. As variações iniciais, temporal e espectral, ocorrem porque o pulso lançado na fibra é do tipo gaussiano, o pulso ajusta-se para o formato de secante hiperbólica, típico das ondas solitônicas.

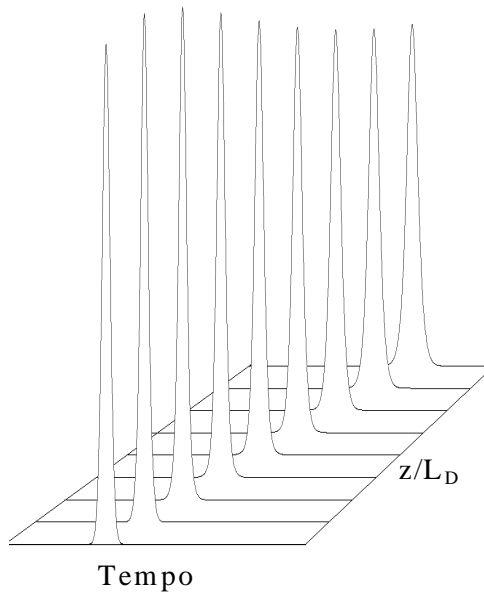


Figura-4-16 - Evolução temporal do sóliton fundamental de ordem $N=1$.

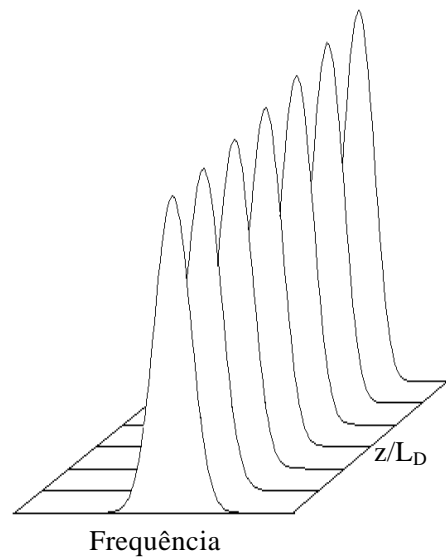


Figura-4-17 - Evolução espectral do sóliton fundamental de ordem $N=1$.

A Figura-4-18, mostra a propagação de um sóliton de ordem $N=3$.

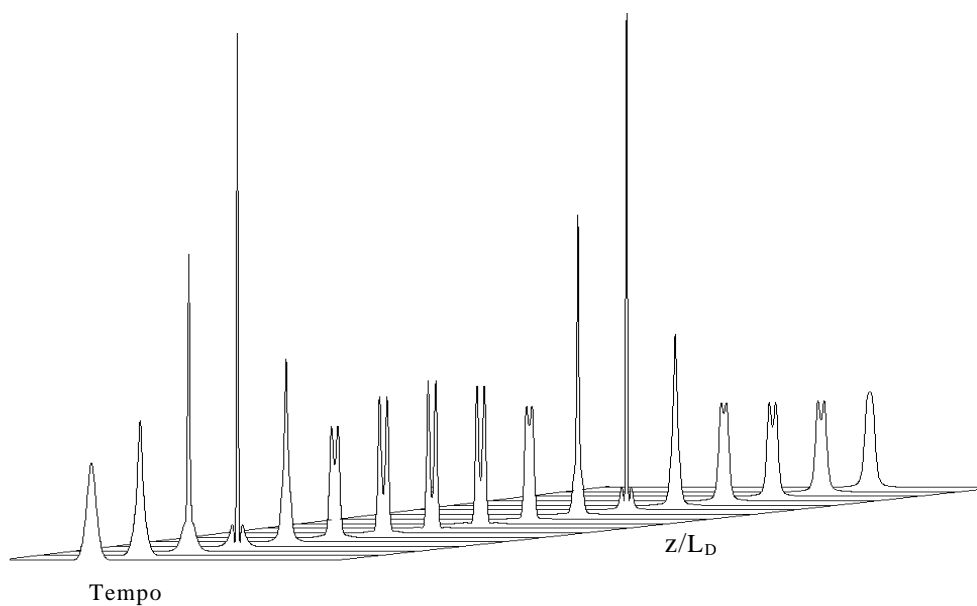


Figura-4-18 - Propagação de um sóliton de ordem $N=3$, ao longo de um período de tempo

4.3. Modulação de Fase cruzada

Como foi visto anteriormente, dois pulsos copropagantes em um meio não-linear, podem interagir entre si através da modulação de fase cruzada (**XPM**). Essa interação sempre ocorre na presença da auto-modulação de fase (**SPM**). Geralmente, os pulsos diferenciam-se por meio de seus comprimentos de onda e suas polarizações.

Para isolar os efeitos da **XPM** é utilizada a configuração “*pump-probe*”, isto é, um pulso de prova (*pulso probe*) é lançado, simultaneamente, com um outro pulso de maior intensidade, chamado de pulso de bombeamento (*pulso pump*).

4.3.1. Equações acopladas de amplitudes

Considerando-se dois pulsos ópticos e copropagantes em uma fibra monomodo, com mesma polarização, onde $A_j(z, t)$, $j = 1$ e 2 , é a variação lenta do envoltória desses campos ópticos, e $|A_j|^2$ a potência instantânea normalizada desses campos, e assumindo a **aproximação do envelope suave** como foi visto no Capítulo 2, pode-se encontrar que os campos, $A_j(z, t)$, satisfazem a seguinte Equação^[35]:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{\alpha_j}{2} A_j + \frac{1}{v_{g_j}} \frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2_j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} = i \gamma_j \left(|A_j|^2 + 2|A_k|^2 \right) A_j, \quad (4-14)$$

onde $j, k = 1$ ou 2 , $j \neq k$. α é o coeficiente de atenuação da fibra; v_{g_j} é a velocidade de grupo; β_{2_j} é o coeficiente de dispersão de velocidade de grupo, $\gamma = n_2 \omega_j / c A_{eff}$ é coeficiente não-linear, n_2 é o índice não-linear de refração, ω_j é a frequência angular óptica e finalmente A_{eff} que é a área efetiva do núcleo.

Os dois termos do lado direito da Equação (4-14), resultam da contribuição do índice de refração não-linear. O primeiro termo, é resultante da contribuição da auto-modulação de fase (**SPM**) e o segundo tem sua origem na modulação de fase cruzada (**XPM**).

A Equação (4-14), pode ser escrita para o caso onde $j=1$ e $k=2$, como:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\gamma_1 \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_1, \tag{4-15}$$

e para $j=2$ e $k=1$, temos:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\gamma_2 \left(|A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right) A_2. \tag{4-16}$$

Normalmente, os coeficientes de dispersão de velocidade grupo são diferentes nas duas equações, e os pulsos se propagam com diferentes velocidades, pois apresentam diferentes velocidades de grupo. Essa diferença de velocidades tem um importante papel na interação entre os pulsos. É comum definir-se um comprimento de escala, para o estudo da modulação de fase cruzada, o comprimento de *Walk-off*. Este comprimento mostra a duração da interação que um pulso tem com o outro, ou seja, o comprimento da fibra óptica em que um pulso com maior velocidade alcança outro pulso com velocidade inferior, e o ultrapassa^{[34], [35], [36], [37]}. Através da Figura-4-19 pode-se visualizar a explanação acima. O comprimento de *Walk-off*, L_w , é definido como:

$$L_w = \frac{T_0}{|v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1}|} = \frac{T_0}{|d_{12}|}, \tag{4-17}$$

onde T_0 , é a largura do pulso de prova (probe), $d_{12} = v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1}$ é a diferença entre os inversos das velocidades de grupo dos pulsos.

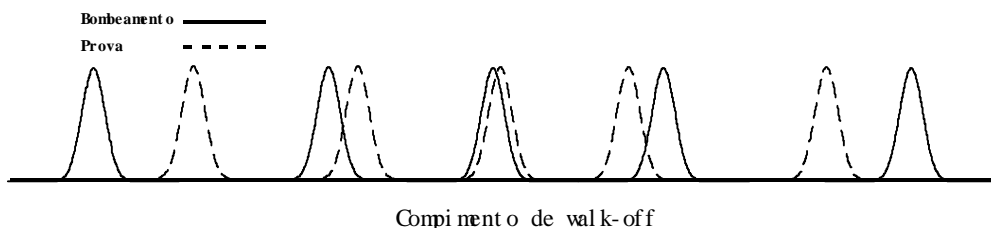


Figura-4-19 - O gráfico mostra a interação entre os pulsos, em uma configuração pump-probe.

A modulação de fase cruzada ocorre somente durante o comprimento de *Walk-off*. O efeito da XPM diminui com o aumento da diferença entre os comprimentos de onda entre os pulsos de prova (*probe*) e de bombeamento (*pump*), pois esse aumento causa uma diminuição em L_w .

Para melhor entendimento das mudanças sofridas pelos pulsos, deve-se normalizar as equações de amplitudes acopladas, utilizando-se a troca de variáveis:

$$\tau = \frac{T}{T_0}, \quad T = t - \frac{z}{v_{g1}}, \quad (4-18)$$

onde τ é o sistema de coordenadas, que se movimenta com a mesma velocidade de grupo v_{g1} do pulso.

Diante destas alterações e desprezando-se as perdas, as equações de amplitudes acopladas (4-15) e (4-16), passam ser reescritas como:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\text{sgn}(\beta_{21})}{2L_D} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = i\gamma_1 \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_1, \quad (4-19)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{\varepsilon}{L_W} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + i \frac{\text{sgn}(\beta_{21})}{2L_D} \frac{\beta_{22}}{\beta_{21}} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = i\gamma_2 \left(|A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right) A_2, \quad (4-20)$$

onde, ε é igual a 1 ou -1 , dependendo do valor final da diferença entre as velocidades de grupo.

As simulações da Figura-4-20 à Figura-4-21, mostram os efeitos da modulação de fase cruzada na propagação de pulsos ópticos, onde o efeito de assimetria é mais acentuado no pulso *prova*.

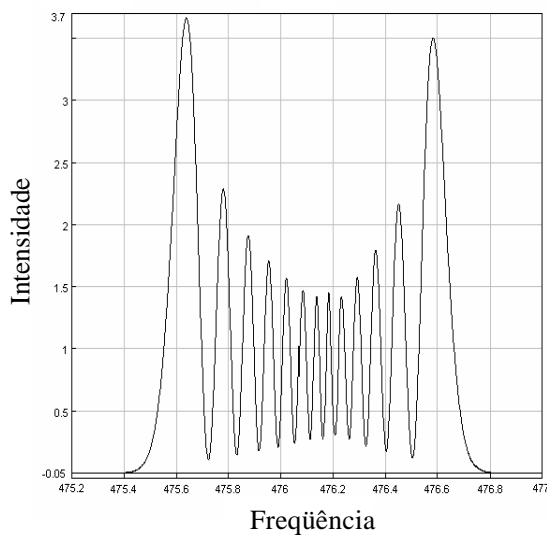


Figura-4-20 - Espalhamento espectral induzido pela SPM e pela XPM em um pulso de bombeamento, durante o comprimento de Wall-off.

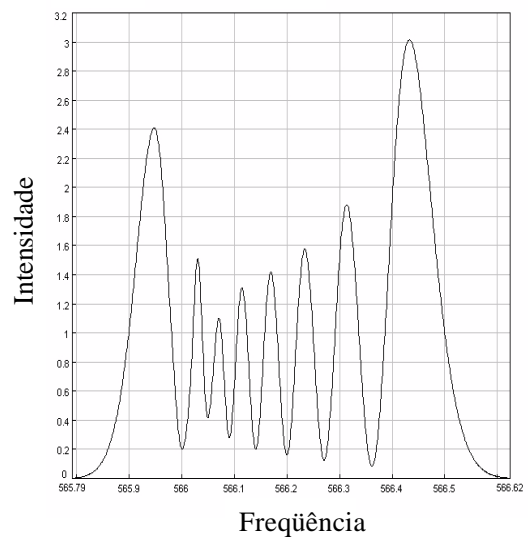


Figura-4-21 - Espalhamento espectral induzido pela SPM e pela XPM em um pulso de prova, durante o comprimento de Wall-off.

Existem outros efeitos não-lineares que são eficientes em fibras ópticas^{[6], [11], [25]}, tais como: espalhamento estimulado de Raman, espalhamento estimulado de Brillouin e Misturas de Quatro Ondas, os quais não serão abordados neste texto.

