

**Efeitos Não Lineares em Sistemas de
Comunicação Óptica de
Longas Distâncias e Altas Taxas**

Diego F. Grosz

Orientador: Prof. Dr. Hugo. L. Fragnito

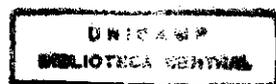
Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos à obtenção do título de Doutor em Ciências.

Campinas

17 de Abril de 1998

*Este exemplar corresponde à edição final da
tese de doutoramento defendida pelo aluno
Diego F. Grosz e aprovada pela comissão julgadora.*

DF
7/8/98



Instituto de Física "Gleb Wataghin"

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Secretaria de Pós-Graduação

CAIXA POSTAL 6165

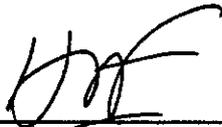
CEP 13083-970 - Campinas-SP - Brasil

Tel: (019) 788-5305

Fax: (019) 289-2424

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
DIEGO FERNANDO GROSZ APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB
WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 17 / 04 / 98.

COMISSÃO JULGADORA:



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



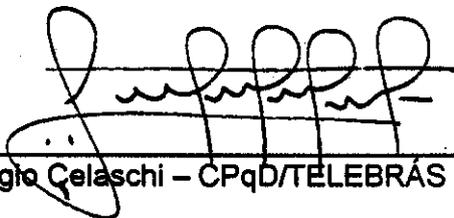
Prof. Dr. René-Jean Essiambre - Lucent Technologies - NJ/USA



Profa. Dra. Ana Maria de Paula - Pós-Doutoranda - IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Hélio Waldman - FEE/UNICAMP



Prof. Dr. Sérgio Çelaschi - CPqD/TELEBRÁS

Membros da Banca Examinadora

- Prof. Dr. Hugo L. Fragnito (Orientador – IFGW– Unicamp)
- Dr. René-Jean Essiambre (Lucent Technologies, New Jersey, USA)
- Prof. Dr. Hélio Waldman (FEE – Unicamp)
- Dr. Sérgio Celaschi (CPqD – Telebrás)
- Prof. Dra. Ana Maria de Paula (IFGW – Unicamp)
- Prof. Dr. Hugo Hernández Figueroa (FEE – Unicamp, suplente)
- Prof. Dr. Alvin Elliot Kiel (IFGW – Unicamp, suplente)

*“... when we are young, wandering the face of the earth,
wondering what our dreams might be worth,
learning that we are only immortal for a limited time ...”*

Neil Peart, *“Dreamline”* from *“Roll the Bones”*

Agradecimentos

- Ao Prof. Fragnito pela orientação desta tese.
- Ao Thoroh por ter me ensinado muitas coisas sobre lasers de fibra.
- À Simone e ao Raimundo pela ajuda e, acima de tudo, pela paciência!
- Ao CNPq pelo apoio financeiro.
- À Laura, mais uma vez (e vão muitas!) pela confiança e por ter esperado tanto tempo.
- A meus pais pelo apoio, sempre.

Resumo

Efeitos não lineares em sistemas de comunicação óptica WDM (Multiplexados em Comprimento de Onda) são discutidos dando especial ênfase às penalidades induzidas pela Instabilidade Modulacional (MI). Mostramos que no regime de propagação anômalo (parâmetro de dispersão $\beta_2 < 0$) efeitos dispersivos e não lineares conduzem a modulação da potência dos canais de informação como função da separação em frequência assim como também em função do comprimento de fibra; a dinâmica deste processo difere da conhecida para a mistura de quatro ondas (FWM) no regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$). As penalidades, neste regime, podem ser muito severas. Neste contexto analisamos efeitos de dispersão de terceira ordem e observamos que conduzem à amplificação das assimetrias no espectro perto do comprimento de onda do zero de dispersão da fibra.

A dependência das penalidades induzidas pela MI foram também estudadas para dois formatos de modulação diferentes dos pulsos (formatos NRZ e RZ) e achamos que no formato RZ os pulsos sofrem menos deformação induzida pela MI em sistemas com amplificadores em linha. Mostramos também como a MI distorce os pulsos a partir de uma semente provida pelo ruído dos amplificadores ópticos (AFDEs).

