



UNICAMP

Este exemplar contém o texto da redação final da tese defendida por <u>José Ewerton Pombo de Farias</u>
e aprovada pela Comissão Julgada em <u>09 / 12 / 99</u>
Orientador: <u>[Assinatura]</u>

Uma Contribuição à Minimização de Jitter Acústico em Sistemas Solitônicos

José Ewerton Pombo de Farias

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica

Orientador: Prof. Dr. Edson Moschim

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Benedito Guimarães Aguiar Neto

.....
[Assinatura]

Prof. Dr. Edson Moschim

.....
Reginaldo Palazzo Júnior

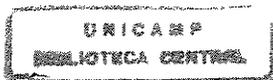
Prof. Dr. Ernesto Leite Pinto

Prof. Dr. Reginaldo Palazzo Júnior

.....
Yuzo Iano

Prof. Dr. Yuzo Iano

Departamento de Telemática
 Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
 Universidade Estadual de Campinas
 1999



9877000000

UNIVERSIDADE BC
CHAMADA: UNICAMP
F225c
41126
278/00

16-06-00
CPD

M-00142754-5

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

F225c Farias, José Ewerton Pombo de
 Uma contribuição à minimização de jitter acústico em
 sistemas solitônicos / José Ewerton Pombo de Farias.--
 Campinas, SP: [s.n.], 1999.

Orientador: Edson Moschim.

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

1. Sólitons. 2. Comunicações óticas. 3. Acústica
ótica. I. Moschim, Edson. II. Universidade Estadual de
Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação. III. Título.

Resumo

À medida que as taxas de transmissão dos sistemas empregando fibra óptica crescem, efeitos decorrentes das não-linearidades intrínsecas à fibra precisam ser considerados em análises e simulações. Em sistemas a altas taxas (10-20 Gbps por canal) com longos espaçamentos entre amplificadores, pulsos com altas intensidades ópticas, capazes de excitar as não-linearidades, são necessários com a finalidade de serem obtidas relações sinal-ruído adequadas no extremo receptor. Entre as não-linearidades conhecidas está o efeito eletro-compressivo. Verifica-se que pulsos solitônicos em fibras são acompanhados por ondas de pressão/densidade que perduram no núcleo por tempos bem superiores às durações dos pulsos ópticos que as originaram. Estas ondas acústicas de choque, oriundas de constrição mecânica, alteram propriedades eletromagnéticas do material. O índice de refração do núcleo é perturbado, afetando as velocidades de propagação de pulsos subsequentes numa transmissão solitônica via fibra, dando lugar ao surgimento de jitter. Isto é, os deslocamentos de tempo sofridos por pulsos numa seqüência passam a depender dos padrões de bits recentemente transmitidos. Nesta tese é proposto e avaliado o uso de códigos de bloco balanceados curtos com a finalidade de minimizar a variância desses deslocamentos.

Palavras-chave: Sólitons, Comunicações Ópticas, Jitter Acústico.

Abstract

As the transmission rates of fiber optic systems increase, effects arising from fiber nonlinearities need to be taken into account in analyses and simulations. For high rate systems (10-20 Gbps per channel) with large spacings between amplifiers, high intensity optical pulses, capable of exciting the nonlinearities, are required so that adequate signal to noise ratios can be achieved at the receiver. The electrostrictive effect is among the known fiber nonlinearities. It is verified that soliton pulses in fibers are accompanied by pressure/density waves inside the core which last for time intervals well beyond the durations of the optical pulses that generated them. These shock acoustic waves, stemming from mechanical striction, change electromagnetic properties of the material. The refractive index is perturbed, affecting propagation speeds of the following pulses in a soliton transmission. As the time shifts suffered by successive pulses will depend on the most recently transmitted bit patterns, timing jitter is created. In this thesis the use of short balanced block codes is proposed in order to minimize the variance of these time shifts. Numerical results for the jitter when using/not using such codes are included.

Key words: Solitons, Optical Communications, Acoustic Jitter.

A minha mãe, meu pai (in memoriam), Ziany, Mielle e Blenda.

Agradecimentos

Ao Prof. Edson Moschim pela orientação e apoio indispensáveis à realização deste trabalho.

À UNICAMP e à UFPB pela oportunidade proporcionada. Aos funcionários da UNICAMP, especialmente do seu sistema de bibliotecas e da CPG/FEEC.

À CAPES pelo apoio financeiro.

Aos meus colegas, professores e funcionários do DEE/UFPB (em especial Lucimar Ribeiro Gomes).

Aos Professores Benedito Guimarães Aguiar Neto, Ernesto Leite Pinto, Reginaldo Palazzo Júnior e Yuzo Iano, pelas sugestões e correções ao texto submetido aos mesmos.

A todas as pessoas e instituições que direta ou indiretamente contribuíram para que este trabalho se concretizasse.

Uma Contribuição à Minimização de Jitter Acústico em Sistemas Solitônicos

José Ewerton Pombo de Farias
Orientador: Prof. Dr. Edson Moschim

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Telemática
Laboratório de Tecnologia Fotônica

Sumário

1	Introdução	9
1.1	Pesquisa em Comunicações Ópticas	10
1.2	Efeito eletro-compressivo em fibras ópticas	11
1.3	Conteúdo	11
2	Não-Linearidades Ópticas	13
2.1	Introdução	13
2.2	Espalhamento da Luz	19
2.2.1	Espalhamento Espontâneo	20
2.2.2	Abordagem Termodinâmica	24
2.2.3	Espalhamento Estimulado	31
2.2.4	Efeito de Raman	32
2.2.5	Efeito de Brillouin	33
2.2.6	O Coeficiente Não-Linear, n_2	33
2.3	Efeitos das Não-Linearidades Ópticas: Breve Resumo	34
3	Sistemas Solitônicos	37
3.1	Resumo Histórico sobre sólitons	37
3.2	Sólitons em Fibras Ópticas	38
3.2.1	A equação não-linear de Schrödinger	39
3.2.2	Soluções solitônicas para a ENLS	42
3.2.3	Sobre a estabilidade solitônica	43
3.3	Simulação de Sistemas Solitônicos	43
3.3.1	Sistema de longo alcance com taxa agregada de 64 Gbps	44
3.3.2	Sistema usando fibra com dispersão decrescente	54
3.3.3	Sistema monocal com 3.000 km de extensão	62

4	Fontes de Jitter em Sistemas Solitônicos	73
4.1	Jitter Causado pelo Ruído de Fase da Fonte	73
4.1.1	Análise teórica	74
4.1.2	Valores numéricos para o jitter causado pela δf	76
4.2	Jitter Acústico	78
4.2.1	Origem física	78
4.2.2	Fibra: Resposta acústica a um pulso solitônico	81
4.2.3	Modelamento da interação solitônica de origem eletro-compressiva em fibras ópticas	82
4.2.4	Caracterizando o jitter acústico para um sistema monocanal de longo alcance	84
4.3	Jitter de Gordon-Haus	87
4.4	Jitter e a Sincronização de Redes Digitais Convencionais	88
5	Controle de Jitter em Sistemas de Longo Alcance	91
5.1	Resposta Eletro-Compressiva para um Sistema Monocanal a 10 Gbps	91
5.2	Auto-interação de um Pulso via Eletro-Compressão	100
5.3	Uma Técnica para a Redução do Jitter Acústico	103
5.3.1	Jitter Acústico sem Codificação de Linha	103
5.4	Códigos Balanceados	107
5.4.1	Terminologia	107
5.4.2	Obtenção de Códigos Balanceados	108
5.5	Códigos Primos	120
6	Conclusões	125
6.1	Aproximação da Resposta Acústica da Fibra	126
6.2	Minimização do Jitter Acústico	127
6.3	Contribuições específicas	127
6.4	Sugestões para trabalhos futuros	128
A	Medição do Índice de Refração Não-Linear usando XPM com Luz de Bombeio Despolarizada	129
B	Medição Direta do Índice de Refração Não-Linear	131

Lista de Figuras

2.1	Medição do Índice de Refração com uma Fonte Laser.	16
2.2	Medição do Índice de Refração com uma Fonte Laser mais uma Onda de Prova.	16
2.3	Espalhamento espontâneo da luz. (a) Experimento. (b) Espectro típico.	21
2.4	Grandezas utilizadas para definir o coeficiente de espalhamento.	22
2.5	Espalhamento de luz por uma molécula.	23
2.6	Espalhamento de luz por um conjunto de moléculas.	24
2.7	Espalhamento para a região de Stokes.	31
2.8	Espalhamento anti-Stokes.	32
2.9	Espalhamento Estimulado de Brillouin.	32
2.10	Limites sobre a potência óptica por canal devido às não-linearidades em um sistema WDM.	35
3.1	Sistema Solitônico com 8 Canais.	44
3.2	Pulsos recebidos em um dos canais a 10.000 km.	46
3.3	Jitter calculado. Situação 1: sem ASE, sem filtragem óptica ao longo da linha.(Modelo não inclui jitter acústico).	47
3.4	Pulsos aos 10.000 km (canal central, Situação 2).	49
3.5	Espectro avaliado na recepção (10.000 km do transmissor), canal central, Situação 2.	50
3.6	Jitter calculado. Situação 2: com ASE, sem filtragem óptica ao longo da linha.(Modelo não inclui jitter acústico).	51
3.7	Envelopes dos Pulsos ao Longo de 10.000 km de Fibra.	53
3.8	Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 40 ps$	57
3.9	Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 20 ps$	58
3.10	Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 3 ps$	59
3.11	Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 1 ps$	60

3.12	Anel Recirculante usando Segmento de Fibra com Dispersão Decrescente.	61
3.13	Evolução do jitter obtido via simulação para $T_s = 40 ps$ e taxa de transmissão de 8 Gbps.	62
3.14	Sistema Solitônico Monocanal com Extensão de 3.000 km a 20 Gbps.	63
3.15	Pulsos Transmitidos, Sistema Monocanal (3.000 km, 20 Gbps).	65
3.16	Espectro dos Pulsos Transmitidos.	66
3.17	Pulsos Recebidos a 2.100 km do Transmissor.	67
3.18	Diagrama do Olho a 2.100 km do Transmissor.	68
3.19	Pulsos Recebidos a 3.000 km do Transmissor.	69
3.20	Espectro dos Pulsos a 3.000 km do Transmissor.	70
3.21	Diagrama do Olho a 3.000 km do Transmissor.	71
4.1	Valor rms do jitter causado por uma $\delta f = 5MHz$, com $\beta_2 = -22,5 ps^2/km$ para uma portadora em 130.1236 THz.	77
4.2	Valor rms do jitter causado por uma $\delta f = 5MHz$, com $\beta_2 = -30,0 ps^2/km$ para uma portadora em 131.1396 THz.	78
4.3	Taxa de erro de bit (BER) versus distância para portadoras em quatro janelas espectrais diferentes e $\delta f = 5MHz$	79
4.4	Comportamento do Jitter Acústico.	87
4.5	Enlace óptico com perdas e ganhos periódicos. (Filtros ópticos não representados).	87
5.1	$\delta n(t)$ versus t (segs.) para: potência de pico = 10 mW, taxa = 10 Gbps, $t_{FWHM} = 20 ps$, $A_{ef} = 50 \mu m^2$	101
5.2	$\delta n(t)$ versus t (segs.) para: potência de pico = 2.9 W, $T = 10 \mu s$, $t_{FWHM} = 50 ps$, $A_{ef} = 50 \mu m^2$	102
5.3	Atraso do sóliton (ps) versus distância (km).	103
5.4	Jitter Acústico sem o uso de Codificação de Linha. $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 nm$, $R_b = 10 Gbps$, Potência = 10 mW.	105
5.5	Jitter Acústico rms (em ps) versus distância em 1.000 Km, sem o uso de Codificação(curva superior em azul claro), usando blocos balanceados de comprimento 8 (curva em vermelho), usando blocos balanceados de tamanho 6 (curva em verde), usando blocos balanceados de tamanho 2 (curva azul), $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 nm$, $R_b = 10 Gbps$, Potência = 10 mW.	122

- 5.6 Jitter Acústico rms (em ps) versus distância em 1.000 Km, sem o uso de Codificação (curva superior em vermelho), usando o código balanceado CB16 (curva em verde), usando o código primo CP7 (curva em azul), $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 nm$, $R_b = 20 Gbps$, Potência = 10 mW. 123
- A.1 Sistema de medição do índice de refração não-linear através de XPM com fontes despolarizadas [9]. 130
- B.1 Montagem para medir índice não-linear [10]. 132

Capítulo 1

Introdução

Para as telecomunicações as duas últimas décadas do século XX foram marcadas por transformações rápidas. Do ponto de vista da regulamentação do setor, diversos países fizeram entrar em vigor leis que promovem a extinção de monopólios com a finalidade de, através da competição entre os diversos fornecedores de serviços, assegurar preços atraentes para os usuários. Por outro lado, mudanças sociais e econômicas, associadas à disponibilização de novas tecnologias resultaram em um acentuado aumento de demanda por capacidade de acesso e de transporte. Diversos tipos de atividades humanas dependem cada dia mais da coleta quase que instantânea, do processamento e da distribuição de informação. Algumas de tais atividades são: comércio eletrônico[1], acesso remoto a bases de dados, educação à distância([2],[3],[4]), serviços bancários, entretenimento eletrônico, e mais dezenas de serviços baseados no uso da Internet.

Historicamente a demanda por largura de faixa em sistemas de transmissão de informação crescia proporcionalmente ao crescimento populacional. Com a extraordinária expansão da Internet à partir de meados dos anos 1990, bem como de diversos serviços que dependem de comunicações digitais, tal crescimento passou a exceder em muito a taxa de aumento populacional. Isto vem motivando a implantação rápida de sistemas de comunicações ópticas em praticamente todas as áreas das telecomunicações: cabos ópticos submarinos entre continentes, redes ópticas terrestres a longas distâncias interconectando os maiores centros urbanos, linhas-tronco entre centrais de comutação em ambientes metropolitanos, redes de acesso indo até às dependências de usuários[5], redes metropolitanas para distribuição de televisão [6], redes metropolitanas para o provisionamento de serviços

interativos de faixa larga[7]. A fibra óptica destaca-se como meio de comunicação preferencial por oferecer, em muitos casos, capacidade de transmissão a custos inferiores àqueles de outros meios. A implantação generalizada de fibras e a introdução dos padrões SDH(Hierarquia Digital Síncrona) e ATM (Modo Assíncrono de Transferência), vêm contribuindo decisivamente para a viabilização do que se convencionou denominar *Era da Informação*[8].

1.1 Pesquisa em Comunicações Ópticas

A pesquisa em comunicações ópticas e em dispositivos e sistemas fotônicos continua intensa neste momento histórico. Entre muitas outras motivações, os esforços de pesquisa atuais destinam-se:

- à exploração eficiente da largura de faixa potencial das fibras monomodo de baixas perdas já disponíveis, para uso em redes de transporte a longas distâncias;
- à implantação de redes de computadores com altos desempenhos;
- ao desenvolvimento/aperfeiçoamento de dispositivos fotônicos para a implantação de redes completamente ópticas;
- Oferta de serviços de faixa larga.

O trabalho de pesquisa relatado nesta Tese enquadra-se no primeiro ponto desta lista, ou seja, aqui é enfocada uma limitação física inerente aos sistemas de transmissão a altas taxas e a longas distâncias. O advento dos amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio (EDFAs) tornou a implantação desses sistemas mais simples e suas utilizações mais flexíveis. Esses amplificadores são constituídos por um pequeno segmento de fibra óptica contendo uma baixa concentração de íons érbio, mais um laser a semicondutor que excita os íons, produzindo um ganho de potência na região dos comprimentos de onda em torno dos 1.550 nm. Isto possibilita a recuperação de perdas sofridas por sinais ópticos durante a propagação, sem a necessidade de conversão optoeletrônica e subsequente amplificação eletrônica, como acontece em repetidores ópticos convencionais. A simplicidade da tecnologia dos EDFAs, que produzem amplificação independente da taxa de transmissão e podem acomodar simultaneamente dezenas de canais WDM (multiplexação por divisão em comprimento de onda), está afetando profundamente as arquiteturas de sistemas, especialmente aqueles a longas distâncias.

1.2 Efeito eletro-compressivo em fibras ópticas

À medida que as taxas de transmissão dos sistemas empregando fibra óptica crescem, efeitos decorrentes das não-linearidades intrínsecas à fibra precisam ser considerados em análises e simulações. Em sistemas a altas taxas (10-20 Gbps por canal) com longos espaçamentos entre amplificadores, pulsos com altas intensidades ópticas, capazes de excitar as não-linearidades, são necessários com a finalidade de serem obtidas relações sinal-ruído adequadas no extremo receptor. Entre as não-linearidades conhecidas está o efeito eletro-compressivo. Em fibras ópticas, este efeito foi descoberto e matematicamente modelado por um grupo de pesquisadores do Instituto de Física Geral da Academia de Ciências de Moscou, liderados por Evgenij Dianov. Verificou-se que pulsos solitônicos em fibras são acompanhados por ondas de pressão/densidade que perduram no núcleo por tempos bem superiores às durações dos pulsos ópticos que as originaram. Estas ondas acústicas de choque, oriundas de constrição mecânica, alteram propriedades eletromagnéticas do material. O índice de refração do núcleo é perturbado, afetando as velocidades de propagação de pulsos subsequentes numa transmissão solitônica via fibra, dando origem ao surgimento de jitter. Isto é, os deslocamentos de tempo sofridos por pulsos numa seqüência passam a depender dos padrões de bits recentemente transmitidos. Neste trabalho é proposto e avaliado o uso de códigos de bloco balanceados curtos com a finalidade de minimizar a variância desses deslocamentos.

1.3 Conteúdo

No capítulo 2 são apresentados estudos realizados pelo autor sobre não-linearidades ópticas de interesse em transmissão digital a altas velocidades. Um estudo sobre sistemas empregando sólitons ópticos é relatado no capítulo 3. Aspectos da teoria básica sobre sólitons, bem como alguns resultados das simulações realizadas são incluídos. O capítulo 4 é dedicado ao estudo de jitter em sistemas solitônicos. Ênfase especial é dada ao jitter de origem acústica. No capítulo 5 são apresentados resultados numéricos para a resposta acústica de uma fibra monomodo. É proposto o uso de códigos de bloco balanceados curtos como uma alternativa para se reduzir o jitter acústico. Valores numéricos para o jitter acústico, com e sem o uso dos códigos sugeridos, são obtidos através de um método semi-analítico implementado em

computador. O capítulo 6 contém comentários e conclusões sobre a pesquisa realizada.

Capítulo 2

Não-Linearidades Ópticas

2.1 Introdução

O índice de refração de diversos materiais ópticos depende da intensidade da luz que se propaga através deles. Suas propriedades ópticas dependem da intensidade do campo elétrico ao qual encontram-se submetidos. Por exemplo, no caso de fibras ópticas monomodo sendo usadas para a transmissão de múltiplos canais independentes, resultando em níveis de potência relativamente elevados, a resposta não-linear do meio provoca interações entre os diversos sinais. Vários efeitos ópticos não-lineares se manifestam em fibras de sílica fundida. O espalhamento de Raman estimulado(EER) consiste de uma interação entre luz e as vibrações das moléculas de sílica e resulta em atenuação excessiva de canais "altos" (comprimentos de onda menores) para sistemas de transmissão usando WDM. O espalhamento estimulado de Brillouin(EEB), uma interação entre campos ópticos e ondas acústicas na fibra, produz conversão de frequência e inversão na direção de propagação da luz. O EEB pode ocorrer a partir de níveis de potência de entrada muito menores que aqueles necessários para provocar EER. Tanto EER quanto EEB são prejudiciais em sistemas ópticos de transmissão. Por outro lado, em certas aplicações, esses fenômenos são usados para produzir efeitos desejáveis. Por exemplo, o EER pode ser explorado para a construção de amplificadores de faixa larga ou na implementação de lasers sintonizáveis. EEB, por sua vez, aplica-se na construção de amplificadores de faixa estreita (largura de faixa abaixo dos 100 MHz) e na implementação de dois tipos de lasers (cavidades tipo anel ou de Fabry-Perot). XPM (intermodulação de fase) é

uma interação, originada da natureza não-linear do índice de refração, entre a intensidade de uma onda de luz e a fase de outras ondas de luz. XPM surge normalmente acompanhada por SPM (automodulação de fase), efeito provocado pela dependência do índice de refração com relação à intensidade de campo, em meios não-lineares. SPM resulta em espalhamento no espectro de um pulso óptico transmitido.

A dependência acima mencionada pode, para muitos materiais, ser descrita pela equação:

$$n = n_0 + \bar{n}_2 \mathcal{E} [|\tilde{E}|]^2 \quad (2.1)$$

onde n_0 representa o índice de refração habitual, válido para situações em que o material está sofrendo a ação de um campo elétrico fraco, e \bar{n}_2 é uma constante óptica (às vezes chamada de índice de refração de segunda ordem). Esta constante expressa a taxa na qual o índice de refração cresce com um aumento da intensidade óptica. O operador $\mathcal{E}[\cdot]$ representa média temporal, enquanto que o "til" sobre o E (campo elétrico) indica que este varia rapidamente no tempo. Por exemplo, se o campo óptico tiver a forma:

$$\tilde{E}(t) = E(\omega)e^{-j\omega t} + E^*(\omega)e^{j\omega t},$$

$$\mathcal{E} [|\tilde{E}|^2] = 2E(\omega)E^*(\omega) = 2|E(\omega)|^2$$

e

$$n = n_0 + 2\bar{n}_2 |E(\omega)|^2 \quad (2.2)$$

onde * representa conjugado complexo e ω a frequência óptica. A variação no índice de refração descrita por (2.1) ou (2.2) é também conhecida como o efeito óptico de Kerr, ou não-linearidade de Kerr, devido à analogia existente com o efeito eletroóptico de Kerr, através do qual o índice de refração de um material varia proporcionalmente com quadrado da intensidade do campo estático aplicado.

A interação de um feixe de luz com um meio óptico não-linear pode também ser descrita através da polarização não-linear[11] (Seção 2.3.1). A parte da polarização não-linear que influencia a propagação de um feixe na frequência ω é:

$$P^{NL}(\omega) = 3\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (2.3)$$

Para simplificar, suponhamos que a luz esteja polarizada linearmente e suprimamos os índices tensoriais de $\chi^{(3)}$. A polarização total do sistema material é descrita por:

$$P^{tot}(\omega) = \chi^{(1)}E(\omega) + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2E(\omega) \equiv \chi_{ef}E(\omega),$$

onde a susceptibilidade efetiva é definida por:

$$\chi_{ef} = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2. \quad (2.4)$$

Em [36] (seção 4.4) encontramos que:

$$n^2 = 1 + 4\pi\chi_{ef}.$$

Aplicando (2.2) no lado direito de (2.4), temos:

$$[n_0 + 2\bar{n}_2|E(\omega)|^2]^2 = 1 + 4\pi\chi^{(1)} + 12\pi\chi^{(3)}|E(\omega)|^2$$

Expandindo-se esta expressão e desprezando-se termos de ordens superiores a $|E(\omega)|^2$ tem-se que:

$$n_0^2 + 4n_0\bar{n}_2|E(\omega)|^2 = (1 + 4\pi\chi^{(1)}) + [12\pi\chi^{(3)}|E(\omega)|^2].$$

Então os índices de refração linear e não-linear ficam relacionados com as susceptibilidades linear e não-linear, respectivamente. Assim:

$$n_0 = \sqrt{1 + 4\pi\chi^{(1)}}$$

e

$$\bar{n}_2 = \frac{3\pi\chi^{(3)}}{n_0} \quad (2.5)$$

A discussão acima admite implicitamente que o índice de refração seja medido usando-se um só feixe de luz, conforme ilustra a Figura 2.1.

Outra maneira de se medir o índice de refração dependente da intensidade está ilustrada na Figura 2.2.

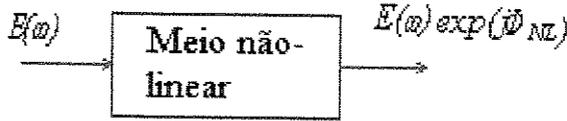


Figura 2.1: Medição do Índice de Refração com uma Fonte Laser.

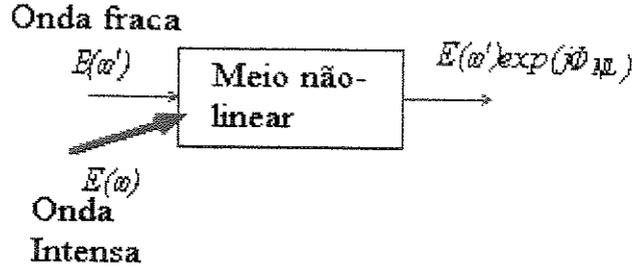


Figura 2.2: Medição do Índice de Refração com uma Fonte Laser mais uma Onda de Prova.

Neste caso, a presença de um feixe com alta intensidade, $E(\omega)$, conduz a uma modificação do índice de refração experimentado pela onda de prova $E(\omega')$. A polarização não-linear que afeta a onda de prova é dada por:

$$P^{NL}(\omega') = 6\chi^{(3)}(\omega' = \omega' + \omega - \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega').$$

Assim, o sinal de prova "vê" um índice de refração dado por:

$$n = n_0 + 2\bar{n}_2^{(fraco)} |E(\omega)|^2,$$

onde

$$\bar{n}_2^{(fraco)} = \frac{6\pi\chi^{(3)}}{n_0}.$$

Observe que $\bar{n}_2^{(fraco)}$ é duas vezes \bar{n}_2 . Portanto, uma onda com alta intensidade afeta duas vezes mais o índice de refração "visto" por uma onda fraca na mesma frequência. Este efeito, para o caso em que o \bar{n}_2 é positivo, é conhecido como retardo da onda fraca.

Usando-se o esquema da Figura 2.1, pode-se também definir o índice de refração em função da intensidade através da expressão[28]:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.6)$$

onde I representa a intensidade média do campo óptico, dada por:

$$I = \frac{n_0 c}{2\pi} |E(\omega)|^2.$$

Comparando-se esta expressão com a equação (2.2),

$$2\bar{n}_2 |E(\omega)|^2 = n_2 I.$$

Então \bar{n}_2 e n_2 são relacionados por:

$$n_2 = \frac{4\pi}{n_0} \bar{n}_2.$$

Introduzindo (2.5) nesta última expressão, concluímos que n_2 e $\chi^{(3)}$ são relacionados por:

$$n_2 = \frac{12\pi^2}{n_0^2 c} \chi^{(3)}$$

Quando I é medida em Watts/cm², então n_2 é dado em cm²/Watts. Desta forma,

$$n_2 \left(\frac{cm^2}{W} \right) = \frac{0,0395}{n_0^2} \chi^{(3)} \text{ ue}$$

onde ue = unidades eletrostáticas.

Alguns processos físicos que podem ocasionar variações não-lineares no índice de refração são listados na Tabela 2.1. São mostrados valores típicos para n_2 , $\chi^{(3)}$, e para o tempo de resposta para o desenvolvimento do fenômeno. Na Tabela 2.2 são apresentados valores experimentais da susceptibilidade não-linear para alguns materiais.

Tabela 2.1. Valores típicos para o índice de refração não-linear.

Processo Físico	$n_2 \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{W}} \right)$	$\chi^{(3)} (ue)$	Tempo de Resposta (segs.)
Polarização eletrônica	10^{-16}	10^{-14}	10^{-15}
Orientação molecular	10^{-14}	10^{-12}	10^{-12}
Eletro-compressão	10^{-14}	10^{-12}	10^{-9}
Absorção atômica	10^{-10}	10^{-8}	10^{-8}
Efeitos térmicos	10^{-6}	10^{-4}	10^{-3}
Foto-refração	grande	grande	depende da intensidade

Foto-refração é a variação no índice de refração de um material óptico, resultante da redistribuição opticamente induzida de elétrons e lacunas. Este efeito é bastante diferente da maioria dos outros efeitos ópticos não-lineares, e não pode ser descrito através de uma susceptibilidade não-linear $\chi^{(n)}$ para qualquer valor de n . Métodos especiais são utilizados para descrevê-lo [36] (Seção 10.4).

Tabela 2.2. Susceptibilidades de terceira ordem para alguns materiais.

Material	$\chi^{(3)} (ue)$	Tempo de Resposta
Ar (20° C)	$1,2 \times 10^{-17}$	Muito pequeno
Disulfido de Carbono (CS_2)	$1,9 \times 10^{-12}$	2 ps
GaAs (temp. ambiente)	$6,5 \times 10^{-4}$	20 ns
Vidro dopado com semicondutor	10^{-8}	30 ps
Vidros ópticos	$(1-100) \times 10^{-14}$	Muito pequeno

A variação do índice de refração produz automodulação de fase (SPM) da onda, o que influencia a forma do pulso através da interação deste processo com a dispersão cromática da fibra. SPM e dispersão podem se cancelar mutuamente. Nesta situação sólitons podem se formar. Caso o cancelamento não seja completo, a SPM provoca espalhamento no espectro óptico, com conseqüente distorção dos pulsos. FWM (Mistura de Quatro Ondas) é um efeito semelhante à distorção por intermodulação encontrado em sistemas-rádio. Esse efeito é produzido pelo termo de terceira ordem da equação geral para o vetor de polarização elétrica induzida e tem como resultado o surgimento de ondas ópticas em novos comprimentos de onda através da mistura de duas ou mais ondas presentes na entrada da fibra. Este efeito pode ser reduzido aumentando-se o espaçamento entre canais, usando-se fontes

em $1,55\mu\text{m}$ com fibras convencionais (dispersão zero em $1,3\mu\text{m}$ e índice em degrau), alocando-se canais com espaçamentos desiguais entre eles[20], ou usando-se transmissão solitônica. Em geral, EER, EEB e FWM absorverão a intensidade de certas ondas e, por meio de conversão de frequência, produzirão sinais que interferirão em outros canais. Como consequência, tanto sistemas usando IM/DD (Modulação de Intensidade com Detecção Direta), como aqueles usando detecção coerente heteródina [21], terão seus desempenhos degradados diante de tais efeitos não-lineares. XPM, por sua vez, afeta somente a fase de sinais ópticos e, portanto, somente sistemas empregando modulação angular terão seus desempenhos afetados por este efeito.

Os efeitos não-lineares decorrentes apenas da dependência do índice de refração com relação à intensidade são conhecidos por não-linearidades de Kerr. Na fibra, a origem física desses efeitos é que o campo óptico sobre os elétrons das moléculas produz oscilações além dos seus limites harmônicos. Um índice de refração dependente da intensidade resulta em deslocamento de fase também dependente da intensidade numa fibra. Para variações lentas, pode-se medir tal deslocamento através de um interferômetro. Para pulsos com curtas durações o efeito é o mesmo. Deve-se observar que fase variante no tempo também significa frequência variante no tempo. Por isso as não-linearidades de Kerr alteram e ampliam o espectro de frequências de um pulso. A dispersão da velocidade de grupo (GVD), um dos efeitos lineares observados na propagação através de fibras ópticas, apenas altera as fases relativas das várias componentes de frequência, resultando em ampliação do pulso, sem no entanto afetar as amplitudes das suas componentes espectrais. Além da alteração de um pulso por ele próprio (SPM), as não-linearidades tornam possíveis a modificação de um pulso por outro pulso, o qual pode estar em um comprimento de onda diferente, ou com estado de polarização diferente, ou mesmo em um modo diferente da fibra.

2.2 Espalhamento da Luz

Nesta seção é apresentado um breve estudo sobre espalhamento luminoso. Na subseção 2.2.1 é descrito o espalhamento de natureza espontânea. São introduzidos os três principais tipos, e é definido o coeficiente de espalhamento. A subseção 2.2.2 contém uma abordagem termodinâmica para o problema do espalhamento luminoso. A variação da constante dielétrica em função da variação na densidade de um material, importante para o entendimento

do fenômeno físico causador de jitter acústico, é encontrada. Um modelo matemático para o movimento de uma onda de pressão é incluído com a finalidade de se demonstrar a interação acusto-óptica (espalhamento de Brillouin). Na seção 2.2.3 a versão estimulada do espalhamento de Brillouin é brevemente descrita.

2.2.1 Espalhamento Espontâneo

O espalhamento luminoso que ocorre sob condições nas quais o material não sofre modificações devido à presença de um feixe incidente, é dito ser espontâneo.

Consideremos a situação ilustrada na Figura 2.3 (a). Em geral o espectro da luz espalhada tem o aspecto mostrado na Figura 2.3 (b). Ali aparecem lóbulos originados pelos espalhamentos de Raman, Brillouin, Rayleigh (central) e Rayleigh (lateral). Convenciona-se denominar as componentes de frequência da luz espalhada para a região abaixo da frequência incidente como componentes de Stokes, e aquelas deslocadas para a região acima da frequência original como componentes anti-Stokes.