CAPÍTULO 5

5. Desempenho das Fibras Padrão e NZD-Normal nas Redes Metropolitanas Transparentes

Atualmente estão acontecendo importantes mudanças nas redes metropolitanas (MAN-*Metropolitan Area Networks*). Tais mudanças têm origem na necessidade em acomodar uma grande diversidade de serviços e protocolos que trafegam por elas, tais como *ATM*, *SDH*, *Fast Ethernet*, *10-Gigabit Ethernet*, *Escom Ficon*, *Fibre Channel*, vídeo, dados e voz. Esta tendência atual caracteriza a introdução da tecnologia de multiplexação densa por divisão de comprimentos de onda (*DWDM-Dense Wavelength Division Multiplexing*) nestas redes. Com isto, elas devem entregar ao cliente final o tráfego de dezenas de gigabits por segundo, oriundos dos enlaces longos e ultra-longos, conhecidos como “*backbones*”^{[3], [7], [38]}.

Diferentemente dos enlaces longos e ultra-longos, as redes metropolitanas compõem-se de um número muito grande de nós e são formadas por um anel principal, conhecido como anel metropolitano ou regional, e vários outros anéis de acesso.

Neste capítulo mostra-se que a escolha de um transmissor óptico em conjunto com uma fibra de dispersão deslocada não-nula, operando no regime de propagação normal^[5], aqui designada como por *NZD-Normal*, é uma alternativa em relação a

utilização das fibras de compensação de dispersão em conjunto com as fibras *Padrão* [4].

5.1. Redes metropolitanas

As redes ópticas metropolitanas interligam vários ambientes, tais como os enlaces longos e ultra-longos (*backbones*), redes de acesso residenciais e de negócios (utilizados por bancos e grandes companhias). Estas redes apresentam uma arquitetura que é constituída de um anel principal e de vários outros anéis de acesso, isto pode ser visto na Figura-5-1.

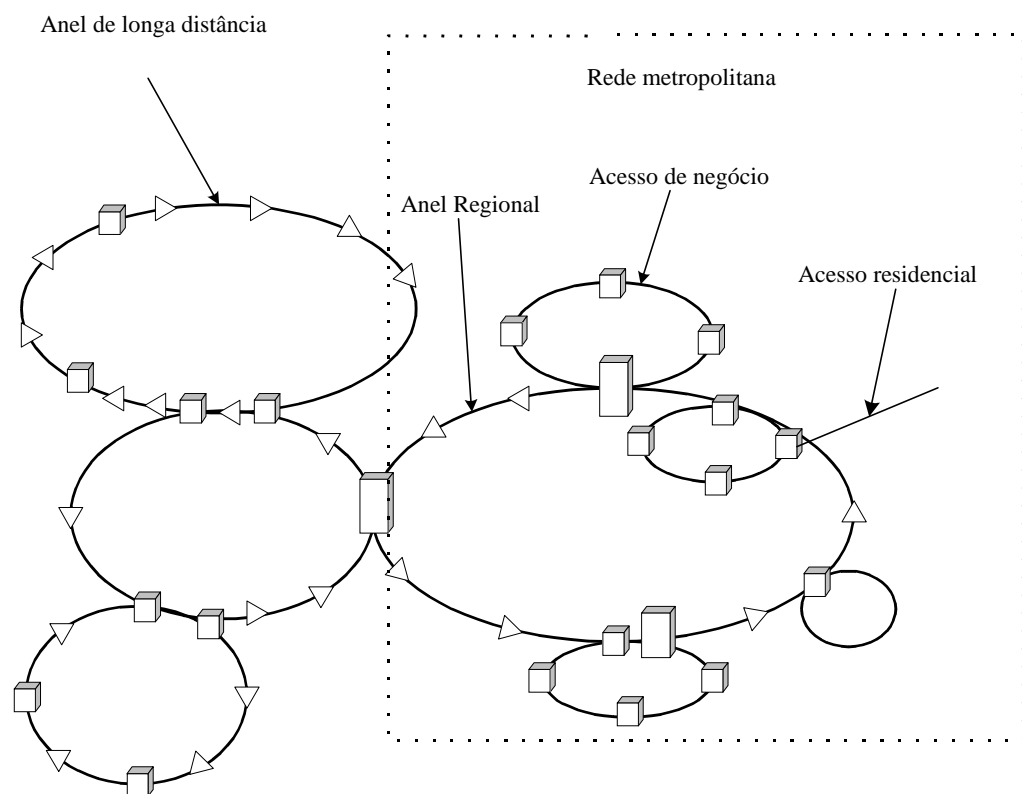


Figura-5-1 - Arquitetura de uma rede de área metropolitana.

Tipicamente o alcance destas redes chega a duzentos quilômetros e elas operam com taxa de 650Mbits/s a 10 Gbits/s. Os sistemas metropolitanos diferem dos grandes enlaces ponto a ponto (*backbones*) na complexidade e no custo de sua implementação.

Em cada um dos anéis de acesso, onde existe um nó nas redes metropolitanas, ocorrerá a regeneração eletrônica do sinal, se o processamento da comutação for eletrônica. Tais redes utilizam comutadores digitais (*DXC - Digital Cross-Connects*). Entretanto, o sinal permanecerá em sua forma óptica, se a comutação do sinal for totalmente óptica. Estas redes utilizam comutadores ópticos (*OXC- Cross-Connects Ópticos*). Em uma rede podem existir regiões nas quais os comutadores são totalmente ópticos e nesse caso essas regiões são denominadas de **ilhas de transparência**. A implementação de nós que tenham a propriedade de comutar os sinais de forma totalmente óptica traz novas perspectivas de gerenciamento dessas redes. Sua implementação deverá ocorrer gradativamente, levando-se sempre em consideração a relação custo benefício. A implementação desses comutadores ópticos reduzirá o processamento eletrônico nos nós, aumentando a capacidade de vazão da rede (*throughput*).

Se os dispositivos *OXC*s forem utilizados em conjuntos com fibras *NZD-Normal* e com lasers modulados diretamente, elimina-se a necessidade de utilização das fibras de compensação de dispersão, diminuindo o custo e a complexidade no projeto de implementação das destas redes, conforme será visto neste Capítulo.

Ao se projetar uma rede de área metropolitana, o projetista deve levar em consideração a penalidade imposta ao sistema, provocada pela dispersão cromática, devido à interferência entre símbolos decorrente do espalhamento sofrido pelos pulsos ópticos, como pode ser visto na Figura-5-2:

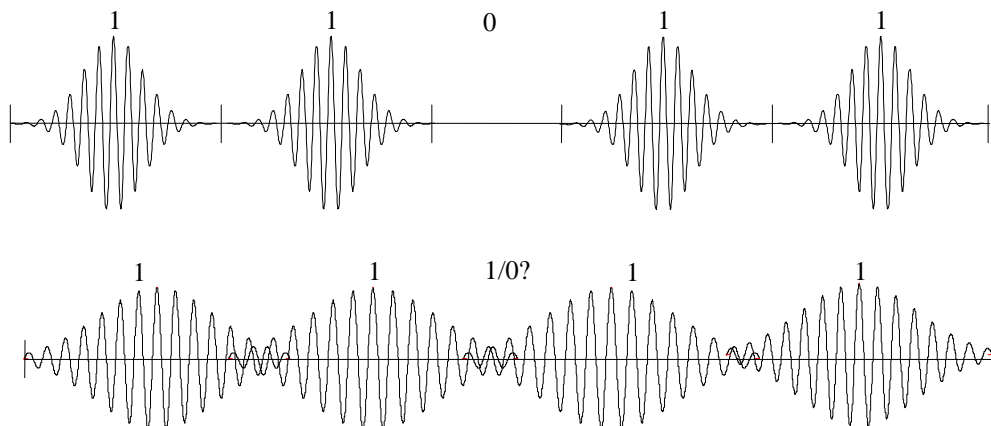


Figura-5-2 - Interferência entre símbolos, decorrente da dispersão cromática.

Uma técnica utilizada como forma de minimizar tais penalidades, com bastante eficiência em enlaces ponto a ponto, é o uso de fibras de compensação de dispersão (*DCF-Compensation Dispersion Fiber*)^[39]. Porém, a utilização desta técnica nas redes metropolitanas torna-se bastante complexa, como será constatado na seção 5.1.1. Nas ilhas de transparência, os canais ópticos não serão mais regenerados em cada nó (OXC), então tais canais acumulam valores diferentes de dispersão^[40]. Além disso, outros fatores devem ser considerados pelo projetista, ao implementar fibras de compensação de dispersão nas redes metropolitanas: as perdas adicionadas pela *DCF* aumentam efetivamente a figura de ruído do sistema, decorrente da necessidade de se utilizar amplificadores ópticos (*EDFA-Erbium Doped Fiber Amplifier*)^{[6], [25]} para compensar essas perdas. Um outro problema é a presença dos efeitos não-lineares, visto que as fibras de compensação de dispersão são bastante susceptíveis a tais efeitos. Esta susceptibilidade deve-se as suas características de fabricação, pois apresentam área efetiva menor se comparada à área efetiva da fibra *Padrão*^{[41], [42], [43]}.

Outro ponto importante a ser abordado no uso das *DCFs*, é a dificuldade de se compensar efetivamente uma larga banda óptica, que inclua todos os canais, de um sistema DWDM, pois a derivada da dispersão (*slope*) das fibras de compensação da dispersão não é totalmente compatível com o *slope* das fibras *Padrão*.

Uma alternativa em relação ao uso das *DCFs*, para solucionar o problema da penalidade imposta pela dispersão em redes metropolitanas, é a utilização da fibra *NZD-Normal* (*NZD-Nonzero Dispersion*). Essa fibra apresenta o comprimento de dispersão nulo à direita da banda de operação dos amplificadores ópticos, em conjunto com lasers modulados diretamente, que apresentam um fator de *chirp C* negativo. Algumas simulações, que serão apresentadas a seguir, mostrarão como é complexa a utilização das fibras de compensação de dispersão nessas redes.

5.1.1. A complexidade na utilização das fibras de compensação de dispersão nas redes metropolitanas transparentes

Como foi dito, a utilização das *DCF*s nas redes metropolitanas torna o projeto bastante complexo. As simulações realizadas no simulador *VPI* a seguir mostrarão de forma mais detalhada, a complexidade que envolve o gerenciamento da dispersão cromática nestas redes.

A Figura-5-3 ilustra um enlace ponto a ponto de 100km, onde é utilizada uma fibra *DCF* para compensar o efeito da dispersão cromática. Uma primeira simulação propõe comparar os resultados da utilização da fibra *DCF* em um enlace ponto a ponto, com um enlace entre vários nós de uma rede metropolitana .



Figura-5-3 - Esquema de um enlace ponto a ponto de 100 km.

Esta primeira simulação consiste em lançar pulsos super-gaussianos, de 200ps, de largura $1/e$, operando no regime linear e previamente chirpados pelo laser, com fator de Chirp $C=-4,4$. Considerando-se para o estudo, três canais diferentes, dentro da banda de operação dos amplificadores ópticos (*EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifier*), através das fibras *Padrão*, com 100km, e *DCF*, com 16,93 km. Os parâmetros usados na simulação podem ser vistos na Tabela-1:

Tabela-1 Parâmetros para simulação da fibra *Padrão* e *DCF* para $\lambda=1560nm$ ^{[42], [43]}.

PARÂMETROS	FIBRA PADRÃO	DCF
D(ps/nm km)	17,901	-105,49
$A_{eff}(\mu m^2)$	80	19
$S_0(ps/nm^2 km)$	0,092	-0,35
$n_2(x10^{-20} m^2/W)$	2,6	2,69
$\alpha(dB/km)$	0,2	0,5

O comprimento de 16.93 km foi calculado considerando-se o canal de 1560nm, conforme a expressão:

$$D_{ST} \cdot L_{ST} + D_{DCF} \cdot L_{DCF} = 0, \quad (5-1)$$

onde D_{ST} e D_{DCF} são respectivamente as dispersões das fibras *Padrão* e *DCF* em 1560nm, e L_{ST} e L_{DCF} os comprimentos das fibras.