Investigamos também técnicas de gerenciamento da dispersão e de pré-chirping dos pulsos para aliviar as penalidades nestes sistemas.

Abstract

Nonlinear effects in WDM (Wavelength Division Multiplexed) optical communication systems are discussed emphasizing the penalties induced by Modulation Instability (MI). We show that in the anomalous dispersion regime ($\beta_2 < 0$) dispersive and nonlinear effects lead to the modulation of the signal power as a function of the channel's frequency separation as well as the propagated distance, and the resulting dynamic is different from the expected of Four Wave Mixing (FWM) interactions in the normal dispersion regime ($\beta_2 > 0$). We find that MI induced penalties can be very severe. In this context we analysed effects of third order dispersion and observed that they lead to enhanced asymmetry in the power spectrum near the zero dispersion wavelength.

Modulation Instability induced penalties were also studied for two different data modulation formats (NRZ and RZ formats) and we found that in RZ format pulses undergo less distortion in systems with in-line amplification. We also show that MI distorts pulses from a seed provided by optical amplifiers' (EDFAs) noise.

Last we investigated dispersion management techniques and pulse pre-chirping to alleviate MI induced penalties in WDM systems.

Conteúdo

CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	1
1.1 INTRODUÇÃO HISTÓRICA	1
1.2 SISTEMAS ATUAIS	8
1.3 EFEITOS QUE LIMITAM A TRANSMISSÃO	12
1.4 REFERÊNCIAS	16
CAPÍTULO 2: EFEITOS QUE LIMITAM AOS SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO ÓPTICA .I....	18
2.1 DISPERSÃO CROMÁTICA	18
2.2 ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO LINEAR	21
2.3 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO	23
2.4 DIFERENTES REGIMES DE PROPAGAÇÃO	25
2.5 EFEITOS DA DISPERSÃO	26
2.6 IMPLICAÇÕES EM UM SISTEMA DE COMUNICAÇÃO	28
2.7 AUTOMODULAÇÃO DE FASE.....	29
2.8 REFERÊNCIAS	32
CAPÍTULO 3: EFEITOS QUE LIMITAM AOS SISTEMAS DE COMUNICAÇÃO ÓPTICA .II... 33	33
3.1 MISTURA DE QUATRO ONDAS	33
3.2 EXEMPLO EM UM SISTEMA DE 2 CANAIS	36
3.3 INSTABILIDADE MODULACIONAL	37
3.3.1 <i>Análise da Estabilidade do Estado CW</i>	38
3.3.2 <i>Espectro de Ganho da Instabilidade Modulacional</i>	40
3.3.3 <i>A Instabilidade Modulacional como um Processo de FWM</i>	43
3.3 REFERÊNCIAS	45
CAPÍTULO 4: EFEITOS DA INSTABILIDADE MODULACIONAL EM SISTEMAS WDM .I.... 47	47
4.1 DEPENDÊNCIA COM O ESPAÇAMENTO ENTRE CANAIS.....	47
4.2 DEPENDÊNCIA COM O COMPRIMENTO DE FIBRA.....	52
4.3 SISTEMA COM AMPLIFICADORES EM LINHA	61
4.4 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO 4	68
4.5 REFERÊNCIAS	70
CAPÍTULO 5: EFEITOS DA INSTABILIDADE MODULACIONAL EM SISTEMAS WDM .II... 71	71
5.1 DEPENDÊNCIA COM O FORMATO DE MODULAÇÃO.....	71
5.2 GERENCIAMENTO DA DISPERSÃO	78
5.3 PRÉ-CHIRPING.....	86
5.4 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO 5	89
5.5 REFERÊNCIAS	91
CAPÍTULO 6: CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS..... 93	93
APÊNDICE 1: O MÉTODO SPLIT STEP FOURIER..... 96	96
REFERÊNCIAS.....	98
APÊNDICE 2: METODOLOGIA EMPREGADA PARA RESOLVER O PROBLEMA DE PROPAGAÇÃO	99
REFERÊNCIAS.....	100
APÊNDICE 3: UNIDADES DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO LINEAR..... 101	101
REFERÊNCIAS.....	101
APÊNDICE 4: DIAGRAMA DE OLHO	102
REFERÊNCIAS.....	104