A Tabela 2.3 lista alguns processos físicos (com respectivos parâmetros característicos e valores típicos) que resultam em espalhamentos luminosos dos tipos mostrados na Figura 2.3. O parâmetro ganho refere-se à versão estimulada do respectivo processo, dado em cm/MW , e (*)= (cm^{-1}) ou $[(\text{nm})^{-1} \times 10^{-7}]$.

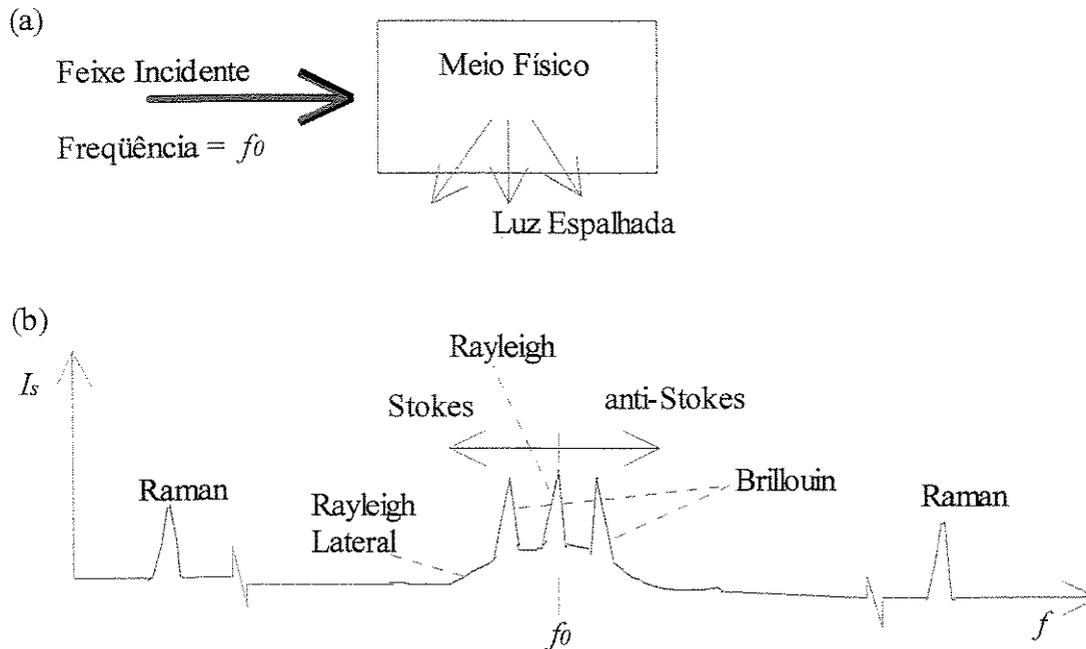


Figura 2.3: Espalhamento espontâneo da luz. (a) Experimento. (b) Espectro típico.

Tabela 1.3. Processos causadores de espalhamento

Processo	Deslocamento (*)	Largura de Linha(*)	Tempo de Relaxação(segs.)	Ganho
Raman	1000	5	10^{-12}	5×10^{-3}
Brillouin	0,1	5×10^{-3}	10^{-9}	10^{-2}
Rayleigh	0	5×10^{-4}	10^{-8}	10^{-4}
Rayleigh (lat.)	0	5	10^{-12}	10^{-3}

O espalhamento de Raman resulta da interação da luz com os modos vibracionais das moléculas do meio físico. Pode também ser descrito como sendo o espalhamento de luz por fónons ópticos.

O espalhamento de luz por ondas acústicas (ondas de pressão/densidade) recebe a denominação de espalhamento de Brillouin. Pode também ser descrito como sendo o espalhamento de luz por fónons acústicos.

O espalhamento de Rayleigh (central) é o espalhamento de luz por flutuações estáticas de densidade do material. É dito ser quase-elástico por não induzir deslocamento espectral do feixe incidente. O espalhamento lateral de Rayleigh é proveniente de flutuações na orientação de moléculas anisotrópicas. Uma vez que o processo de reorientação é muito rápido, esta parte do espalhamento de Rayleigh é espectralmente bastante larga. Quando as moléculas possuem tensor de polarizabilidade isotrópico este fenômeno não ocorre.

Um material completamente homogêneo espalha somente na direção da onda incidente [51]. Flutuações em quaisquer das propriedades ópticas de um meio propiciam o surgimento de espalhamento. A eficiência do processo de espalhamento pode ser descrita através do coeficiente de espalhamento, R , definido em termos das grandezas ilustradas na Figura 1.4. Nesta, um feixe de luz de intensidade I_0 , ilumina uma região de espalhamento de volume V . A intensidade da luz espalhada, I_s , é medida a uma distância L da região de interação. Admite-se que a intensidade da luz espalhada cresça linearmente com a intensidade I_0 da luz incidente e com o volume V da região de interação, e que obedeça à lei do inverso do quadrado com relação à distância L até o ponto de observação. Então I_s pode ser expressa assim:

$$I_s = \frac{I_0 R V}{L^2}. \quad (2.7)$$

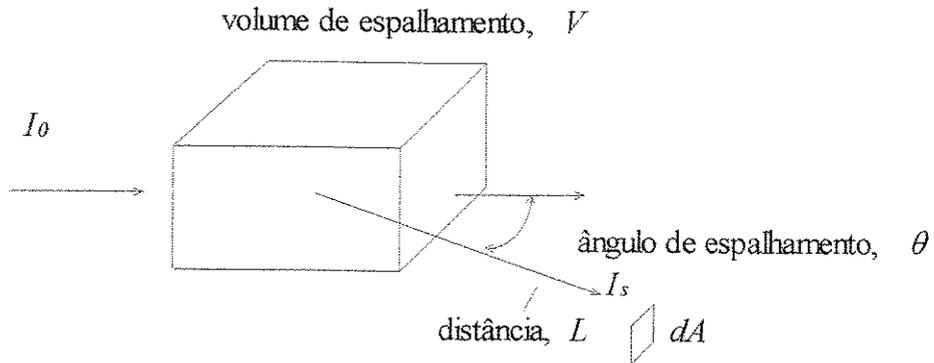


Figura 2.4: Grandezas utilizadas para definir o coeficiente de espalhamento.

Agora suponhamos que a luz espalhada atinja um pequeno detector com área dA . A potência que incide sobre o detector é dada por $dP = I_s dA$.

Como o detector encerra um ângulo sólido na região de espalhamento dado por $d\Omega = dA/L^2$, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido é dada por $dP/d\Omega = I_s L^2$, ou:

$$\frac{dP}{d\Omega} = I_0 R V. \quad (2.8)$$

Qualquer uma destas duas últimas equações pode ser usada como definição para o coeficiente de espalhamento. Por exemplo, para luz visível e um ângulo de 90 graus, $R = 2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ para o ar, e $1 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ para a água.

Consideremos um feixe de intensidade I_0 atingindo uma molécula (ilustração na Figura 2.5), e suponhamos que P seja a potência total da radiação que é espalhada por esta molécula. Admitamos que P cresça linearmente com I_0 de acordo com a expressão:

$$P = \sigma I_0, \quad (2.9)$$

onde a constante σ é conhecida por seção reta total do espalhamento, que pode ser interpretada como sendo a área geométrica efetiva da molécula para a remoção de luz do feixe incidente.

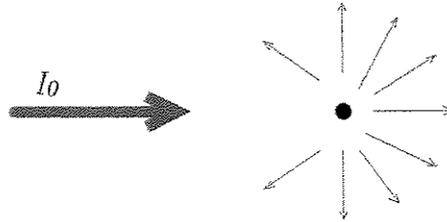


Figura 2.5: Espalhamento de luz por uma molécula.

Pode-se definir também uma seção reta diferencial. Esta grandeza descreve a potência dP espalhada em alguma direção particular no elemento de ângulo sólido $d\Omega$. Admite-se também que a potência espalhada por unidade de ângulo sólido, $dP/d\Omega$, cresça linearmente com a intensidade incidente assim:

$$\frac{dP}{d\Omega} = I_0 \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (2.10)$$

onde $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a seção reta diferencial. Como P é igual a $\int (dP/d\Omega)d\Omega$ segue-se que:

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.11)$$

Se cada uma das \mathcal{N} moléculas contidas no volume V da Figura 1.4 espalhar independentemente, então a potência total da luz espalhada por unidade de ângulo sólido será \mathcal{N} vezes maior do que o resultado na Eq. (2.11) acima. Então por comparação com a Eq. (2.9), o coeficiente de espalhamento é dado por:

$$R = \frac{\mathcal{N} d\sigma}{V d\Omega}. \quad (2.12)$$

Esta equação é válida para meios líquidos e gasosos não-homogêneos, e inválida para matéria condensada.

2.2.2 Abordagem Termodinâmica

Consideremos o caso em que o espalhamento da luz ocorre como conseqüência de flutuações na constante dielétrica (aqui suposta escalar) resultantes de flutuações em grandezas termodinâmicas tais como densidade do material e temperatura. Suponhamos que o volume de espalhamento V possa ser dividido em volumes menores V' (Figura 2.6) com a propriedade de que todos os átomos em V' irradiem aproximadamente em fase na direção θ .

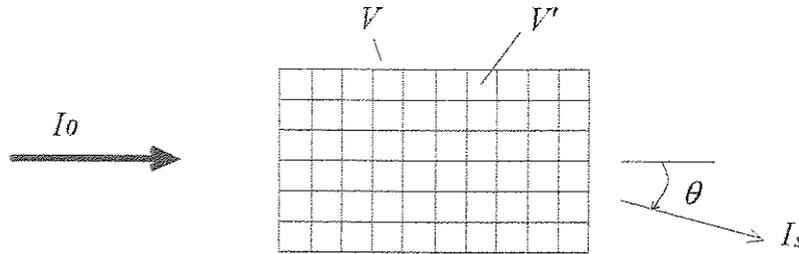


Figura 2.6: Espalhamento de luz por um conjunto de moléculas.

Denominando por $\Delta\epsilon$ a variação da constante dielétrica sobre o volume V' , então a flutuação na susceptibilidade será dada por $\Delta\chi = \Delta\epsilon/4\pi$, uma

vez que $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$. Devido a esta variação na susceptibilidade, o volume V' desenvolve a polarização:

$$\tilde{\mathbf{P}} = \Delta\chi\tilde{\mathbf{E}}_0 = (\Delta\epsilon/4\pi)\tilde{\mathbf{E}}_0. \quad (2.13)$$

Conseqüentemente, o momento dipolar é dado por:

$$\tilde{\mathbf{p}} = V'\tilde{\mathbf{P}} = V'\frac{\Delta\epsilon}{4\pi}\tilde{\mathbf{E}}_0. \quad (2.14)$$

A intensidade $I_s = (nc/4\pi)\mathcal{E}[\tilde{\mathbf{E}}_s^2]$ da radiação emitida por este momento dipolar oscilante é dada por [52]:

$$I_s = I_0 \frac{\omega^4 V'^2 \mathcal{E}[\Delta\epsilon^2] \text{sen}^2\phi}{16\pi^2 L^2 c^4}, \quad (2.15)$$

onde ϕ é o ângulo entre $\tilde{\mathbf{p}}$ e a direção até o ponto de observação. Nesta expressão, que fornece a luz espalhada por uma célula, a intensidade da luz incidente é $I_0 = (nc/4\pi)\mathcal{E}[\tilde{\mathbf{E}}_0^2]$. A intensidade total é obtida multiplicando-se (2.15) por V/V' .

Para calcular o valor quadrático médio da flutuação na constante dielétrica para uma célula, $\mathcal{E}[\Delta\epsilon^2]$, tomamos a densidade ρ e a temperatura T como variáveis termodinâmicas independentes. A variação na constante dielétrica pode então ser escrita como:

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T. \quad (2.16)$$

A constante normalmente depende muito mais da densidade do que da temperatura. Por isso, o segundo termo desta expressão pode ser desprezado [51], e o subscrito T torna-se desnecessário. Então:

$$\mathcal{E}[\Delta\epsilon^2] = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)^2 \mathcal{E}[\Delta\rho^2], \quad (2.17)$$

ou equivalentemente:

$$\mathcal{E}[\Delta\epsilon^2] = \gamma_e^2 \frac{\mathcal{E}[\Delta\rho^2]}{\rho_0^2}, \quad (2.18)$$

onde ρ_0 representa a densidade média do material, e γ_e é a constante eletrocompressiva, definida por:

$$\gamma_e = \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} . \quad (2.19)$$

A grandeza $\frac{\mathcal{E}[\Delta\rho^2]}{\rho_0^2}$ na equação (2.18) é calculada em [51], Apêndice I, e encontrada também em [53]:

$$\frac{\mathcal{E}[\Delta\rho^2]}{\rho_0^2} = \frac{kTC_T}{V'} , \quad (2.20)$$

onde

$$C_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \quad (2.21)$$

é a compressibilidade isotérmica. Observando a equação (2.21) vemos que as flutuações de densidade são governadas por excitação térmica; quanto maior a compressibilidade, maior a excursão na densidade. Quanto menor o volume em consideração, mais fácil será variar sua densidade média.

Substituindo-se as equações (2.18) e (2.20) na equação (2.15), e multiplicando-se o resultado pelo número total de células, V/V' , encontramos a intensidade total da radiação espalhada:

$$I_s = I_0 \frac{\omega^4 V}{16\pi^2 L^2 c^4} \gamma_e^2 C_T kT \text{sen}^2 \phi . \quad (2.22)$$

Com este resultado e a equação (2.8), determina-se o coeficiente de espalhamento:

$$R = \frac{\omega^4}{16\pi^2 c^4} \gamma_e^2 C_T kT \text{sen}^2 \phi . \quad (2.23)$$

A equação (2.23) expressa a intensidade total da luz espalhada em consequência das flutuações na densidade (e portanto na constante dielétrica) de um material em equilíbrio térmico. Para se determinar o espectro da luz espalhada, devemos examinar o comportamento dinâmico das flutuações que fazem surgir o espalhamento da luz. Representemos a flutuação na constante dielétrica como:

$$\Delta\tilde{\epsilon} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \Delta\tilde{\rho} . \quad (2.24)$$

Agora adotemos a entropia s e a pressão p como as variáveis termodinâmicas independentes. Podemos então representar a variação na densidade, $\Delta\tilde{\rho}$, como:

$$\Delta\tilde{\rho} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s \Delta\tilde{p} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \Delta\tilde{s}. \quad (2.25)$$

Na equação (2.25), o primeiro termo descreve flutuações adiabáticas de densidade, isto é, ondas acústicas, as quais provocam espalhamento de Brillouin. O segundo termo descreve flutuações isobáricas de densidade, isto é, flutuações de entropia ou de temperatura, responsáveis por espalhamento central de Rayleigh. As duas contribuições para $\Delta\tilde{\rho}$ são de naturezas bem diferentes, e produzem espalhamentos de luz com distribuições espectrais distintas. A distinção dos dois fenômenos é evidenciada pelas equações de movimento para $\Delta\tilde{p}$ e $\Delta\tilde{\rho}$.

Espalhamento de Brillouin

A equação de movimento para uma onda de pressão é dada por:

$$\frac{\partial^2 \Delta\tilde{p}}{\partial t^2} - \Gamma' \nabla^2 \frac{\partial \Delta\tilde{p}}{\partial t} - v^2 \nabla^2 \Delta\tilde{p} = 0. \quad (2.26)$$

Aqui v denota a velocidade do som. (No caso de uma fibra de sílica fundida, quando a onda acústica é originada por um pulso de luz, este parâmetro, na direção núcleo-casca é aproximadamente igual a $5,996 \times 10^5 \text{ cm/s}$. Na direção do eixo da fibra é de aproximadamente $3,740 \times 10^5 \text{ cm/s}$) [54]). Em termos de variáveis termodinâmicas:

$$v^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s. \quad (2.27)$$

A velocidade do som em um material pode ser expressa em termos da sua compressibilidade e da sua densidade:

$$v^2 = \frac{1}{C_s \rho}, \quad (2.28)$$

onde o subscrito em C_s indica que o parâmetro é medido com entropia constante. A relação entre C_T e C_s fornece o índice adiabático γ , que também pode ser expresso por c_p/c_V , a relação entre os calores específicos a pressão

constante e a volume constante do material, dados ou em $Joules/kg \times K$, ou em $erg/g \times K$.

O parâmetro Γ' na equação de onda acima é um parâmetro de amortecimento que pode ser expresso por:

$$\Gamma' = \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b + \frac{\kappa}{c_p} (\gamma - 1) \right], \quad (2.29)$$

onde η_s é o coeficiente de viscosidade na dimensão transversal à da propagação da onda acústica, η_b é o coeficiente na direção de propagação, e κ é a condutividade térmica.

Com a finalidade de ilustrarmos a natureza da equação de onda acústica (2.26), consideremos a propagação da onda

$$\Delta \tilde{p} = \Delta p e^{j(qz - \Omega t)} + \Delta p e^{-j(qz - \Omega t)}, \quad (2.30)$$

através de um meio acústico. Substituindo-se esta expressão em (2.26), q e Ω ficam relacionados da seguinte forma:

$$\Omega^2 = q^2 (v^2 - j\Omega\Gamma'). \quad (2.31)$$

A equação (2.31) pode também ser expressa por:

$$q^2 \simeq \frac{\Omega^2}{v^2} \left(1 + \frac{j\Omega\Gamma'}{v^2} \right), \quad (2.32)$$

ou,

$$q \simeq \frac{\Omega}{v} + \frac{j\Omega}{2v}, \quad (2.33)$$

onde $\Gamma = \Gamma' q^2$ é a taxa de decaimento do fónon. Substituindo-se (2.33) em (2.30) encontra-se que:

$$|\Delta p(z)|^2 = |\Delta p(0)|^2 e^{-\alpha_s z}, \quad (2.34)$$

onde $\alpha_s = q^2 \Gamma' / v = \Gamma / v$ é o coeficiente de absorção do som. O tempo de vida do fónon é definido por:

$$\tau_f = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{q^2 \Gamma'}. \quad (2.35)$$

Agora calculemos a taxa na qual a luz do feixe incidente é espalhada por estas ondas acústicas. Suponhamos que o campo óptico do feixe incidente seja descrito por:

$$\tilde{E}_0(z, t) = E_0 e^{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + E_0 e^{-j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.36)$$

e que o campo espalhado obedeça à seguinte equação:

$$\nabla^2 \tilde{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2}, \quad (2.37)$$

com $\tilde{P} = (\Delta\epsilon/4\pi)\tilde{E}_0$, conforme definido anteriormente, onde $\Delta\epsilon$ é dada na equação (2.24). Ou seja, $\tilde{P} = \frac{(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho})\Delta\rho\tilde{E}_0}{4\pi}$. A variação na densidade é dada pelo primeiro termo no lado direito de (1.25), $(\frac{\partial\rho}{\partial p})\Delta\tilde{p}$, onde $\Delta\tilde{p}$ representa pressão incremental. Assim,

$$\tilde{P}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right)_s \Delta\tilde{p}(\mathbf{r}, t) \tilde{E}_0(z, t) = \frac{1}{4\pi} \gamma_e C_s \Delta\tilde{p}(\mathbf{r}, t) \tilde{E}_0(z, t), \quad (2.38)$$

onde C_s = compressibilidade adiabática e γ_e = constante eletro-compressiva; para quartzo fundido $\gamma_e = 1, 2$ [54]. Dentro da região de interação, uma componente típica da perturbação na pressão proveniente de excitação térmica pode ser representada por:

$$\Delta\tilde{p}(\mathbf{r}, t) = \Delta p e^{j(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \Omega t)} + \Delta p^* e^{-j(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \Omega t)}. \quad (2.39)$$

Combinando-se estas três últimas expressões, obtém-se que o campo espalhado deve obedecer à seguinte equação de onda:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = & -\frac{\gamma_e C_s}{c^2} [(\omega - \Omega)^2 \mathbf{E}_0 \Delta p^* e^{j(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - j(\omega - \Omega)t} \\ & + (\omega + \Omega)^2 \mathbf{E}_0 \Delta p e^{j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r} - j(\omega + \Omega)t} + \text{compl. conjugado}]. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Nesta expressão, o primeiro termo do lado direito representa espalhamento para a região de Stokes, enquanto que o segundo termo representa espalhamento para a região anti-Stokes. Analisemos o termo de Stokes:

Observa-se que a polarização possui uma componente com vetor de onda [55], p.362:

$$\mathbf{k}' = \mathbf{k} - \mathbf{q}, \quad (2.41)$$

e frequência

$$\omega' = \omega - \Omega, \quad (2.42)$$

onde, para o campo óptico incidente, temos que:

$$\omega = |\mathbf{k}| \frac{c}{n}, \quad (2.43)$$

e para a onda acústica temos que:

$$\Omega = |\mathbf{q}| v. \quad (2.44)$$

Esta componente da polarização pode acoplar-se eficientemente à onda óptica espalhada somente se sua frequência ω' e vetor de onda \mathbf{k}' estiverem relacionados pela relação de dispersão para ondas ópticas, isto é:

$$\omega' = |\mathbf{k}'| \frac{c}{n}. \quad (2.45)$$

Para que estas cinco últimas equações sejam satisfeitas simultaneamente, a frequência da onda sonora e o vetor de onda devem possuir um valor particular para cada direção de espalhamento. Para o caso de espalhamento sob um ângulo θ temos a situação ilustrada na Figura 2.7. A parte (a) mostra as orientações relativas dos vetores de onda dos campos incidente e espalhado. A parte (b) ilustra a equação (2.42) e mostra como o vetor de onda da perturbação acústica está relacionada com as radiações ópticas incidente e espalhada.

Como $|\mathbf{k}|$ e $|\mathbf{k}'|$ são aproximadamente iguais (porque Ω é muito menor do que ω), o diagrama (b) mostra que:

$$|\mathbf{q}| = 2 |\mathbf{k}| \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.46)$$

Então, usando-se a equação (2.44), a frequência acústica é dada por:

$$\Omega = 2 |\mathbf{k}| v \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2n\omega \frac{v}{c} \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.47)$$

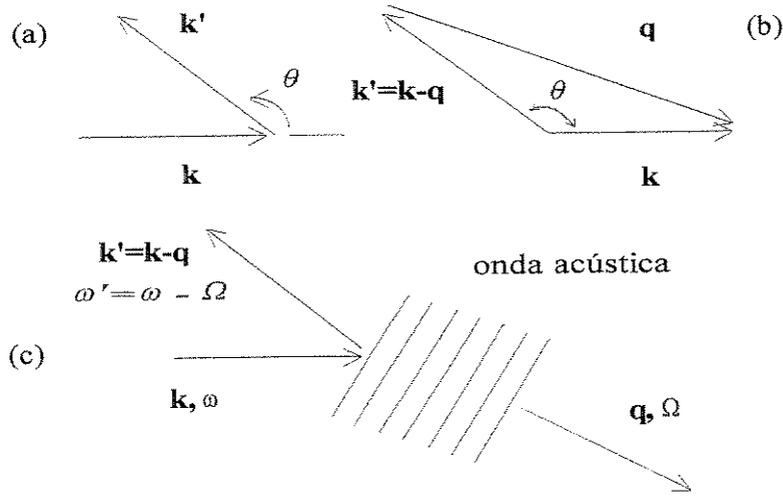


Figura 2.7: Espalhamento para a região de Stokes.

Observamos daí que o deslocamento de Stokes é zero para espalhamento na direção da onda incidente e é máximo caso contrário ($\theta = 180^\circ$). O deslocamento de frequência máximo é então dado por:

$$\Omega_{m\acute{a}x.} = 2n \frac{v}{c} \omega. \quad (2.48)$$

Por exemplo, se $\lambda = 1,55 \mu m$ ou $\frac{\omega}{2\pi} = 1,94 \times 10^{14} Hz$, $v = 3,7 \times 10^3 m/s$, e $n = 1,5$, temos que $\frac{\Omega_{m\acute{a}x.}}{2\pi} = 7,178 GHz$.

A análise do segundo termo no lado direito de (2.40) é análoga. Neste caso (espalhamento anti-Stokes), a onda acústica movimenta-se ao encontro da onda óptica, conforme ilustra a Figura 2.8.

2.2.3 Espalhamento Estimulado

Espalhamento luminoso é originado por flutuações nas propriedades ópticas de um sistema material. É dito ser espontâneo quando as flutuações são causadas por efeitos térmicos ou mecânico-quânticos. É dito ser estimulado se as flutuações forem induzidas pela presença do campo luminoso. É normalmente muito mais eficiente do que o espalhamento espontâneo. (Jitter acústico em sistemas de transmissão de informação via pulsos solitônicos em fibras ópticas, é causado por espalhamento estimulado induzido por variações

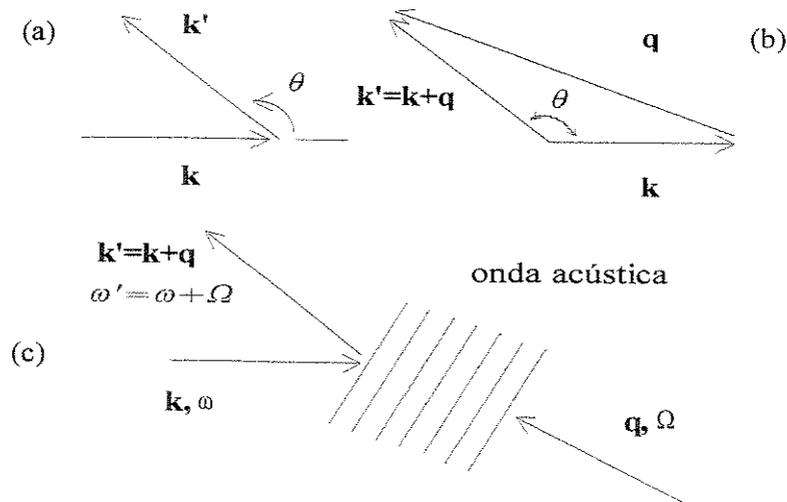


Figura 2.8: Espalhamento anti-Stokes.

na densidade do material constituinte da fibra). O processo de espalhamento estimulado de Brillouin (EEB) está ilustrado na Figura 2.9. Nesta, ω_L representa a frequência de um feixe incidente espalhado pela variação do índice de refração decorrente da presença de uma onda sonora de frequência Ω .



Figura 2.9: Espalhamento Estimulado de Brillouin.

Como as frentes de ondas acústicas estão se afastando da onda laser incidente, a luz espalhada é deslocada no domínio da frequência para baixo (região de Stokes), para $\omega_S = \omega_L - \Omega$.

2.2.4 Efeito de Raman

As perturbações opticamente induzidas sobre elétrons numa molécula podem também excitar as vibrações da própria molécula. A polarização induzida,

que oscila na frequência da luz incidente, interage com a vibração molecular dando lugar ao surgimento de uma polarização oscilando em frequências deslocadas pela frequência da vibração. Isto é o chamado de efeito de Raman mencionado acima. Em termos de mecânica quântica ele é descrito como a molécula absorvendo um fóton na frequência original e emitindo um fóton na frequência deslocada (onda de Stokes, de frequência mais baixa que a incidente), enquanto passa por uma transição entre estados vibracionais. Para uma potência incidente suficientemente alta este efeito produz também ganho óptico bidirecional na frequência da onda de Stokes.

2.2.5 Efeito de Brillouin

A polarização opticamente induzida pode também interagir com as vibrações acústicas do vidro, produzindo polarização, e portanto luz, deslocada pela frequência acústica, que é de aproximadamente 10^{10} Hz. Este efeito, conhecido por efeito de Brillouin, é semelhante ao de Raman, mas com algumas diferenças importantes. O valor de pico do ganho de Brillouin é mais de 100 vezes maior do que o ganho de Raman, enquanto que o deslocamento de frequência de Brillouin e a sua largura de faixa são muito menores do que os de Raman. Além disso, o ganho de Brillouin só existe para a luz que se propaga na direção contrária àquela da luz de bombeio.

2.2.6 O Coeficiente Não-Linear, n_2

No projeto de sistemas de transmissão, especialmente aqueles envolvendo longas distâncias, amplificação e o uso de mais de um canal, torna-se importante conhecer-se n_2 , uma vez que as não-linearidades nas fibras dependem do mesmo. Dois métodos experimentais foram recentemente desenvolvidos para se determinar este índice para diferentes tipos de fibras. Um deles[9] (ver Apêndice B) usa XPM e mede o n_2 para quatro diferentes tipos de fibras monomodo, encontrando valores entre 2,79 e $4,44 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (n_2/A_{ef} entre 0,3 e $2 \times 10^{-9} \text{ W}^{-1}$) em $1,55 \mu\text{m}$. O outro procedimento [10](ver Apêndice A) usa SPM na determinação de n_2 para dois tipos de fibras usadas em telecomunicações, encontrando valores para n_2/A_{ef} entre aproximadamente 0,4 e $1,8 \times 10^{-9} \text{ W}^{-1}$.

2.3 Efeitos das Não-Linearidades Ópticas: Breve Resumo

A Tabela 2.4 mostra como as não-linearidades ópticas podem ser separadas em relação às causas, e associa seus efeitos a sistemas de transmissão óptica mono e multi-canal.

Tabela 2.4. Efeitos Não-Lineares em Sistemas de Transmissão Óptica

	Sistemas Mono-Canal	Sistemas Multi-Canal
Causa 1: Perturbações no Índice de Refração	Auto-modulação de fase (SPM), Jitter Acústico	XPM FWM e Jitter Acústico
Causa 2: Espalhamento	Brillouin	Raman

A Figura 1.4 mostra os limites impostos sobre a potência óptica por quatro dos efeitos não-lineares mencionados na Tabela 2.4. Supõe-se que o sistema opere em torno dos 1.550 nm, que use fibra monomodo com atenuação de 0,2 dB/km, com espaçamento entre canais de 10 GHz [28]. (Um estudo recente sobre os efeitos de FWM em sistemas WDM é encontrado em [29]).

- Auto-Modulação de Fase (SPM):
 1. O índice de refração varia com a intensidade do pulso óptico (efeito de Kerr);
 2. Em sistemas usando modulação de intensidade, o sinal modula o índice de refração, o qual por sua vez modula a fase do sinal;
 3. A modulação de fase espalha(enlarga) o espectro do sinal.
- Intermodulação de Fase (XPM):
 1. A modulação do índice de refração provocada por um sinal induz modulação de fase em outros canais propagando-se na mesma direção;
 2. Potencialmente mais prejudicial ao desempenho de sistemas multicanal do que SPM;

2.3. EFEITOS DAS NÃO-LINEARIDADES ÓPTICAS: BREVE RESUMO35

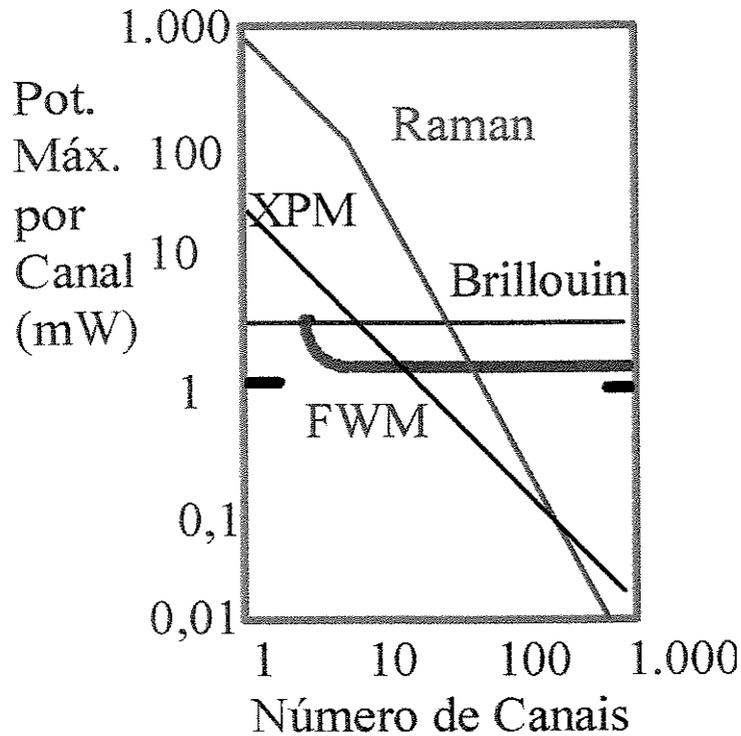


Figura 2.10: Limites sobre a potência óptica por canal devido às não-linearidades em um sistema WDM.

3. Pode tornar-se desprezível quando os canais estiverem suficientemente espaçados;
 4. Mais prejudicial em fibras com dispersão deslocada(DSFs).
- Mistura de Quatro Ondas (FWM):
 1. Batimento de dois sinais gera harmônicas;
 2. Harmônicas podem coincidir com canais dos sistemas, atuando como interferência;
 3. FWM depende das potências dos sinais, do espaçamento entre canais, do afastamento com relação ao comprimento de onda central, e da polarização;
 4. Algumas formas de combate podem ser adotadas [20].