A Figura-5-4 ilustra o fator de espalhamento, definido como sendo a razão entre o valor eficaz (*rms -root mean square*) do pulso a uma distância z , pelo valor eficaz na entrada da fibra, em função da distância. Como visto no gráfico, a combinação do *chirp* negativo de frequência do laser, e do *chirp* que a fibra *Padrão* impõe no regime de propagação anômalo, faz com que o pulso se espalhe cerca de 40 por cento de sua largura eficaz inicial em 100km. Após este percurso, o pulso percorrerá 16.93 km na fibra *DCF*, que apresenta regime de propagação normal, compensando perfeitamente o *chirp* de dispersão imposto pela fibra *Padrão*. Desta

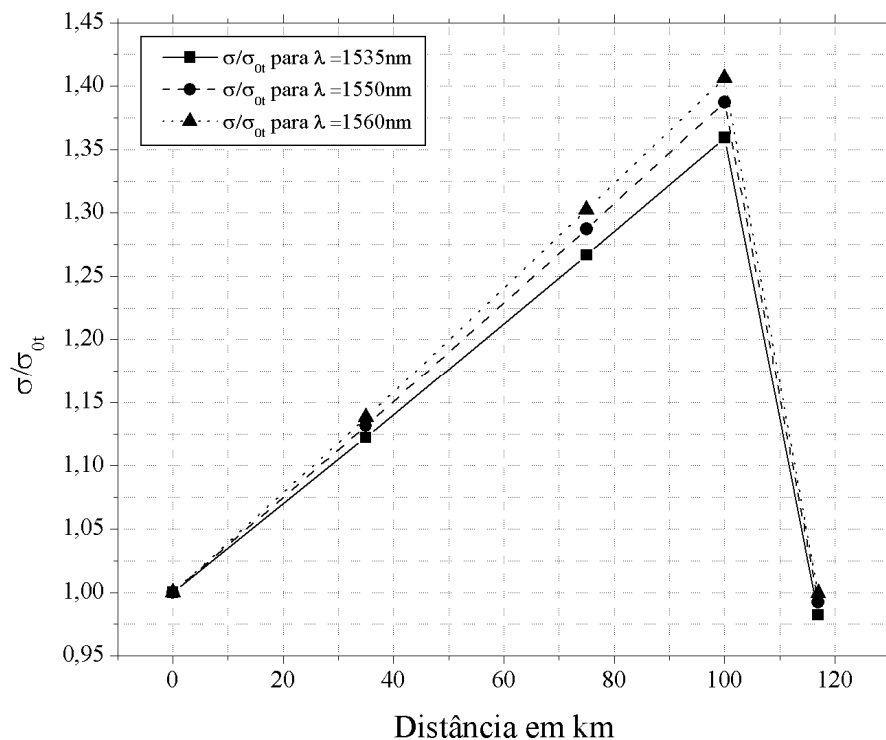


Figura-5-4 – Resultado da simulação utilizando-se esquema de compensação para 100km de fibra *Padrão*. A *DCF* tem 16,93km de comprimento.

forma, o pulso super gaussiano, inicialmente chirpado, retorna a sua largura eficaz inicial. O pulso permanece com seu *chirp* inicial oriundo da fonte. A diferença na

largura eficaz final entre os canais deve-se a derivada da dispersão de primeira ordem (S_0 - *Slope*) ou dispersão de segunda ordem, presente na fibra *Padrão* e não perfeitamente compensada pela fibra *DCF*.

O esquema de compensação, projetado para o enlace ponto a ponto citado acima, funcionará em uma rede metropolitana se for tomada uma rota de referência com 100 km de comprimento, como ilustra a Figura-5-4.

Entretanto, como foi citado anteriormente neste Capítulo, em rotas alternativas, oriundas de nós com comutação óptica (nos quais não ocorrem comutação eletrônica), o comprimento do enlace difere de 100 km. Isto torna evidente a complexidade que existe em se utilizar a fibra *DCF* em redes metropolitanas transparentes, pois a mesma com 16,93km não será capaz de compensar perfeitamente a dispersão para distâncias diferentes da fibra *Padrão*.

Para verificar esta complexidade de projeto, considera-se uma segunda simulação, na qual toma-se uma rota alternativa de 80 km e utiliza-se a mesma *DCF* com as mesmas especificações da simulação anterior. Notou-se que não houve um casamento perfeito entre o *chirp* causado pela da fibra *Padrão* e o causado pela *DCF*, pois a fibra de compensação, projetada inicialmente para compensar 100 km de fibra *Padrão*, está compensando somente 80 Km. A Figura-5-5, ilustra esta segunda simulação.

Os resultados da Figura-5-5 podem ser explicados considerando que o *chirp* de dispersão imposto pela fibra *Padrão* é perfeitamente compensado pela fibra *DCF* até alguns metros antes do fim da fibra de compensação de dispersão. Isto ocorre porque o comprimento da fibra *Padrão* foi reduzido de 100km para 80km. Com isto, o pulso, inicialmente chirpado negativamente pelo laser, irá interagir com o *chirp* de dispersão, positivo imposto pelo regime normal da fibra *DCF*, ocorrendo uma compressão temporal deste pulso. Esse efeito foi visto, em termos gerais, no estudo apresentado no Capítulo 3, através da Figura-3-13.

Embora nesta situação note-se uma melhoria no sistema devido a ocorrência de uma penalidade negativa, em uma outra situação isso não ocorrerá. Para verificar

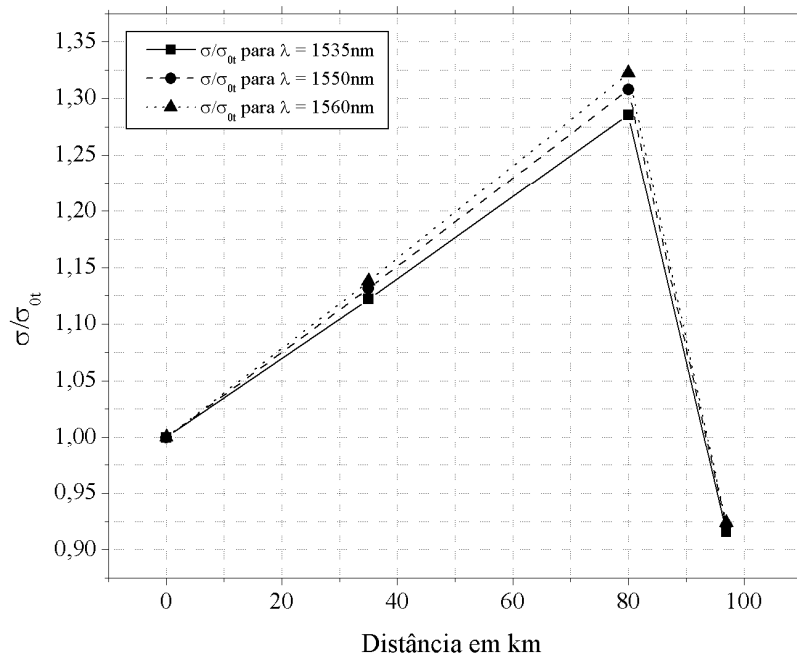


Figura-5-5 - Esquema de compensação para rota alternativa de 80 km utilizando a DCF com 16,93km.

isso, todas as características da simulação anterior foram mantidas, exceto o comprimento da fibra *Padrão* que foi alterado para 120 km, o que corresponde a uma terceira rota alternativa entre nós ópticos. Os resultados desta simulação mostram um alargamento temporal do pulso, em oposição ao caso anterior onde se obteve uma compressão. A fibra *DCF* não foi capaz de compensar toda a dispersão acumulada ao longo dos 120 km percorrido pelos canais, como pode ser visto na Figura-5-6.

O resultado obtido ocorre devido a interação dos pulsos, inicialmente chirpado pelo laser, com o *chirp* da fibra *Padrão* no regime anômalo. Essa interação espalha os pulsos além da capacidade que a fibra *DCF* tem para compensar a dispersão, já que os pulsos percorrem 120 km na fibra *Padrão* e apenas 16.93km na fibra *DCF*. Com isso, a pulso óptico chega ao seu destino final com uma largura *rms* final cerca de cinco por cento maior do que a sua largura original.

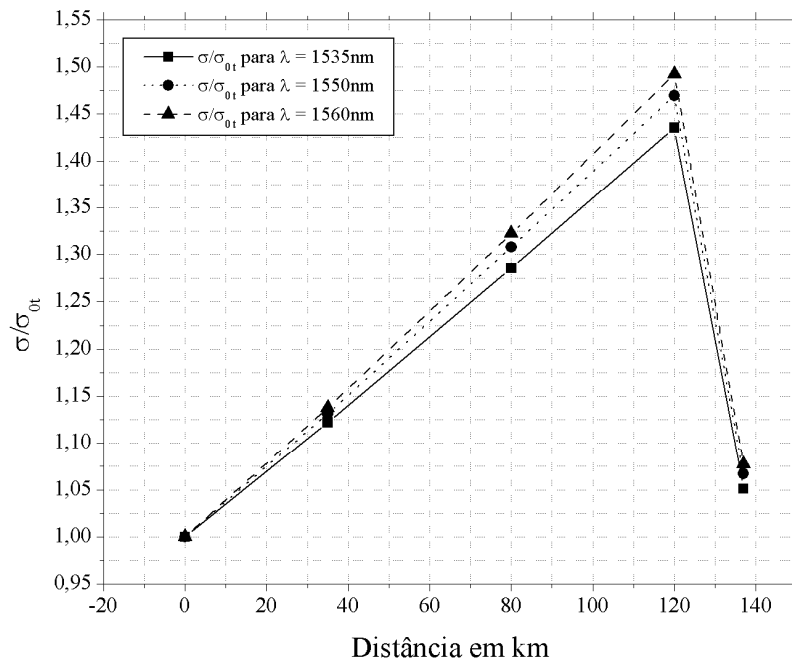


Figura-5-6 - Esquema de compensação para rota alternativa de 120 km utilizando a DCF com 16,93km.

Nas redes metropolitanas as rotas entre nós ópticos, podem variar bem além da faixa aqui considerada (80km a 120km), desta forma o fator de alargamento do pulso pode se tornar um fator de degradação, comprometendo a qualidade do enlace, mesmo com o uso de fibras de compensação de dispersão.

Outro aspecto, bastante importante a ser levado em consideração no projeto de redes metropolitanas, é a presença da auto-modulação de fase (SPM-Self Phase Modulation), já que para rotas mais longas são necessários níveis de potências maiores, aumentando-se a eficácia de efeitos não-lineares. Isto foi verificado através de uma simulação, na qual se utilizou os mesmos parâmetros da simulação ilustrada pela Figura-5-4, exceto que o nível de potência, foi elevado para 40mW e comprimento da fibra óptica alterado para 180 km. Este nível de potência caracteriza uma operação no regime não-linear da fibra. A Figura-5-7 ilustra os resultados desta simulação.

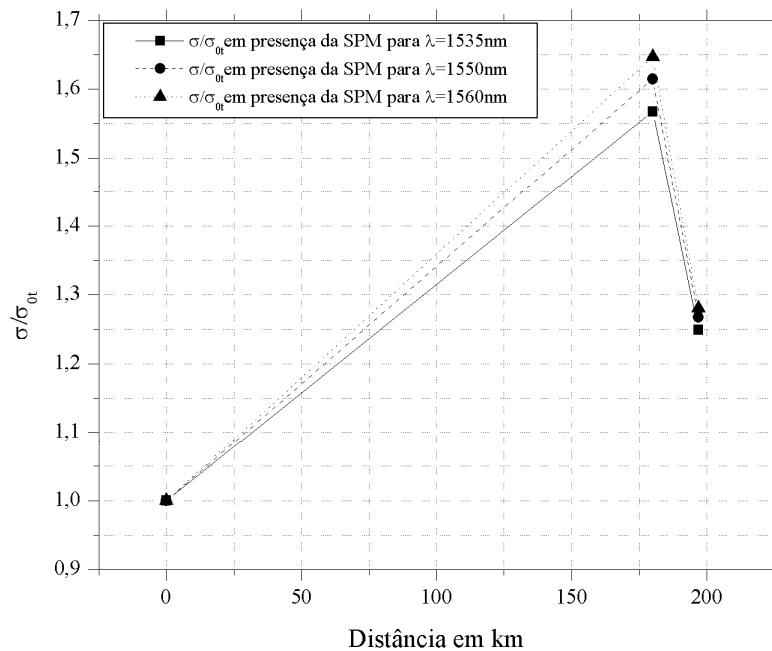


Figura-5-7 - Esquema de compensação para 180km de fibra *Padrão* em presença da SPM ,utilizando a DCF com 16,93km.

Notou-se mais uma vez que a fibra *DCF* não compensou perfeitamente o espalhamento temporal do pulso ao longo do percurso de 180 km na fibra *Padrão*. Neste caso, o efeito não-linear da SPM torna-se eficaz devido ao elevado nível de potência. Assim, além de existir a interação entre o *chirp* de frequência imposto pelo laser ao pulso óptico e o *chirp* de dispersão que a fibra *Padrão* provoca no regime anômalo, agora há presença de um outro tipo de *chirp*: o *chirp* de frequência não-linear imposto pela SPM. Este fenômeno da SPM foi visto no Capítulo 4 e está ilustrado pela Figura-4-5. O *chirp* de dispersão da fibra *DCF* é capaz de anular o *chirp* de dispersão da fibra *Padrão* no regime linear, porém o *chirp* adicional da SPM, faz com que o pulso não retorne a sua largura *rms* inicial. Desta forma o pulso sofre um espalhamento de cerca de vinte e seis por cento em relação a largura *rms* original do pulso. Esta porcentagem varia levemente devido a derivada da dispersão(*slope*).

As simulações anteriores, evidenciaram a complexidade da utilização de esquemas de compensação de dispersão nas redes metropolitanas transparentes, visto que devem ser levadas em consideração diversas variáveis.