Capítulo 1: Introdução

1.1 Introdução Histórica

O uso de luz para propósitos de comunicação remonta-se à antigüidade se o termo “comunicações ópticas” for interpretado em um sentido amplo. A maior parte das civilizações usou fogo e sinais de fumaça para conformar uma única “unidade” de informação, como a vitória em uma guerra, etc. Essencialmente, a mesma idéia foi usada até fins do século 18 através de lâmpadas de sinalização, bandeiras e outros dispositivos. A idéia foi posteriormente estendida, seguindo uma sugestão de Claude Chappe em 1792, à transmissão de mensagens mecânicamente sobre longas distâncias (~ 100 km) por meio do uso de estações “regeneradoras” ou “repetidoras”. O uso da luz era simplesmente o de fazer os sinais codificados visíveis de modo de serem interceptados pelas estações repetidoras. Estes sistemas de comunicação eram inerentemente lentos. Na terminologia dos dias de hoje, a taxa de bits do sistema era inferior a 1 bit por segundo.

O advento da telegrafia em 1830 reemplazou o uso de luz pela eletricidade dando começo à era das comunicações elétricas. A taxa pôde ser incrementada a ~ 10 bits por segundo mediante o uso de novas técnicas de codificação como o código Morse [1]. O uso de estações repetidoras permitiu comunicações sobre longas distâncias (~ 1000 km). O primeiro cabo transatlântico que teve sucesso foi instalado em 1866¹. É interessante mencionar que a telegrafia empregava um meio de comunicação digital através de dois pulsos eléctricos de diferente duração (pontos e traços no código Morse).

A invenção do telefone no ano 1876 trouxe uma grande mudança no sentido de transmitir sinais eléctricos analógicos. As técnicas de comunicação eléctricas analógicas iriam dominar os sistemas de comunicação por mais um século.

O desenvolvimento de redes telefônicas no século 20 conduziu a grandes avanços no desenho de sistemas de comunicação eléctrica. O uso de cabos coaxiais (ao invés dos pares trançados tradicionais) aumentou a capacidade dos sistemas consideravelmente. O primeiro sistema utilizando cabos coaxiais entrou em serviço em 1940 com capacidade de transmitir 300 canais de voz ou um único canal de televisão.

¹ Na verdade, o primeiro cabo transatlântico foi instalado em 1858, porém só funcionou 26 dias.

A largura de banda destes sistemas é limitada principalmente pelas perdas dos cabos as quais crescem muito para frequências acima de 10 MHz. Esta limitação conduziu ao desenvolvimento de sistemas de comunicação de microondas nos quais uma portadora eletromagnética de 1 ~ 10 GHz é usada para transmitir a informação, usando técnicas de modulação adequadas. O primeiro sistema de comunicação de microondas de 4 GHz começou a operar em 1948. Desde então, os sistemas eléctricos e de microondas têm evoluído consideravelmente e são capazes de operar em taxas de ~ 100 Mb/s. O mais avançado sistema coaxial foi posto em serviço em 1975 e opera a uma taxa de 274 Mb/s. Uma grande limitação deste sistema é a pequena distância entre estações repetidoras (~ 1 km) que faz com que seja relativamente caro de operar.

Os sistemas de microondas permitem um espaçamento maior entre estações repetidoras, porém a capacidade é ainda limitada pela frequência da onda portadora.

A capacidade de um sistema de comunicação é frequentemente medida através do produto BL , onde B é a taxa e L é a distância entre estações repetidoras. A Fig. 1.1 mostra como o produto BL tem aumentado ao longo dos anos. Sistemas de comunicação com $BL \sim 100$ (Mb/s) – km estavam disponíveis em 1970.