- Espalhamento Estimulado de Brillouin (EEB):
 1. Onda luminosa interage com onda acústica na fibra, espalhando potência no sentido inverso;
 2. A luz espalhada tem frequência rebaixada em relação à frequência original;
 3. O limiar de potência necessário ao seu surgimento depende da largura espectral da fonte, do raio efetivo do núcleo da fibra, e do comprimento efetivo da mesma;
 4. Limiares típicos: 9 dBm para luz tipo onda contínua, 12 dBm para transmissor com modulação externa;
 5. Importante para o desempenho de sistemas de longo alcance usando pulsos (sólitons) com durações menores que 10 ps.

- Espalhamento Estimulado de Raman (EER):
 1. Em sistemas multicanal, os canais com comprimentos de onda inferiores (canais altos) agem como fontes de bombeio para os canais baixos;
 2. Depende dos espaçamentos entre canais;
 3. Limiar de potência elevado;
 4. Importante para o desempenho de sistemas monocal com taxas acima dos 100 Gbps.

Capítulo 3

Sistemas Solitônicos

3.1 Resumo Histórico sobre sólitons

Sólitons aparecem em diversos tipos de fenômenos físicos. Ondas aquáticas solitônicas, ondas de choque com altas intensidades, condução neuronal solitônica e sólitons ópticos não-lineares são apenas alguns exemplos. Em 1838 Russel [19] derivou uma expressão para a velocidade de ondas solitárias em um canal aquático com profundidade uniforme, e afirmou que em condições idealizadas tais ondas não se amortecem. Em 1895 Korteweg e deVries derivaram as equações de ondas hidrodinâmicas. Em 1971 Zhakharov e Shabat resolveram a equação não-linear de Schrödinger (ENLS) pelo método da transformada do espalhamento inverso e demonstraram que as soluções constituíam sólitons. Eles também afirmaram que a ENLS é válida para uma onda unidimensional quase-monocromática em um meio com dispersão e não-linearidade sem inércia. Em 1973 Hasegawa e Tappert observaram que o trabalho de Zhakharov e Shabat era aplicável a fibras ópticas, e mostraram teoricamente que um pulso óptico na fibra pode formar um envelope solitônico. Eles também enfatizaram que este fenômeno poderia ter importância prática em comunicações a longas distâncias. Em 1980 Molle-nauer, Stolen e Gordon demonstraram experimentalmente, pela primeira vez, a propagação de sólitons em fibras ópticas. Em 1988 um experimento em laboratório demonstrou a viabilidade da transmissão de dados em um enlace com 4.000 km, compensando-se a perda na fibra através de EER [35]. EDFAs começaram a ser utilizados para a amplificação de sólitons a partir de 1989. Ao longo destas últimas duas décadas (80 e 90) a exploração teórica e prática

de sólitons em fibras conduziu a um estágio no qual o conhecimento atual deixa inequívoca a aplicabilidade de sólitons em sistemas a longas distâncias e altas taxas de transmissão, considerados a quinta geração de sistemas de comunicações via fibras ópticas [22], [23], [24].

3.2 Sólitons em Fibras Ópticas

São envelopes de pulsos que, sob certas condições, propagam-se praticamente sem distorção por grandes distâncias, podendo suportar colisões elásticas, como acontece com partículas.

Conforme ilustrado em [13] (p. 40), a GVD passa pelo zero em um comprimento de onda em torno dos 1.300 nm. Para comprimentos de ondas maiores, torna-se negativa. Isto dá origem a alguns fenômenos potencialmente úteis. Sabe-se da possibilidade de se selecionar uma combinação entre formato de pulso, intensidade de pico e largura do pulso, de maneira tal que os efeitos das não-linearidades de Kerr e a GVD negativa cancelem-se exatamente. Nesta situação um pulso se propagará sem qualquer alteração. Para transmissão a longas distâncias, o fato da GVD ser negativa para comprimentos de onda em torno dos 1.550 nm, região de menor atenuação das fibras monomodo atualmente utilizadas, reforça ainda mais a adequação de pulsos solitônicos nesses sistemas.

Como frequências diferentes propagam-se com velocidades diferentes, a dispersão sozinha tenderia a ampliar os pulsos. Um pulso de luz com alta intensidade, por outro lado, provoca um aumento do índice de refração e cria um índice local variante no tempo, o que corresponde à auto-modulação de fase. O índice não-linear é dado por:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3.1)$$

onde o coeficiente de Kerr n_2 assume valores entre 2,79 e $4,44 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ para algumas das fibras atualmente utilizadas. A auto-modulação de fase (SPM) caracteriza-se por uma variação de fase dada por:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} L n_2 I, \quad (3.2)$$

onde L é o comprimento da fibra, que conduz a uma varredura de frequência (*chirp*) ao longo do pulso, dada por:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Delta\phi}{\partial t} = -\frac{2\pi}{\lambda}Ln_2\frac{\partial I}{\partial t}. \quad (3.3)$$

Para um valor positivo de n_2 a SPM desloca para baixo a frequência da parte dianteira do pulso e para cima a frequência da parte final do pulso. Então a SPM "acelera" os comprimentos de onda maiores, enquanto que a GVD anômala (negativa) os atrasa. Com intensidade e perfil de pulso luminoso adequados esses dois efeitos podem se cancelar mutuamente. A intensidade para a qual SPM e GVD se equilibram corresponde ao sóliton fundamental que se propaga sem alteração de forma. (O termo sóliton fundamental corresponde à situação em que o parâmetro N , na equação (5.2.17) de [11], é igual a 1. Este parâmetro adimensional é definido por $N = \sqrt{(\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|)} = \sqrt{\gamma P_0 L_D}$, onde P_0 , o mesmo que P_c no desenvolvimento abaixo, é a potência de pico necessária para o lançamento de um sóliton fundamental dada por $\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}$ ou $\frac{3.11 \times |\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2}$). Aqui T_0 é uma medida da duração do pulso, β_2 é o parâmetro GVD dado por:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{\nu_g} \right) \simeq \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (3.4)$$

sendo ν_g a velocidade de grupo. O comprimento de dispersão, $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$, nos indica a distância a partir da qual os efeitos da GVD tornam-se importantes. O coeficiente de não-linearidade, γ , é dado por:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{ef}}, \quad (3.5)$$

onde ω_0 é a frequência da portadora óptica e A_{ef} é a área efetiva do núcleo.

3.2.1 A equação não-linear de Schrödinger

O equilíbrio entre SPM e GVD pode ser descrito analiticamente pela equação não-linear de Schrödinger (ENLS)[25]. Consideremos uma fibra monomodo na qual z corresponde à distância ao longo da mesma. O campo elétrico pode ser descrito por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t(x, y) e^{j(k_0 z - \omega_0 t)} U\left(z, t - \frac{z}{\nu_g}\right), \quad (3.6)$$

onde o primeiro termo do lado direito corresponde à conformação espacial do modo transversal, o segundo termo é a frequência da portadora, e o último

termo representa o envelope. A frequência portadora viaja à velocidade de grupo ν_g e o argumento $t - \frac{z}{\nu_g}$ representa um referencial de tempo deslizando junto com o pulso. Costuma-se normalizar a função-envelope de forma que $|U|^2$ represente potência na fibra.

Usando o referencial de tempo com atraso, $U(z, t)$ satisfaz aproximadamente à ENLS a seguir:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\lambda^2 D}{4\pi c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{ef}} |U|^2 U = 0, \quad (3.7)$$

onde o segundo termo corresponde à GVD e o terceiro à não-linearidade. O parâmetro D , normalmente dado em $\frac{ps}{nm \times km}$ expressa a variação no atraso do pulso com a variação no comprimento de onda λ por unidade de comprimento da fibra. Para uma distância L na fibra, a extensão da ampliação do pulso é:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{\nu_g} \right) \Delta\omega, \quad (3.8)$$

onde ω é a frequência óptica e $\Delta\omega$ é a largura espectral da fonte. Usando os resultados em [11] (Seção 1.2.3), obtém-se que:

$$\Delta T = L\beta_2 \Delta\omega, \quad (3.9)$$

ou

$$\Delta T = DL\Delta\lambda, \quad (3.10)$$

onde $\Delta\lambda$ é a faixa de comprimentos de onda emitida pela fonte óptica.

O perfil espacial transversal do campo elétrico pode ser levado em consideração efetuando-se uma média do efeito não-linear sobre a seção reta da fibra. Definindo-se a intensidade (I) do campo como sendo a relação entre sua potência (P) e a área efetiva (A_{ef}), ou seja, $I = P/A_{ef}$, onde $P = \int I dA$, então a área efetiva é dada por:

$$A_{ef} = \frac{P^2}{\int I^2 dA}. \quad (3.11)$$

A ENLS pode ser simplificada utilizando-se unidades solitônicas padrão. Distâncias (z_c), tempos (t_c) e potências (P_c) são normalizados. Assim:

$$\frac{t_c^2}{z_c} = \frac{\lambda^2 D}{2\pi c}, \quad (3.12)$$

e

$$P_c z_c = \frac{\lambda A_{ef}}{2\pi n_2}. \quad (3.13)$$

O comprimento z_c é a distância para a qual um pulso de baixa potência limitado à largura t_c , começa a espalhar-se devido à dispersão. Isto está relacionado com o que se chama de período do sóliton Z_0 (dado por $\frac{\pi z_c}{2}$). A potência P_c provoca 1 radiano de deslocamento não-linear de fase à distância z_c , e é a potência de pico na qual não-linearidade e dispersão se equilibram.

A ENLS normalizada, em coordenadas retardadas, é então:

$$j \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + |U|^2 U = 0. \quad (3.14)$$

Observe que nas normalizações acima existem duas equações a serem satisfeitas por três grandezas. Uma das grandezas pode, portanto, ser escolhida arbitrariamente. Pode-se por exemplo escolher a largura do pulso, ficando as outras duas variáveis restringidas. Esta arbitrariedade implica na existência de regras de escalonamento para qualquer solução da ENLS: se $U(z,t)$ for uma solução, então $RU(R^2 z, Rt)$ também será uma solução. R é um número real arbitrário. Existe também uma família de soluções constituída por versões de $U(z,t)$ deslocadas no domínio da frequência, dadas por: $U(z, t - Wz)e^{j(Wt - \frac{1}{2}W^2z)}$. Aqui W representa o deslocamento de frequência.

A ENLS é integrável porque pode ser resolvida pelo método do espalhamento inverso[11] (pp. 142-148), [50]. Conseqüentemente possui um número infinito de grandezas conservadas. Três delas são as seguintes:

$$C_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} |U(z, t)|^2 dt, \quad (3.15)$$

$$C_2 = j \int_{-\infty}^{+\infty} \left(U^* \frac{\partial U}{\partial t} - U \frac{\partial U^*}{\partial t} \right) dt, \quad (3.16)$$

e

$$C_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\left| \frac{\partial U}{\partial t} \right|^2 - |U|^4 \right) dt. \quad (3.17)$$

Interpretando sólitons como ondas, C_1 corresponde à conservação da energia, enquanto que C_2 corresponde à conservação da frequência média. Quando

os sólitons são vistos como partículas C_1 corresponde à conservação de massa, C_2 à conservação do momento, e C_3 à conservação da energia [50], (p. 59).

3.2.2 Soluções solitônicas para a ENLS

A solução canônica para a ENLS, que corresponde a um sólito fundamental, tem a forma:

$$U(z, t) = \operatorname{sech} t e^{\frac{1}{2}jz}. \quad (3.18)$$

A energia normalizada é dada por:

$$E_s = \int |U|^2 dt = 2, \quad (3.19)$$

e a largura FWHM (*full-width at half maximum*) do pulso em unidades normalizadas é $\tau = t_c 2 \cosh^{-1} \sqrt{2} = 1,763t_c$. Um aspecto importante acerca da solução canônica acima é que a fase do pulso depende da sua posição ao longo da fibra e não da variável tempo ao longo do pulso. Então, o sólito fundamental tem um deslocamento de fase uniforme e pode viajar como uma unidade mantendo sua integridade. O espectro de frequências do sólito, $\tilde{U}(\Omega)$, é obtido pela transformada de Fourier de $U(t)$:

$$\tilde{U}(\Omega) = \frac{1}{2} \operatorname{sech} h \frac{\pi\Omega}{2}, \quad (3.20)$$

onde $\Omega = (\omega - \omega_0)t_c$ é a separação em frequência.

O sólito fundamental pode ser escrito de uma maneira mais geral, assim:

$$U(z, t) = A \operatorname{sech} (At - q) e^{-j(\Omega t + \phi)}, \quad (3.21)$$

A amplitude do sólito é A , sua energia é $2A$, a frequência média é Ω , a fase é ϕ e o centro do pulso é q/A . Um valor positivo para Ω corresponde a um deslocamento positivo de frequência. O deslocamento e a fase evoluem na fibra de acordo com as expressões seguintes:

$$\frac{dq}{dz} = -A\Omega, \quad (3.22)$$

e

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{1}{2}(A^2 - \Omega^2). \quad (3.23)$$

Desta forma, em um ponto z na fibra, um pulso solitônico fica descrito pelos valores dos parâmetros A , Ω , q e ϕ .

Além do sóliton fundamental, que se comporta como uma unidade e é o resultado do equilíbrio entre dispersão e não-linearidade, existe também um continuum de soluções que satisfazem à ENLS. Estes sólitons mudam de forma à medida que se propagam pela fibra, conforme ilustra as Figuras nas páginas 146 e 147 de [11].

3.2.3 Sobre a estabilidade solitônica

Um pulso incidente com forma de secante hiperbólica, cujas duração e potência de pico satisfazem a $N = \sqrt{(\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|)} = \sqrt{\gamma P_0 L_D}$, de forma que N resulte inteiro, pode se propagar como um sóliton numa fibra monomodo. Quando $N = 1$ a forma do pulso não se alterará durante a propagação. O que acontece quando estas condições ideais não forem satisfeitas? Verifica-se que o pulso procura formar um sóliton, ajustando a sua forma e largura, embora parte da energia seja dispersada neste processo. Por isso, pode-se afirmar que sólitons ópticos em fibras constituem-se em modos naturais de propagação face à existência de dispersão e não-linearidade, e podem ser considerados robustos e estáveis. Detalhes sobre estabilidade solitônica podem ser encontrados em [12], seção 2.4, p. 52.

3.3 Simulação de Sistemas Solitônicos

As vantagens do uso de amplificação óptica em sistemas de transmissão a longas distâncias com relação à utilização de repetidores são bastante conhecidas. Uma delas é a possibilidade da transmissão de vários canais numa mesma fibra utilizando a tecnologia WDM (Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda), sem a limitação de taxa de bits imposta pelo *hardware* eletro-óptico dos equipamentos repetidores. Outra vantagem é a expectativa de queda de preço dos amplificadores ópticos, tendo em vista tratarem-se de equipamentos com implementação relativamente simples. A principal limitação no desempenho desses sistemas é a presença do efeito não-linear conhecido por FWM (Mistura de Quatro Ondas).

Com a finalidade de se aumentar a capacidade total de sistemas WDM opticamente amplificados, vários estudos sobre o uso de pulsos solitônicos foram publicados nos últimos 5-6 anos. O fenômeno das colisões de sólitons

em diferentes comprimentos de onda, e a presença de *jitter* nos diversos canais, introduz características peculiares no projeto desse tipo de sistema. Nesta seção são apresentados resultados de experimentos realizados pelo autor usando a biblioteca BNeD no ambiente Linux/Ptolemy.

3.3.1 Sistema de longo alcance com taxa agregada de 64 Gbps

Configuração e Especificações Situação 1

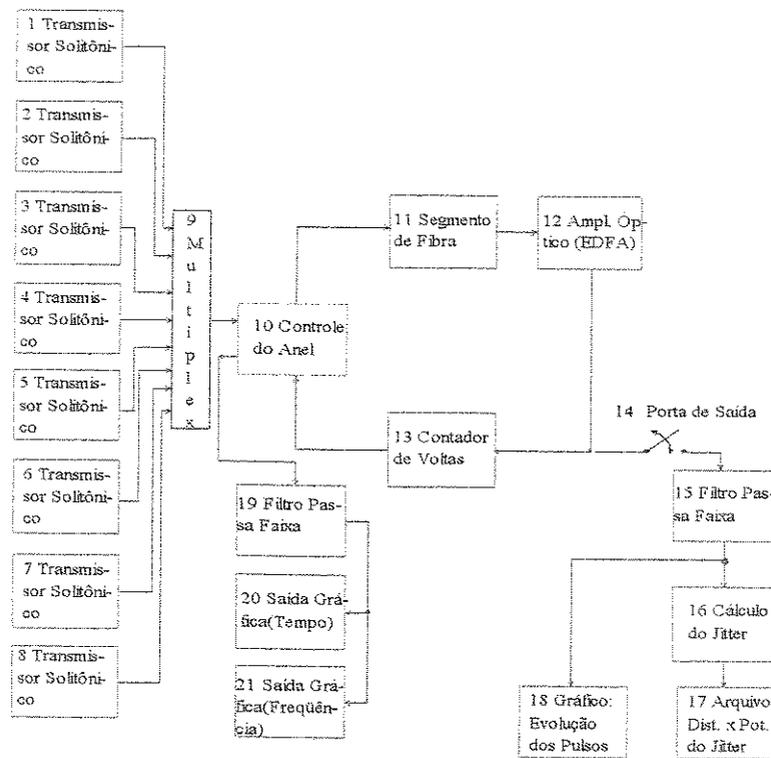


Figura 3.1: Sistema Solitônico com 8 Canais.

- Número de canais: 8
- Frequência Central: 193,1 THz
- Espaçamento entre canais: 95 GHz

- Alcance do Sistema: 10.000 km
- Taxa de Transmissão por Canal: 8 Gbps
- Bits Transmitidos: 32
- Largura dos Pulsos (FWHM): 20 ps
- Potência Óptica de Pico = -4,3 dBm
- Duração dos Bits: 125 ps
- Número de EDFAs: 250
- Figura de Ruído: 0 dB
- Ganho dos EDFAs: 10 dB
- Espaçamento entre EDFAs: 40 km
- Fibra (Corning SMF/DS CPC6, $\phi_{\text{externo}} = 245 \mu\text{m}$, $\phi_{\text{casca}} = 125 \mu\text{m}$,
 $\text{Área}_{\text{núcleo}} = 81 \mu\text{m}^2$)
- Atenuação = 0,25 dB/km
- S (inclinação da curva de dispersão no ponto de dispersão zero) = $0,085 \frac{\text{ps}}{\text{nm}^2 \times \text{km}}$
- D (dispersão total) = $2,7 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \times \text{km}}$

Pulsos Recebidos a 10.000 km

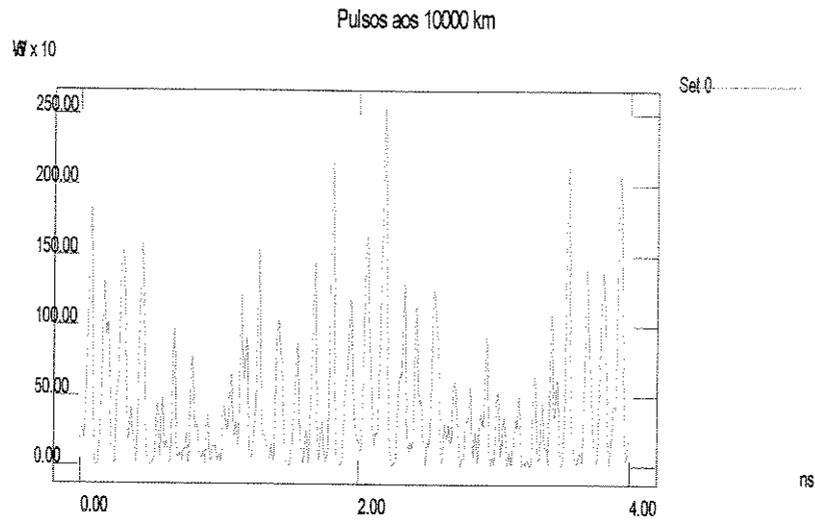


Figura 3.2: Pulsos recebidos em um dos canais a 10.000 km.

Valor *rms* do *Jitter* em Função da Distância Percorrida, Situação 1

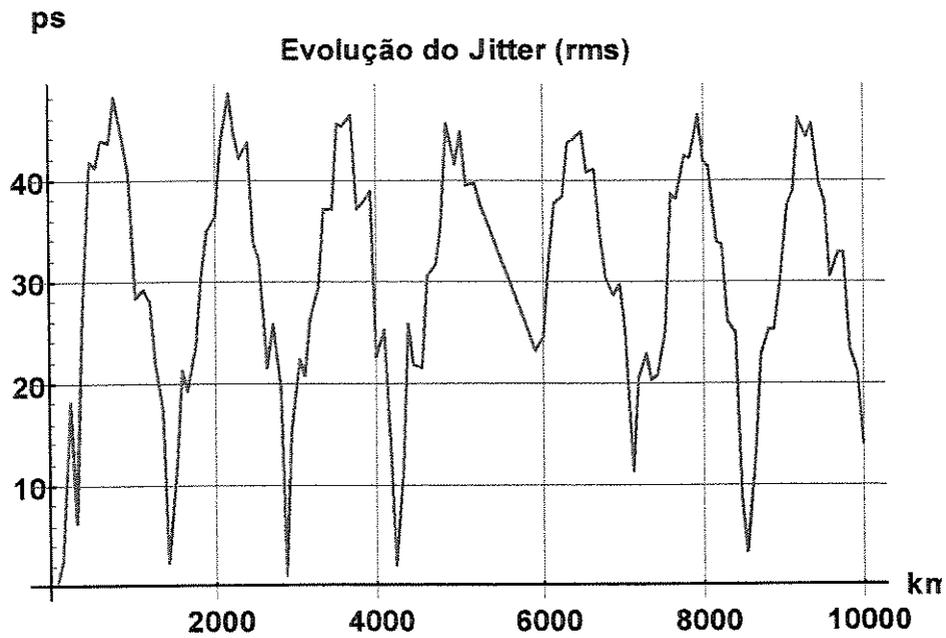


Figura 3.3: Jitter calculado. Situação 1: sem ASE, sem filtragem óptica ao longo da linha. (Modelo não inclui jitter acústico).

Especificações Situação 2

- Número de canais: 8
- Frequência Central: 193,1 THz
- Espaçamento entre canais: 95 GHz
- Alcance do Sistema: 10.000 km
- Taxa de Transmissão por Canal: 8 Gbps
- Bits Transmitidos: 32
- Largura dos Pulsos (FWHM): 20 ps
- Potência Óptica de Pico = -4,3 dBm
- Duração dos Bits: 125 ps
- Número de EDFAs: 250
- Figura de Ruído: 3 dB
- Ganho dos EDFAs: 10 dB
- Espaçamento entre EDFAs: 40 km
- Fibra (Corning SMF/DS CPC6, $\phi_{externo} = 245 \mu m$, $\phi_{casca} = 125 \mu m$, $\text{Área}_{núcleo} = 81 \mu m^2$)
- Atenuação = 0,25 dB/km
- S (inclinação da curva de dispersão no ponto de dispersão zero) = $0,085 \frac{ps}{nm^2 \times km}$
- D (dispersão total) = $2,7 \frac{ps}{nm \times km}$

Pulsos Recebidos a 10.000 km, Situação 2

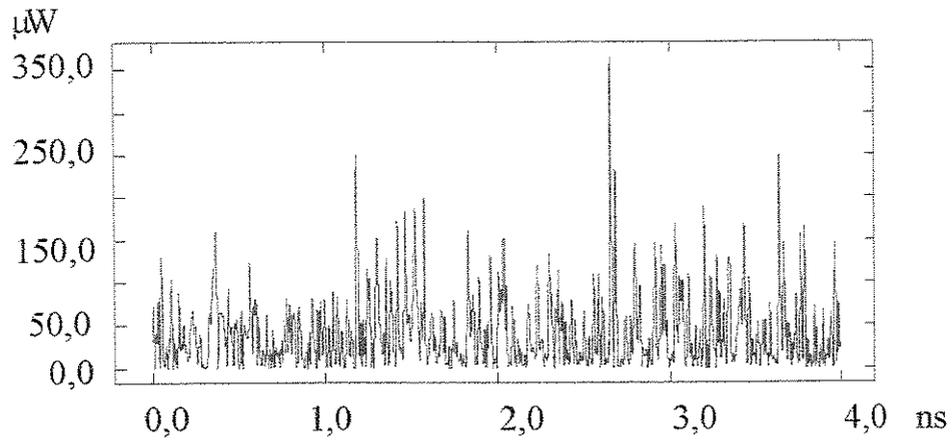


Figura 3.4: Pulsos aos 10.000 km (canal central, Situação 2).

Espectro dos Pulsos (Canal Central), Situação 2

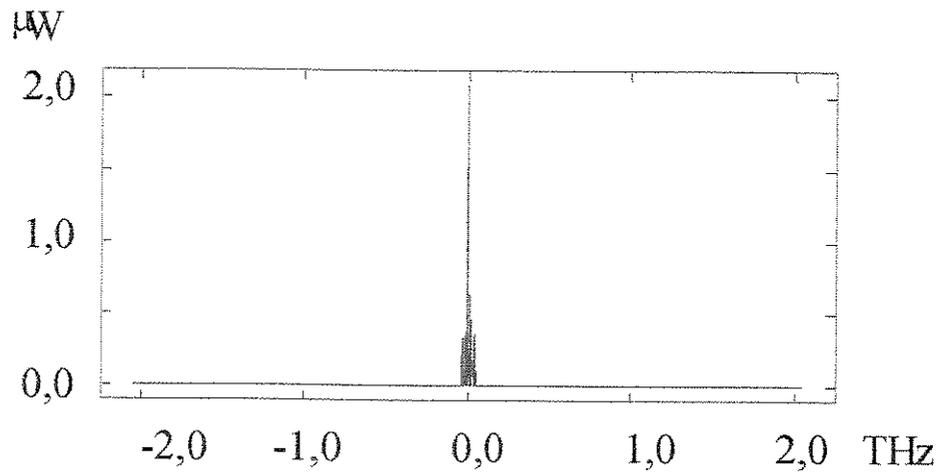


Figura 3.5: Espectro avaliado na recepção (10.000 km do transmissor), canal central, Situação 2.

Valor *rms* do *Jitter* em Função da Distância Percorrida, Situação 2

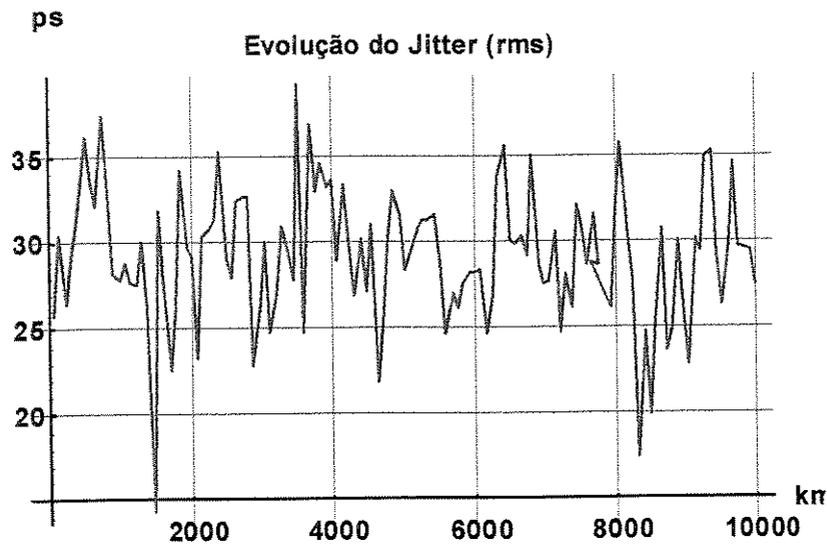


Figura 3.6: Jitter calculado. Situação 2: com ASE, sem filtragem óptica ao longo da linha. (Modelo não inclui jitter acústico).

Especificações Situação 3

- Número de canais: 8
- Frequência Central: 193,1 THz
- Espaçamento entre canais: 95 GHz
- Alcance do Sistema: 10.000 km
- Taxa de Transmissão por Canal: 8 Gbps
- Bits Transmitidos: 16
- Largura dos Pulsos (FWHM): 20 ps
- Potência Óptica de Pico = 0.0 dBm
- Duração dos Bits: 125 ps
- Número de EDFAs: 250
- Figura de Ruído: 3 dB
- Ganho dos EDFAs: 10 dB
- Espaçamento entre EDFAs: 40 km
- Fibra (Corning SMF/DS CPC6, $\phi_{externo} = 245 \mu m$, $\phi_{casca} = 125 \mu m$, $\text{Área}_{núcleo} = 81 \mu m^2$)
- Atenuação = 0,25 dB/km
- S (inclinação da curva de dispersão no ponto de dispersão zero) = $0,085 \frac{ps}{nm^2 \times km}$
- D (dispersão total) = $2,7 \frac{ps}{nm \times km}$

Evolução dos Pulsos entre Zero e 10.000 km, Situação 3

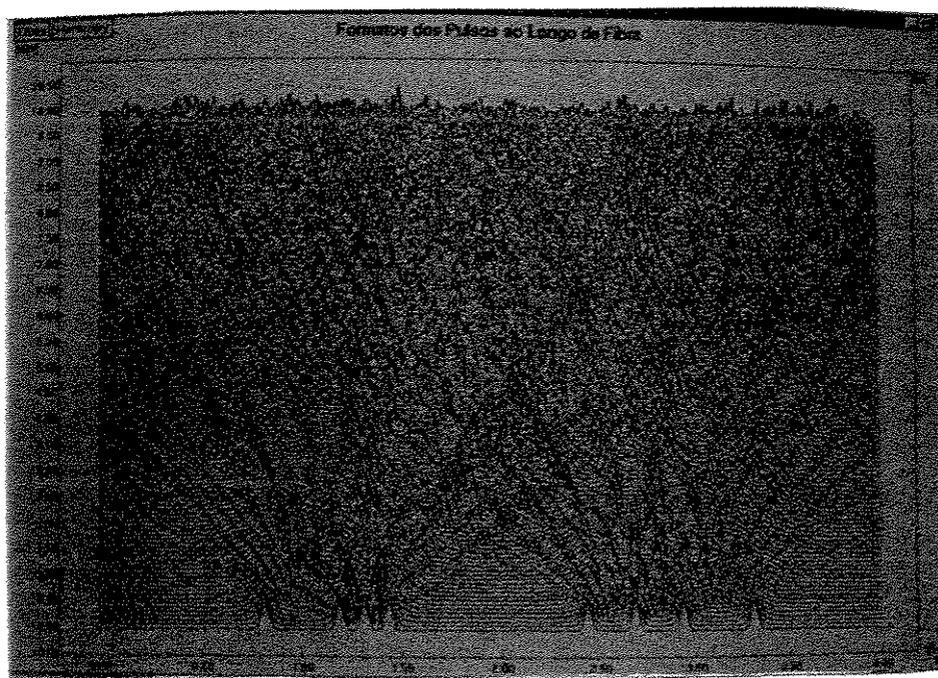


Figura 3.7: Envelopes dos Pulsos ao Longo de 10.000 km de Fibra.

3.3.2 Sistema usando fibra com dispersão decrescente

Fibras com dispersão decrescente permitem a propagação de pulsos com curtíssimas durações (menos que 10 ps), por longas distâncias com pequena produção de ondas dispersivas. Existe uma transição entre um regime no qual o jitter total tem como causa predominante as flutuações de frequência induzidas pelo ruído nos amplificadores (jitter de Gordon-Haus) e um regime no qual o jitter é dominado por flutuações de amplitude. A depender da distância total de transmissão, tal transição acontece quando os pulsos solitônicos têm durações inferiores a 2-7 ps. A fonte do jitter originado nas flutuações de amplitude é a conversão AM/PM(FM) através do efeito de Raman. Essas flutuações de frequência são convertidas em flutuações de posição através da GVD. Pode-se aumentar a distância de transmissão usando-se dispositivos de controle solitônico, tais como filtros passa-faixa ópticos e/ou moduladores síncronos. Neste último caso o controle é efetuado no domínio do tempo e consiste da inserção de perdas adicionais para sólitons que tenham se deslocado de suas posições originais (centro da janela de sinalização). O modulador força os sólitons no sentido dos seus picos de transmissão.

Na condição conhecida como regime do sóliton médio, o jitter devido a flutuações de frequência induzidas pelo ruído dos amplificadores (ASE) limita a distância de transmissão a cerca de 5.000 km para taxas de transmissão relativamente modestas (menos que 10 Gbps) — é o chamado limite de Gordon-Haus. O uso de mecanismos de controle solitônico permite operação a taxas próximas do limite estabelecido pelo regime do sóliton médio.