Como citado no início deste capítulo, uma alternativa em relação ao uso da fibras *DCF* consiste em utilizar um transmissor óptico modulado diretamente, e portanto emitindo pulsos *pré-chirpados*, em conjunto com uma fibra *NZD-Normal*. Essa alternativa simplifica a implementação das redes metropolitanas, uma vez que esta proposta não apresenta a necessidade de se utilizar as fibras de compensação de dispersão. Na seqüência desse Capítulo será analisada essa alternativa.

5.2. Pré-chirp

Quando um pulso óptico é transmitido através de uma fibra óptica, no regime anômalo de propagação, ele tende a se espalhar, resultado da dispersão cromática, pois as freqüência mais elevadas (associadas a cor azul) são deslocadas para a frente do pulso, e as mais lentas (associadas a cor vermelha) por sua vez, são empurradas para cauda do pulso óptico, resultando em um espalhamento temporal, como ilustrado na Figura-5-8 e na Figura-5-9:

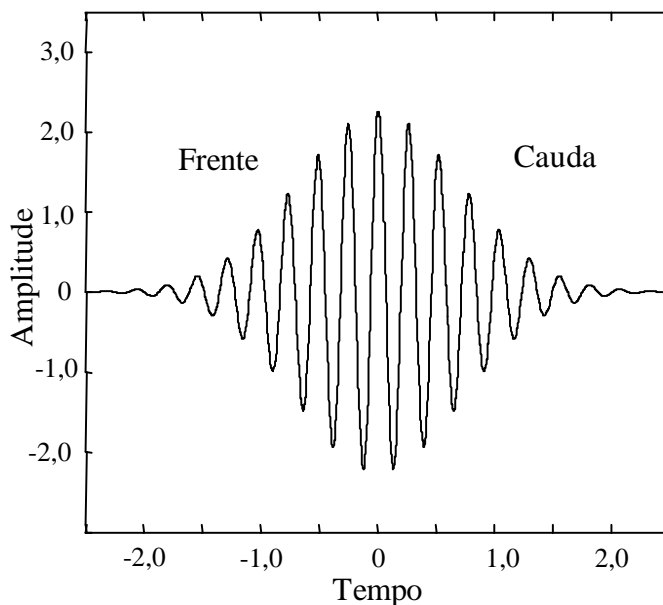


Figura-5-8 - Pulso gaussiano no ponto inicial de uma fibra *Padrão* no regime anômalo.

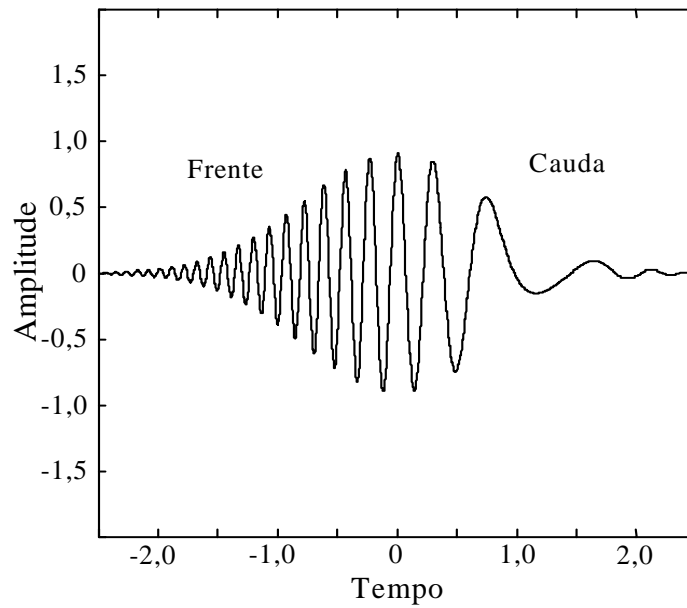


Figura-5-9 - Pulso gaussiano após alguns quilômetros de propagação em uma fibra Padrão no regime anômalo.

Uma técnica usada para compensar tal efeito, é a pré-distorção do pulso óptico pelo laser, técnica conhecida como técnica de pré-*chirp*. Esta técnica consiste em deslocar as frequências mais lentas para a frente do pulso e conseqüentemente as mais elevadas para a cauda (*up-chirp*), se for de interesse compensar os efeitos da dispersão no regime anômalo. O resultado pode ser visto na Figura-5-10.

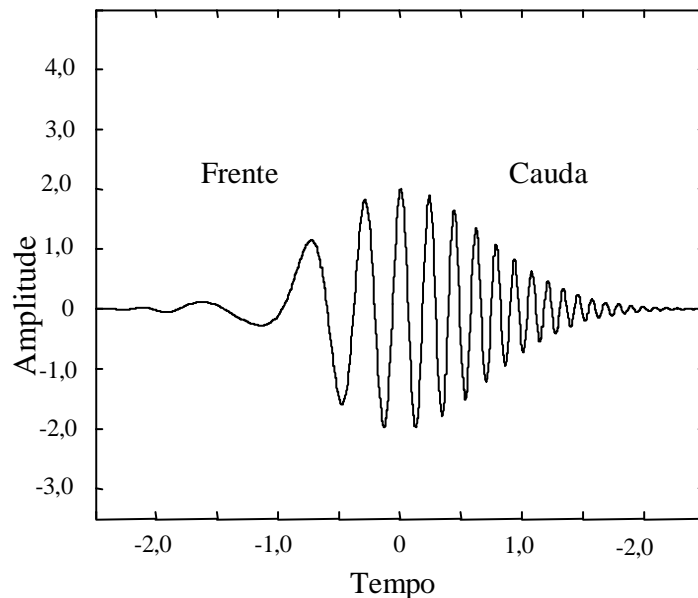


Figura-5-10 - Pulso previamente chirpado pelo laser (*up-chirp*).

Este deslocamento inicial de frequências provocado pelo laser, tem o objetivo de que quando haja a interação entre este *chirp* do laser (*up-chirp*), e o *chirp*

provocado pela fibra no regime anômalo de propagação da fibra (*down-chirp*), o pulso sofre uma compressão inicial, como ilustra Figura-5-11.

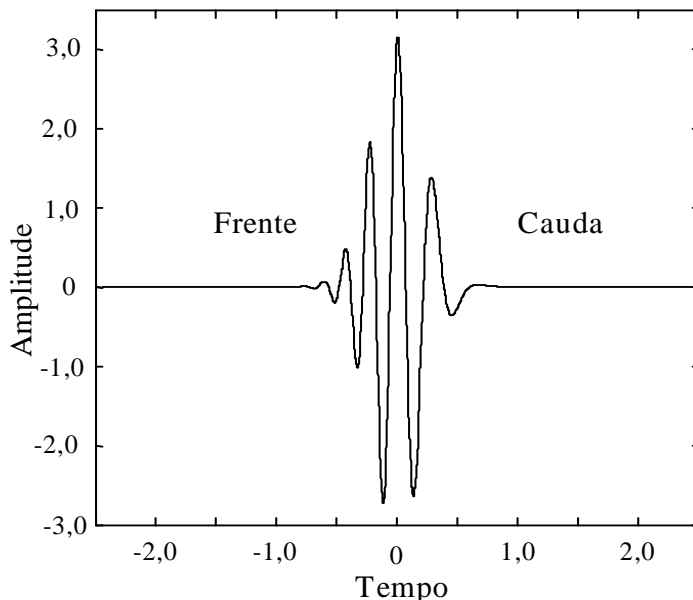


Figura-5-11 - Compressão sofrida pelo pulso óptico, com *up-chirp*, durante a sua propagação inicial em uma fibra no regime anômalo.

Após sofrer esta compressão, o pulso começa a se espalhar e retorna a sua largura eficaz inicial, como ilustra a Figura-5-12.

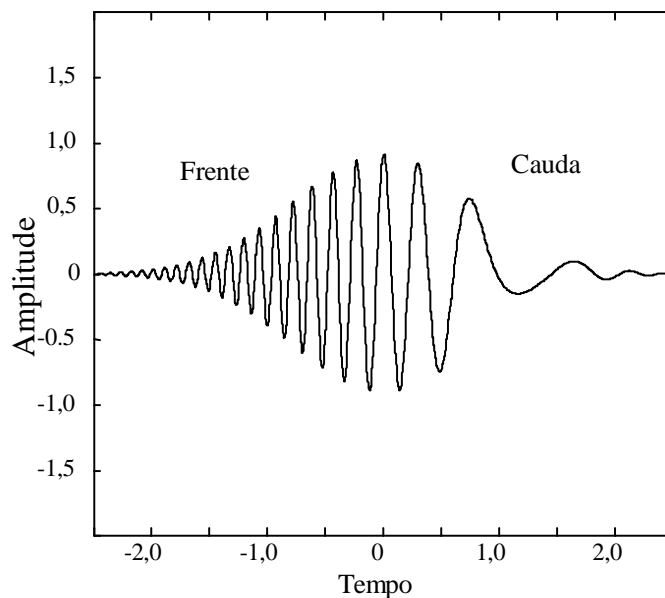


Figura-5-12 - Pulso óptico espalhado pela dispersão anômala.

Posteriormente o pulso continua a se espalhar, como pode ser visto Figura-5-13, causando uma penalidade ao sistema. Entretanto, devido a compressão inicial do pulso, a penalidade afetará menos o desempenho do sistema.

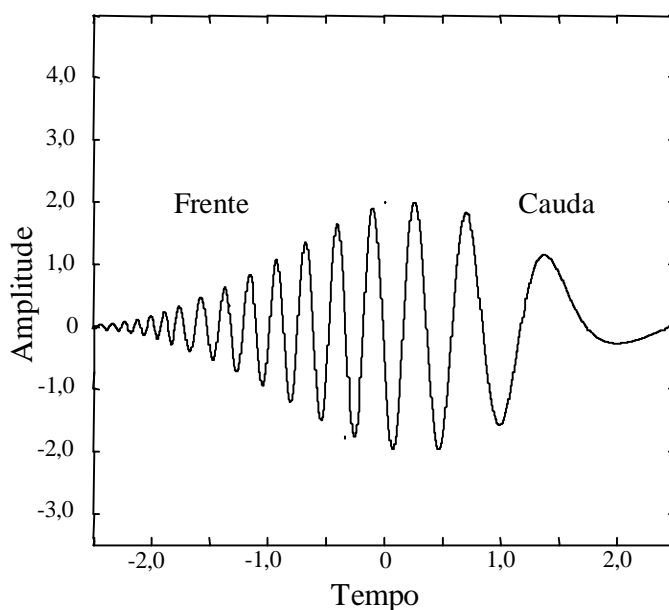


Figura-5-13 - Pulso óptico mais espalhado do que na pela Figura-5-12.

Se a fibra estiver operando no regime normal, essa minimização da penalidade poderá igualmente ser obtida, desde que o *chirp* inicial, provocado pelo laser seja um *down-chirp*. Este é caso da fibra *NZD-Normal*, portanto com dispersão normal, quando por ela se propaga um pulso com *down-chirp*.

5.3. O chirp

Com já foi citado anteriormente a proposta deste trabalho é mostrar que a utilização de lasers modulados diretamente, com uma taxa de 2,5 gigabits por segundo nas redes metropolitanas transparentes, em conjunto com a fibra *NZD-Normal*, é uma alternativa à solução de utilização de moduladores externos em conjunto com a fibra *Padrão* e com os esquemas de compensação de dispersão tradicionais.

Uma das características mais importante destes lasers modulados diretamente é o *chirp* intrínseco. Dependendo de suas características (geometria e material), os lasers podem ser classificados em três categorias^[7]: lasers dominados pelo *chirp transiente*, lasers dominados pelo *chirp adiabático* e os lasers que possuem tanto o *chirp transientes* quanto o *chirp adiabático*. De acordo com sua categoria, os lasers apresentaram diferentes deslocamentos de frequências. Os

laseres dominados pelo *chirp* transiente tem a propriedade de deslocar as freqüências mais rápidas para frente do pulso, enquanto que as mais lentas são deslocadas para cauda, como ilustra Figura-5-14. Esse tipo de *chirp* foi citado na seção anterior. Já para os laseres dominados pelo *chirp* adiabático, as componentes de freqüências são distribuídas igualmente ao longo de todo o pulso (Figura-5-14).

O *chirp* transiente tem origem no tempo de subida e de descida que um laser apresenta e varia com a taxa de transmissão durante a relaxação das oscilações. O *chirp* adiabático é depende da estrutura do laser^{[29], [44], [45]}.

O *chirp* $\Delta\nu(t)$ de um laser modulado diretamente (DML-*Direct Modulated Laser*) relaciona se com sua potência de saída, através da equação^{[7], [44], [46]}:

$$\Delta\nu(t) = \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ \frac{d}{dt} [\ln(P(t)) + kP(t)] \right\}, \quad (5-2)$$

onde α é o alargamento de linha e $\alpha = -C$ ^{[7], [47]}, e k é o coeficiente do *chirp* adiabático. O primeiro termo da equação influencia somente no *chirp* do tipo transiente, enquanto o segundo influencia o *chirp* adiabático.