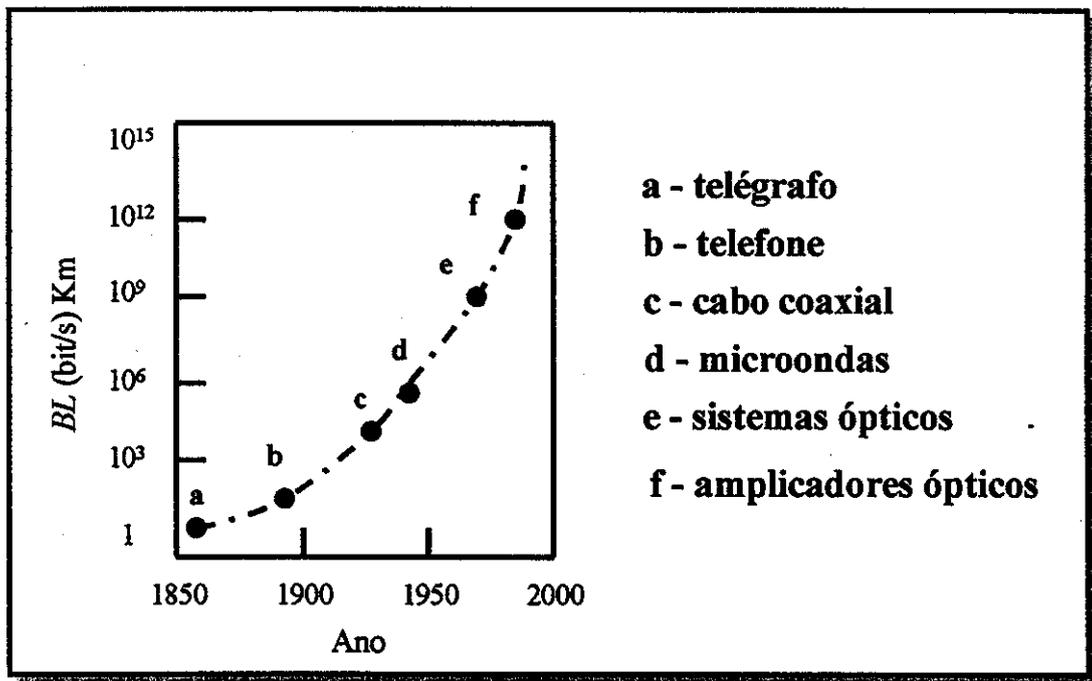


Figura 1: Evolução da capacidade dos sistemas de comunicação, BL , desde 1850. O surgimento de novas tecnologias é marcado com círculo cheios.

Na segunda metade do século 20 foi percebido que um incremento em várias ordens de grandeza na capacidade dos sistemas de comunicação poderia ser conseguido se ondas ópticas fossem usadas como portadoras. No entanto, em 1950 não existiam nem fontes de luz adequadas nem um meio suficientemente transparente para a transmissão da luz. A invenção e demonstração do laser em 1960 abriram novas perspectivas de aplicações da luz laser para comunicações ópticas. Em 1966 foi sugerido [3-4] o uso de fibras ópticas para confinar a luz, da mesma forma que os elétrons são guiados em cabos de cobre. Na Fig.2 se mostra a geometria típica de uma fibra óptica.