Para taxas acima dos 20 Gbps, alternativas tais como TDM com pulsos de curtíssimas durações ou WDM com cada canal operando no regime do sóliton médio podem ser utilizadas. (O regime do sóliton médio é caracterizado por um período de amplificação menor do que o período solitônico, e impõe um limite inferior na duração do sóliton da ordem de 10-15 ps). A utilização de fibras com dispersão decrescente possibilita o uso de espaçamentos entre amplificadores na faixa de 50-100 km [61]. Por outro lado, o regime do sóliton médio com pulsos de curtíssimas durações implicaria em espaçamentos entre amplificadores abaixo de 1 km, impraticáveis para sistemas de longo alcance.

Modelo teórico

A propagação de sólitons com curtíssimas durações através de uma fibra com dispersão decrescente é descrita por uma equação não-linear de Shrödinger

generalizada(GNLSE)[11]:

$$j \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} p(z) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -j \frac{\alpha}{2} u + \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} + j \delta_d \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3}, \quad (3.24)$$

onde $p(z) = \left| \frac{\beta_2(z)}{\beta_2(0)} \right|$ é a GVD normalizada, α é a perda da fibra, $\delta_d = \frac{\beta_3}{6T_0|\beta_2(0)|}$ é a dispersão de terceira ordem normalizada, e τ_R governa o espalhamento intra-pulso de Raman. Nesta GNLSE a GVD $\beta_2(0)$, usada para normalização, corresponde à GVD na entrada de cada segmento de fibra com dispersão decrescente. O tempo τ está normalizado pela duração do sóliton, T_0 . A distância z está normalizada pelo comprimento de dispersão, $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2(0)|}$. A largura FWHM do sóliton, é dada por $T_S \cong 1,763 T_0$. O presente modelo exclui efeitos de polarização.

Fazendo:

$$v = p^{-1/2} u, \quad (3.25)$$

e

$$\eta = \int_0^z p(y) dy, \quad (3.26)$$

a GNLSE acima pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$j \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + |v|^2 v = -j \left(\frac{\alpha}{2p} + \frac{1}{2p} \frac{dp}{d\eta} \right) v + \tau_R v \frac{\partial |v|^2}{\partial \tau} + j \frac{\delta_d}{p} \frac{\partial^3 v}{\partial \tau^3}. \quad (3.27)$$

O lado esquerdo desta equação corresponde à NLSE padrão.

Para sólitons relativamente largos ($T_S > 10 ps$), os efeitos dos dois últimos termos desta equação podem ser desprezados. Se o perfil da dispersão compensar a perda de potência,

$$p(z) = e^{-\alpha z}, \quad (3.28)$$

então o primeiro termo do lado direito na GNLSE anterior também desaparece. Por isso, numa fibra cuja dispersão decresce exponencialmente, sólitons relativamente largos podem se propagar sem distorção, não obstante a perda na fibra. Um sistema solitônico com esta característica, usando amplificação

periódica, pode transmitir a longas distâncias com espaçamentos entre amplificadores relativamente grandes (80-100 km), limitado somente pela dispersão mínima, β_2^{\min} , no final de cada segmento.

Para sistemas solitônicos a taxas mais elevadas, a largura do sóliton é da ordem de 5 ps ou menos. Nesses casos os efeitos de ordens superiores (dois últimos termos na GNLSE anterior) não podem ser desprezados. O termo de Raman (incluído através de τ_R) pode ser tratado como uma pequena perturbação para larguras acima de 1 ps. A dispersão mínima $\beta_2^{\min} = \beta_2(z_a)$ é a GVD no fim da seção da fibra com dispersão decrescente, onde z_a é o espaçamento entre amplificadores, normalizado.

Aplicando-se a teoria da perturbação adiabática (TPA)[62] à GNLSE acima, e tomando-se sua solução sem perturbação como um sóliton fundamental da forma:

$$v_s(B, q, \phi, \omega; \tau) = B \operatorname{sech} [B(\tau - q)] e^{j\phi - j\omega\tau}, \quad (3.29)$$

onde os parâmetros $B, q, \phi, e \omega$ representam, respectivamente, amplitude, posição, fase e frequência do sóliton reescalonado, e são funções que variam lentamente com a distância reescalonada η . Tratando-se os três termos no lado direito da GNLSE anterior como uma pequena perturbação, e aplicando-se a teoria em [63], pode-se obter as seguintes equações para evolução dos parâmetros solitônicos [61] $B, q, \phi, e \omega$:

$$\frac{dB}{d\eta} = - \left(\frac{\alpha}{p} + \frac{1}{p} \frac{dp}{d\eta} \right) B, \quad (3.30)$$

$$\frac{d\omega}{d\eta} = - \frac{8}{15} \tau_R B^4, \quad (3.31)$$

$$\frac{dq}{d\eta} = -\omega + \frac{\delta_d}{p} (B^2 + 3\omega^2). \quad (3.32)$$

Supõe-se que os sólitons estejam suficientemente separados, de forma que podemos desprezar a contribuição da interação solitônica para o tremor temporal dos pulsos. Por isso a equação de evolução para $\phi(\eta)$ é omitida. É interessante observar que, de acordo com a TPA, espalhamento intrapulso de Raman afeta somente a frequência do sóliton [ver equação 3.31], enquanto que a dispersão de terceira ordem afeta somente a posição do sóliton [ver equação 3.32]. Entretanto, como a frequência ω aparece em (3.32), o efeito

de Raman afeta indiretamente a posição do sóliton. A evolução da amplitude normalizada é dada por [61]:

$$A(z) = A_0 \frac{e^{-\alpha z}}{\sqrt{p(z)}}. \quad (3.33)$$

Para um perfil de dispersão ideal com perdas exatamente compensadas, isto é, $p(z) = e^{-\alpha z}$, a amplitude decresce assim: $A(z) = A_0 e^{-\alpha z/2}$. Neste caso, a largura do sóliton permanece constante ao longo de todo o comprimento da fibra com dispersão decrescente. Entretanto, a equação 3.33 é válida mesmo para perfis não exponenciais.

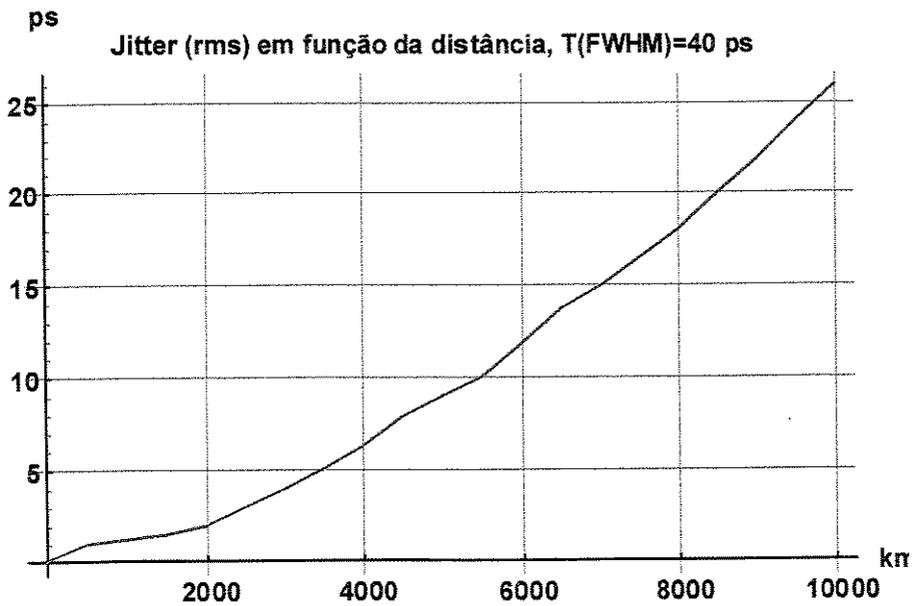


Figura 3.8: Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 40$ ps.

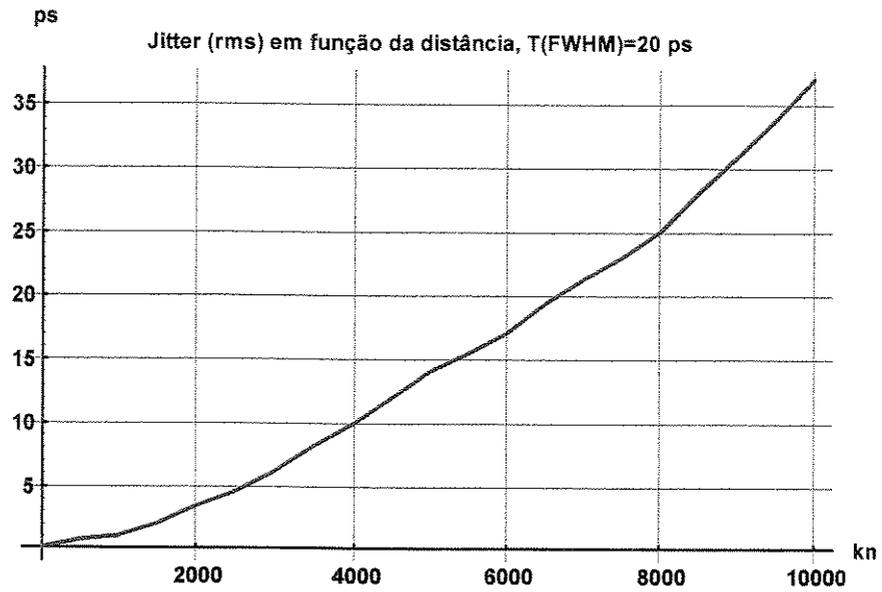


Figura 3.9: Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 20$ ps.

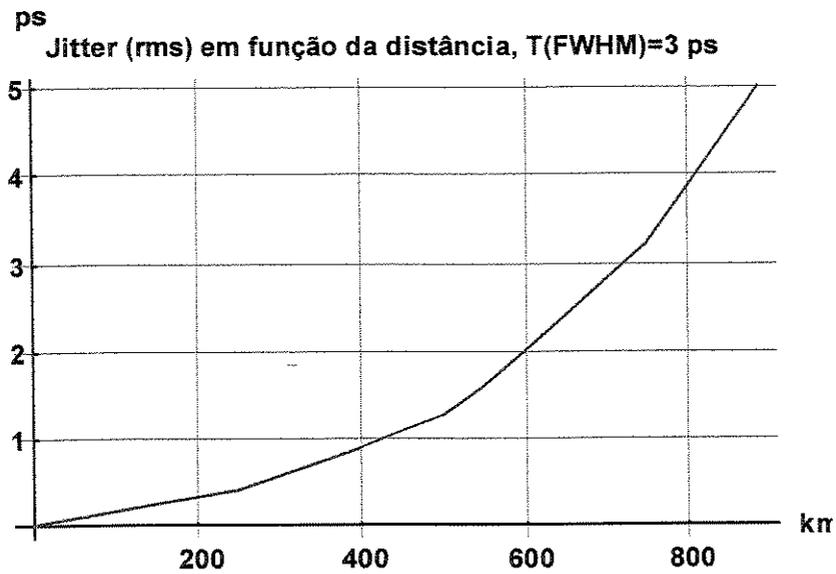


Figura 3.10: Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 3$ ps.

A Figura 3.12 mostra a montagem virtual usada para a obtenção dos resultados da Figura 3.13.

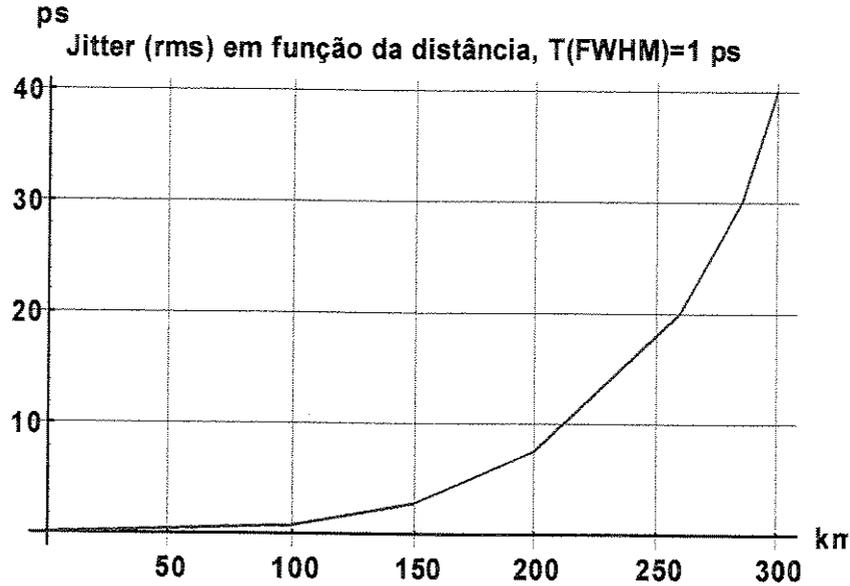


Figura 3.11: Jitter total obtido analiticamente para $T_s = 1$ ps.

Jitter obtido via simulação

Numa fibra com dispersão decrescente ideal, a dispersão decresce com a finalidade de compensar a potência dos pulsos que diminui exponencialmente ao longo da fibra. Uma forma de representar a dispersão decrescente é a seguinte:

$$D(z) = \bar{D} \frac{2\Gamma L_a}{1 - e^{-2\Gamma L_a}} e^{-2\Gamma z}, \quad (0 \leq z \leq L_a) \quad (3.34)$$

onde \bar{D} representa o valor médio da dispersão, L_a é o espaçamento entre amplificadores e Γ é a atenuação linear da fibra ($\Gamma = 10^{\alpha/20} - 1$). Desta forma, os efeitos não-lineares decrescentes sobre os pulsos transmitidos são compensados pela dispersão que atua no sentido contrário em cada ponto ao longo do percurso, viabilizando a transmissão solitônica.

Uma fibra com dispersão decrescente pode ser aproximada por uma concatenação com N segmentos de fibras com dispersões constantes. Um método para otimizar os parâmetros de cada segmento usado na aproximação é descrito em [64].

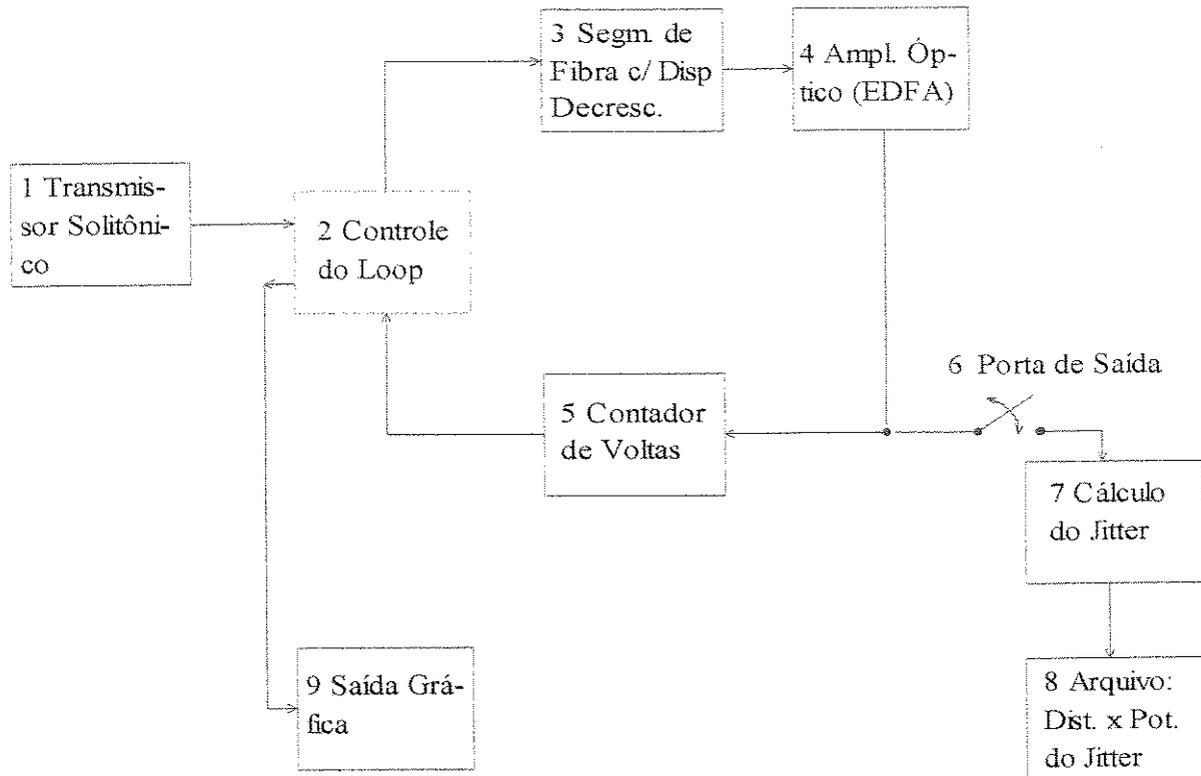


Figura 3.12: Anel Recirculante usando Segmento de Fibra com Dispersão Decrescente.

A Figura abaixo mostra a evolução do jitter utilizando-se fibra com dispersão decrescente aproximada por 16 segmentos com dispersões constantes. O esquema de simulação é o da Figura anterior. É interessante observar a pequena discrepância numérica entre os resultados mostrados pelas Figuras 3.8 e 3.13.

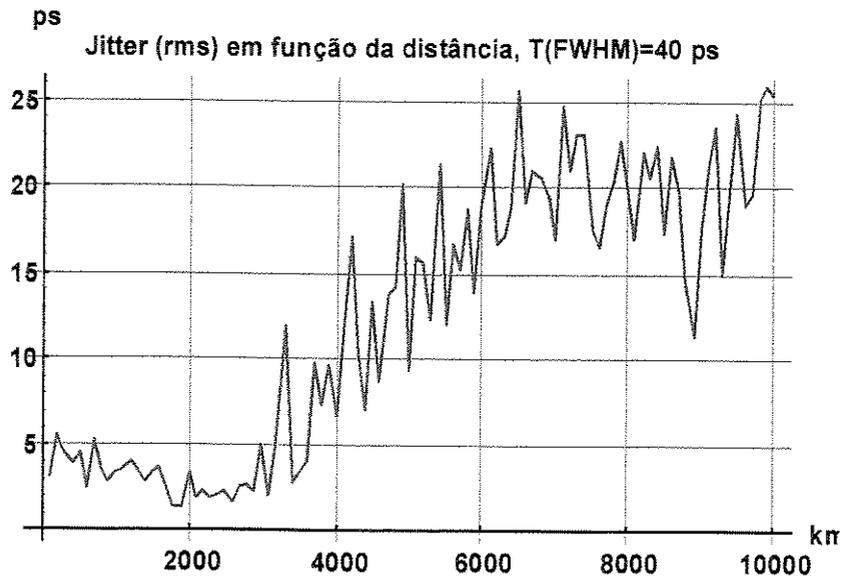


Figura 3.13: Evolução do jitter obtido via simulação para $T_s = 40$ ps e taxa de transmissão de 8 Gbps.

3.3.3 Sistema monocanal com 3.000 km de extensão

Montagem utilizada na simulação



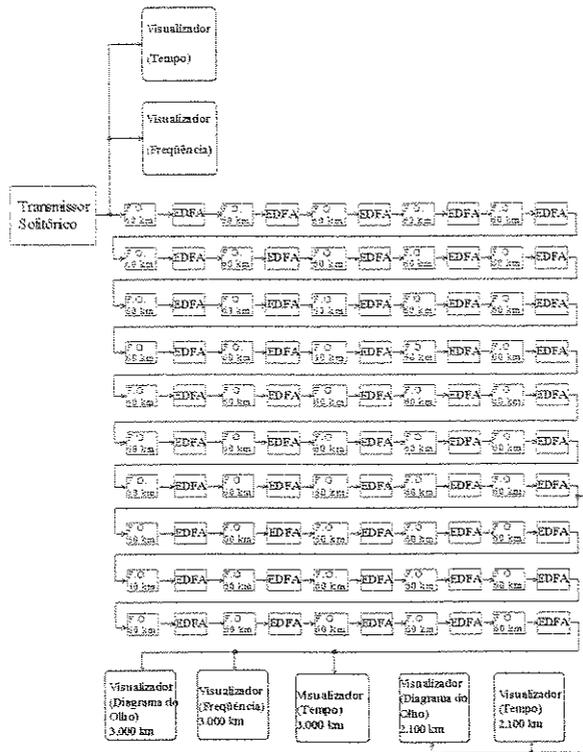


Figura 3.14: Sistema Solitônico Monocanal com Extensão de 3.000 km a 20 Gbps.

Parâmetros do Sistema

- Taxa de Transmissão: 20 Gbps.
- Duração (FWHM) dos Pulsos Transmitidos: 10 ps.
- Potência de Pico: 3 dBm.
- Coeficiente Não-linear, n_2 : $2,6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/W$.
- Área do Núcleo: $80 \mu\text{m}^2$.
- Degrau (Método de Fourier com Degrau Dividido [11], pp. 50-54): 1 km.

- Ganho dos Amplificadores Ópticos: 6 dB.
- Figura de Ruído dos Amplificadores: 3 dB.
- Número de Amplificadores: 50.
- Distância entre Amplificadores: 60 km.
- Perda da Fibra: 0,434 dB/km.
- Bits Transmitidos: 8.
- Frequência Central: 193,1 THz.

Pulsos Transmitidos

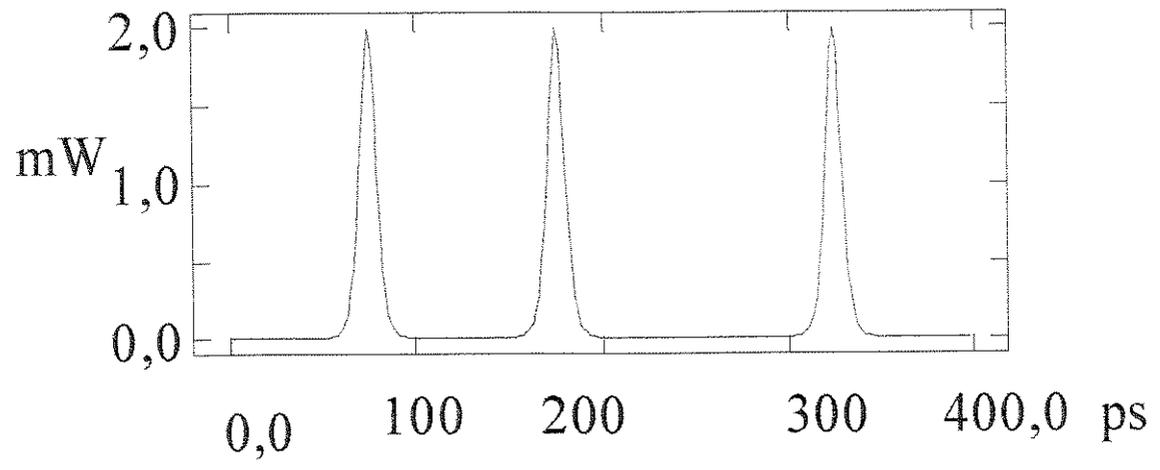


Figura 3.15: Pulsos Transmitidos, Sistema Monocanal (3.000 km, 20 Gbps).

Espectro dos Pulsos Transmitidos

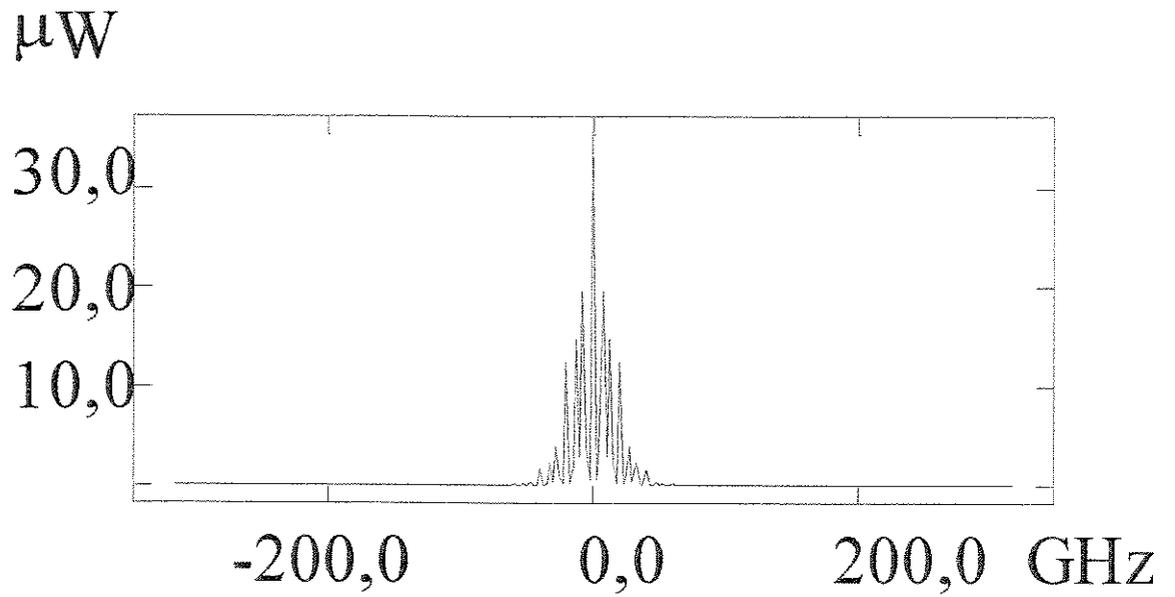


Figura 3.16: Espectro dos Pulsos Transmitidos.

Pulsos Recebidos a 2.100 km do Transmissor

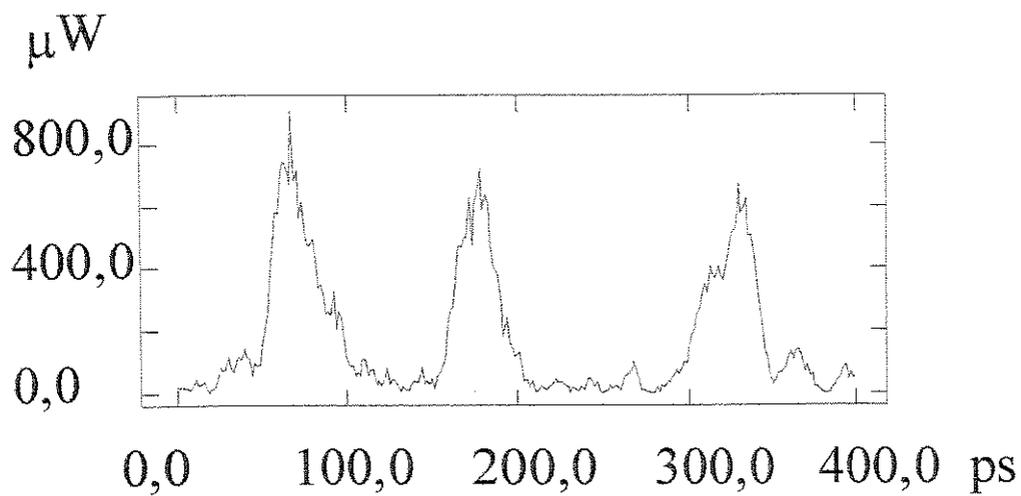


Figura 3.17: Pulsos Recebidos a 2.100 km do Transmissor.

Diagrama do Olho a 2.100 km do Transmissor

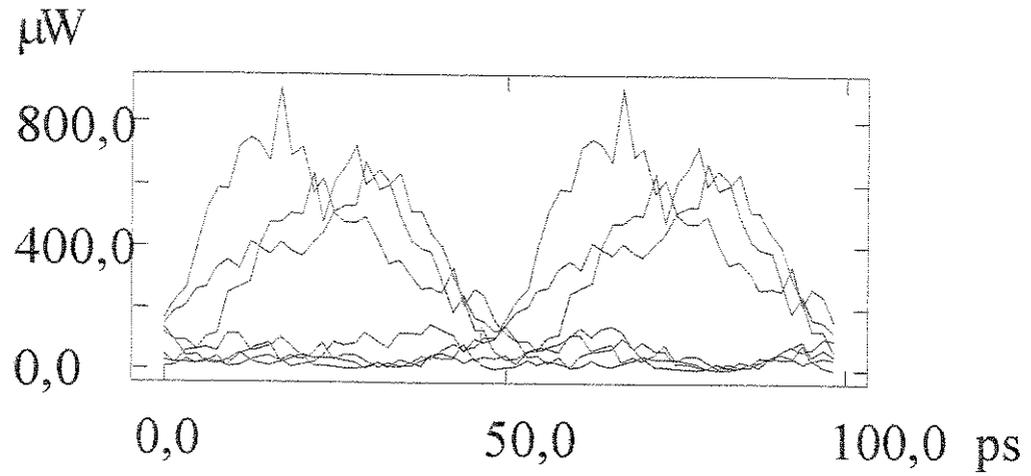


Figura 3.18: Diagrama do Olho a 2.100 km do Transmissor.

Pulsos Recebidos a 3.000 km do Transmissor

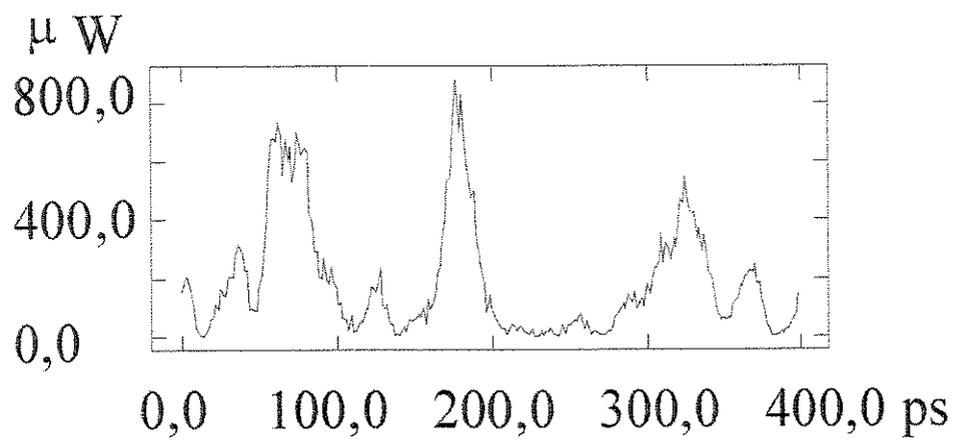


Figura 3.19: Pulsos Recebidos a 3.000 km do Transmissor.

Espectro dos Pulsos a 3.000 km do Transmissor

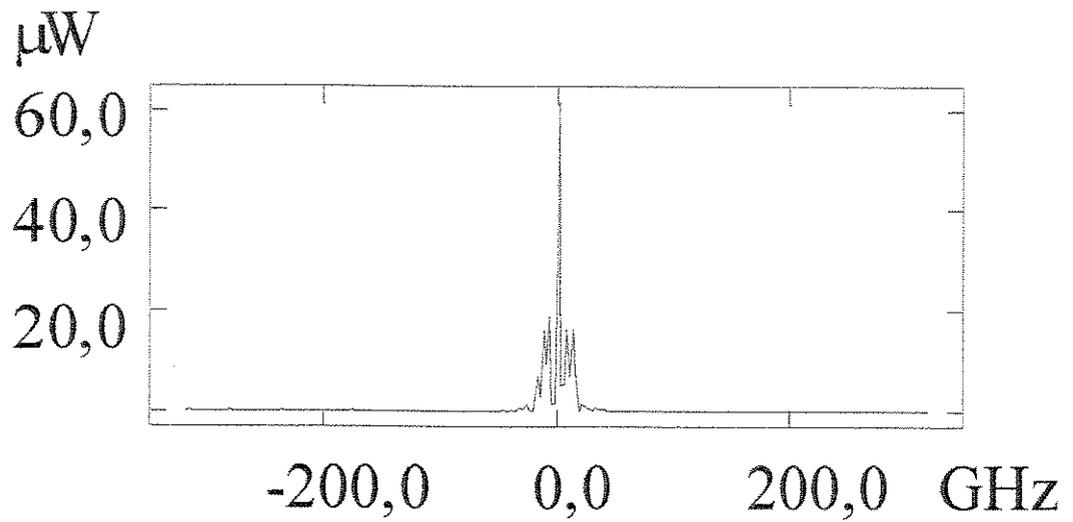


Figura 3.20: Espectro dos Pulsos a 3.000 km do Transmissor.