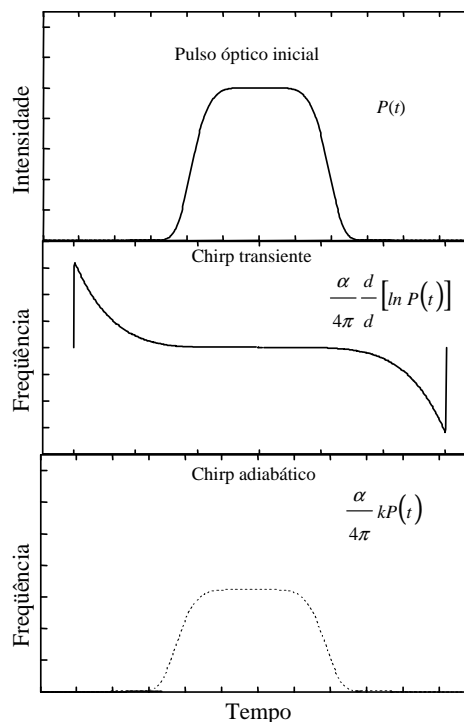


Figura-5-14 - Tipos de chirps característicos de um laser modulado diretamente.

O uso de lasers modulados diretamente e dominados pelo *chirp* transiente, com $C < 0$, apresenta melhor desempenho em conjunto com a fibra *NZD-Normal*, do que o uso de lasers dominados pelo *chirp* adiabático^{[7], [46]}.

Com lasers dominados pelo *chirp* transiente e a fibra *NZD-Normal*, pode-se alcançar cerca de 300km^[7], antes que a dispersão penalize o sistema, como visto na seção 5.2. Os lasers existentes comercialmente, utilizados em telecomunicações, apresentam geralmente $C < 0$. Entretanto se for utilizada a fibra *Padrão* em lugar da fibra *NZD-Normal*, o alcance do sistema diminui para aproximadamente 100km. Isto está confirmado na seção seguinte deste trabalho, onde são mostradas simulações.

5.4. Modelo teórico e simulações

Nesta seção serão feitas simulações para comparar o desempenho da fibra *Padrão* com a fibra *NZD-Normal*. Ambas serão utilizadas em conjunto com um laser modulado diretamente, dominado pelo *chirp* transiente, e também serão consideradas redes metropolitanas com transparência óptica, conforme explicado na seção 5.1.1. Esta seção tem a seguinte ordem: na seção 5.4.1 será explicado o modelo teórico no regime linear, na seção 5.4.2 serão realizadas simulações no regime linear que mostram o comportamento dos pulsos propagantes nos tipos de fibras propostas, em concordância com o modelo teórico da seção anterior. Finalmente na seção 5.4.3 será simulado o comportamento das fibras propostas, no regime não-linear em presença do efeito de auto modulação de fase.

5.4.1. Modelo teórico no regime linear

Adotou-se neste trabalho pulsos do tipo super-gaussianos. Nesse caso os efeitos sofridos pelos pulsos ópticos super-gaussianos inicialmente *chirpados* pelo laser e devido a dispersão cromática, são governados pela equação do fator de espalhamento eficaz σ/σ_0 , conforme a equação:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[1 + \frac{\Gamma(1/2m)}{\Gamma(3/2m)} \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} + m^2 (1 + C^2) \frac{\Gamma(2-1/2m)}{\Gamma(3/2m)} \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5-3)$$

onde m é a ordem do pulso super-gaussiano, C é o *chirp* imposto pelo laser, β_2 é o parâmetro da dispersão cromática, e T_0 é a metade da largura do pulso óptico onde sua potência diminui para $1/e$.

A partir desse modelo matemático, primeiramente será observado o comportamento dos pulsos ópticos super-gaussianos de várias ordens, e sem a influência do *chirp* inicial imposto pela fonte, ou seja, $C=0$. Nota-se que o espalhamento sofrido pelos pulsos ópticos, é proporcional a sua distância de propagação, e também quanto maior a sua ordem, mais sensível aos efeitos da dispersão cromática o pulso se torna^[11]. Os resultados encontrados através da Equação(5-3), para um pulso de 200ps, propagando-se em uma fibra *NZD-Normal* na região de 1550nm, podem ser vistos na Figura-5-15. As características da fibra *NZD-Normal* consideradas estão na Tabela-2 e na Figura-5-18.

A Figura-5-16 ilustra também os efeitos da dispersão cromática para a mesma situação da Figura-5-15, porém para esse caso, foi considerado que o pulso está inicialmente chirpado pelo laser.

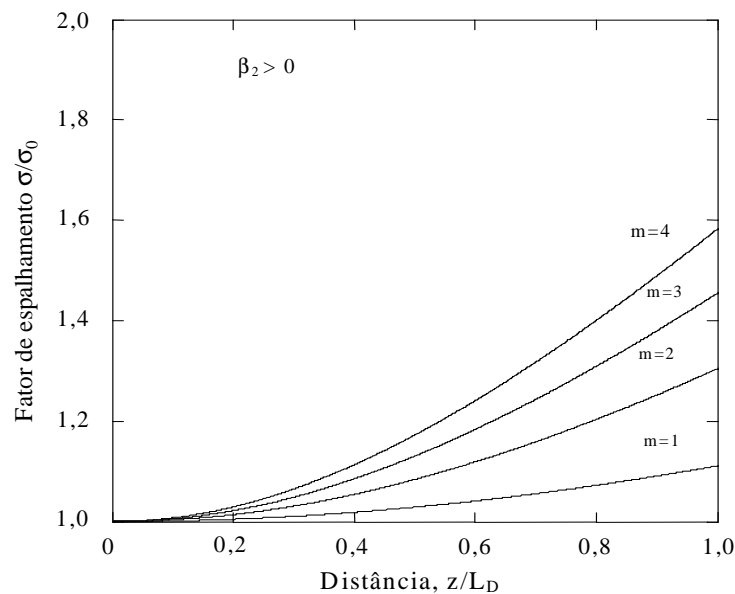


Figura-5-15 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos, com chirp igual a zero.

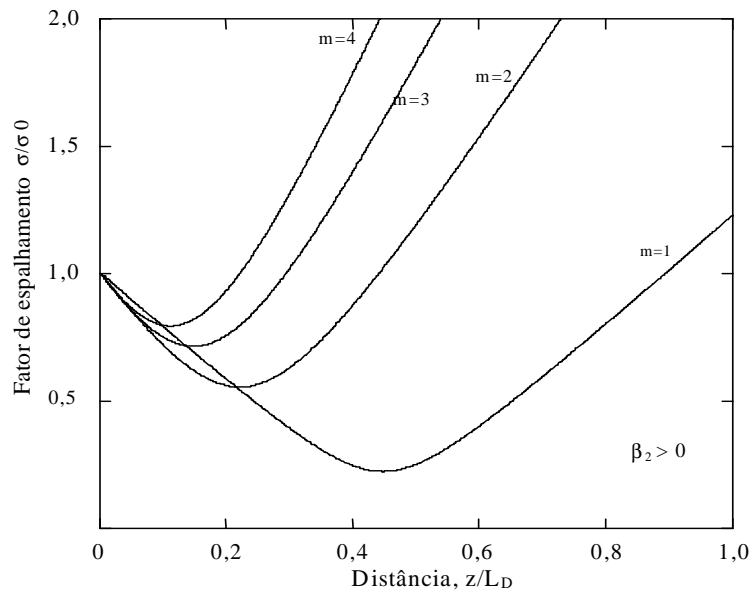


Figura-5-16 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos, com chirp igual $C = -4.4$.

Na Figura-5-16 verificou-se que a interação, entre o *chirp* inicial causado pelo laser, $C = -4.4$, e o *chirp* provocado pela dispersão no regime normal de propagação da fibra *NZD-Normal* ($\beta_2 > 0$), causa inicialmente a compressão do pulso. E posteriormente quando o *chirp* do regime normal se torna dominante, o pulso volta a se espalhar, conforme explicado no Capítulo 3. É esse resultado que torna a fibra *NZD-Normal* otimizada para ser usada em redes metropolitanas transparentes, conforme verificado no restante deste Capítulo.

A Figura-5-17 ilustra os efeitos da dispersão cromática para a mesma situação da Figura-5-16, porém para esse caso foi considerado que o pulso propaga-se em uma fibra *Padrão*. As características desta fibra estão na Tabela-2 e na Figura-5-18.

Observa-se um maior espalhamento do pulso em relação ao caso da Figura-5-16, isto é, quando se utilizou a fibra *NZD-Normal*.

Na seção 5.4.2 abaixo neste capítulo, esse modelo matemático será comparado a simulações obtidas no simulador *VPI*.

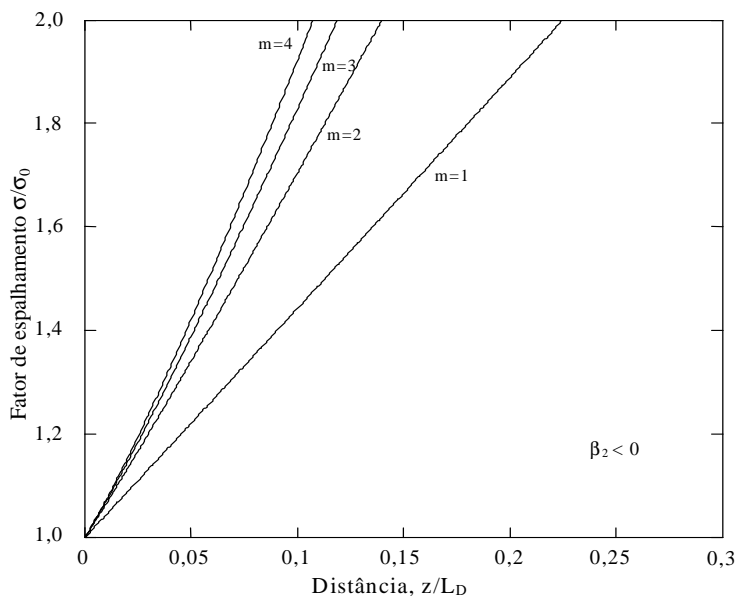


Figura-5-17 - Fator de espalhamento de pulsos super-gaussianos, com chirp igual $C = -4.4$.

5.4.2. Simulações no regime linear

As simulações seguintes consistirão em comparar a eficiência da fibra *Padrão* e *NZD-Normal* no regime linear, ambas utilizadas em redes ópticas metropolitanas transparentes. Considera-se um laser modulado diretamente, com $C = -4.4$. Dois tipos de fibras disponíveis comercialmente foram utilizadas nestas simulações, o primeiro tipo é a fibra *Padrão* e como fibra *NZD-Normal*, foi adotada a fibra *Metrocor*^[5] fabricada pela *Corning Inc*. Os parâmetros de ambas as fibras, adotados nas simulações podem ser vistos na Tabela-2. As características da dispersão de ambas as fibras podem ser vistas

na Figura-5-18.

Tabela-2 Características das fibras *Padrão* e *NZD-Normal*(*Metrocor*), na região de 1550nm.

PARÂMETROS	FIBRA PADRÃO	FIBRA NZD-NORMAL
$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	80	55
$S_0(\text{ps}/\text{nm}^2 \text{ km})$	0,092	0,07
$n_2(\times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W})$	2,6	2,3
$\alpha(\text{dB}/\text{km})$	0,2	0,25

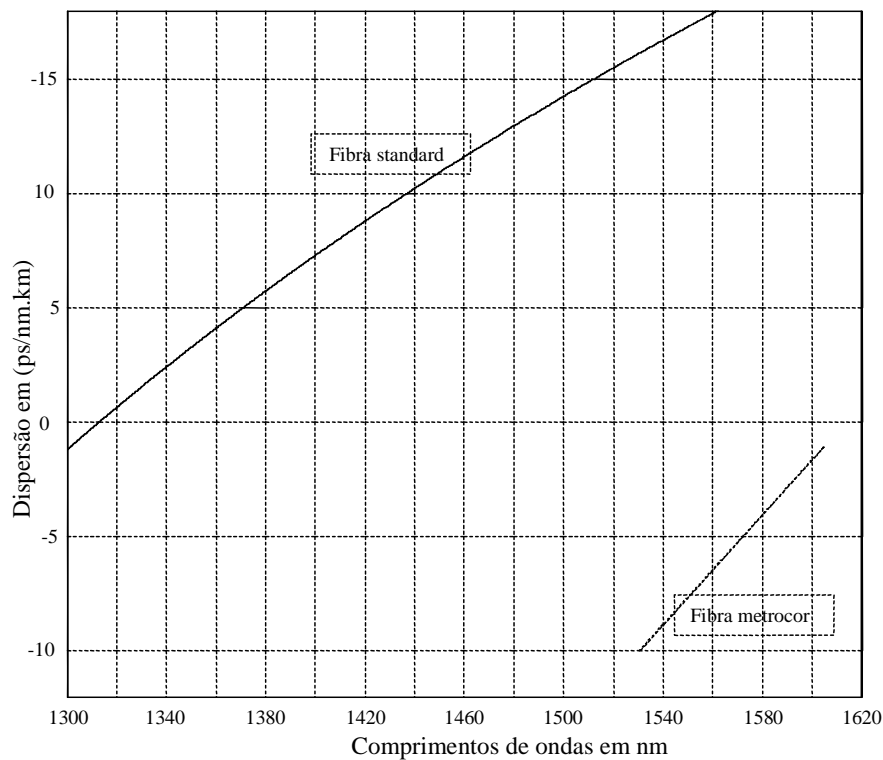


Figura-5-18 - Curva de dispersão das fibras *Padrão* e *Metrocor*.

todos os parâmetros utilizados nas simulações, foram obtidos junto a *Corning Inc*.