Diagrama do Olho a 3.000 km do Transmissor

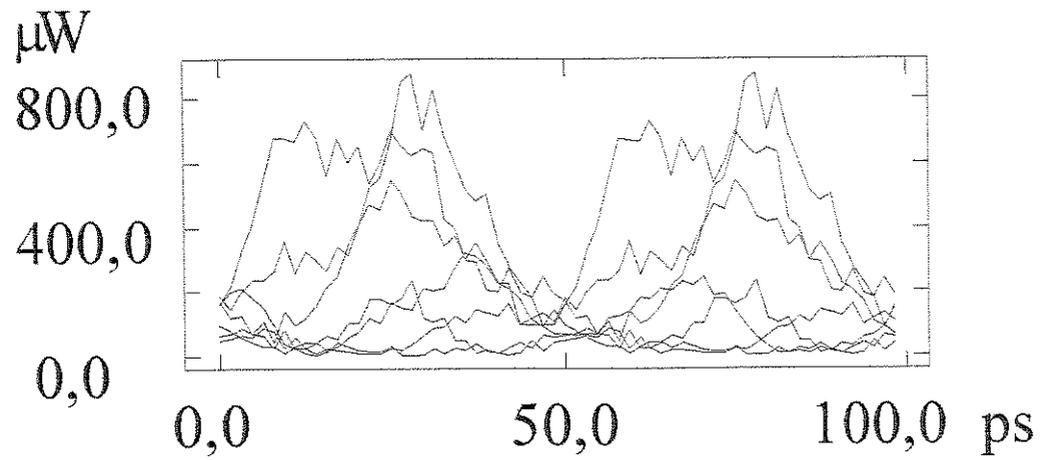


Figura 3.21: Diagrama do Olho a 3.000 km do Transmissor.

Capítulo 4

Fontes de Jitter em Sistemas Solitônicos

4.1 Jitter Causado pelo Ruído de Fase da Fonte

A geração de pulsos solitônicos para uso em sistemas de comunicações ópticas a altas velocidades e longas distâncias é uma forma interessante para se compensar os efeitos da dispersão na fibra. Esses pulsos podem manter suas larguras, mesmo após longos percursos de propagação, através do cancelamento de dispersão da velocidade de grupo pelo efeito não-linear de auto-modulação de fase [11] Cap. 5. Isto acontece porque um grupo de fótons com uma alta energia tende a permanecer junto na fibra (o que não aconteceria a baixas energias, pois se dispersariam). O pulso de luz com alta intensidade cria uma descontinuidade (de valor maior) móvel na constante dielétrica do núcleo. A não-linearidade na fibra causada pela alta energia do grupo de fótons (implicando em uma depressão no índice de refração) pode cancelar o efeito da dispersão. Evidências teóricas e experimentais até agora mostram que o desempenho dos sistemas empregando transmissão solitônica são bastante estáveis com relação a efeitos de envelhecimento de componentes e de variações de temperatura. Quando comparados com sistemas convencionais a longas distâncias usando repetidores regenerativos, sistemas usando transmissão solitônica apresentam outras vantagens, entre as quais:

1. Uma vez que os amplificadores ópticos não impõem limitações com relação a taxas de transmissão, formatos dos pulsos e nem quanto às

implementações dos circuitos de sincronização, podem permanecer instalados mesmo quando de possíveis atualizações dos blocos transmissor e receptor nos extremos do sistema.

2. Na medida em que seja respeitada a largura de faixa total[20] da cascata de amplificadores e que medida(s) para equalizar o ganho não-uniforme ao longo da cascata seja(m) tomada(s), pode-se facilmente usar WDM.

Pulsos ópticos gerados a partir de diodos lasers (DLs) possuem ruído de fase considerável. Este ruído desloca aleatoriamente a frequência da portadora do pulso sólton, resultando em variações (também aleatórias) na velocidade de grupo pela característica dispersiva da fibra, com a conseqüente aleatorização dos instantes de chegadas dos pulsos. Por outro lado, em sistemas utilizando amplificação óptica, *jitter* adicional é introduzido sobre os pulsos pelo ruído de emissão espontânea, conforme demonstrado originalmente por Gordon e Haus[14] e posteriormente por Marcuse[15]. A presença de *jitter* em enlaces de comunicações digitais usando fibras ópticas, e principalmente o seu acúmulo em redes ópticas, podem fixar limites de desempenho conforme comentado em [16] e [17]. Esquemas de controle sobre *jitter* baseados por exemplo em filtragem óptica ou conjugação de fase, podem ser adotados com a finalidade de minimizá-lo.

4.1.1 Análise teórica

Na transmissão de sólitons a velocidades muito altas usando DLs como fontes, o alcance(distância) fica reduzido pelo jitter, tendo em vista as pequeníssimas durações de tais pulsos. Uma das causas deste fenômeno é aqui considerada: o ruído de fase da própria portadora, caracterizado por um δf (largura de linha) não desprezível. O movimento de um sólton médio é descrito pela equação não-linear de Schrödinger:

$$j\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + |U|^2 U = 0. \quad (4.1)$$

Admitindo o uso de amplificadores espaçados entre si por uma distância $d_{amp.}$, com ganhos suficientes apenas para compensar a perda na fibra (coeficiente de perda = 2α), o campo elétrico normalizado é dado por:

$$U = \sqrt{\frac{n_2\omega_0 t_0^2 (1 - e^{-2\alpha d_{amp.}})}{4\alpha d_{amp.} |\beta_2|}} E, \quad (4.2)$$

onde n_2 é o coeficiente não-linear, ω_0 = frequência central do sóliton, c é a velocidade da luz no vácuo, β_2 é o coeficiente de dispersão da velocidade de grupo, e t_0 é a largura do pulso. O tempo em um referencial que se move na velocidade de grupo e normalizado por t_0 é $T = \frac{t-z/v_g}{t_0}$, onde t = tempo real e v_g = velocidade de grupo. A distância normalizada é dada por $Z = \left(\frac{|\beta_2|}{t_0^2}\right) z$, onde $t_0 = t_s/1,763$, sendo t_s a largura FWHM do pulso sóliton. A solução fundamental da equação (4.1) é o sóliton:

$$U_0(T, Z) = S \operatorname{sech}[S(T + WZ)]e^{-jWT + \frac{i}{2}(S^2 - W^2)Z}, \quad (4.3)$$

onde S é a amplitude do sóliton e $W = (\omega - \omega_0)t_0$ é a frequência normalizada. Aplicando a abordagem proposta em [15], quando o campo do sóliton, $U_0(T)$, sofre uma pequena perturbação ΔU , a sua frequência central é deslocada de

$$\delta W = -\operatorname{Im} \int \tanh(T)U_0^* \Delta U dT. \quad (4.4)$$

Adicionando-se o ruído de amplitude $r(t)$ e o de fase $\varphi(T)$ ao campo elétrico U dos pulsos ópticos, teremos:

$$U = U_0(T)[1 + r(T)]e^{j\varphi(T)}. \quad (4.5)$$

Expressando o ruído de fase da portadora como a integral da perturbação na frequência da mesma, W_r , tem-se:

$$\varphi(T) = \int_{J_c}^{J_c+T} W_r(\tau) d\tau, \quad (4.6)$$

onde o instante J_c corresponde ao centro do pulso. Tendo em vista que a corrente de polarização de um DL é normalmente superior a dez vezes à sua corrente de limiar, $r(T)$ pode ser desprezado. Então, o efeito do ruído de fase da portadora é predominante sobre $U_0(T)$. Admitindo que $|\varphi(T)|$ seja pequeno, podemos usar a aproximação $\operatorname{sen}\varphi(T) \cong \varphi(T)$ e escrever:

$$\Delta U \cong j\varphi(T)U_0(T). \quad (4.7)$$

Desta forma, a variância de δW será dada por:

$$\mathcal{E}[(\delta W)^2] = \mathcal{E}\left[-\operatorname{Im} \int \tanh(T)U_0^* j\varphi(T)U_0(T)\right]^2, \quad (4.8)$$

onde $\mathcal{E}[\cdot]$ representa o operador valor esperado (média sobre o espaço amostral). Aplicando as propriedades (13) e (14) de [15] à variável aleatória δW , sua função de autocorrelação será dada por:

$$R_{\delta W} = 2\pi \delta f t_0 \delta(T - t'), \quad (4.9)$$

e a autocorrelação de $\varphi(\cdot)$, em (4.8), pode ser escrita como:

$$R_{\varphi(T)} = 2\pi \delta f t_0 \int_{J_c}^{J_c+T} \int_{J_c}^{J_c+t'} \delta(t'' - t''') dt'' dt''' = 2\pi \delta f t_0 \min.(T, t'), \quad (4.10)$$

se T e t' forem ambos positivos ou negativos. Substituindo este valor na expressão da variância de δW , chegamos a:

$$\mathcal{E}[(\delta W)^2] = \frac{2\pi \delta f t_0 S}{3}. \quad (4.11)$$

A derivada da perturbação, $\delta\tau$, nos instantes de chegadas dos pulsos, com relação à variável Z é igual ao desvio padrão da variável aleatória δW . Aplicando este fato à equação anterior, obtemos a variância do *jitter* (σ_τ^2) causado pela largura espectral da fonte:

$$\sigma_\tau^2 = \frac{0,374 \times \pi^2 \times \beta_2^2 \times \delta f \times z^2}{t_s}, \quad (4.12)$$

onde z é distância de propagação.

4.1.2 Valores numéricos para o jitter causado pela δf

A Figura 4.1 mostra o comportamento do valor rms para o jitter considerando $t_s=60$ ps(picosegundos), $\beta_2 = -22,5 \frac{ps^2}{km}$, $\delta f = 5$ MHz, para uma portadora óptica localizada em $1,301236 \times 10^{14}$ Hz.

A Figura 4.2 mostra o comportamento do valor rms para o jitter considerando $t_s=60$ ps(picosegundos), $\beta_2 = -30 \frac{ps^2}{km}$, $\delta f = 5$ MHz, para uma portadora óptica localizada em $1,311396 \times 10^{14}$ Hz.

Considerando uma taxa de transmissão de 10 Gbps, ou seja uma janela de sinalização de 100 ps, e usando o fato de que a taxa de erro de bit, BER , é obtida através da expressão [15]:

$$BER = \text{erf} c \left(\frac{t_j}{\sigma_\tau} \right), \quad (4.13)$$

jitter - ps

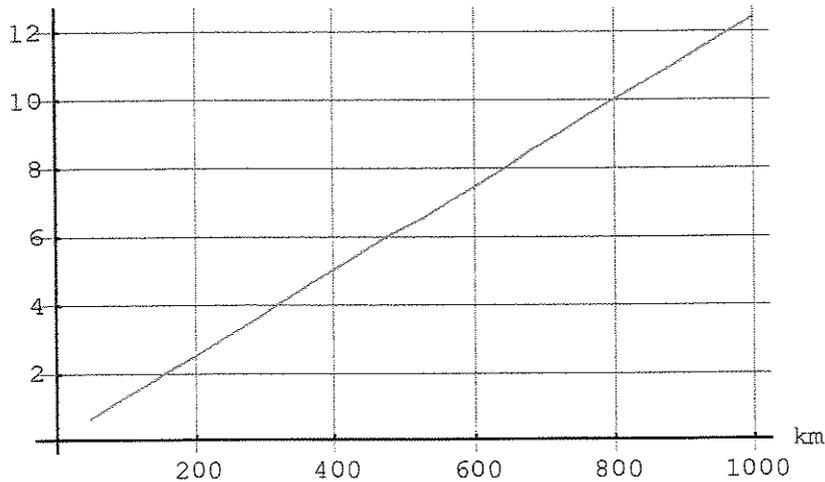


Figura 4.1: Valor rms do jitter causado por uma $\delta f = 5\text{MHz}$, com $\beta_2 = -22,5\text{ ps}^2/\text{km}$ para uma portadora em 130.1236 THz .

onde $2t_j$ é igual a $2/3$ de uma janela de sinalização e $\text{erfc}(\cdot)$ é a função erro complementar, na Figura 4.3 são traçadas 4 curvas BER versus distância para quatro janelas de frequência. Janela entre $130,1236$ e $130,1396\text{ THz}$ (curva verde), janela entre $130,3476$ e $130,3636\text{ THz}$ (curva vermelha), janela entre $130,9396$ e $130,9556\text{ THz}$ (curva azul) e janela entre $131,1316$ e $131,1475\text{ THz}$ (curva preta). Lembramos que, nesta seção, estamos supondo transmissão monocanal e supondo que não haja interação entre pulsos sucessivos. Também, o parâmetro β_2 está variando linearmente entre $-22,5$ e $-30,0\text{ ps}^2/\text{km}$. Nestas circunstâncias observam-se limites diferentes, mesmo com taxas de transmissão iguais e mesmas larguras de pulsos.

Outros processos físicos causadores de jitter são estudados nas próximas seções. Por exemplo, o jitter devido ao efeito de Gordon-Haus decorrente do ruído de emissão espontânea nos amplificadores ópticos em sistemas de longo alcance no regime do sóliton médio, limita a taxa de bits a cerca de 10 Gbps para distâncias da ordem de 5.000 km [14]. O jitter acústico torna-se predominante para sistemas a longas distâncias e taxas superiores aos 10 Gbps . O efeito da dispersão na polarização modal (PMD) também induz o aparecimento de jitter, e pode tornar-se importante.

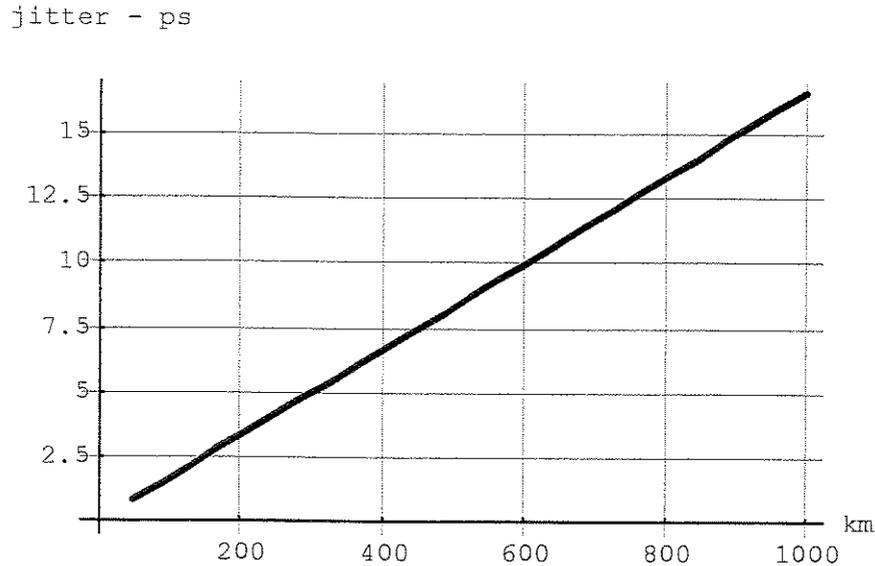


Figura 4.2: Valor rms do jitter causado por uma $\delta f = 5\text{MHz}$, com $\beta_2 = -30,0\text{ ps}^2/\text{km}$ para uma portadora em 131.1396 THz .

4.2 Jitter Acústico

4.2.1 Origem física

Eletro-compressão ou eletro-construção é a tendência dos materiais de se comprimirem na presença de um campo elétrico. A origem deste efeito pode ser explicada colocando-se um pedaço de dielétrico (formato barra, por exemplo) na franja do campo elétrico de um capacitor plano paralelo. A barra dielétrica estará sujeita a uma força que tenderá a puxá-la para dentro da região de maior intensidade de campo. A natureza desta força tanto pode ser entendida de maneira global, quanto em nível molecular.

De um ponto de vista global, a força eletro-compressiva é uma consequência do princípio da maximização da energia potencial. Para um material localizado em um campo elétrico de intensidade E , a energia potencial por unidade de volume aumenta com relação ao seu valor na ausência do campo. Esta variação é dada por:

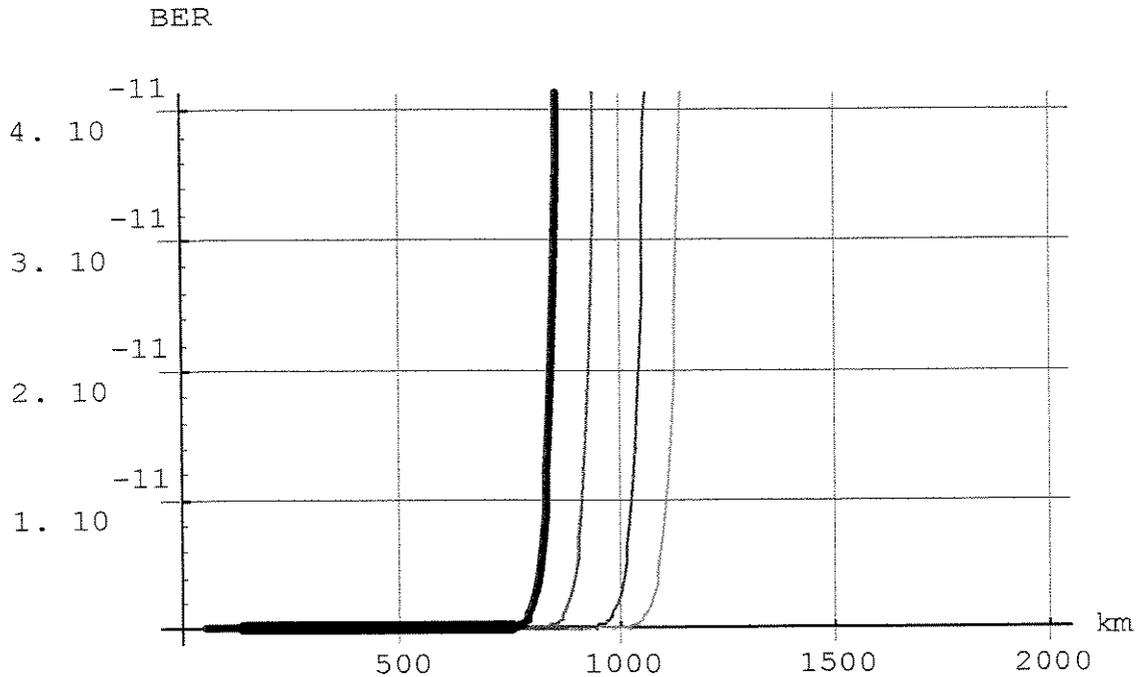


Figura 4.3: Taxa de erro de bit (BER) versus distância para portadoras em quatro janelas espectrais diferentes e $\delta f = 5MHz$.

$$\Delta E = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}, \quad (4.14)$$

onde ϵ é a constante dielétrica do material. Então, para uma barra de volume V , a energia potencial total do sistema $\int \Delta E dV$, é maximizada quando a barra dielétrica pode penetrar na região entre as placas do capacitor, onde a intensidade de campo é máxima.

De um ponto de vista microscópico, podemos considerar a força que atua sobre uma molécula colocada na franja do campo do capacitor. Na presença do campo elétrico \mathbf{E} , a molécula desenvolve o momento dipolar $\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}$, onde α é a polarizabilidade da molécula. A energia armazenada na polarização da molécula é dada por:

$$J = - \int_0^{\mathbf{E}} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{E}' = - \int_0^{\mathbf{E}} \alpha \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{E}' = -\frac{1}{2} \alpha \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{2} \alpha E^2. \quad (4.15)$$

A força que atua sobre a molécula é então dada por:

$$\mathbf{F} = -\nabla J = \frac{1}{2}\alpha\nabla(E^2). \quad (4.16)$$

Observando esta expressão, vemos que cada molécula é puxada para dentro da região de intensidade de campo crescente.

Agora examinemos a modificação das propriedades ópticas de um material ocorrida através de eletro-compressão. Quando E representa um campo em frequência óptica, a variação na densidade do material, $\Delta\rho$, é dada por:

$$\Delta\rho = \rho C \gamma_e \frac{\langle \mathbf{E}^2 \rangle}{8\pi}, \quad (4.17)$$

onde C é a compressibilidade dada por:

$$C = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}, \quad (4.18)$$

onde p representa pressão; γ_e é a constante eletro-compressiva dada por:

$$\gamma_e = \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}. \quad (4.19)$$

$\langle \mathbf{E}^2 \rangle$ é o valor quadrático médio (média temporal) do campo ao longo de um período óptico. A variação na susceptibilidade devida à existência do campo elétrico é representada por:

$$\Delta\chi = \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi}. \quad (4.20)$$

Assim,

$$\Delta\chi = \frac{1}{32\pi^2} C \gamma_e^2 \langle \mathbf{E}^2 \rangle. \quad (4.21)$$

Para simplificar, suponhamos que o campo seja monocromático:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}e^{-j\omega t} + \mathbf{E}^*e^{+j\omega t}. \quad (4.22)$$

Então, como $\langle \mathbf{E}^2 \rangle = 2\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$, vemos que:

$$\Delta\chi = \frac{1}{16\pi^2} C \gamma_e^2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*. \quad (4.23)$$

A amplitude complexa da polarização não-linear originada desta variação na susceptibilidade pode ser representada como:

$$\mathbf{P} = \Delta\chi\mathbf{E} \quad (4.24)$$

ou,

$$\mathbf{P} = \frac{1}{16\pi^2} C\gamma_e^2 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}. \quad (4.25)$$

Suprimindo-se a natureza tensorial da susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, a equação anterior pode ser escrita nos seguintes termos:

$$\mathbf{P} = 3\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}, \quad (4.26)$$

e

$$\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) = \frac{1}{48\pi^2} C\gamma_e^2. \quad (4.27)$$

Para sólidos, $\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega)$ é da ordem de $3 \times 10^{-15} \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt}^2}$.

4.2.2 Fibra: Resposta acústica a um pulso solitônico

O confinamento do campo elétrico no interior do núcleo da fibra dá origem a um gradiente de campo na direção radial da fibra [36], [37], [38]. Este gradiente de campo elétrico induz à geração de ondas acústicas através de *constricção elétrica*, processo através do qual a densidade do material aumenta como resposta à intensidade de um campo eletro-magnético aplicado, criando uma variação proporcional no índice de refração do material. Uma estimativa para o tempo de resposta da mudança de densidade é o tempo necessário para que uma onda acústica atravesse o núcleo da fibra (1 a 2 ns). As ondas acústicas propagam-se de dentro para fora na direção da interface núcleo-casca dando lugar a ecos com tempos de amortecimento relativamente longos — da ordem de 80-100 ns. A resposta de frequência da constricção elétrica inclui uma contribuição intrínseca decorrente das variações de densidade localmente provocadas pela intensidade óptica (sóliton) que se propaga pela fibra, mais uma contribuição dos ecos acústicos espaçados entre si de aproximadamente 20 ns.

Neste trabalho interessam-nos sistemas para longas distâncias com taxas de transmissão (R_b) monocanal acima dos 10 Gbps. Para $R_b = 20$ Gbps, por exemplo, um pulso solitônico é transmitido a cada 0,05 ns. Então a onda acústica gerada por um pulso perturbará algumas dezenas de pulsos

subseqüentes. Trata-se portanto de uma forma de IES (interferência entre símbolos), e não de uma fonte de ruído. Embora de origens diferentes, os outros três fenômenos causadores de jitter analisados nesta tese são modelados, de acordo com a teoria clássica de comunicações, como fontes de ruído aditivo e branco.

Aqui cada pulso solitônico produz ondas acústicas que perturbam as frequências centrais de pulsos posteriores. Se a seqüência de bits da fonte de informação fosse composta apenas por 1's, todos os pulsos seriam uniformemente deslocados no tempo, sem que houvesse a introdução de incerteza adicional sobre a posição temporal dos pulsos dentro de suas respectivas janelas de tempo. No entanto, na prática, fontes binárias de informação emitem seqüências aleatórias compostas por 1's e 0's, representados no canal pela presença ou ausência de um pulso luminoso normalmente centralizado numa janela de tempo, $T = 1/R_b$. A perturbação na velocidade de grupo de um certo pulso depende da presença ou ausência de pulsos em dezenas de janelas de sinalização anteriores. Por isso, devido ao efeito acústico, sólitons diferentes propagam-se com velocidades ligeiramente distintas, implicando em tremor temporal capaz de afetar o desempenho do subsistema de sincronização do receptor com repercussão imediata na BER (taxa de erros de bit) em sistemas monocal, bem como de contingenciar os espaçamentos entre canais no projeto de sistemas WDM [43], [40].

4.2.3 Modelamento da interação solitônica de origem eletro-compressiva em fibras ópticas

A irradiação óptica dos sucessivos pulsos espalha-se sob o efeito das ondas acústicas "deixadas" no meio por pulsos ópticos anteriores. Como resultado, conforme já comentado, tem-se a adição de jitter nos pulsos subseqüentes.

Consideremos uma onda acústica originada de um pulso óptico de curta duração. O campo elétrico na fibra pode ser representado por:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} f(r) \left[E(t, z) e^{-j(\omega t - \beta z)} + E^*(t, z) e^{j(\omega t - \beta z)} \right], \quad (4.28)$$

onde \mathbf{e} representa o vetor de polarização do campo elétrico, ω representa a frequência óptica, β representa a constante de propagação, e $E(t, z)$ representa o envelope do pulso. A função $f(r)$ descreve a distribuição transversal do modo principal (veja [11], Eq. 2.2.15, p. 36):

$$f(r) = e^{-\frac{r^2}{2a^2}}, \quad (4.29)$$

onde a = raio do núcleo e r = distância radial medida a partir do eixo.

Desprezando a variação longitudinal do campo elétrico, a equação para a perturbação na densidade do material pelo efeito eletro-compressivo pode ser escrita como:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - v^2 \Delta_{\perp} \rho - 2A \Delta_{\perp} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho_0}{2cn} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \Delta_{\perp} [f^2(r)] I(t), \quad (4.30)$$

onde: $I(t) = \frac{cn}{8\pi} |E(t)|^2$; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$; v = velocidade longitudinal do som; A = atenuação do som; ρ_0 = densidade do material; c = velocidade da luz no vácuo; n = índice de refração da fibra; ε = permissividade dielétrica e φ = coordenada angular no sistema cilíndrico.

Considerando que o comprimento físico do pulso óptico é bem maior do que sua dimensão transversal, podemos desprezar variações longitudinais do campo óptico. (Por exemplo, para um pulso com duração de 1ps, o comprimento físico é da ordem de 200 μm , enquanto que o diâmetro do modo na fibra é da ordem de 3-5 μm).

Para uma fibra cilíndrica o lado direito da equação anterior varia somente com o módulo de r . Adotando-se um conjunto de funções ortogonais e normalizadas, $\{f_n(r)\}$, esta equação pode ser resolvida. As funções-base $\{f_n(r)\}$ devem satisfazer a:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + k_n^2 \right) f_n(r) = 0. \quad (4.31)$$

Cada uma das funções do conjunto $\{f_n(r)\}$ tem a seguinte forma:

$$f_n(r) = M_n J_0(\mu_n r / R_{casca}), \quad (4.32)$$

onde $\mu_n = k_n R_{casca}$, R_{casca} = raio da casca da fibra e J_0 é a função de Bessel de ordem zero. Na definição dos autovalores k_n admitiu-se que o vetor de deslocamento na interface núcleo-casca, bem como as componentes do tensor eram contínuas. Para o caso de uma interface livre, a condição para os autovalores μ_n é:

$$(1 - \alpha^2) J_0(\mu_n) - \alpha^2 J_2(\mu_n) = 0. \quad (4.33)$$

onde $\alpha = \frac{v_s}{v}$, sendo v_s a velocidade do som, e J_2 a função de Bessel de ordem 2. O coeficiente M_n na penúltima equação é definido com a ajuda da seguinte condição de normalização:

$$\int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) f_m(r) r dr d\varphi = \delta_{nm}. \quad (4.34)$$

O tempo característico da resposta eletro-compressiva é definido como o tempo de propagação da onda acústica transversalmente ao núcleo da fibra, da ordem de 1 ns. Desta forma, pulsos de ópticos de 100 ps ou menos podem ser tratados como funções-impulso face ao tempo da resposta acústica:

$$I(t) = I_0 t_p \delta(t), \quad (4.35)$$

onde $I_0 t_p \pi a^2$ é a energia do pulso, I_0 sua intensidade de pico, e t_p uma medida da sua duração.

A variação na densidade do material da fibra induz a uma perturbação, $\Delta\beta$, na constante de propagação. Este fator de correção é calculado por Dianov et al. [43]:

$$\Delta\beta(t) = \frac{\frac{1}{2\beta} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \int \rho(t, r) f^2(r) dS}{\int f^2(r) dS}. \quad (4.36)$$

Uma expressão para o fator de correção do índice modal da fibra ou, em outras palavras, para a função-resposta da interação eletro-compressiva foi também derivada por Dianov et al. [44]:

$$\delta n(t) = \frac{\Delta\beta c}{\omega} = -\frac{\frac{1}{4cn^2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)^2 \rho_0 I_0 I_p}{\int f^2(r) dS} \times \sum_{n=1}^{\infty} B_n C_n e^{-\Gamma_n t} \frac{\text{sen}(\Omega_n t)}{\Omega_n} \theta(t), \quad (4.37)$$

onde: $B_n = \int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) \Delta_{\perp}[f^2(r)] r dr d\varphi$, $C_n = \int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) f^2(r) r dr d\varphi$ e $\theta(t)$ é a função degrau unitário.

4.2.4 Caracterizando o jitter acústico para um sistema monocanal de longo alcance

Conforme já comentado anteriormente, o regime solitônico para a propagação de pulsos ópticos através de fibras monomodo abre grandes possibilidades para sistemas de altas taxas a longas distâncias. Uma das limitações para

a taxa de transmissão é a interação entre pulsos ópticos. A interação por eletro-compressão entre pulsos estreitos (ps) pode ocorrer mesmo quando eles estão temporalmente afastados por intervalos bem maiores do que suas durações. (Isto não é o caso da interação determinada pela não-linearidade de Kerr). A interação aqui considerada manifesta-se na forma de jitter. O objetivo nesta subseção é caracterizar a interação intermediada pelo efeito acústico em sistemas de altas taxas a longas distâncias.

Admitimos uma janela de sinalização de duração T , ou seja, uma taxa de transmissão $R_b = 1/T$ bits/segundo, e uma fonte de informação estatisticamente equilibrada, isto é, Probabilidade de Pulso = Probabilidade de Ausência de Pulso = $1/2$. Tendo em vista a curta duração dos pulsos solitônicos com relação à resposta acústica, caracterizada pela variação de $\delta n(t)$ com t , a intensidade para seqüência aleatória de pulsos pode ser expressa por:

$$I(t, z) = I_0 t_p \sum_n \delta[t - nT - \tau_n(z)] w(n), \quad (4.38)$$

onde n é a ordem do pulso, $\tau_n(z)$ representa o atraso do n -ésimo pulso devido à interação de natureza eletro-compressiva, e w é uma função binária aleatória: Probabilidade[$w(n) = 0$] = Probabilidade[$w(n) = 1$] = $1/2$. A equação para o deslocamento temporal $\tau_n(z)$ para o N -ésimo pulso é:

$$\frac{\partial^2 \tau_N}{\partial z^2} = -\frac{D\lambda}{c} \sum_{n=1}^{N-1} w(n) \delta n' [T(N-n) + \tau_N(z) - \tau_n(z)]. \quad (4.39)$$

onde $\delta n' = \frac{\delta n(t)}{\delta t}$. O somatório na expressão anterior abrange os $N-1$ pulsos que antecedem ao N -ésimo.

Desejamos calcular o valor médio do atraso $\bar{\tau}$ e a potência do jitter, σ_τ^2 , dada por:

$$\sigma_\tau^2 = \overline{\tau^2} - (\bar{\tau})^2. \quad (4.40)$$

Este de origem eletro-compressiva. A média $\bar{\tau}$ para sistemas com $R_b > 3 \text{ G bits/seg.}$ foi obtida por Dianov et al.:

$$\bar{\tau} = -\frac{D\lambda}{c} \delta n'(0) \frac{z^2}{8}. \quad (4.41)$$

Como pode ser observado, $\bar{\tau}$ é positiva para $D < 0$. Isto corresponde a um deslocamento da frequência média da portadora dos pulsos ópticos para

a região espectral de Stokes, devido à conversão de energia óptica em energia acústica.

Usando as três expressões anteriores, Dianov et al. obtiveram:

$$\sigma_\tau^2 = \left(\frac{D\lambda}{c}\right)^2 \left[\frac{1}{T} \int_0^\infty \delta n'(\varphi)^2 d\varphi - \frac{1}{2} \delta n'(0)^2 \right] \frac{z^4}{16}. \quad (4.42)$$

Com a finalidade de se chegar a uma expressão mais compacta para esta equação, as três observações abaixo são consideradas:

1. A energia do pulso solitônico fundamental, W_e , é proporcional à razão entre o parâmetro de dispersão total da fibra, D , e a duração, τ_{sol} , do pulso:

$$W_e = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} A_{ef} \frac{n_0^2 \lambda^2}{2\pi c n_2 \beta_0} \frac{D}{\tau_{sol}}, \quad (4.43)$$

onde n_0 e n_2 são dados na Eq. (1.1), A_{ef} = área efetiva do modo da fibra, e $\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = 377\Omega$ é a impedância característica do espaço livre;

2. Com a finalidade de eliminar interação solitônica proveniente de não-linearidades tipo Kerr, usamos pulsos tais que $T/\tau_{sol} = 5$.
3. O valor de δn é proporcional à energia do sóliton. Para uma DSF com $A_{ef} = 35 \mu m^2$ e R (coeficiente de reflexão do som da interface casca/capa) = 0,25 o desvio padrão do jitter, σ_τ , é:

$$\sigma_\tau = 1,38 \times 10^{-2} D^2 R_b^{2/3} \sqrt{\frac{R_b - 1.18}{R_b}}, \quad (4.44)$$

com σ_τ dado em ps , D em $\frac{ps}{nm \times km}$, z em Mm (ou $km \times 10^3$), e R_b em $Gbits/seg$. Esta expressão está plotada na Figura 4.4, onde $D = 1 ps/nm \times km$ e R_b varia entre 2 e 20 Gigabits/segundo.

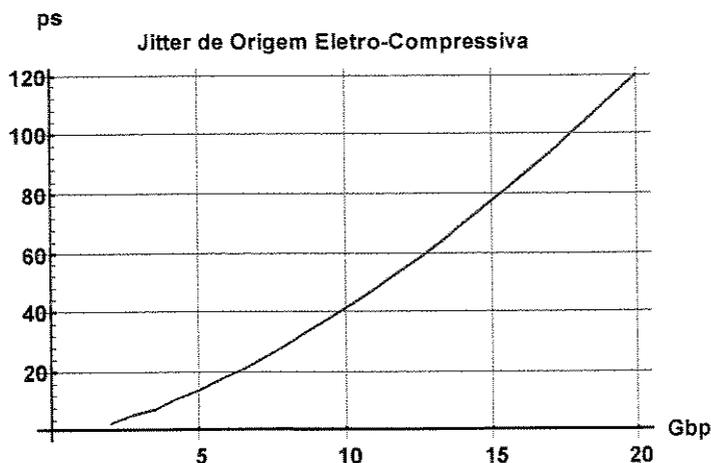


Figura 4.4: Comportamento do Jitter Acústico.

4.3 Jitter de Gordon-Haus

Historicamente a pesquisa com sólitons em fibras ópticas esteve associada à possível aplicação em sistemas a longas distâncias e altas taxas de transmissão. Nesses sistemas as perdas na fibra são compensadas com a inserção de amplificadores ópticos, convenientemente espaçados, ao longo da linha (veja modelo de sistema na Figura abaixo).

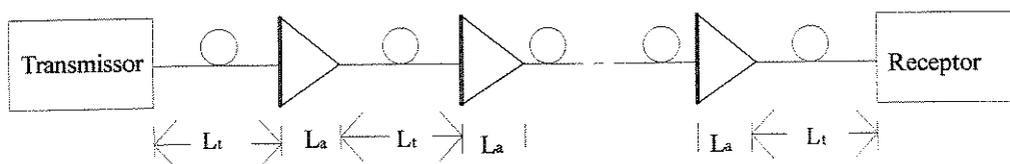


Figura 4.5: Enlace óptico com perdas e ganhos periódicos. (Filtros ópticos não representados).

A emissão espontânea nos amplificadores ópticos contribui para a incerteza sobre a posição dos sólitons. Este efeito, conhecido como o efeito de Gordon e Haus ([14], [15]), impõe um limite superior sobre a taxa de transmissão em sistemas a longas distâncias.

4.4 Jitter e a Sincronização de Redes Digitais Convencionais

A sincronização em Redes de Comunicações Digitais (RCDs) trata basicamente da distribuição de frequência e de referência temporal para todos os nós da rede. Isto pode ser conseguido fazendo-se com que as fases dos relógios em cada um dos nós concorram entre si, de forma que um tempo comum possa ser mantido entre os nós da rede. Sincronização de Rede aplica-se em várias outras situações: Redes via Satélite usando transmissão e/ou acesso digital, Redes Móveis Celulares usando transmissão e/ou acesso digital, Redes Móveis Globais [57], Sistemas Globais de Navegação, etc.

Em geral as redes síncronas podem ser divididas em duas categorias principais: Redes Estacionárias e Redes Não-Estacionárias. No primeiro caso não existe movimento relativo entre os nós. Redes Não-Estacionárias contêm nós que podem possuir movimento relativo entre eles. Neste caso a tarefa de sincronização torna-se mais complicada devido às constantes mudanças dos atrasos de transmissão entre os nós. As Redes de Transporte em Telecomunicações usam normalmente multiplexação e/ou comutação por divisão do tempo. Por exemplo, em um equipamento multiplex, os bits devem chegar exatamente dentro das janelas de tempo a eles destinadas, sob pena de serem perdidos. Como esses bits vêm de nós espacialmente dispersos na rede, é essencial que os respectivos relógios estejam adequadamente sincronizados.

Com relação às técnicas de sincronização normalmente adotadas, as RCDs podem ser classificadas como Redes Plesiócronicas e Redes Síncronas[58]. Nestas, todos os relógios estão travados em fase e em frequência, enquanto que com as primeiras os relógios são mantidos aproximadamente sincronizados entre si.

A evolução da tecnologia de transmissão e de comutação digitais para as Redes Telefônicas Públicas (RTPs) começou com enlaces de transmissão digital isolados entre centrais de comutação analógicas, ou fazendo parte de sistemas de transmissão analógicos. O fato de a tecnologia digital estar sendo utilizada era transparente para as interfaces. Desta forma, não havia necessidade de se relacionar o relógio de um sistema com o de outro. Mesmo quando sistemas multiplex de níveis mais altos foram desenvolvidos, não houve necessidade (nem meios viáveis) de relacionar os relógios dos sinais multiplexados com taxas mais elevadas com os relógios dos tributários. As técnicas de multiplexação de então permitiam que todos os sinais digitais

4.4. JITTER E A SINCRONIZAÇÃO DE REDES DIGITAIS CONVENCIONAIS 89

na rede operassem com relógios completamente dessincronizados. Por isso, o termo multiplexação assíncrona é normalmente utilizado para descrever a arquitetura de rede.

À medida que as redes foram adotando cada vez mais a tecnologia digital, problemas começaram a surgir com a arquitetura assíncrona. Em primeiro lugar, devido aos múltiplos níveis de multiplexação assíncrona, as interfaces da transmissão digital com as máquinas digitais de comutação são excessivamente complicadas. O acesso a um só sinal de taxa inferior (por exemplo, um canal de voz) exige a demultiplexação completa de um sinal assincronamente multiplexado — e não apenas da parte que contém o sinal desejado.

A segunda dificuldade com a arquitetura assíncrona ocorre com a multiplexação e demultiplexação repetida dos sinais digitais de taxas inferiores. Cada operação demultiplex/multiplex introduz *jitter* no relógio do sinal digital original.

Para contornar os dois problemas acima mencionados, e outros mais, uma nova arquitetura de rede foi definida: SONET(América do Norte)/SDH (Europa e Brasil), conforme descritos em [58] e em [8]

Existem diversas fontes de *jitter* em Redes usando a SDH, entre elas:

- O mapeamento de tributários nos *containers* virtuais (VCs).
- Interrupção do relógio STM-1 básico (*gapped clock*) para transportar bits de controle.
- Ajustes de Ponteiros.

Capítulo 5

Controle de Jitter em Sistemas de Longo Alcance

5.1 Resposta Eletro-Compressiva para um Sistema Monocanal a 10 Gbps

Nesta seção a Equação (4.37) é utilizada com a finalidade de obtermos $\delta n(t)$ para um sistema monocanal operando a uma taxa de 10 Gbps. Por conveniência (4.37) é aqui repetida:

$$\delta n(t) = - \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)^2 \frac{\rho_0 E_p}{n^2 c A_{ef}^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n C_n}{\Omega_n} \frac{e^{-\Gamma_n t} \text{sen}(\Omega_n t)}{1 - 2 e^{-\Gamma_n T} \cos(\Omega_n T) + e^{-2\Gamma_n T}}, \quad (5.1)$$

onde:

ρ_0 = densidade do material (sílica fundida) em repouso;

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

n = índice de refração do núcleo da fibra em repouso;

ϵ = permissividade elétrica;

E_p = energia do pulso óptico;

$A_{ef.}$ = área efetiva = πw^2 ;

w = ponto de meia potência do perfil de intensidade, $f(r)$, suposto Gaussiano;

$f(r) = e^{-r^2/2w^2}$;

T = duração do bit = 100 ps.

$$B_n = \int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) \Delta_{\perp} (f^2(r)) r dr d\varphi;$$

$$C_n = \int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) f^2(r) r dr d\varphi;$$

$\frac{1}{\Gamma_n}$ = tempo de decaimento do n-ésimo modo acústico;

Ω_n = frequência angular do n-ésimo modo acústico;

$$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}.$$

$R = R_{casca}$ = raio da casca = 62,5 μm .

As funções $f_n(r)$ formam uma base ortonormal, de forma que:

$$\int_0^R \int_0^{2\pi} f_n(r) f_m(r) r dr d\varphi = \delta_{nm}, \quad (5.2)$$

e são expressas pela equação (4.32) repetida aqui:

$$f_n(r) = M_n J_0(\mu_n r / R_{casca}). \quad (5.3)$$

Os μ_n são determinados resolvendo-se:

$$(1 - \alpha^2) J_0(\mu_n) - \alpha^2 J_2(\mu_n) = 0, \quad (5.4)$$

onde $\alpha = v_s/v$ = velocidade do som na direção do eixo da fibra / velocidade na direção transversal ao eixo = $3.71 \times 10^5 \text{ cm/s} / 5.99 \times 10^5 \text{ cm/s} = 0.62$.
As frequências angulares Ω_n obedecem à seguinte relação:

$$\Omega_n = k_n v, \quad (5.5)$$

onde $k_n = \mu_n/R$. Para $\alpha = 0.62$, os 16 primeiros valores de μ_n são mostrados na Tabela 5.1. Os valores de μ_{17-32} estão listados na Tabela 5.2.

5.1. RESPOSTA ELETRO-COMPRESSIVA PARA UM SISTEMA MONOCANAL A 10 GBPS93

Tabela 5.1. Primeiras 16 raízes da Equação 5.4 e valores de Ω_{1-16} .

n	μ_n	$\Omega_n \times 10^{-9} \text{ rd/seg.}$
1	2,0049848	0,1923502218
2	5,3761594	0,5157672282
3	8,56372550	0,8215695696
4	11,7258809	1,124934110
5	14,8792046	1,427451373
6	18,0283955	1,729572151
7	21,1753150	2,031475020
8	24,3208507	2,333245133
9	27,4654806	2,634928347
10	30,6094850	2,936551553
11	33,7530392	3,238131569
12	36,8962586	3,539679465
13	40,0392223	3,841202831
14	43,1819862	4,142707028
15	46,3245909	4,444195953
16	49,4670670	4,745672540

94CAPÍTULO 5. CONTROLE DE JITTER EM SISTEMAS DE LONGO ALCANCE

Tabela 5.2. Valores das raízes μ_{17-32} e de Ω_{17-32} .

n	μ_n	$\Omega_n \times 10^{-9}$ rd/seg.
17	52,6094375	5,047138996
18	55,7517202	5,348597029
19	58,8939292	5,650047992
20	62,0360257	5,951492958
21	65,1781689	6,252932812
22	68,3202159	6,554368233
23	71,4622230	6,855799826
24	74,6041952	7,157228071
25	77,7461367	7,458653370
26	80,8880511	7,760076070
27	84,0299414	8,061496458
28	87,1718102	8,362914783
29	90,3136598	8,664331267
30	93,4554922	8,965746100
31	96,5973089	9,267159427
32	99,7391116	9,568571410

5.1. RESPOSTA ELETRO-COMPRESSIVA PARA UM SISTEMA MONOCANAL A 10 GBPS95

Tabela 5.3. Valores das raízes μ_{33-48} e de Ω_{33-48} .

n	μ_n	$\Omega_n \times 10^{-9} \text{ rd/seg.}$
33	102,8809014	9,869982157
34	106,0226795	10,17139178
35	109,1644469	10,47280038
36	112,3062046	10,77420804
37	115,4479532	11,07561484
38	118,5896936	11,37702085
39	121,7314264	11,67842612
40	124,8731521	11,97983072
41	128,0148713	12,28123469
42	131,1565845	12,58263809
43	134,2982920	12,88404094
44	137,4399942	13,18544328
45	140,5816915	13,48684516
46	143,7233843	13,78824660
47	146,8650728	14,08964762
48	150,0067573	14,39104827

Tabela 5.4. Valores das raízes μ_{49-65} e de Ω_{49-65} .

n	μ_n	$\Omega_n \times 10^{-9} \text{ rd/seg.}$
49	153,1484380	14,69244855
50	156,2901151	14,99384848
51	159,4317890	15,29524811
52	162,5734596	15,59664742
53	165,7151274	15,89804646
54	168,8567923	16,19944523
55	171,9984546	16,50084374
56	175,1401144	16,80224202
57	178,2817718	17,10364006
58	181,4234270	17,40503789
59	184,5650801	17,70643552
60	187,7067311	18,00783295
61	190,8483803	18,30923021
62	193,9900275	18,61062728
63	197,1316731	18,91202419
64	200,2733170	19,21342094
65	203,4149593	19,51481754

Para o conjunto de parâmetros físicos abaixo:

$$n = 1.46;$$

$$\rho_0 = 2,2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3;$$

$$\left(\rho_0 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right) = 1.2;$$

$$A_{ef.}^2 = 25 \times 10^{-22} \text{ m}^4;$$

$$\lambda_p = 1.555 \text{ nm};$$

$$E_p = \sqrt{\pi} P_0 t_{FWHM} = 35.4490 \times 10^{-14} \text{ Joules, onde } P_0 = 10 \text{ mW e } t_{FWHM} = 20 \text{ ps e}$$

$\Gamma_n = 1,5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, a expressão para $\delta n(t)$ fica dada por:

$$\delta n(t) = -(0,145132458 \times 10^{-3}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n C_n}{\Omega_n} \frac{e^{-\Gamma_n t} \text{sen}(\Omega_n t)}{1 - 2 e^{-\Gamma_n T} \cos(\Omega_n T) + e^{-2\Gamma_n T}}. \quad (5.6)$$

Os primeiros 16 valores dos coeficientes B_n e C_n são listados na Tabela 5.5, B_{17-32} e C_{17-32} são vistos na Tabela 3.6, B_{33-48} e C_{33-48} na Tabela 5.7, enquanto que B_{49-65} e C_{49-65} são mostrados na Tabela 5.8.

5.1. RESPOSTA ELETRO-COMPRESSIVA PARA UM SISTEMA MONOCANAL A 10 GBPS97

Tabela 5.5. Coeficientes B_{1-16} e C_{1-16} .

n	B_n	C_n
1	.7656060673e-98	.3137191637e-113
2	-.2389501334e-98	-.9952582508e-114
3	-.8209825899e-98	-.3364105859e-113
4	.2502499271e-98	.1203352243e-113
5	.8178397345e-98	.3351227687e-113
6	-.3083604381e-98	-.1263554329e-113
7	-.8156208918e-98	-.3342135801e-113
8	.3153305118e-98	.1292114888e-113
9	.8141842761e-98	.3336249242e-113
10	.1083746e-19	.1778504055e-34
11	.2752746e-20	.4517451369e-35
12	-.6952896e-20	-.1141019149e-34
13	-.1257123e-19	-.2063026906e-34
14	-.1080235e-19	-.1772743043e-34
15	-.2688092e-20	-.4411350874e-35
16	.8770504e-20	.1149570060e-34

98CAPÍTULO 5. CONTROLE DE JITTER EM SISTEMAS DE LONGO ALCANCE

Tabela 5.6. Coeficientes B_{17-32} e C_{17-32} .

n	B_n	C_n
17	.1258649e-19	.2065531749e-34
18	499502.6	.4789696113e-6
19	54163.6	.4489202725e-6
20	-356208.1329	.4180379537e-6
21	-725432.7924	.3868199465e-6
22	-1049068.822	.3557143583e-6
23	-1324372.910	.3251164294e-6
24	-1550204.670	.2953664209e-6
25	-1726885.500	.2667489876e-6
26	-1856021.645	.2394939369e-6
27	-1940302.395	.2137782282e-6
28	-1983284.221	.1897290170e-6
29	-1989170.987	.1674275545e-6
30	-1962600.165	.1469150264e-6
31	-1908443.457	.1281932937e-6
32	-1831617.434	.1112346079e-6

5.1. RESPOSTA ELETRO-COMPRESSIVA PARA UM SISTEMA MONOCANAL A 10 GBPS99

Tabela 5.7. Coeficientes B_{33-48} e C_{33-48} .

n	B_n	C_n
33	-1736930.168	.9598521424e-7
34	-1628949.810	.8237046612e-7
35	-1511901.067	.7029967550e-7
36	-1389589.547	.5967062040e-7
37	-1265352.659	.5037362103e-7
38	-1141126.336	.4224172075e-7
39	-1021982.682	.3532078255e-7
40	-907061.6074	.2933803719e-7
41	-798681.6038	.2423816138e-7
42	-697837.5749	.1991786820e-7
43	-605155.1944	.1628046453e-7
44	-520941.1899	.1323662454e-7
45	-445234.9858	.1070482584e-7
46	-377859.4451	.8611501368e-8
47	-318468.9782	.6890960388e-8
48	-266593.6540	.5485126331e-8

Tabela 5.8. Coeficientes B_{49-65} e C_{49-65} .

n	B_n	C_n
49	-221678.4724	.4343138089e-8
50	-183117.2885	.3420854774e-8
51	-150281.2244	.2680299151e-8
52	-122541.6928	.2089069853e-8
53	-99288.32334	.1619746074e-8
54	-79942.27595	.1249304377e-8
55	-63965.44995	.9585610877e-9
56	-50866.23862	.7316514971e-9
57	-40202.38184	.5555514053e-9
58	-31581.52435	.4196451374e-9
59	-24660.00765	.3153409800e-9
60	-19140.37642	.2357333897e-9
61	-14768.01131	.1753098643e-9
62	-11327.23327	.1296994555e-9
63	-8637.160070	.9545933291e-10
64	-6547.529526	.6989544538e-10
65	-4934.652512	.5091330861e-10

A Figura 5.1 mostra o comportamento de $\delta n(t)$ em função do tempo.

A Figura 5.2 mostra a resposta eletro-compressiva de uma fibra com os dados utilizados nos experimentos relatados em [59].

5.2 Auto-interação de um Pulso via Eletro-Compressão

Incluindo-se o efeito eletro-compressivo, a propagação de sólitons em fibras monomodo é descrita por uma equação não-linear de Schrödinger (NLSE) com um termo a mais. Numa forma adimensional ela pode ser escrita assim:

$$j \frac{\partial u}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u + \alpha \int_{-\infty}^{\tau} \delta n(\tau - \vartheta) |u(\vartheta)|^2 d\vartheta u, \quad (5.7)$$

Perturbação do Índice de Refração

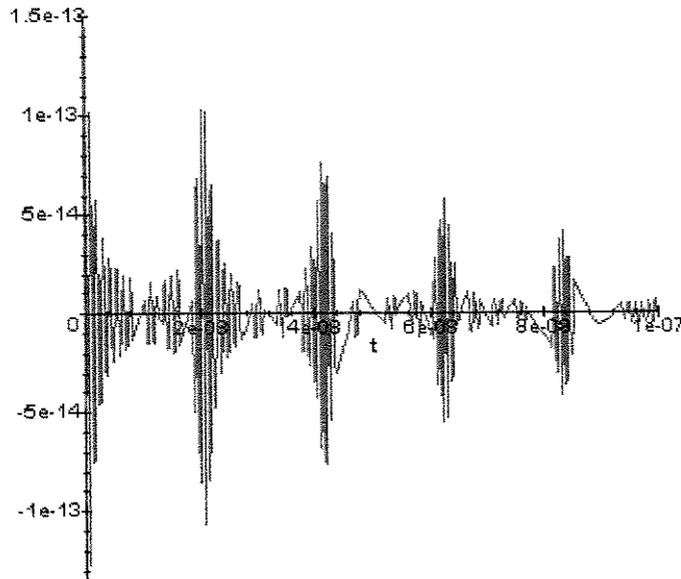


Figura 5.1: $\delta n(t)$ versus $t(\text{segs.})$ para: potência de pico = 10 mW, taxa = 10 Gbps, $t_{FWHM} = 20 \text{ ps}$, $A_{ef.} = 50 \mu m^2$.

onde Z e τ representam as variáveis adimensionais distância e tempo, respectivamente, u é o envelope do sóliton, $\delta n(\tau)$ é a resposta eletro-compressiva, e α é o coeficiente na equação adimensional. Considerando que $\delta n(0) = 0$, e que a função-resposta varia lentamente quando comparada com a escala de tempo da duração de um pulso solitônico, Dianov et als. [60] obtiveram o seguinte:

$$j \frac{\partial u}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u + \alpha \frac{\partial \delta n}{\partial \tau}(0) \int_{-\infty}^{\tau_0} \int_{-\infty}^{\vartheta} |u(\vartheta' - \tau_0)|^2 d\vartheta' d\vartheta u + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \delta n}{\partial \tau}(0) (\tau - \tau_0) E_0 u, \quad (5.8)$$

onde τ_0 é a coordenada temporal do sóliton e $E_0 = \int_0^{\infty} |u|^2 d\vartheta$ é proporcional à energia do sóliton. O primeiro termo adicional desta equação descreve o acréscimo constante no índice de refração, que provoca um acréscimo na fase do mesmo. O segundo termo adicional, isto é, $\frac{\alpha}{2} \frac{\partial \delta n}{\partial \tau}(0) (\tau - \tau_0) E_0 u$, origina o deslocamento $\delta\omega$ na frequência portadora do sóliton para a região espectral

Perturbação do Índice de Refração

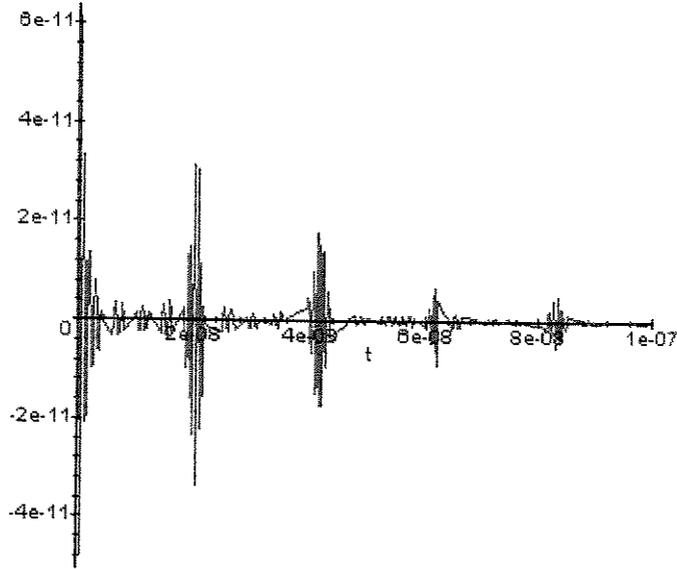


Figura 5.2: $\delta n(t)$ versus $t(\text{segs.})$ para: potência de pico = 2.9 W, $T = 10 \mu s$, $t_{FWHM} = 50 ps$, $A_{ef.} = 50 \mu m^2$.

de Stokes (uma vez que $\frac{\partial \delta n}{\partial t}(0) > 0$). A redução da frequência portadora do sóliton é causada pela geração da onda acústica, processo que consome parte da energia óptica. Como consequência da variação de frequência o sóliton tem sua posição temporal modificada pela GVD. Partindo-se desta última equação, pode-se demonstrar que a variação da posição temporal do sóliton é descrita por:

$$\frac{\partial^2 t_0}{\partial z^2} = \frac{D\lambda^2}{4\pi c} \frac{\partial \delta \omega}{\partial t} = -\frac{D\lambda}{2c} \frac{\partial \delta n}{\partial t}(0), \quad (5.9)$$

cuja solução tem a seguinte forma:

$$\Delta t_0 = t_0(z) - t_0(z=0) = -\frac{D\lambda}{2c} \frac{\partial \delta n}{\partial t}(0) \frac{z^2}{2}, \quad (5.10)$$

que está plotada na Figura 5.3 abaixo para os dados utilizados na Figura 5.1 e $D = 2,7 \frac{ps}{nm \times km}$.

Instante de Chegada versus Distância

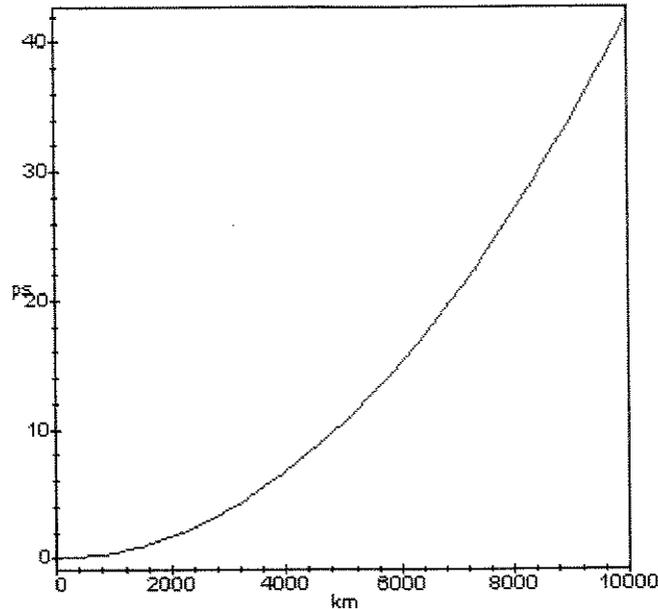


Figura 5.3: Atraso do sóliton (ps) versus distância (km).

5.3 Uma Técnica para a Redução do Jitter Acústico

5.3.1 Jitter Acústico sem Codificação de Linha

Conforme afirmado anteriormente, cada pulso solitônico que se propaga gera uma onda acústica a qual perturba o índice de refração da fibra. Esta perturbação, $\delta n(t)$, atua sobre os pulsos subseqüentes. Para um sistema com janelas de sinalização de duração T , o primeiro pulso muda a freqüência dos outros por:

$$\frac{d\omega}{dz} = -\frac{\omega}{c} \frac{d(\delta n)}{dt} \Big|_{t=T}. \quad (5.11)$$

Este deslocamento de freqüência conduz a deslocamentos temporais relativos entre os pulsos. No caso onde uma seqüência aleatória de bits é representada no canal pela presença (bit 1) ou ausência (bit 0) de pulsos nos centros

das janelas de sinalização, os deslocamentos temporais são gaussianamente distribuídos [60], com desvio padrão σ_τ dado por:

$$\sigma_\tau = \sqrt{\left(\frac{D\lambda}{c}\right)^2 \frac{z^4}{16} \sum_{k=1}^{\infty} \delta n'(kT)^2}, \quad (5.12)$$

onde D é a dispersão da fibra normalmente expressa em $\frac{ps}{nm \times km}$ e z é distância em km.

Tabela 5.9. Valores de $\delta n'(t)$ para t entre 0 e 1,1 ns.

Tempo (ns)	$\delta n'(t)$
0	$11,662 \times 10^{-5}$
0,1	$8,057 \times 10^{-5}$
0,2	$-0,3085 \times 10^{-5}$
0,3	$-8,066 \times 10^{-5}$
0,4	$-10,629 \times 10^{-5}$
0,5	$-7,054 \times 10^{-5}$
0,6	$-0,112 \times 10^{-5}$
0,7	$5,999 \times 10^{-5}$
0,8	$8,310 \times 10^{-5}$
0,9	$6,390 \times 10^{-5}$
1	$1,931 \times 10^{-5}$
1,1	$-2,619 \times 10^{-5}$

Tabela 5.10. Valores de $\delta n'(t)$ para t entre 1,2 e 2,3 ns.

Tempo (ns)	$\delta n'(t)$
1,2	$-5,361 \times 10^{-5}$
1,3	$-5,576 \times 10^{-5}$
1,4	$-3,679 \times 10^{-5}$
1,5	$-0,754 \times 10^{-5}$
1,6	$1,997 \times 10^{-5}$
1,7	$3,682 \times 10^{-5}$
1,8	$3,926 \times 10^{-5}$
1,9	$2,872 \times 10^{-5}$
2,0	$1,038 \times 10^{-5}$
2,1	$-0,906 \times 10^{-5}$
2,2	$-2,358 \times 10^{-5}$
2,3	$-2,945 \times 10^{-5}$

Tomando 48 pontos (primeiros 24 valores são vistos nas Tabelas 5.9, 5.10) em $\delta n'(t)$, espaçados entre si de 0,1 ns, o comportamento do jitter ao longo de 10.000 km está mostrado na Figura 5.4.

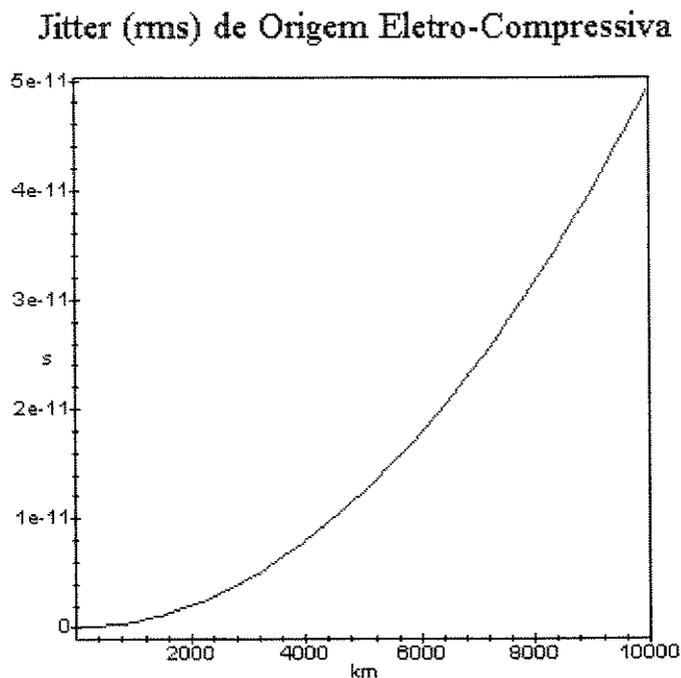


Figura 5.4: Jitter Acústico sem o uso de Codificação de Linha. $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 \text{ nm}$, $R_b = 10 \text{ Gbps}$, Potência = 10 mW.

A natureza determinística do jitter acústico possibilita reduzir o seu impacto no desempenho de sistemas através das estratégias seguintes:

1. Uso de um circuito de rastreamento com a finalidade de "deslizar" automaticamente a janela de detecção no receptor;
2. Codificação de Linha;
3. Codificação Simultânea Linha/Canal;
4. Uso de filtragem preditiva no receptor [56].

Consideremos novamente a transmissão de uma seqüência aleatória de pulsos solitônicos através de uma fibra. Suponhamos uma taxa de transmissão $R_b = 1/T$ bits/seg., e que a probabilidade da presença de pulso numa janela de duração T seja de $1/2$. Para pulsos de curtas durações (quando comparadas ao tempo de decaimento da resposta eletro-compressiva $\delta n(t)$), podemos representar a intensidade óptica da seqüência de pulsos na fibra por:

$$I(t, z) = \frac{E_p}{A_{ef.}} \sum_k \delta(t - kT - \tau_k(z)) w(k), \quad (5.13)$$

onde E_p = energia do pulso óptico; $A_{ef.}$ = área efetiva do modo; $\delta(t)$ = função delta de Dirac, k dá a ordem do pulso na fila, $\tau_k(z)$ representa o atraso adicional, imposto pelo efeito eletro-compressivo, sofrido pelo k -ésimo pulso, e $w(k)$ é uma variável aleatória binária para a qual $\text{Prob.}[w(k) = 1] = \text{Prob.}[w(k) = 0] = 1/2$. A técnica para redução do jitter proposta nesta seção consiste em: estimada a "memória" acústica do sistema (cerca de $50 \times T$ para o sistema da seção anterior), usar um código balanceado capaz de minimizar a variância dos $\tau_k(z)$, e conseqüentemente o jitter de origem eletro-compressiva. Pode-se demonstrar que, a uma distância z do transmissor, o atraso sofrido pelo K -ésimo pulso é dado por:

$$\tau_K = -\frac{D\lambda}{c} \sum_k^K w(k) \delta n'[T(K-k)] \frac{z^2}{2} - \frac{D\lambda}{c} \delta n'(0) \frac{z^2}{4} \quad (5.14)$$

Observe que a maior ou menor densidade de uns dentro de uma janela de tempo equivalente à duração da resposta acústica da fibra irá indicar o maior ou menor acúmulo de energia acústica na fibra, a qual afetará a propagação dos pulsos que ocorrerem na janela seguinte. A nossa finalidade é demonstrar, através de simulações com esta expressão, a possibilidade de se reduzir o jitter acústico mostrado na Figura 5.4. Para isso, ao invés de transmitirmos uma fileira aleatória de bits, blocos balanceados pertencentes a códigos de bloco curtos são utilizados. Em cada caso 100.000 bits são transmitidos, os atrasos dos respectivos pulsos são calculados e armazenados. Sobre este espaço de atrasos (τ_K) é então estimado o valor rms, em ps, que representa o jitter acústico em função da distância z . Um programa de computador foi desenvolvido para implementar tais simulações. Os resultados obtidos (Figuras 5.5 e 5.6) apontam para a possibilidade do emprego de códigos balanceados em sistemas solitônicos, os quais além de combaterem o jitter acústico, possuem

capacidade corretora de erros. Em algumas situações práticas de interesse atual, o uso de códigos corretores de erros em sistemas de transmissão óptica mostra-se bastante vantajosa. Por exemplo, os resultados em [72] evidenciam a vantagem da aplicação do código de Reed-Solomon (255,239) em um sistema WDM: para uma $BER = 10^{-12}$ a capacidade do sistema lá analisado passa de 23 Gbps (sem codificação) para 75 Gbps usando o R-S (255,239). Este mesmo código, quando aplicado aos sistemas analisados em [73] é capaz de melhorar uma BER de 10^{-4} para uma BER inferior a 10^{-12} . Isto corresponde a um ganho de codificação de 10^8 com um código de taxa 0,937. Tais resultados sugerem o uso simultâneo (codificação concatenada) de códigos balanceados curtos (eficazes no combate ao jitter acústico) com códigos R-S (eficazes no controle de erros), sendo os primeiros como códigos internos.