Considerou-se na primeira simulação a propagação de pulsos ópticos super-gaussiano de ordem dois, com portadora central nos comprimentos de onda de 1535nm, 1550nm e 1560nm. Simulou-se o desempenho das fibras *Padrão* e *NZD-Normal*, para dois casos diferentes: um caso onde o laser foi considerado ideal, isto é, $C=0$, e o outro caso considera $C=-4.4$, o que retrata um laser real. Para ambos os casos as simulações foram realizadas considerando-se a presença de perdas nas fibras. Estas perdas levam o sistema a operar *abaixo do limiar de detecção dos fotodetectores*, em distâncias da ordem de 100km, considerando-se a potência de 0,1mW utilizada nas simulações. Porém, o que se analisou aqui foi a penalidade causada pela dispersão cromática, levando-se em consideração o alargamento do eficaz do pulso.

Os resultados desta simulação estão ilustrados da Figura-5-19 à Figura-5-21, para os comprimentos de onda de 1535nm, 1550nm 1560nm respectivamente. Nas Figuras, as curvas são resultados do modelo teórico, segundo a Equação (5-3). Os pontos são resultados das simulações realizadas com o simulador *VPI*. Pode-se então

verificar tanto teoricamente como através das simulações, que nos casos onde as fibras foram utilizadas em conjunto com um laser real, $C = -4.4$, que a fibra *NZD-Normal* mostrou melhor desempenho em relação a fibra *Padrão*.

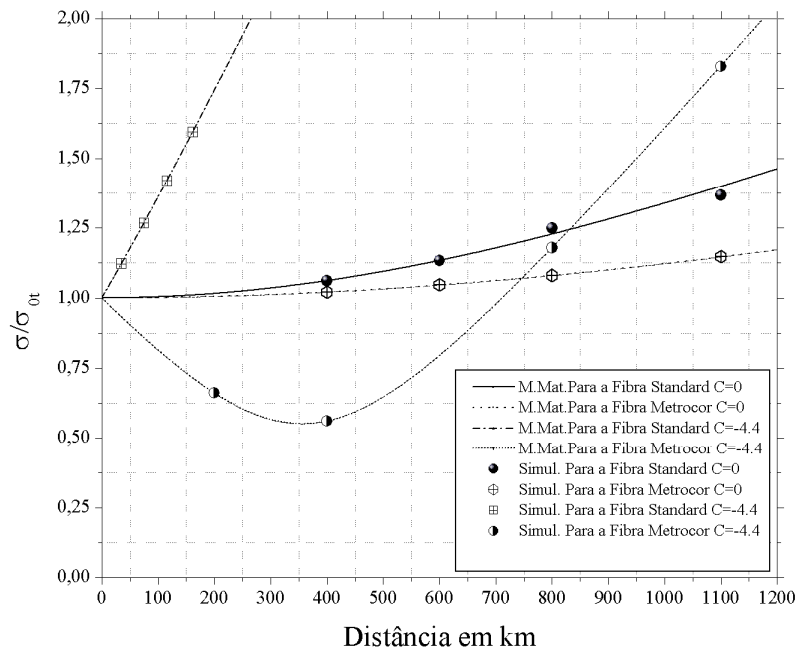


Figura-5-19 - Simulação para o canal de 1535nm.

A fibra *Padrão* causou o espalhamento da largura *rms* do pulso cerca de sessenta e dois por cento, em apenas 162km de propagação. Já a fibra *NZD-Normal* provoca uma compressão inicial do pulso, chegando a comprimi-lo cerca de trinta por cento na distância de 200km. Isto confirma o melhor desempenho da fibra *NZD-Normal* em presença de lasers modulados diretamente, na faixa de alcance entre nós, de redes metropolitanas transparentes. Como foi mostrado no início do Capítulo a utilização das fibras de compensação de dispersão melhoram sensivelmente o desempenho de fibra *Padrão* em enlaces ponto a ponto, porém isso não ocorre nas redes metropolitanas transparentes conforme é ilustrado da Figura-5-4 à Figura-5-7.

Da Figura-5-19 à Figura-5-21 são ilustrados também os resultados da simulação em situações onde o laser não apresenta *chirp*, $C = 0$. A fibra *NZD-Normal* provocou menos alargamento do pulso em relação a fibra *Padrão*, visto que esta

fibra apresenta um valor absoluto de dispersão menor do que a *Padrão*, como ilustra a Figura-5-18.

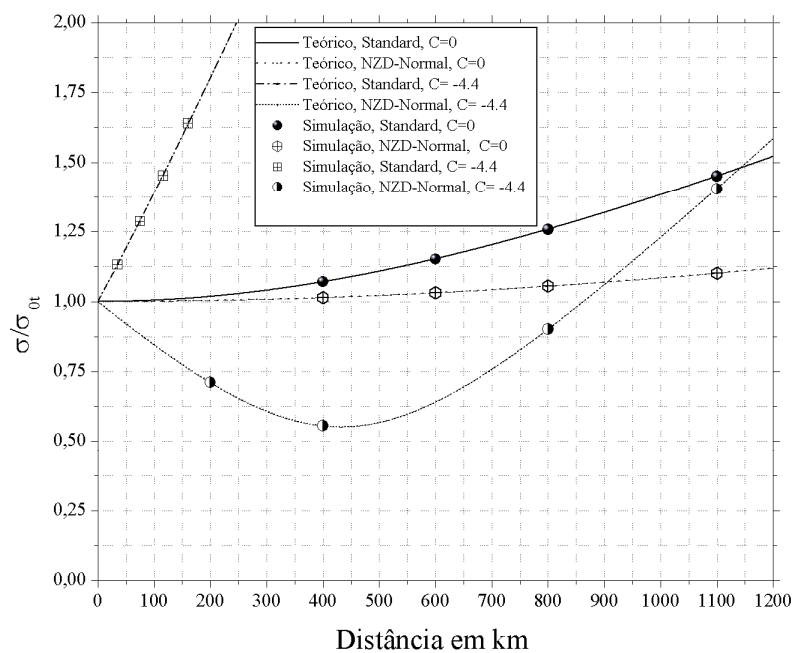


Figura-5-20 - Simulação para o canal de 1550nm.

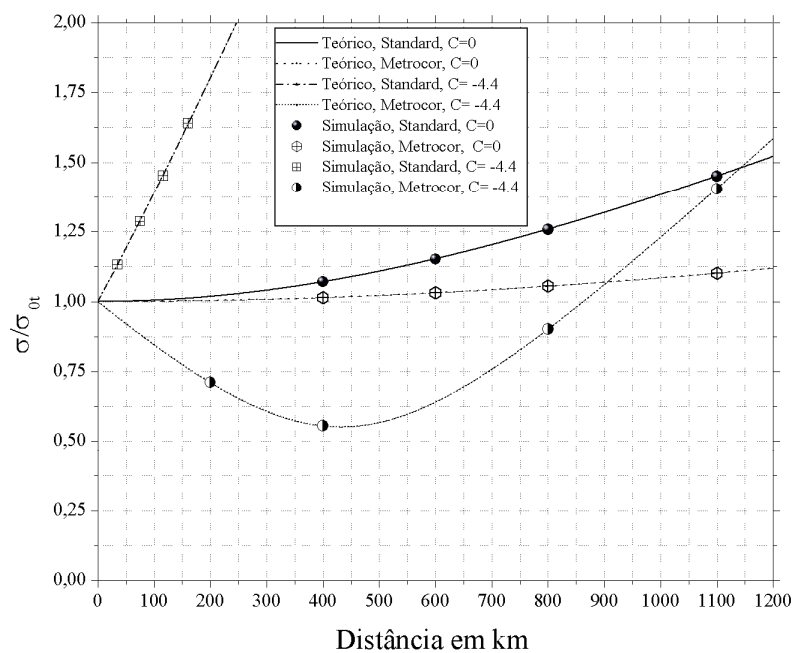


Figura-5-21 - Simulação para o canal de 1560nm.

Os resultados ilustrados da Figura-5-19 à Figura-5-21 estão sintetizados na Figura-5-22. Esta mostra a Penalidade de Potência (PP) imposto ao sistema, para a situação considerada, do laser real com $C = -4.4$. Nela pode-se visualizar mais facilmente o efeito da derivada da dispersão (*slope*) nos três canais considerados. A penalidade de potência é definida por:

$$PP = 10 \log \left(\frac{\sigma}{\sigma_{0t}} \right). \quad (5-4)$$

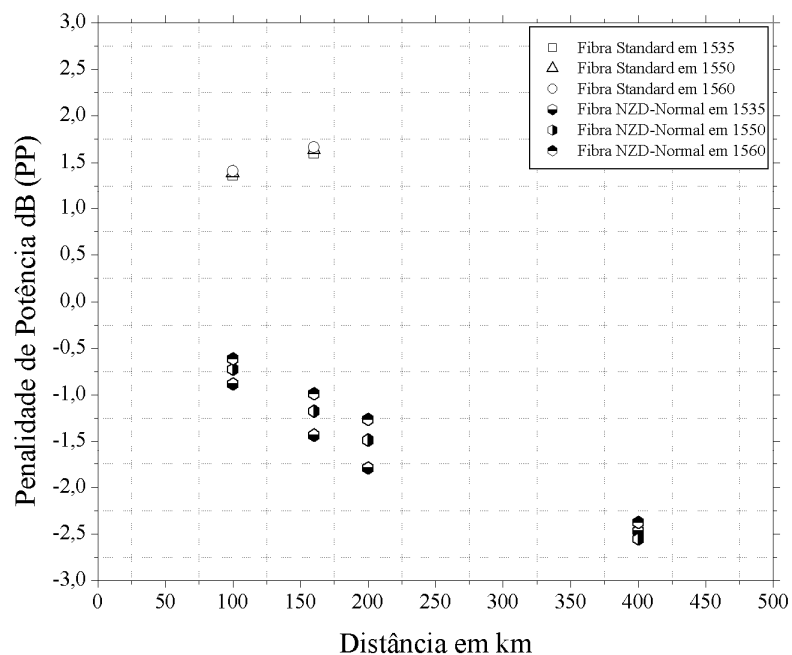


Figura-5-22 - Penalidade de potência imposta ao sistema, devido a utilização da fibra *Padrão* e *NZD-Normal* em conjunto com laser modulado diretamente com $C = -4.4$.

A análise da Figura-5-22 mostra que com a utilização da fibra *Padrão*, o sistema é penalizado à 100km, aproximadamente em 1.4dB e posteriormente a 160km em 1.6dB. Isto foi explicado através da interação do *chirp* imposto pelo laser ao pulso óptico e do *chirp* imposto pela dispersão no regime anômalo de propagação. A Figura-5-22 mostra também que a fibra *NZD-Normal* apresenta melhor desempenho do que a fibra *Padrão*, impondo ao sistema uma penalidade negativa, visto que o regime normal de propagação desta fibra tende a deslocar as frequências mais rápidas para a cauda do pulso óptico, enquanto que as mais lentas são deslocadas para a frente do pulso. Aqui o efeito interessante a ser observado é que

existe uma pequena diferença na penalidade imposta de um canal em relação ao outro. Como o canal em 1535nm apresenta menos dispersão, é esperado pela teoria (Equação (5-3)) que o pulso sofra maior compressão devido ao produto $\beta_2 C$.

Posteriormente o *chirp* imposto pelo regime normal de propagação da fibra *NZD-Normal* torna se dominante, fazendo com que o pulso volte a se espalhar. Esse espalhamento foi mostrado da Figura-5-19 à Figura-5-21, mas não está reproduzido na Figura-5-22.