5.4 Códigos Balanceados

A existência e as técnicas de construção de códigos balanceados estão bem estabelecidos [65], [66], [67], [68]. Alguns desses códigos são importantes para canais de gravação magnética e para sistemas de transmissão digital via fibra óptica. Tais aplicações exigem pouco conteúdo espectral nas baixas frequências. Isto pode ser controlado usando-se palavras-código balanceadas, isto é, com número de zeros igual ao número de uns. Códigos balanceados possuem soma digital corrente (SDC), definida na subseção a seguir, limitada.

Uma exigência normalmente imposta aos códigos de linha diz respeito à extração da informação do relógio [69] [70][71], à partir do próprio sinal recebido. Isto é parcialmente alcançável através do uso de códigos com SDC limitada. Neste caso, o maior segmento só de zeros ou só de uns, l , não terá comprimento superior à duas vezes a SDC máxima, C .

5.4.1 Terminologia

Com a finalidade de caracterizarmos sucintamente os códigos balanceados, introduzimos aqui a notação necessária na definição dos parâmetros de interesse.

Seja $A[q, n, M, d]$ um código q -ário de comprimento n , cardinalidade M e possuindo distância mínima d . No caso binário escreve-se simplesmente $A[n, M, d]$.

Para uma palavra-código $\mathbf{a} = (a_0, a_1, \dots, a_{n-1})$ de um código binário A definimos a sua SDC no instante k , $0 \leq k \leq n-1$, como:

$$S_k(\mathbf{a}) = \left| \sum_{j=0}^k (-1)^{a_j} \right| \quad (5.15)$$

A SDC máxima (MSDC) da palavra \mathbf{a} é definida por:

$$r(\mathbf{a}) = \max_{0 \leq k \leq n-1} S_k(\mathbf{a}) \quad (5.16)$$

Para o código A a MSDC é definida por:

$$r(A) = \max_{\mathbf{a} \in A} r(\mathbf{a}) \quad (5.17)$$

Um código A é dito ser balanceado se, para cada $\mathbf{a} \in A$, $S_{n-1}(\mathbf{a}) = 0$ (se n for par). Dizemos que um código balanceado A possui restrição de se:

$$r(A) \leq c(n) \quad (5.18)$$

onde $c(n) < n$ é uma função de n . Ele não apresenta de se $c(n) = \text{constante}$. Observe que o maior comprimento l de um segmento de símbolos idênticos numa palavra-código é menor ou igual a $2r(A)$.

5.4.2 Obtenção de Códigos Balanceados

O principal objetivo deste trabalho é demonstrar, através de procedimento semi-analítico, a possibilidade de se controlar o jitter acústico em sistemas solitônicos a altas taxas e longas distâncias atuando-se sobre a saída da fonte de informação. Para a consecução deste propósito utilizamos códigos balanceados curtos em transmissão solitônica a altas taxas e longas distâncias. Evidentemente, a aplicação prática desta técnica para controle de jitter impõe a necessidade de blocos balanceados que pertençam a códigos balanceados possuindo capacidade corretora de erros e estrutura de construção que permita decodificação única de cada bloco (palavra-código). Nesta subseção são descritas duas formas simples de construção, suficientes para a finalidade deste trabalho.

Cada palavra-código é construída concatenando-se n blocos balanceados cada um com comprimento $2l$, ou seja, cada bloco possui l 1's e l 0's. Este procedimento simples possui vantagens: (i) Limita a variação da soma digital

(VSD), definida como a diferença entre a máxima e a mínima SDC. Se o comprimento de um bloco for $2l$, então a VSD será no máximo l ; (ii) Limita o comprimento de segmentos constituídos por 0's ou 1's consecutivos. Se o tamanho de um bloco for $2l$, um mesmo bit não se repetirá consecutivamente mais do que $2l$ vezes; (3) Facilita codificação e decodificação.

O primeiro passo na construção é a escolha do comprimento $2l$ de um bloco balanceado. Esta escolha é determinada por parâmetros tais como tamanho máximo de um segmento de um só bit, ou a VSD máxima aceitável. Em seguida toma-se os $\binom{2l}{l}$ blocos como símbolos de um alfabeto e constrói-se um código corretor de erros C com distância mínima $e + 1$ sobre aquele alfabeto. Como qualquer par de blocos possui distância de Hamming de no mínimo 2, o código balanceado resultante terá distância mínima de no mínimo $2l + 2$. Desta forma o código será capaz de corrigir até e erros (e de detectar $e + 1$ erros).

Em geral o número $\binom{2l}{l}$ não é uma potência de um número primo. Assim o alfabeto sobre $\binom{2l}{l}$ não pode ser considerado um corpo. Dois métodos podem ser utilizados para se contornar esta dificuldade: (a) Selecionando-se q dos $\binom{2l}{l}$ símbolos, onde q é a maior potência de um número primo tal que $q \leq \binom{2l}{l}$. Os símbolos selecionados podem ser considerados como elementos de um corpo finito $GF(q)$, e um código corretor de erros pode então ser implementado de maneira convencional conforme descrito na literatura clássica sobre teoria de codificação; (b) Fatorando-se $\binom{2l}{l}$ em um produto de m números, todos potências de primos. Isto é, fazendo $\binom{2l}{l} = q_1 q_2 \cdot \dots \cdot q_m$, onde os q_j , $j = 1, \dots, m$, são potências de números primos. O código C procurado é o produto direto dos códigos C_j , $1 \leq j \leq m$, onde cada C_j é um código $[n, k_j, e + 1]$ sobre $GF(q_j)$. (Por este método todos $\binom{2l}{l}$ símbolos são aproveitados).

Seja U o conjunto de blocos binários de comprimento $2l$ e peso de Hamming l . (Por exemplo, se $2l = 8$, a cardinalidade de U , $|U| = \binom{2l}{l} = 70$). Seja $\binom{2l}{l} = 2L$. Numeremos esses $2L$ blocos assim: $\mathbf{u}(0), \mathbf{u}(1), \dots, \mathbf{u}(2L - 1)$. O complemento de $\mathbf{u}(i)$, $0 \leq i \leq L - 1$ é dado por $\mathbf{u}(i + L) = \mathbf{1} \oplus \mathbf{u}(i)$, onde $\mathbf{1}$ é o vetor constituído somente por 1's e \oplus denota ou-exclusivo. Obviamente, qualquer concatenação de blocos pertencentes a U será também balanceada.

Os códigos de interesse para minimizar o jitter de origem eletro-compressiva são constituídos por coleções de concatenações com n blocos pertencentes a U . Ou seja, cada código é um subconjunto de:

$$U^n = \{(\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n)) : 0 \leq i_j \leq 2L \text{ para } 1 \leq j \leq n\} \quad (5.19)$$

Observe que a distância de Hamming d_H entre quaisquer pares de elementos em U^n é par, e que:

$$d_H(((\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n)), (\mathbf{u}(j_1), \mathbf{u}(j_2), \dots, \mathbf{u}(j_n)))) \geq 2 \cdot |\{l : 1 \leq l \leq n, i_l \neq j_l\}| \quad (5.20)$$

Muitos dos padrões de erros que ocorrem durante a transmissão de palavras $(\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n))$ darão origem a cancelamentos. Se, por exemplo,

$$(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n) = (\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n)) \oplus (\mathbf{e}(i_1), \mathbf{e}(i_2), \dots, \mathbf{e}(i_n)) \quad (5.21)$$

for recebida, e \mathbf{r}_j não tiver peso l , podemos concluir que houve um erro na j -ésima componente. Diremos que ocorreu um cancelamento de bloco na j -ésima componente.

Somente quando $\mathbf{r}_j \in U$ e $\mathbf{r}_j \neq \mathbf{u}(i_j)$ teremos um erro. Neste caso o número de transições $1 \rightarrow 0$ ocorridas em $\mathbf{u}(i_j)$ deve ter sido igual ao número de transições $0 \rightarrow 1$. Diremos que ocorreu um erro de bloco na j -ésima componente. Então e erros de bit em $(\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n))$ resultará em uma das seguintes possibilidades:

Tabela 5.11

Cancelamentos de Bloco	Erros de Bloco
$\leq e$	0
$\leq e - 2$	1
$\leq e - 4$	2
...	...

Para constituirmos um código balanceado C capaz de corrigir t erros por palavra-código, comecemos com um subconjunto I de $\{0, 1, \dots, 2L-1\}^n$ cujos elementos encontram-se a uma distância $\geq e + 1$. C é definido assim:

$$C = \{(\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2), \dots, \mathbf{u}(i_n)) : (i_1, i_2, \dots, i_n) \in I\}. \quad (5.22)$$

C terá distância mínima $\geq 2e + 2$, sendo portanto capaz de corrigir e erros e de detectar $e + 1$ erros.

Construção A: $e = 1$, $|C| = (2L)^{n-1}$. Com $I \subset \{0, 1, \dots, 2L-1\}^n$, definido por:

$$I = \{(i_1, i_2, \dots, i_n) : \sum_{j=1}^n i_j \equiv 0 \pmod{2L}\} \quad (5.23)$$

e C fica definido pela equação (4.22). As palavras em I têm distâncias de no mínimo 2. Desta forma $e = 1$ e C pode corrigir qualquer erro simples (1bit).

EXEMPLO 5.1: Construção de um Código Balanceado com Palavras de Comprimento 16. Neste caso, escolhendo $2l = 8$, teremos que $n = 2$. Como existem 70 blocos balanceados de comprimento 8(veja Tabela 5.12), então $L = 35$ e $|C| = 70$. De acordo com o procedimento na Construção A, $I \subset \{0, 1, \dots, 69\}^2$, definido assim:

Tabela 5.12. Blocos Balanceados de Comprimento 8.

i	$\mathbf{u}(i)$	i	$\mathbf{u}(i)$
0	[1,0,1,1,1,0,0,0]	35	[1,1,1,0,1,0,0,0]
1	[0,1,0,1,1,1,0,0]	36	[0,1,1,1,0,1,0,0]
2	[0,0,1,0,1,1,1,0]	37	[0,0,1,1,1,0,1,0]
3	[0,0,0,1,0,1,1,1]	38	[0,0,0,1,1,1,0,1]
4	[1,1,1,0,0,0,0,1]	39	[1,0,0,1,0,1,0,1]
5	[1,0,1,1,0,1,0,0]	40	[1,0,1,1,0,0,1,0]
6	[0,1,0,1,1,0,1,0]	41	[0,1,0,1,1,0,0,1]
7	[0,0,1,0,1,1,0,1]	42	[1,0,1,0,1,0,1,0]
8	[1,0,0,1,0,0,1,1]	43	[0,1,0,1,0,1,0,1]
9	[1,1,1,0,0,1,0,0]	44	[1,0,0,1,1,1,0,0]
10	[0,1,1,1,0,0,1,0]	45	[0,1,0,0,1,1,1,0]
11	[0,0,1,1,1,0,0,1]	46	[0,0,1,0,0,1,1,1]
12	[1,0,1,0,1,1,0,0]	47	[1,0,0,0,1,0,1,1]
13	[0,1,0,1,0,1,1,0]	48	[1,1,0,0,0,1,1,0]
14	[0,0,1,0,1,0,1,1]	49	[0,1,1,0,0,0,1,1]
15	[1,0,0,1,0,1,1,0]	50	[1,1,0,1,0,0,1,0]
16	[0,1,0,0,1,0,1,1]	51	[0,1,1,0,1,0,0,1]
17	[1,0,0,1,1,0,0,1]	52	[1,0,1,0,1,0,0,1]
18	[1,0,1,0,0,1,1,0]	53	[1,0,1,0,0,1,0,1]
19	[0,1,0,1,0,0,1,1]	54	[1,0,1,1,0,0,0,1]
20	[1,1,1,1,0,0,0,0]	55	[1,1,0,0,1,0,1,0]
21	[0,1,1,1,1,0,0,0]	56	[0,1,1,0,0,1,0,1]
22	[0,0,1,1,1,1,0,0]	57	[1,0,0,1,1,0,1,0]
23	[0,0,0,1,1,1,1,0]	58	[0,1,0,0,1,1,0,1]
24	[0,0,0,0,1,1,1,1]	59	[1,1,0,0,0,0,1,1]
25	[1,0,0,0,1,1,0,1]	60	[1,1,0,1,0,1,0,0]
26	[1,0,0,0,0,1,1,1]	61	[0,1,1,0,1,0,1,0]
27	[1,1,0,0,0,1,0,1]	62	[0,0,1,1,0,1,0,1]
28	[1,0,0,0,1,1,1,0]	63	[1,1,0,1,0,0,0,1]
29	[0,1,0,0,0,1,1,1]	64	[1,1,0,1,1,0,0,0]
30	[1,1,0,0,1,0,0,1]	65	[0,1,1,0,1,1,0,0]
31	[1,0,1,0,0,0,1,1]	66	[0,0,1,1,0,1,1,0]
32	[1,1,0,0,1,1,0,0]	67	[0,0,0,1,1,0,1,1]
33	[0,1,1,0,0,1,1,0]	68	[1,1,1,0,0,0,1,0]
34	[0,0,1,1,0,0,1,1]	69	[0,1,1,1,0,0,0,1]

$$I = \{(i_1, i_2) : i_1 + i_2 \equiv 0 \pmod{70}\} \quad e \quad (5.24)$$

$$C = \{(\mathbf{u}(i_1), \mathbf{u}(i_2)) : (i_1, i_2) \in I\}. \quad (5.25)$$

Então $I = \{(i_0, i_0), (i_1, i_{69}), (i_2, i_{68}), \dots, (i_{35}, i_{35}), (i_{36}, i_{34}), \dots, (i_{69}, i_1)\}$, e o código procurado, que daqui em diante denominaremos de CB16, tem as palavras-código listadas na Tabela 5.13.

Tabela 5.13. Palavras-Código do Código CB16.

i	$c(i)$	i	$c(i)$
0	[1,0,1,1,1,0,0,0,1,0,1,1,1,0,0,0]	35	[1,1,1,0,1,0,0,0,1,1,1,0,1,0,0,0]
1	[0,1,0,1,1,1,0,0,0,1,1,1,0,0,0,1]	36	[0,1,1,1,0,1,0,0,0,0,1,1,0,0,1,1]
2	[0,0,1,0,1,1,1,0,1,1,1,0,0,0,1,0]	37	[0,0,1,1,1,0,1,0,0,1,1,0,0,1,1,0]
3	[0,0,0,1,0,1,1,1,0,0,0,1,1,0,1,1]	38	[0,0,0,1,1,1,0,1,1,1,1,0,0,1,1,0]
4	[1,1,1,0,0,0,0,1,0,0,1,1,0,1,1,0]	39	[1,0,0,1,0,1,0,1,1,0,1,0,0,0,1,1]
5	[1,0,1,1,0,1,0,0,0,1,1,0,1,1,0,0]	40	[1,0,1,1,0,0,1,0,1,1,0,0,1,0,0,1]
6	[0,1,0,1,1,0,1,0,1,1,0,1,1,0,0,0]	41	[0,1,0,1,1,0,0,1,0,1,0,0,0,1,1,1]
7	[0,0,1,0,1,1,0,1,1,1,0,1,0,0,0,1]	42	[1,0,1,0,1,0,1,0,1,0,0,0,1,1,1,0]
8	[1,0,0,1,0,0,1,1,0,0,1,1,0,1,0,1]	43	[0,1,0,1,0,1,0,1,1,1,0,0,0,1,0,1]
9	[1,1,1,0,0,1,0,0,0,1,1,0,1,0,1,0]	44	[1,0,0,1,1,1,0,0,1,0,0,0,0,1,1,1]
10	[0,1,1,1,0,0,1,0,1,1,0,1,0,1,0,0]	45	[0,1,0,0,1,1,1,0,1,0,0,0,1,1,0,1]
11	[0,0,1,1,1,0,0,1,1,1,0,0,0,0,1,1]	46	[0,0,1,0,0,1,1,1,0,0,0,0,1,1,1,1]
12	[1,0,1,0,1,1,0,0,0,1,0,0,1,1,0,1]	47	[1,0,0,0,1,0,1,1,0,0,0,1,1,1,1,0]
13	[0,1,0,1,0,1,1,0,1,0,0,1,1,0,1,0]	48	[1,1,0,0,0,1,1,0,0,0,1,1,1,1,0,0]
14	[0,0,1,0,1,0,1,1,0,1,1,0,0,1,0,1]	49	[0,1,1,0,0,0,1,1,0,1,1,1,1,0,0,0]
15	[1,0,0,1,0,1,1,0,1,1,0,0,1,0,1,0]	50	[1,1,0,1,0,0,1,0,1,1,1,1,0,0,0,0]
16	[0,1,0,0,1,0,1,1,1,0,1,1,0,0,0,1]	51	[0,1,1,0,1,0,0,1,0,1,0,1,0,0,1,1]
17	[1,0,0,1,1,0,0,1,1,0,1,0,0,1,0,1]	52	[1,0,1,0,1,0,0,1,1,0,1,0,0,1,1,0]
18	[1,0,1,0,0,1,1,0,1,0,1,0,1,0,0,1]	53	[1,0,1,0,0,1,0,1,1,0,0,1,1,0,0,1]
19	[0,1,0,1,0,0,1,1,0,1,1,0,1,0,0,1]	54	[1,0,1,1,0,0,0,1,0,1,0,0,1,0,1,1]
20	[1,1,1,1,0,0,0,0,1,1,0,1,0,0,1,0]	55	[1,1,0,0,1,0,1,0,1,0,0,1,0,1,1,0]
21	[0,1,1,1,1,0,0,0,0,1,1,0,0,0,1,1]	56	[0,1,1,0,0,1,0,1,0,0,1,0,1,0,1,1]
22	[0,0,1,1,1,1,0,0,1,1,0,0,0,1,1,0]	57	[1,0,0,1,1,0,1,0,0,1,0,1,0,1,1,0]
23	[0,0,0,1,1,1,1,0,1,0,0,0,1,0,1,1]	58	[0,1,0,0,1,1,0,1,1,0,1,0,1,1,0,0]
24	[0,0,0,0,1,1,1,1,0,0,1,0,0,1,1,1]	59	[1,1,0,0,0,0,1,1,0,0,1,1,1,0,0,1]
25	[1,0,0,0,1,1,0,1,0,1,0,0,1,1,1,0]	60	[1,1,0,1,0,1,0,0,0,1,1,1,0,0,1,0]
26	[1,0,0,0,0,1,1,1,1,0,0,1,1,1,0,0]	61	[0,1,1,0,1,0,1,0,1,1,1,0,0,1,0,0]
27	[1,1,0,0,0,1,0,1,0,1,0,1,0,1,0,1]	62	[0,0,1,1,0,1,0,1,1,0,0,1,0,0,1,1]
28	[1,0,0,0,1,1,1,0,1,0,1,0,1,0,1,0]	63	[1,1,0,1,0,0,0,1,0,0,1,0,1,1,0,1]
29	[0,1,0,0,0,1,1,1,0,1,0,1,1,0,0,1]	64	[1,1,0,1,1,0,0,0,0,1,0,1,1,0,1,0]
30	[1,1,0,0,1,0,0,1,1,0,1,1,0,0,1,0]	65	[0,1,1,0,1,1,0,0,1,0,1,1,0,1,0,0]
31	[1,0,1,0,0,0,1,1,1,0,0,1,0,1,0,1]	66	[0,0,1,1,0,1,1,0,1,1,1,0,0,0,0,1]
32	[1,1,0,0,1,1,0,0,0,0,0,1,1,1,0,1]	67	[0,0,0,1,1,0,1,1,0,0,0,1,0,1,1,1]
33	[0,1,1,0,0,1,1,0,0,0,1,1,1,0,1,0]	68	[1,1,1,0,0,0,1,0,0,0,1,0,1,1,1,0]
34	[0,0,1,1,0,0,1,1,0,1,1,1,0,1,0,0]	69	[0,1,1,1,0,0,0,1,0,1,0,1,1,1,0,0]

O procedimento de decodificação é simples. Um erro que ocorra em um bit em alguma posição da j -ésima componente resultará em um cancelamento de bloco na componente j . Conhecendo j , o valor correto de i_j pode ser facilmente determinado através de (5), o que recuperará $\mathbf{u}(i_j)$.

Construção B: Aqui o código C da construção A terá seu tamanho duplicado se $l \geq 2$. Esta construção é semelhante à construção A, sendo que cada símbolo de verificação de paridade ou o seu complemento pode ser usado. Então, com $e = 1$, $|C| = 2(2L)^{n-1}$ se $l \geq 2$. Precisamos ordenar os elementos de U satisfazendo a $\mathbf{u}(i + L) = \mathbf{1} \oplus \mathbf{u}(i)$. Novamente C é definido através da equação (4.22), no entanto $I \subset \{0, 1, \dots, 2L - 1\}^n$ é agora dado por:

$$I = \{(i_1, i_2, \dots, i_n) : \sum_{j=1}^n i_j \equiv 0 \pmod{L}\} \quad (5.26)$$

EXEMPLO 5.2: Construção de um Código Balanceado com Palavras de Comprimento 12. Neste caso, escolhendo $2l = 6$, teremos que $n = 2$. Como existem 20 blocos balanceados de comprimento 6 (veja Tabela 5.14, onde $\mathbf{u}(i + L) = \mathbf{1} \oplus \mathbf{u}(i)$), então $L = 10$ e $|C| = 2(2L)^{n-1} = 40$. De acordo com o procedimento na Construção B, $I = \left\{ \begin{array}{l} (i_0, i_0), (i_0, i_{10}), (i_1, i_9), (i_1, i_{19}), \dots, \\ (i_5, i_5), (i_5, i_{15}), (i_6, i_4), (i_6, i_{14}), \dots, \\ (i_{10}, i_0), (i_{10}, i_{10}), \dots, (i_{19}, i_{11}) \end{array} \right\}$, e o código procurado, que daqui em diante denominaremos de CB12, tem as palavras-código listadas na Tabela 5.15.

Tabela 5.14. Blocos Balanceados de Comprimento 6.

i	$\mathbf{u}(i)$
0	[1,1,0,0,0,1]
1	[1,1,0,0,1,0]
2	[0,1,1,0,0,1]
3	[1,0,0,1,0,1]
4	[1,1,1,0,0,0]
5	[0,1,1,1,0,0]
6	[1,1,1,0,0,0]
7	[1,1,0,1,0,0]
8	[0,1,0,0,1,1]
9	[1,0,1,0,1,0]
10	[0,0,1,1,1,0]
11	[0,0,1,1,0,1]
12	[1,0,0,1,1,0]
13	[0,1,1,0,1,0]
14	[0,0,0,1,1,1]
15	[1,0,0,0,1,1]
16	[0,1,0,1,1,0]
17	[0,0,1,0,1,1]
18	[1,0,1,1,0,0]
19	[0,1,0,1,0,1]

Tabela 5.15. Código Balanceado CB12.

i	$c(i)$	i	$c(i)$
0	[1,1,0,0,0,1,1,1,0,0,0,1]	20	[0,0,1,1,1,0,1,1,0,0,0,1]
1	[1,1,0,0,0,1,0,0,1,1,1,0]	21	[1,1,0,0,0,1,1,1,0,0,0,1]
2	[1,1,0,0,1,0,1,0,1,0,1,0]	22	[0,0,1,1,0,1,1,0,1,0,1,0]
3	[1,1,0,0,1,0,0,1,0,1,0,1]	23	[0,0,1,1,0,1,0,1,0,1,0,1]
4	[0,1,1,0,0,1,0,1,0,0,1,1]	24	[1,0,0,1,1,0,0,1,0,0,1,1]
5	[0,1,1,0,0,1,1,0,1,1,0,0]	25	[1,0,0,1,1,0,1,0,1,1,0,0]
6	[1,0,0,1,0,1,1,1,0,1,0,0]	26	[0,1,1,0,1,0,1,1,0,1,0,0]
7	[1,0,0,1,0,1,0,0,1,0,1,1]	27	[0,1,1,0,1,0,0,0,1,0,1,1]
8	[1,1,1,0,0,0,1,0,1,0,0,1]	28	[0,0,0,1,1,1,1,1,1,0,0,0]
9	[1,1,1,0,0,0,0,1,0,1,1,0]	29	[0,0,0,1,1,1,0,1,0,1,1,0]
10	[0,1,1,1,0,0,0,1,1,1,0,0]	30	[1,0,0,0,1,1,0,1,1,1,0,0]
11	[0,1,1,1,0,0,1,0,0,0,1,1]	31	[1,0,0,0,1,1,1,0,0,0,1,1]
12	[1,0,1,0,0,1,1,1,1,0,0,0]	32	[0,1,0,1,1,0,1,1,1,0,0,0]
13	[1,1,1,0,0,0,0,0,0,1,1,1]	33	[0,1,0,1,1,0,0,0,0,1,1,1]
14	[1,1,0,1,0,0,1,0,0,1,0,1]	34	[0,0,1,0,1,1,1,0,0,1,0,1]
15	[1,1,0,1,0,0,0,1,1,0,1,0]	35	[0,0,1,0,1,1,0,1,1,0,1,0]
16	[0,1,0,0,1,1,0,1,1,0,0,1]	36	[1,0,1,1,0,0,0,1,1,0,0,1]
17	[0,1,0,0,1,1,1,0,0,1,1,0]	37	[1,0,1,1,0,0,1,0,0,1,1,0]
18	[1,0,1,0,1,0,1,1,0,0,1,0]	38	[0,1,0,1,0,1,1,1,0,0,0,1]
19	[1,0,1,0,1,0,0,0,1,1,0,1]	39	[0,1,0,1,0,1,0,0,1,1,0,1]

EXEMPLO 5.3: Construção de um Código Balanceado com Palavras de Comprimento 8. Neste caso, escolhendo $2l = 4$, teremos que $n = 2$. Como existem 6 blocos balanceados de comprimento 4 (veja Tabela 5.16, onde $u(i+L) = 1 \oplus u(i)$), então $L = 3$ e $|C| = 2(2L)^{n-1} = 12$. De acordo com o procedimento na Construção B, $I = \left\{ \begin{array}{l} (i_0, i_0), (i_1, i_2), (i_1, i_5), (i_2, i_4), (i_3, i_3), \\ (i_3, i_0), (i_4, i_2), (i_5, i_1), (i_4, i_5), (i_5, i_4) \end{array} \right\}$, e o código procurado, que daqui em diante denominaremos de CB8, tem as palavras-código listadas na Tabela 5.17.

Tabela 5.16. Blocos balanceados de tamanho 4.

i	$\mathbf{u}(i)$
0	[0,0,1,1]
1	[0,1,1,0]
2	[0,1,0,1]
3	[1,1,0,0]
4	[1,0,0,1]
5	[1,0,1,0]

Tabela 5.17. Código CB8.

i	$\mathbf{c}(i)$
0	[0,0,1,1,0,0,1,1]
1	[0,0,1,1,1,1,0,0]
2	[0,1,1,0,0,1,0,1]
3	[0,1,1,0,1,0,1,0]
4	[0,1,0,1,0,1,1,0]
5	[0,1,0,1,1,0,0,1]
6	[1,1,0,0,1,1,0,0]
7	[1,1,0,0,0,0,1,1]
8	[1,0,0,1,0,1,0,1]
9	[1,0,0,1,1,0,1,0]
10	[1,0,1,0,0,1,1,0]
11	[1,0,1,0,1,0,0,1]

5.5 Códigos Primos

Códigos primos e códigos quase-primos têm encontrado aplicações em comunicações ópticas, incluindo o uso de CDMA com *hardware* quase completamente óptico[74]. Nesta seção nós apresentamos resultados de simulações sobre a redução de jitter acústico em sistemas de longo alcance e altas taxas quando usando seqüências de espalhamento pertencentes a um código primo. No mesmo gráfico (Figura 5.6) nós mostramos o desempenho do código CB16. A taxa de transmissão é de 20 Gbps. Os demais parâmetros são aqueles usados para a obtenção dos resultados da Figura 5.5.

Códigos primos são definidos assim: a partir do corpo de Galois $G_F(P) = \{0, 1, 2, \dots, P - 1\}$, onde P é um número primo, gera-se um conjunto de P seqüências primas $\{S_i^P : i = 0, \dots, P - 1\}$, cada uma com P elementos dados por:

$$S_i^P(j) = [i \cdot j]_P \text{ para } i = 0, \dots, P - 1 \text{ e } j = 0, \dots, P - 1 \quad (5.27)$$

onde $[]_P$ denota operação módulo- P . Na Tabela 5.18 é mostrada a família de seqüências para $P = 7$.

Tabela 5.18. Seqüências Primas para $P = 7$

	$j = 0$	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$	$j = 5$	$j = 6$
S_0^7	0	0	0	0	0	0	0
S_1^7	0	1	2	3	4	5	6
S_2^7	0	2	4	6	1	3	5
S_3^7	0	3	6	2	5	1	4
S_4^7	0	4	1	5	2	6	3
S_5^7	0	5	3	1	6	4	2
S_6^7	0	6	5	4	3	2	1

Agora, partindo-se de cada uma das seqüências S_i^P , uma seqüência (seqüência de espalhamento usando terminologia de espalhamento espectral) binária C_i^P com comprimento P^2 é construída observando-se o seguinte procedimento:

$$\begin{aligned} C_i^P(n) &= 1 \text{ para } n = jP + S_i^P(j), \quad j = 0, \dots, P - 1 \\ &= 0 \text{ nos outros casos.} \end{aligned} \quad (5.28)$$

A Tabela 5.19 mostra as sete seqüências de um código primo para $P = 7$, aqui denominado por CP7.

Tabela 5.19. Código Primo CP7

Seqüência C_0^7	[1000000100000001000000010000000100000001000000010000000]
Seqüência C_1^7	[1000000001000000001000000001000000001000000001000000001]
Seqüência C_2^7	[100000000010000000001000000000101000000000100000000010]
Seqüência C_3^7	[10000000000100000000001001000000000010010000000000100]
Seqüência C_4^7	[1000000000001000100000000000100010000000000010001000]
Seqüência C_5^7	[100000000000010000100001000000000000100001000010000]
Seqüência C_6^7	[10000000000000100000100000100000100000100000100000100000]

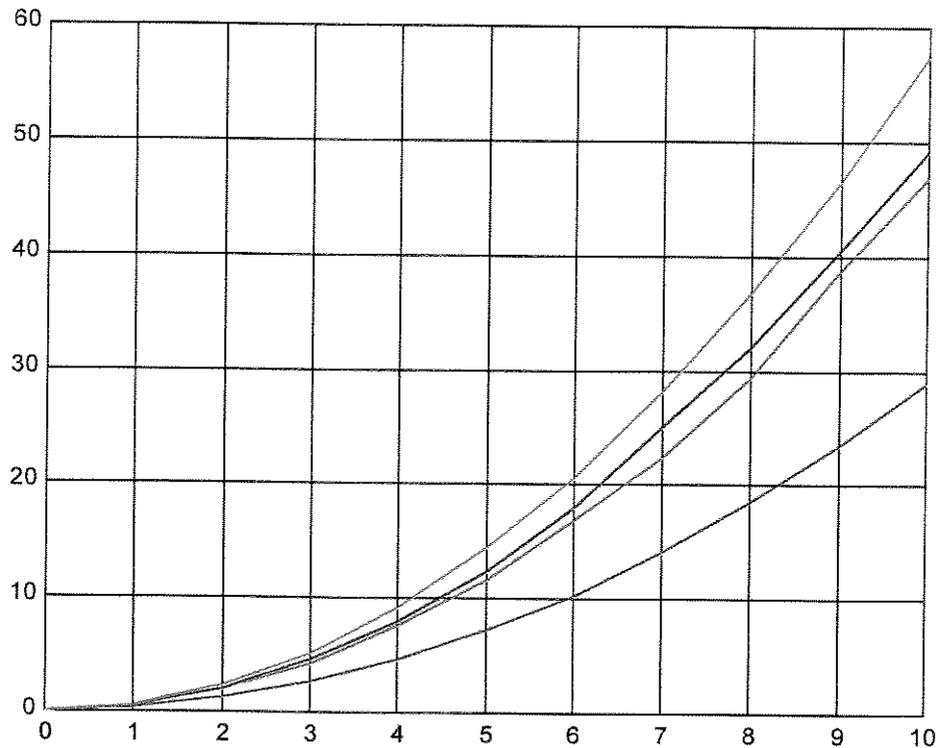


Figura 5.5: Jitter Acústico rms (em ps) versus distância em 1.000 Km, sem o uso de Codificação (curva superior em azul claro), usando blocos balanceados de comprimento 8 (curva em vermelho), usando blocos balanceados de tamanho 6 (curva em verde), usando blocos balanceados de tamanho 2 (curva azul), $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 \text{ nm}$, $R_b = 10 \text{ Gbps}$, Potência = 10 mW.

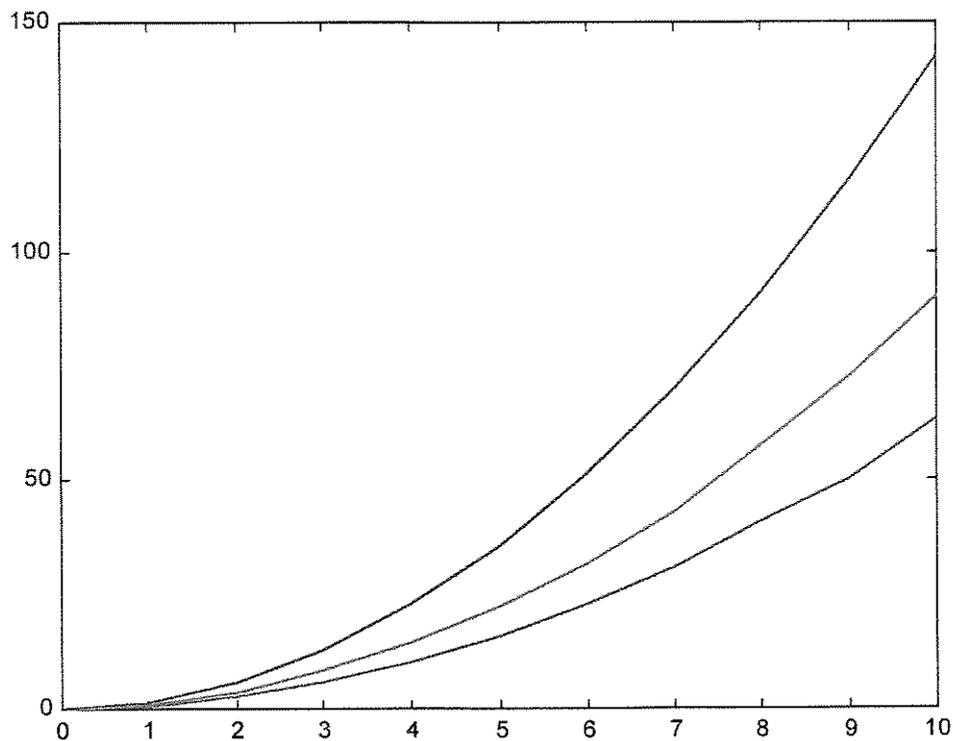


Figura 5.6: Jitter Acústico rms (em ps) versus distância em 1.000 Km, sem o uso de Codificação (curva superior em vermelho), usando o código balanceado CB16 (curva em verde), usando o código primo CP7 (curva em azul), $D = 1,5 \frac{ps}{nm \times km}$, $\lambda = 1545 nm$, $R_b = 20 Gbps$, Potência = 10 mW.

Capítulo 6

Conclusões

A geração de pulsos solitônicos para transmissão digital de informação a altas taxas e longas distâncias é uma maneira interessante para se compensar os efeitos da dispersão na fibra. (Empresas fornecedoras de equipamentos para redes de transporte incorporaram recentemente a aplicação de transmissão solitônica a alguns produtos). Pulsos solitônicos podem preservar suas larguras por longas distâncias, através do balanceamento entre GVD e SPM. Uma explicação física para este comportamento é que fótons com altas energias tendem a permanecer juntos enquanto propagam-se pela fibra. O pulso com alta energia cria uma descontinuidade local (valor mais alto) na constante dielétrica do núcleo da fibra, e ao mesmo tempo excita a não-linearidade da fibra originando um depressão no índice de refração. Para pulsos projetados com certas combinações de formato, intensidade de pico e duração, estes dois efeitos podem cancelar-se mutuamente. Taxas de transmissão monocanal acima dos 10 Gbps podem ser alcançadas. (Em [75] Marcuse e Menyuk investigam a possibilidade de se operar enlaces em torno de 500 km a 100 Gbps, monocanal). O progresso continuado em fotônica poderá disponibilizar em breve os componentes ópticos necessários para, por exemplo, viabilizar a implementação de esquemas de recuperação de relógio e de demultiplexação, duas das dificuldades mencionadas em [76] para implantação de redes de altíssimas velocidades com enlaces em torno de 200 km). Nas simulações descritas em [75] o efeito de Raman torna-se um dos fatores importantes na degradação do desempenho da transmissão solitônica.

Tremor temporal (jitter) é a principal causa de degradação do desempenho para transmissão solitônica a longas distâncias e altas taxas [56]. Ele origina-se da largura espectral da fonte, do efeito de Gordon-Haus, do efeito

de polarização (PMD) e do efeito eletrocompressivo (jitter acústico). Este último foi o objeto central da investigação relatada nesta Tese.

A causa física do jitter acústico é a eletrocompressão, uma tendência dos materiais de se comprimirem na presença de um campo elétrico. Em fibras ópticas o confinamento do campo elétrico dentro do núcleo excita modos acústicos radiais e radiais-helicoidais. A resposta acústica total é principalmente determinada pelos modos radiais. Apenas 7% da mesma origina-se dos outros modos [77]. Os modos radiais propagam-se na direção da interface núcleo-casca provocando o surgimento de ecos com tempos de decaimento relativamente longos (80-100 ns). Isto pode ser interpretado como uma memória acústica da fibra, no sentido de que um pulso propagado "deixa rastros" acústicos que se extinguem ao final desses tempos. A resposta de frequência eletrocompressiva inclui uma contribuição intrínseca devida às variações de densidade geradas localmente pela intensidade óptica (pulso solitônico em movimento), e uma contribuição proveniente dos ecos acústicos separados no tempo por intervalos de aproximadamente 20 ns. A perturbação do índice de refração causada pelo efeito eletrocompressivo induz alterações nas frequências (conseqüentemente nas velocidades de propagação) dos pulsos subseqüentes, resultando em um jitter temporal cuja natureza é determinística, uma vez que depende dos padrões de bits recentemente transmitidos. Como acontece com jitters de outras origens, o jitter acústico pode ser também combatido através de filtros ópticos inseridos ao longo da linha [78]. Neste trabalho demonstramos através de um método semi-analítico a possibilidade de se reduzir jitter acústico e ao mesmo tempo efetuar codificação de canal. Alguns resultados foram apresentados no Capítulo 5.

6.1 Aproximação da Resposta Acústica da Fibra

Uma das etapas árduas da pesquisa aqui relatada foi a obtenção da resposta acústica da fibra. Decidiu-se trabalhar com os 65 primeiros termos da perturbação acusticamente induzida do índice de refração. Com isso foram preservados os modos acústicos com frequências até aproximadamente 3.1 GHz. (Modos acústicos com frequências acima de 1 GHz não contribuem significativamente para a resposta acústica [77]).

6.2 Minimização do Jitter Acústico

De acordo com o modelo de transmissão solitônica em [60] o deslocamento temporal sofrido pelo pulso de número K em uma seqüência aleatória pode ser aproximado por:

$$\tau_K = -\frac{D\lambda}{c} \sum_k^K w(k) \delta n' [T(K-k)] \frac{z^2}{2} - \frac{D\lambda}{c} \delta n'(0) \frac{z^2}{4} \quad (6.1)$$

cujos parâmetros são listados no Capítulo 5.

O procedimento usado com a finalidade de se reduzir o jitter acústico, consistiu em estimar a memória acústica da fibra, M , medida em termos do número de intervalos de sinalização acomodados dentro da duração da sua resposta acústica, e transmitirmos palavras-código pertencentes a códigos de bloco balanceados curtos com capacidade de corrigir erros. Os códigos foram construídos segundo dois dos algoritmos encontrados em [65]. (Outras abordagens estão disponíveis na literatura). Um programa de computador foi desenvolvido para avaliar a equação (6.1), quando os $w(k)$'s pertencem às palavras-código dos códigos escolhidos. O objetivo é a determinação do desvio padrão dos τ_K 's, cada um dos quais depende dos últimos M bits transmitidos. Para a taxa de 10 Gbps experimentamos com $M=48$ e $M=96$. (Como uma forma de demonstrar a sensibilidade do jitter acústico à natureza dos padrões de bits transmitidos incluímos na Figura 5.6 resultados obtidos quando usando seqüências de espalhamento usadas em esquemas CDMA. Um estudo posterior acerca deste assunto será realizado). Para cada z , uma seqüência longa de bits (tipicamente 100.000 em nossa abordagem semi-analítica) foi transmitida com a finalidade de validar estatisticamente o resultado de cada σ_τ (jitter rms) obtido. Para cada pulso, o τ_K correspondente é calculado e armazenado. Ao final o σ_τ (desvio padrão) do conjunto de τ_K 's é avaliado. Para cada código e para cada conjunto de parâmetros físicos um versão do programa foi utilizada.

6.3 Contribuições específicas

A realização do trabalho de pesquisa relatado nesta Tese proporcionou ao autor motivação para a aquisição de diversos conhecimentos novos, entre os quais: familiaridade com alguns ambientes computacionais do seu interesse e aprofundamento sobre vários aspectos da engenharia de transmissão óptica

a altas taxas e longas distâncias, mono e multicanal. As contribuições mais relevantes decorrentes deste trabalho são:

- Demonstração de que códigos com capacidade para corrigir erros podem, simultaneamente, controlar jitter acústico em sistemas solitônicos;
- Desenvolvimento de uma ferramenta computacional para avaliar o desempenho de códigos de bloco apropriados no combate ao jitter de origem eletro-compressiva.

6.4 Sugestões para trabalhos futuros

- Procurar incluir em um só modelo de propagação as quatro principais fontes de jitter em transmissão solitônica, com e sem o uso de filtragem óptica, com e sem o uso de códigos para o controle do jitter acústico;
- Examinar o desempenho dos códigos de Gray balanceados para a redução do jitter acústico. Comparar com os resultados para os códigos usados no presente trabalho;
- Avaliar a implementação óptica dos esquemas de codificação/decodificação aqui discutidos/sugeridos;
- Verificar experimentalmente resultados de simulações incluídos nesta Tese;
- Face aos resultados sobre jitter em sistemas a altas taxas, estudar/desenvolver estratégias de sincronização de bit para altas/altíssimas taxas de transmissão;
- Avaliar o impacto sistêmico do uso de codificação concatenada empregando o código R-S (255,239) como código externo, e os códigos balanceados usados/sugeridos nesta Tese como códigos internos;
- Obtenção da resposta eletro-compressiva de fibras ópticas no ambiente Ptolemy II;

Apêndice A

Medição do Índice de Refração Não-Linear usando XPM com Luz de Bombeio Despolarizada

Em geral n_2 é definido para polarização linear como:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (\text{A.1})$$

onde $\chi^{(3)}$ é a susceptibilidade de terceira ordem, x representa uma direção dos eixos principais, e n é o índice de refração linear. Para polarização aleatória deve-se definir o índice linear efetivo ($n_{2_{ef}}$):

$$n_{2_{ef}} = kn_2 \quad (\text{A.2})$$

onde k é o coeficiente de polarização aleatória em SPM ou XPM. Para SPM o coeficiente $k = 8/9$, enquanto para XPM $k = 2/3$.

O deslocamento de fase Φ induzido pelas não-linearidades da fibra é dado por [11] (equação 7.1.13):

$$\Phi = \frac{2\pi L_{ef}}{\lambda} \frac{n_2}{A_{ef}} (P_{sp} + 2bP_{bombeio}) \quad (\text{A.3})$$

onde sp = sinal de prova, L_{ef} é o comprimento efetivo da fibra, λ é o comprimento de onda no vácuo para o sinal de prova, A_{ef} é área efetiva do núcleo da fibra, P = potência, e b é o coeficiente que depende dos estados de polarização dos sinais de prova e de bombeio. O primeiro termo é o efeito da SPM, enquanto que o segundo é o da XPM.

Um sistema experimental para medição via XPM está mostrado na Figura A1. Neste sistema dois feixes contínuos em $1,55 \mu\text{m}$ são usados como luzes de prova e de bombeio. A potência do sinal de prova é mantida baixa ($17 \mu\text{W}$) a fim de que o deslocamento de fase nas fibras em teste seja causado principalmente pelo sinal de bombeio (potência de pico de 20 mW) através da XPM, e que o efeito da SPM seja desprezível. Nos experimentos descritos por [9] a luz forte (bombeio) foi obtida usando-se um EDFA com ganho de aproximadamente 20 dB . A saída do oscilador elétrico em $7,36 \text{ MHz}$ modula a intensidade da luz de bombeio. Através da XPM a fase do sinal de prova é modulada. Faz-se então a detecção heteródina e em seguida a análise espectral sinal de banda básica para se determinar o n_2 , enquanto P_{bombeio} é variada.

Pelo método da XPM o valor máximo do deslocamento de fase acontece para $b = 1$ na equação anterior, isto é, quando as luzes de bombeio e de prova estão linearmente polarizadas e paralelas entre si. O deslocamento de fase mínimo ocorre para $b = 1/3$, quando as luzes estão linearmente polarizadas e ortogonais entre si.

Para polarização linear foram medidos [9] valores de n_2 na faixa entre $2,79 \times 10^{-20}$ e $4,44 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ para diferentes tipos de fibras monomodo. Os resultados mostram que os índices de refração não-linear variam bastante de acordo com a composição do vidro.

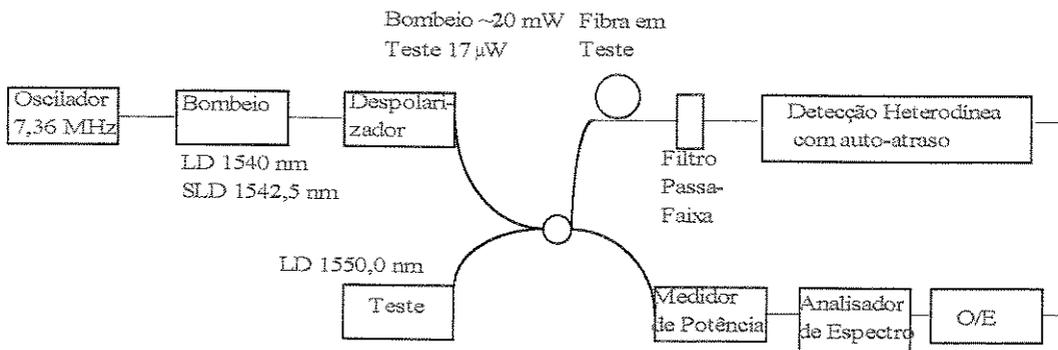


Figura A.1: Sistema de medição do índice de refração não-linear através de XPM com fontes despolarizadas [9].

Apêndice B

Medição Direta do Índice de Refração Não-Linear

O esquema da Figura B1 apresenta uma montagem para a determinação de n_2 baseado no efeito SPM de um sinal resultante da combinação de duas fontes (LDs) operando em torno dos 1.550 nm, que emprega um bombeio CW. O sinal na saída do combinador é pré-amplificado, depois filtrado por um FPF com banda passante de 2 nm, e em seguida passado por um polarizador e injetado em um EDFA com ganho de potência de 23 dB antes de ser acoplado na fibra em teste. Como visto na Figura, um atenuador variável é usado para controlar o grau de SPM provocado no sinal. O amplificador acústico-óptico foi empregado quando a fibra em teste era uma DCF (Fibra Compensadora de Dispersão).

A Tabela B1 mostra um espectro SPM relatado em [10] obtido em 200 m de uma fibra padrão para telecomunicações. Das intensidades relativas da portadora com relação à primeira banda lateral, foi determinado o desvio não-linear de fase. Através da inclinação da curva da variação do deslocamento de fase não-linear com a potência, determina-se diretamente o n_2 .

Tabela B.2. Espectro SPM

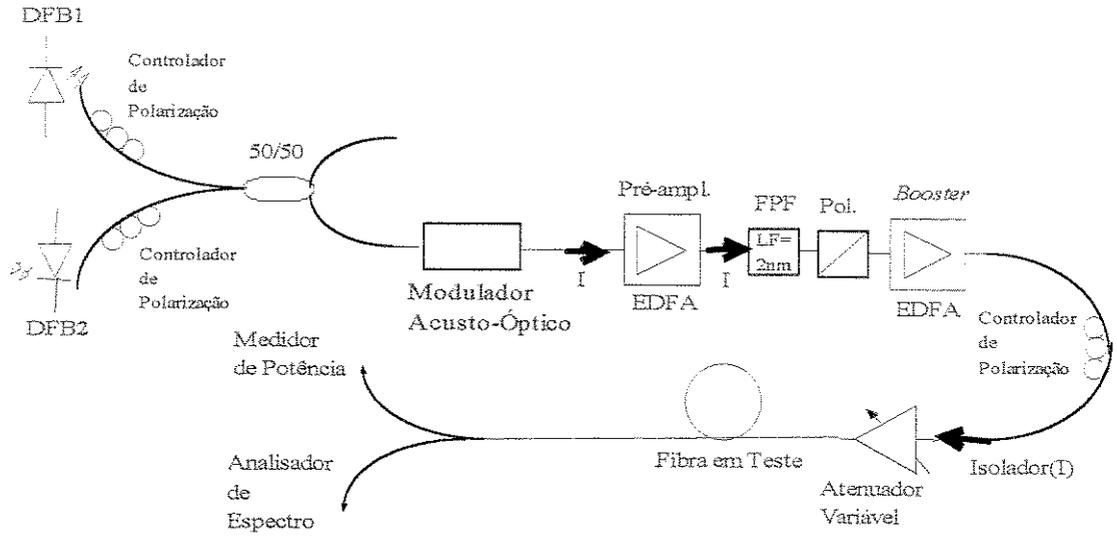


Figura B.1: Montagem para medir índice não-linear [10].

λ	Intensidade Relativa da Portadora
1547.06	0.000007
1547.18	0.00001
1547.3	0.00001
1547.42	0.00001
1547.54	0.00001
1547.66	0.0000125
1547.78	0.00001
1547.9	0.0001
1548.02	0.000055
1548.14	0.001
1548.26	0.001
1548.38	0.1
1548.5	0.0001
1548.62	0.1
1548.74	0.001
1548.86	0.000055
1548.98	0.0001
1549.1	0.00001
1549.22	0.0000125
1549.34	0.00001
1549.46	0.00001
1549.58	0.00001
1549.7	0.00001
1549.82	0.000007

Referências Bibliográficas

- [1] R. Aaron, M. Dècina e R. Skillen, "Electronic Commerce: Enablers and Implications ", IEEE Communications Magazine, vol. 37, No. 9, Setembro 1999, pp. 47-52.
- [2] B. Collis, "Applications of Computer Communications in Education: An Overview ", IEEE Communications Magazine, vol. 37, No. 3, Março 1999, pp. 82-86.
- [3] D. A. Harris, "Online Distance Education in the United States ", IEEE Communications Magazine, vol. 37, No. 3, Março 1999, pp. 87-91.
- [4] J. E. P. de Farias, "Uma Reflexão sobre os Cursos de Engenharia Face às Novas Infotecnologias ", Anais do Congresso Brasileiro de Ensino de Engenharia, Salvador, Outubro 1997.
- [5] J. E. P. de Farias e Z. N. Brandão, "Redes Ópticas de Acesso ", Información Tecnológica (ISSN 0716-8756), vol. 9, No. 2, pp. 285-292, La Serena, Chile, 1998.
- [6] C. R. Lima, "Sistemas de TV a Cabo por Fibras Ópticas", Anais do TELEMO'96, Curitiba, Julho 1996.
- [7] C-K Chan et. al., "Node Architecture and Protocol of a Packet-Switched Dense WDMA Metropolitan Area Network ", IEEE/OSA JLT, vol.17, No. 11, Novembro 1999, pp. 2208-2218.
- [8] S. V. Kartalopoulos, SONET/SDH and ATM Communications Networks for the Next Millenium, IEEE Press, 1999.
- [9] T. Kato, et. al., "Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light ", Optics Letters, vol. 20, No. 9, Maio 1995.

- [10] A. Boskovic, et. al., "Direct measurement of nonlinear coefficient of various types of telecommunications optical fibers ", CLEO'96 Technical Digest, pp. 6-7, Junho 1996.
- [11] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2a. ed., Academic Press, 1995.
- [12] G. P. Agrawal (ed.), *Contemporary Nonlinear Optics*, Academic Press, 1992.
- [13] J. E. P. de Farias, *Comunicações Ópticas*, Apostila (97 pp.), 2a. ed., 1997.
- [14] J. P. Gordon e H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission", *Optics Letters*, vol. 11, No. 10, Outubro 1986, pp. 665-667.
- [15] D. Marcuse, "An Alternative Derivation of the Gordon-Haus Effect", *IEEE JLT*, vol.10, No. 2, Fevereiro 1992, pp. 273-278.
- [16] L. Moura e J. J. O'Reilly, "Performance assessment of signal jitter on clock recovery for high speed optical digital systems", *Anais da IEEE Globecom 94*, pp. 1175-1179.
- [17] H. Sari e G. Karam, "Cancellation of Pointer Adjustment Jitter in SDH Networks", *IEEE Trans. on Communications*, vol. 42, No. 12, Dezembro 1994, pp. 3200-3207.
- [18] K.J. Blow and N. J. Doran, "Average soliton dynamics and the operation of soliton systems with lumped amplifiers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 369-371, 1991.
- [19] J. S. Russell, "Reports of the Meetings of the British Association for the Advancement of Science ", Liverpool, 1838.
- [20] J. E. P. de Farias, S. Teotia and E. Moschim, "Four-Wave Mixing Reduction in a Long-Haul Amplified Multichannel Optical Transmission System, *Anais da SBMO/IEEE/MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, Natal, Agosto 1997, pp. 357-362.
- [21] Z. N. Brandão, *Desempenho de Receptores Ópticos Coerentes usando Modulação PSK*, Tese de Mestrado, UFPB/COPELE, Campina Grande, Jan. 1994.

- [22] N. S. Bergano et als., "Long-Haul WDM Transmission Using Optimum Channel Modulation: A 160 Gb/s (32×5 Gb/s) 9,300 km Demonstration ", OSA TOPS Vol. 12, pp. 149-152, 1997.
- [23] N. Edagawa et als., "Long Distance soliton WDM Transmission using a Dispersion-Flattened Fiber ", OSA TOPS Vol. 12, pp. 153-156, 1997.
- [24] M. Nakazawa et als., "100 Gbit/s WDM (20 Gbit/s × 5 channels) soliton transmission over 10,000 km using in-line synchronous modulation and optical filtering ", OSA TOPS Vol. 12, pp. 161-164, 1997.
- [25] F. A. Berezin e M. A. Shubin, *The Schrödinger Equation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holanda, 1991.
- [26] H. A. Haus, Quantum Noise in a solitonlike Repeater System, *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, No. 5, Maio 1991, pp. 1122-1126.
- [27] A. Djupsjobacka e O. Sahlén, Dispersion Compensation by Differential Time Delay, *JLT*, Out. 94.
- [28] A.R. Chraplyvy, "Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical-Fiber Nonlinearities ", *IEEE JLT*, vol. 8, No. 1, Outubro 1990.
- [29] M. Eiselt, "Limits on WDM Systems Due to Four-Wave Mixing: A Statistical Approach ", *IEEE JLT*, vol. 17, No. 11, Novembro 1999.
- [30] *IEEE JLT*, Special Mini-Issue on Dispersion Compensation, Outubro 1994.
- [31] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides e J. P. Gordon, Wavelength Division Multiplexing with solitons in Ultra-Long Distance Transmission Using Lumped Amplifiers, *IEEE JLT*, Vol. 9, No. 3, Março 1991.
- [32] N. Henmi, T. Saito, e T. Ishida, "Prechirp Technique as a Linear Dispersion Compensation for Ultrahigh-Speed Long-Span Intensity Modulation Direct Detection Optical Communication Systems, *IEEE JLT*, vol. 12, pp. 1706-1719, Outubro 1994.

- [33] B. Wedding, et als., "10 Gpbs Optical Transmission up to 253 km Via Standard Single-Mode Fiber Using the Method of Dispersion-Supported Transmission ", IEEE JLT, vol. 12, pp. 1720-1727, Outubro 1994.
- [34] H. Onaka, et. al., "1,1 Tbps WDM Transmission Over a 150 km 1,3 μm Zero-Dispersion Single-Mode Fiber ", OFC'96, San Jose, CA, Fevereiro 1996.
- [35] L. F. Mollenauer e K. Smith, Optics Letters, vol. 13, p. 675, 1988.
- [36] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press, Boston , 1992.
- [37] C. D. Poole, et als., "Optical Fiber-Based Dispersion Compensation Using Higher Order Modes Near Cutoff ", IEEE JLT, vol. 12, No. 10, Outubro 1994, pp. 1746-1758.
- [38] Göran Einarsson, Principles of Lightwave Communications, John Wiley and Sons Ltd., Chichester, England, 1996.
- [39] E. M. Dianov, et als., "Elestrostrictional mechanism of soliton interaction in optical fibers ", Optics Letters, vol. 15, p. 314, 1990.
- [40] P. K. A. Wai, et als., "Wavelength Division Multiplexing in an Unfiltered soliton Communication System ", IEEE JLT, vol. 14, No. 6, pp. 1449-1454, Junho 1996.
- [41] A. V. Luchnikov, et als., "soliton pulse long-range interaction in optical fibers: the role of light polarization and fiber geometry ", Soviet Lightwave Communications, vol. 3, p. 29, 1993.
- [42] A. Yariv, Optical Electronics, Holt, Rinehart and Winston, Inc., 4a. ed., San Diego, 1991.
- [43] E. M. Dianov, et al., "Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers ", Optics Letters, vol. 15, No. 6, Março, 1990, pp. 314-316.
- [44] E. M. Dianov, et al., Soviet Lightwave Communications, vol. 1, p. 37, 1991.
- [45] G. P. Agrawal e R. W. Boyd, eds., Contemporary Nonlinear Optics, Academic Press, 1992.

- [46] Y. Lai, "Quantum theory of soliton propagation: a unified approach based on the linearization approximation", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 10, No. 3, pp. 475-484, Março 1993.
- [47] H. A. Haus, "Quantum noise in a solitonlike repeater system", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, No. 5, pp. 1122-1126, 1991.
- [48] T. Georges e M. Borg, "Study of the continuum generated by in-line filtering of solitons", *Optics Letters*, vol. 22, No. 5, pp. 265-267, Março 1997.
- [49] H. A. Haus, et. al., "Structures for additive pulse modelocking", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, p. 2068, 1991.
- [50] M. J. Ablowitz e H. Segur, *Solitons and the Inverse Scattering Transform*, SIAM, Segunda Impressão, 1985.
- [51] I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, New York, 1968.
- [52] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, 1982.
- [53] L. D. Landau e E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1969.
- [54] R. M. Shelby, M. D. Levenson, e P. W. Bayer, "Guided acoustic-wave Brillouin scattering", *Physical Review B*, Vol. 31, No. 8, Abril 1985, pp. 5244-5252.
- [55] D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1989.
- [56] T. Adali, et. al., "A Filtering Approach for Reducing Timing Jitter Due to the Acoustic Effect", *IEEE JLT*, vol. 16, No. 6, pp. 986-989, Junho 1998.
- [57] J. E. P. de Farias, et. al., "On The New Global Mobile Satellite Communication Systems", *Fourth European Conference on Satellite Communications*, Roma, Novembro 1997.
- [58] J. E. P. de Farias, *Sistemas PDH, SDH e Sincronismo de Redes Digitais*, Apostila, CCT-UFPB-DEE, Campina Grande, 1996.

- [59] D. Le Quang, Y. Jaouën, M. Zimmerli e P. Gallion, "Time-Resolved Measurement of Dynamic Frequency Chirp Due to Electrostriction Mechanism in Optical Fibers, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. 3, Março 1996, pp. 414-416.
- [60] E. M. Dianov, et al., *Soviet Lightwave Communications*, vol. 1, p. 235, 1991.
- [61] R-J. Essiambre e G. P. Agrawal, "Timing jitter analysis for optical communication systems using ultrashort solitons and dispersion decreasing fibers ", *Optics Communications*, vol. 131, pp. 274-278, 1996.
- [62] V. I. Karpman e E. M. Maslov, "Perturbation Theory for solitons ", *Soviet Phys. JETP* 46(2), Agosto 1977, pp. 281-291.
- [63] T. Georges e F. Favre, "Modulation, filtering and initial phase control of interacting solitons ", *JOSA B*, vol. 10, pp. 1880-1889, 1993.
- [64] P. V. Mamyshev e L. F. Mollenauer, "Pseudo-phase-matched FWM in soliton WDM transmission, *Optics Letters*, vol. 21, No. 6, Março 1996, pp. 396-398.
- [65] H. Van Tilborg e M. Blaum, "On Error-Correcting Balanced Codes ", *IEEE Trans. on Information Theory*, vol. 35, No. 5, Setembro 1989.
- [66] A. Barg e S. Litsyn, "A construction of balanced error-correcting codes ", *Abstract of Papers, 2nd. International Workshop on Algebraic and Combinatorial Coding Theory*, St. Petersburg, Russia, 1990, pp. 16-19.
- [67] G. D. Cohen e S. Litsyn, "DC-constrained Error-Correcting Codes with Small Running Digital Sum ", *IEEE Trans. on Information Theory*, vol. 37, No. 3, pp.949-955, Maio 1991.
- [68] A. M. Barg e S. Litsyn, "DC-Constrained Codes from Hadamard Matrices ", *IEEE Trans. on Information Theory*, vol. 37, No. 3, pp.801-807, Maio 1991.
- [69] H. Meyr e G. Ascheid, *Synchronization in Digital Communications*, Wiley, 1990.
- [70] H. Meyr, M. Moeneclaey e S. A. Fechtel, *Digital Communication Receivers*, Wiley, 1998.

- [71] B. P. Lathi, *Modern Digital and Analog Communication Systems*, 3rd. ed., Oxford University Press, 1998.
- [72] V. Arya e I. Jacobs, "System Considerations for Spectrally-Sliced WDM Networks Using Optical Preamplifier Receivers", *OSA Trends in Optics and Photonics*, Vol. XII, pp. 249-253, 1997.
- [73] N.S. Bergano e C. R. Davidson, "Wavelength Division Multiplexing in Long-Haul Transmission Systems", *IEEE/OSA JLT*, vol. 14, No. 6, pp. 1299-1308, Junho 1996.
- [74] A. S. Holmes e R. R. A. Syms, "All-Optical CDMA Using Quasi-Prime Codes", *IEEE/OSA JLT*, vol. 10, No. 2, Fevereiro 1992.
- [75] D. Marcuse e C. R. Menyuk, "Simulation of Single-Channel Optical Systems at 100 Gb/s", *IEEE/OSA JLT*, vol. 17, No. 4, Abril 1999.
- [76] M. Saruwatari, "High-speed optical signal processing for communications systems", *IEICE Trans. on Communications*, vol. E78-B, No. 5, pp. 635-643, 1995.
- [77] A. N. Pilipetskii, A. V. Luchnikov e A. M. Prokhorov, "soliton pulse long-range interaction in optical fibers: the role of light polarization and fibre geometry", *Soviet Lightwave Communications*, vol. 3, pp. 29-39, 1993.
- [78] E. A. Golovchenko, et. al., "Dispersion-managed solitons in a fiber loop with in-line filtering", *Optics Letters*, vol. 22, No. 5, pp. 289-291, Março 1997.