Uma outra análise realizada para comparar o desempenho das fibras, é verificar o comportamento do diagrama de olho do sistema. Na simulação seguinte foram adotados os mesmos parâmetros das simulações anteriores (Figura-5-19 à Figura-5-21), ou seja: fibras *Padrão* e *NZD-Normal*, laser modulado diretamente com $C = -4.4$, taxa de transmissão de 2,5 gigabits por segundo. O comprimento e onda considerado foi de 1550nm. A Figura-5-23 e a Figura-5-24 ilustram o diagrama de olho na entrada das fibras *Padrão* e *NZD-Normal*.

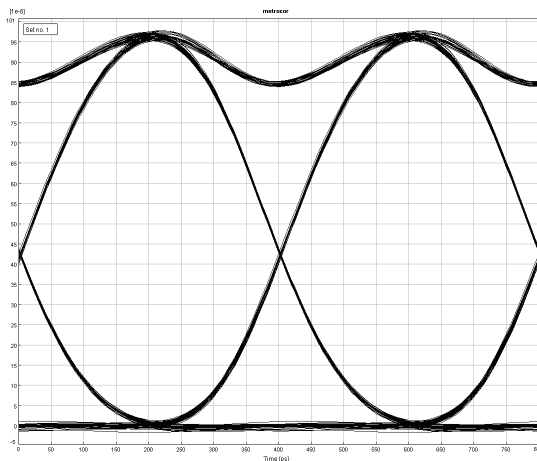


Figura-5-23 - Diagrama de olho na entrada da fibra *Padrão*.

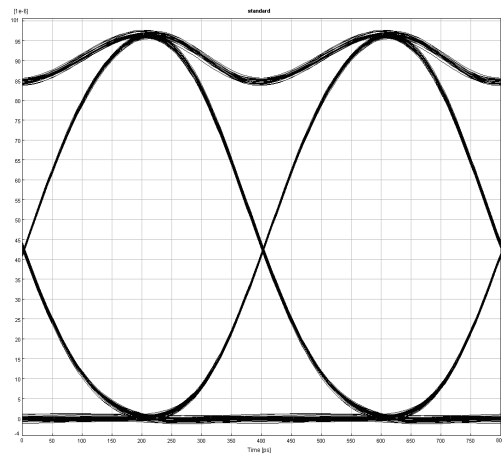


Figura-5-24 - Diagrama de olho na entrada da fibra *NZD-Normal*.

A Figura-5-25 e a Figura-5-26 ilustram o diagrama de olho do sistema, após um distância de transmissão de 100 km. Comparando-se estas figuras pode-se verificar, que onde foi utilizada fibra *Padrão*, o sistema foi penalizado pela dispersão cromática. Isto é evidenciado pelo fechamento do olho no diagrama, causado pelas interferências entre símbolos. Entretanto na Figura-5-26 o desempenho do sistema é melhor, visto que a fibra *NZD-Normal*, causa uma compressão inicial dos pulsos ópticos. Isto é evidenciado pela abertura do olho.

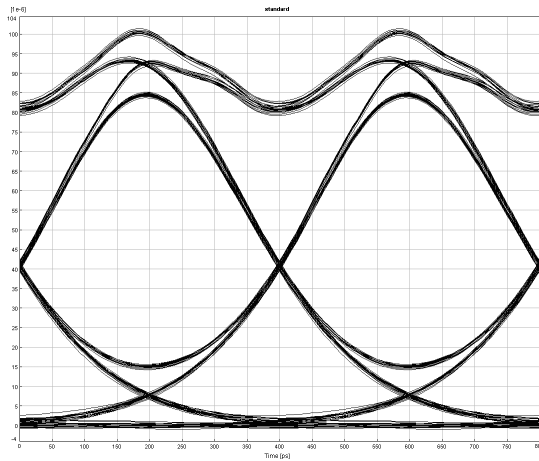


Figura-5-25 - Diagrama de olho na saída da fibra *Padrão*, após 100 km.

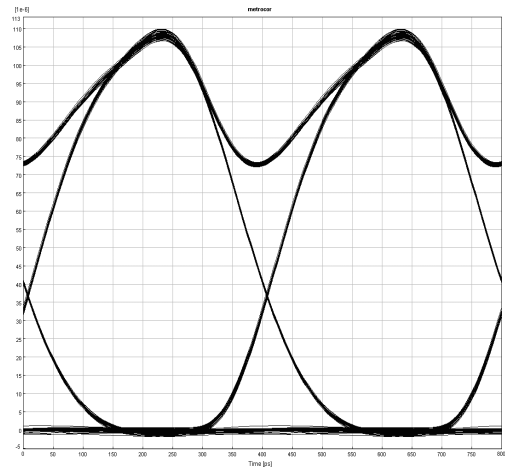


Figura-5-26 - Diagrama de olho na saída da fibra *NZD-Normal*, após 100 km.

A Figura-5-27 ilustra o diagrama de olho do sistema onde se utilizou a fibra *Padrão*, após uma distância de propagação de 200km. Como os pulsos lançados na fibra sofreram ainda mais os efeitos da dispersão cromática, em relação ao caso anterior de 100km, verificou-se o olho mais fechado do que na Figura-5-25.

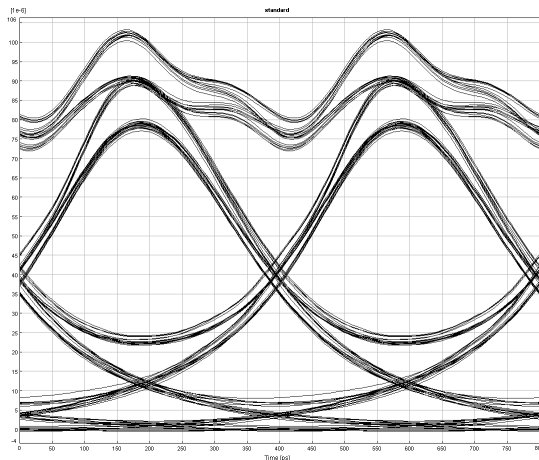


Figura-5-27 - Diagrama de olho na saída da fibra *Padrão*, após 200 km.

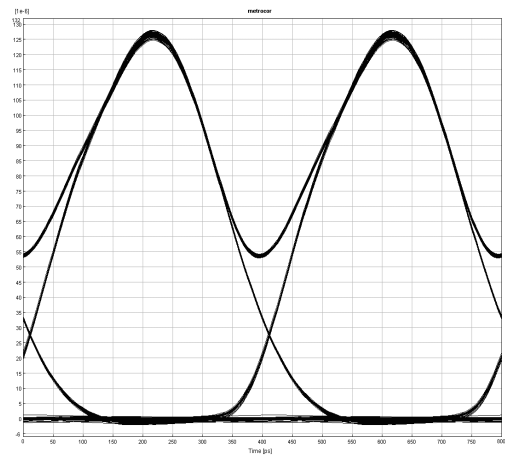


Figura-5-28 - Diagrama de olho na saída da fibra *NZD-Normal*, após 200 km.

Na Figura-5-28 mostra-se o diagrama de olho do sistema onde se utilizou a fibra *NZD-Normal*, após a distância de 200 km. Verifica-se uma melhora do sistema com o diagrama de olho abrindo ainda mais, em relação a Figura-5-26, devido a maior compressão do pulso.

Finalmente, na Figura-5-29, onde se utilizou a fibra *Padrão*, verificou –se que o sistema foi bastante penalizado pela dispersão cromática após 300km de distância

de transmissão. Isto pode ser percebido através de um maior fechamento do diagrama de olho. Já a Figura-5-30 ilustra uma melhoria no sistema óptico, visto que o processo de compressão imposto aos pulsos ópticos, pela fibra *NZD-Normal* e pelo laser modulado diretamente ainda continua, confirmando os resultados obtidos nas simulações ilustradas pela Figura-5-22.

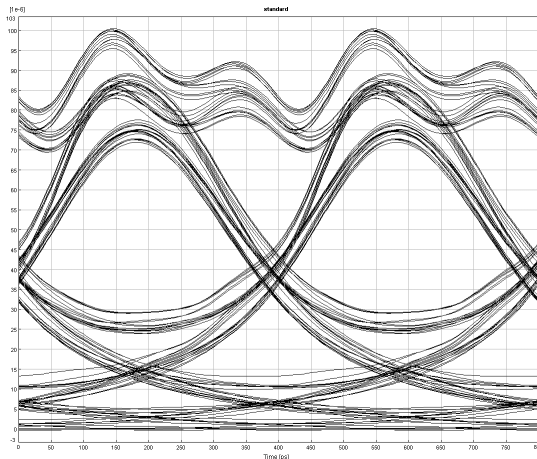


Figura-5-29 - Diagrama de olho na saída da fibra *Padrão*, após 300 km.

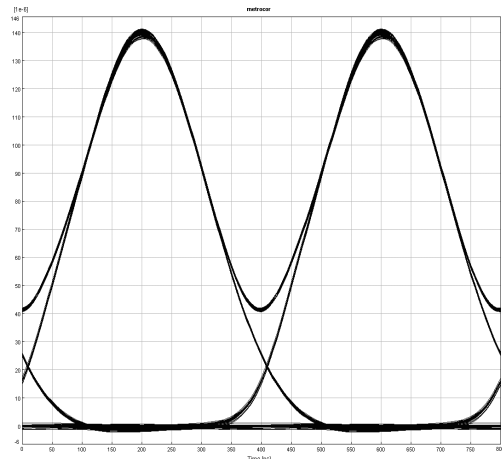


Figura-5-30 - Diagrama de olho na saída da fibra *NZD-Normal*, após 300 km.

5.4.3. Simulações no regime não-linear

Outra análise realizada neste trabalho foi comparar o comportamento de ambas as fibras aqui utilizadas (fibra *Padrão* e *NZD-Normal*), em presença do efeito não-linear da auto-modulação de fase.

A simulação realizada consistiu em lançar um pulso óptico super-gaussiano, de ordem dois, no comprimento de onda de 1550nm, através de 100 km de fibra. O laser foi modulado diretamente com *chirp*, $C = -4.4$. Variou-se a sua potência para a observação do efeito da auto-modulação de fase. A Figura-5-31 mostra os resultados desta simulação.

Nesta Figura nota-se que quando se utilizou a fibras *Padrão*, na presença da SPM, o pulso tendeu a se comprimir.

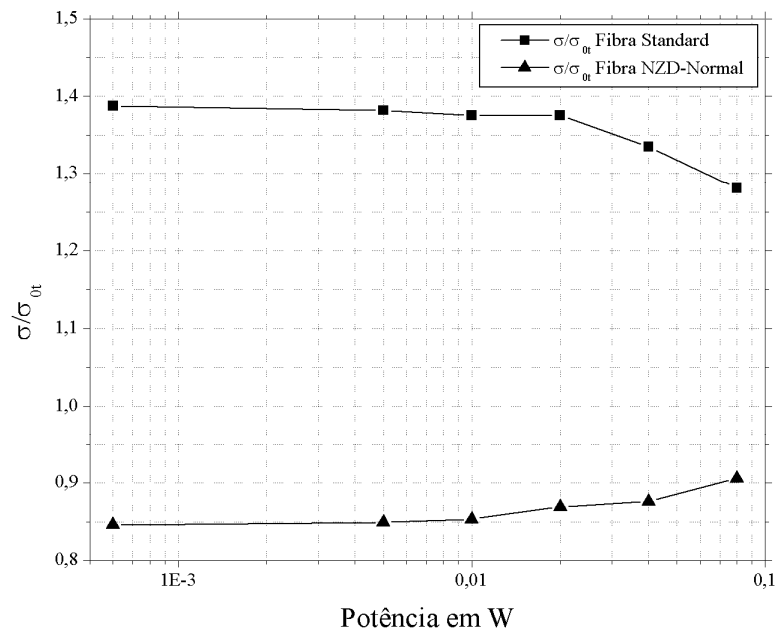


Figura-5-31 - Fator de espalhamento para as fibras *Padrão* e *NZD-Normal*, após 100 km de propagação, na presença da SPM.

Isto ocorre porque a SPM tende a deslocar as frequências mais lentas para a frente do pulso e as mais rápidas para a cauda, compensando o efeito contrário imposto pelo *chirp* do laser e pelo *chirp* imposto pela fibra no regime de propagação anômalo. Isso torna-se mais acentuado para potências mais elevadas, onde a SPM é mais eficaz.

Já os resultados obtidos com a fibra *NZD-Normal*, foram exatamente o oposto do encontrado para a fibra *Padrão*. Verificou-se que o pulso se espalha proporcionalmente ao aumento da potência lançada na fibra. Isto ocorre devido ao fato do *chirp* da SPM coincidir com o efeito do *chirp* da fibra no regime de propagação normal, embora o *chirp* do laser seja de sentido oposto.

Apesar da fibra *NZD-Normal* apresentar um maior espalhamento do pulso com o aumento de potência, a penalidade imposta ao sistema continua sendo negativa para esse tipo de fibra e positiva para a fibra *Padrão*.

CAPÍTULO 6

6. Conclusões e estudos futuros

6.1. Conclusões

Através das simulações propostas, pôde-se verificar como se torna complexo a utilização das fibras *Padrão* em conjunto com as fibras de compensação de dispersão nas redes metropolitanas com transparência óptica. Estas redes são constituídas por vários nós com comutação óptica. Portanto pulsos oriundos de diferentes rotas ópticas acumulam valores absolutos diferentes de dispersão, o que torna bastante complexo a compensação de dispersão destes pulsos. Este gerenciamento da dispersão torna-se ainda mais complexo em rotas mais longas onde se necessita de um nível de potência mais elevado, tornando mais eficaz os efeitos não-lineares, como a auto-modulação de fase. Isso pôde ser confirmado da Figura-5-4 a Figura-5-7.

Como alternativa foi estudado o desempenho da fibra *NZD-Normal*, nas redes metropolitanas transparentes. No regime linear, em conjunto lasers modulados diretamente esta fibra, apresenta melhor desempenho, se comparada a fibra *Padrão*, visto que a combinação entre o chirp de frequência imposto pelo laser ao pulso óptico e o chirp de frequência que o regime normal impõem ao pulso, faz com que o mesmo se comprima inicialmente. Isto faz com que o pulso chegue ao seu destino

final com uma penalidade negativa como foi confirmado através das simulações realizadas e ilustradas da Figura-5-19 a Figura-5-22.

Essas conclusões, para o regime linear, foram também confirmadas através do diagrama de olho do sistema. Pôde-se notar através do fechamento do olho nesse diagrama, que a fibra *Padrão* impõe uma penalidade ao sistema já a 100km, como foi visto Figura-5-25. Isso se deve à combinação do chirp imposto pelo laser ao pulso e do chirp imposto pela fibra *Padrão* operando no regime anômalo de propagação. Entretanto, a fibra *NZD-Normal* impõe uma penalidade negativa ao sistema, devido a compressão inicial sofrida pelos pulsos ópticos, como resultado da interação do chirp da fonte de luz (*laser*) com o chirp imposto pelo regime normal de propagação da fibra *NZD-Normal*, como pôde ser visto na Figura-5-26. Este comportamento continuou sendo observado para as distâncias consideradas de 200km e 300km, conforme visto da Figura-5-27 a Figura-5-30.

Uma outra análise realizada, foi estudar o desempenho das fibras *Padrão* *NZD-Normal* na presença do efeito não-linear da auto-modulação de fase (*SPM*). Pôde-se verificar que quando se utilizou a fibra *Padrão* em presença de níveis elevados de potência, os pulsos ópticos sofreram uma compressão. Porém mesmo com esta compressão, a penalidade imposta ao sistema ainda é positiva, o que pôde-se ser visto na Figura-5-31. Já com a fibra *NZD-Normal* os pulsos ópticos sofrem um espalhamento adicional em relação ao caso linear, e mesmo assim a penalidade imposta ao sistema ainda é negativa, e portanto o sistema não é penalizado.

6.2. Estudos futuros

Como estudo futuros para esse trabalho pode-se propor a comparação entre as fibras *Padrão* e *NZD-Normal* como foi feita neste trabalho, porém desta vez em um sistema WDM, ou seja, onde há presença de vários canais copropagantes. Conseqüentemente poderá ser analisado o desempenho destas fibras em presença de outros efeitos não-lineares, tais como: Modulação de Fase Cruzada e Mistura de Quatro Ondas, nos quais acontece a interação entre os canais copropagantes.

Referências

-
- ¹ CULVERHOUSE ,D. et al. – *Corning Metrocor Fiber and Its Application in Metropolitan Networks*. Cornig White Paper, New York, 2000. Número 5078. Disponível em: <<http://www.corning.com>>.
 - ² CORNING INCORPORATED – *Corning Metrocor Fiber Value Proposition*. Cornig White Paper, New York, 2000. Disponível em: <<http://www.corning.com>>.
 - ³ DAS, S.;EICHENBAUM, B. and FILIOS, A. – *Building Metro Fiber Networks that Last*. Lightwave, New York, Setembro 2001. Disponível em: <http://lw.pennnet.com/Articles/Article_Display.cfm?Section=Archives&Subsection=Display&ARTICLE_ID=115589> Acesso em 21 janeiro de 2002.
 - ⁴ G.652 Recommendation (10/98)-Generic Characteristics of optical fibre amplifier and subsystems.
 - ⁵ G.655 Recommendation (10/00) - Characteristics of a non-zero dispersion –shift single-mode optical fibre.
 - ⁶ RAMASWAMI,R. , SIVARAJAN, N. K. – *Optical Networks* – 1st. Edition, New York, Morgan Kaufmann Publishers, 1998.
 - ⁷ SEVIAN, A.; WOOD, B. – *Metro Network Solutions for Next-Generation Systems*. Cornig White Paper, New York, Disponível em: <<http://www.corning.com>>.
 - ⁸ FRANKEN, A. P.; WARD,F. J – *Optical Harmonics and Nonlinear Phenomena*. Physics Today, January 1969. p.39–44.
 - ⁹ CHENG, K. D. – *Fundamentals of Engineering Electromagnetics* –2nd. Edition, Syracuse, Wesley Publishing Company- , 1999.
 - ¹⁰ KRAUS, D.J. – *Eletromagnetics with applications* –5th Edition, Ohio, MacGraw-Hill, 1999.
 - ¹¹ AGRAVAL, P. G. – *NonLinear Fiber Optics* – 3rd. Edition, New York, Academic Press, 2001.
 - ¹² ALONSO, M. – *Fundamental University Physics* –3rd. Edition, Syracuse, Wesley Publishing Company- , 1967.
 - ¹³ JACKSON, D. J. – *Classical Electrodynamics* –2nd. Edition, California, John Wiley & Sons, Inc 1975.
 - ¹⁴ GIORDMAINE,A. J. – *Nonlinear Optics*. Reviews of Moderphysics, Michigan, January 1969.Volume 35, Número 1, p.23–39.
 - ¹⁵ OWYOUNG, A. et al. – *Intensivy-Induced Changes in Polarizations in Glasses*. Physical Reviews, California , January 1972.Volume 5, Número 2, p.628–633.
 - ¹⁶ YARIV, A. – *Optiacal Electronics* – 4th. Edition, California, Saunders College Publishing 1991.
 - ¹⁷ KARTALPOULOS, V. S. – *Introduction to DWDM Technology* – 1st. Edition, New York, A Publication of the International Society for Optical Engineering, 2000.
 - ¹⁸ HAUS, A. H. – *Waves and Fields in Optoelectronics* – 1st. Edition, Massachusetts, Prentice-Hall, 1984.
 - ¹⁹ SPIEGEL, R. M. – *Manual de Fórmulas Métodos de Tabelas de Matemática* – 2nd. Edition, Schaum McGraw-Hill.
-

-
- ²⁰ BLOW, K. J.; DORAN, J. N. – *Nonlinear Effects in Optical Fibres and Fibre Devices*. IEE Proceedings, June 1987. Volume 134, Número 3, p.138–144.
- ²¹ HAUS, A. H. – *Optical Fiber Solitons, Their Properties and Uses*. Proceedings of the IEEE, July 1993. Volume 81, Número 7, p.970–983.
- ²² MARCUSE, D. – *Light Transmission Optics* – 2nd. Edition, New Jersey, Robert E. Krieger Publishing Company, 1989.
- ²³ MARCUSE, D. – *Gaussian Approximation of the Fundamental Modes of Graded-Index Fibers*. J. Opt. Soc. Am, January 1978. Volume 68, Número 1, p.103-109.
- ²⁴ ZAKHAROV, E. V. and SHABAT, B. A. – *Exact Theory of Two Dimensional Self-Focusing and One Dimensional Self-Modulation of Waves in Nonlinear Media*. Soviet Physics Jetp, January 1972. Volume 34, Número 1, p.62–69.
- ²⁵ KEISER, G. – *Optical Fiber Com Networks* – 3rd. Edition, McGraw-Hill, 2000.
- ²⁶ JONES, B. W. – *Optical Fiber Communication Systems* – 1st. Edition, Texas, Saunders College Publishing, 1988.
- ²⁷ AGRAVAL, P. G. – *Fiber –Optic Communication Systems* – 2nd. Edition, New York, Wiley-Interscience Publication, 1997.
- ²⁸ MARCUSE, D. – *Interdependence of Waveguide and Material Dispersion*. Applied Optics, New Jersey, September 1979. Volume 18, Número 17/1, p.2930–2932.
- ²⁹ AGRAVAL, P. G. – *Effect of Frequency Chirping on the Performance of Optical Communication*. Optics Letters, New Jersey, May 1986. Volume 5, Número 11, p.318–320.
- ³⁰ HENRY, H. C. – *Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers*. IEEE Journal on of Quantum Electronics, February 1982. Volume 18, Número 2, p.259–264.
- ³¹ OSINSKI, M. and BUSS, J. – *Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers-An Overview*. IEEE Journal on of Quantum Electronics, January 1987. Volume 23, Número 1, p.9–29.
- ³² MARCUSE, D. – *Pulse Distortion in Single-Mode Fibers*. Applied Optics, New Jersey, October 1981. Volume 20, Número 20, p.3573–3579.
- ³³ HAUS, A. H. – *Molding light into solitons*. IEEE Spectrum, March 1993. p.48–53.
- ³⁴ CHIANG, K. T. et al. – *Cross-Phase Modulation in Dispersive Fiber: Theoretical and Experimental Investigation of the Impact of Modulation Frequency*. IEE Photonics Technology Letters, June 1994. Volume 6, Número 6, p.733–736.
- ³⁵ AGRAVAL, P. G.; BALDECK, L. P. and ALFANO, R. R. – *Temporal and Spectral Effects of Cross-Phase Modulation on Copropagating Ultrashort-Pulse in Optical Fiber*. Physical Review, November 1989. Volume 40, Número 9, p.5063–5072.
- ³⁶ BALDECK, L. P. and ALFANO, R. R. – *Cross-Phase Modulation and Induced Focusing Due to Optical Nonlinearities in Optical Fiber and Bulk Materials*. Optical Society of America, April 1989. Volume 6, Número 4, p.824–829.
- ³⁷ ISLAM, N. M. et al. – *Cross-Phase Modulation in Optical Fibers*. Optics Letters, August 1987. Volume 12, Número 8, p.625–627.
- ³⁸ CULVERHOUSE, D. et al. – *Corning Metrocor Fiber and Its Application in Metropolitan Networks*. Corning White Paper, New York, 2000. Número 5078. Disponível em: <<http://www.corning.com>>.
-

-
- ³⁹ LIN, C. KOGELNIK, H. and COHEN, G. L. – *Optical-Pulse Equalization of Low-Dispersion Transmission in Single-Mode Fibers in the 1.3 μ m-1.7 μ m Spectral Region*. Optical Letters, November 1980. Volume 5, Número 11, p.476–476.
- ⁴⁰ DAVID, C. et al. – *Corning Metrocor Fiber and Its Application in Metropolitan Networks*. Corning White Paper, New York, 2000. Número 5078. Disponível em: <<http://www.corning.com>>.
- ⁴¹ PALAI, P. and THYAGARANJAN, K. – *Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers*. Optical Communication 1997. Número 143, p.203-208.
- ⁴² MOLLENAUER, L. F.; MAMYSHEV, V. P and GORDON, P. J– *Effect of Guiding filters on the behavior of dispersion-managed solitons*. Optics Letters, February 1999. Volume 24, Número 4, p.220-222.
- ⁴³ CAPUTO, C. R. M and GOUVEA, E. M. – *Dispersion Slope Effects of the Compensation Dispersion Fiber for Broadband Dispersion Compensation in the Presence of Self-Phase Modulation*. Optics Communications, March 2000. Número 178, p.323–331.
- ⁴⁴ KOCH, L. T. and CORVINI, J. P. – *Semiconductor Laser Chirping- Induced Dispersive Distortion in High-Bit-Rate Optical Fiber Communications Systems*. IEEE, New Jersey, 1988. p.584–587.
- ⁴⁵ KOCH, L. T. and LINKE, A. R. – *Effect of Nonlinear Gain Reduction on Semiconductor Laser Wavelength chirping* Appl. Phys. Lett, March 1988. Volume 10, Número 48 p.613–615.
- ⁴⁶ TOMKOS, D. et al. – *Demonstration of Negative Dispersion Fibers for DWDM Metropolitan Area Networks*. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, May/June 2001. Volume 7, Número 3, p.439–460.
- ⁴⁷ HENRY, H. C. – *Theory of Linewidth of Semiconductor Laser* IEEE Journal of Quantum Electronics, February 1982. Volume 18, Número 2, p.259–263.
-