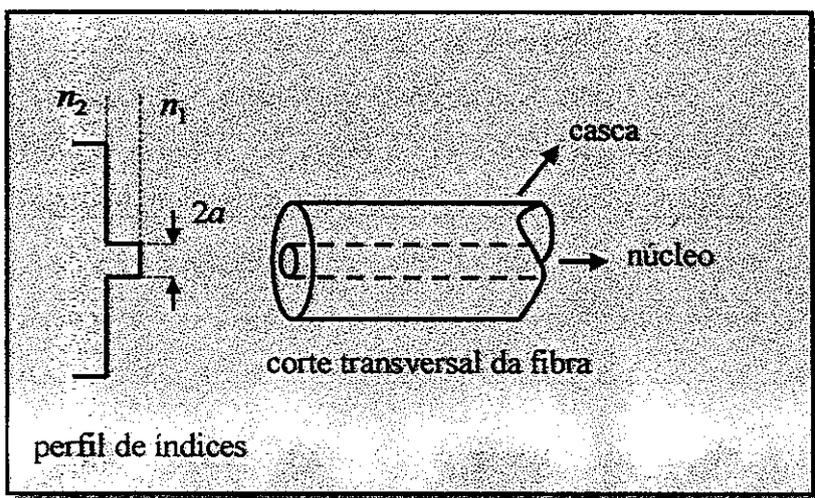


Figura 2: Geometria típica de uma fibra óptica. O raio da fibra a é da ordem de $3 \mu\text{m}$. n_2 e n_1 são os índices de refração da casca e do núcleo da fibra respectivamente. $n_1 \sim 1.48$ e $n_2 \sim 1.465$.

As perdas das fibras ópticas disponíveis em 1960 eram demasiado elevadas ($\sim 1000 \text{ dB / km}$) para serem utilizadas em comunicações. Dois grandes avanços foram conseguidos na década de 1970 quando as perdas foram reduzidas a $\sim 20 \text{ dB / km}$ na região de comprimentos de onda em torno de $0.8 \mu\text{m}$ e diodos laser de GaAs, operando nessa região continuamente a temperatura ambiente foram demonstrados [5]. A disponibilidade

um grande esforço mundial no desenvolvimento de sistemas de comunicação óptica.

A primeira geração de sistemas ópticos operando na região de $0.8 \mu\text{m}$ começou a ser instalada em 1978 [6] (a região de $0.8 \mu\text{m}$ é conhecida como a *primeira janela das comunicações ópticas*). Estes sistemas operavam em taxas de 50 a 100 Mb/s com um espaçamento entre estações repetidoras de $\sim 10 \text{ km}$.

Durante os anos 70 ficou claro que o espaçamento entre estações repetidoras poderia ser aumentado operando o sistema na região de $1.3 \mu\text{m}^2$, onde a perda das fibras é menor que 1 dB/km e a fibra apresenta o mínimo de dispersão (o fenômeno da dispersão vem da dependência do índice de refração da fibra com a frequência e conduz ao alargamento temporal dos pulsos ao longo da propagação). As fibras que apresentam o mínimo da dispersão em $1.3 \mu\text{m}$ são chamadas de *fibras convencionais ou fibras padrão* (nesta tese nos referiremos a estas fibras como fibras standard ou STD).

Um grande esforço mundial foi dedicado ao desenvolvimento de lasers e detetores neste comprimento de onda (InGaAsP) que culminou com a demonstração destes lasers em 1977 [7]. Esta nova geração de sistemas de comunicação óptica esteve pronta no começo dos anos 80 e permitia espaçamentos entre repetidoras da ordem de 20 km. A taxa estava por baixo dos 100 Mb/s devido principalmente a dispersão modal das fibras multimodo que eram empregadas (hoje em dia, os sistemas de comunicação óptica empregam só fibras monomodo, por isso não falaremos nesta tese problemas de dispersão modal).

As fibras multimodo são utilizadas só para aplicações onde a taxa é baixa e as distâncias propagadas são curtas, da ordem de $\sim 1 \text{ km}$. Um exemplo de estas aplicações são as redes locais de computadores). Esta última limitação foi superada pelo uso de fibras monomodo. Um experimento do ano 1981 mostrou taxas de 2 Gb/s em 44 km neste tipo de fibra [8].

Em 1987 estavam prontos sistemas comerciais operando na região de $1.3 \mu\text{m}$ de segunda geração com taxas de 1.7 Gb/s e espaçamento entre repetidoras de $\sim 50 \text{ km}$. A

² a limitação teórica das perdas das fibras vem dada pelo *espalhamento de Rayleigh*, i.e. a perda vai como $1/\lambda^4$, onde λ é o comprimento de onda. Porém, nos anos 70, as perdas estavam limitadas por impurezas nas fibras.

de 0.5 dB/km³. Porém, a perda da fibra na região de 1.5 μm é de ~ 0.2 dB/km.

A introdução de sistemas operando em 1.5 μm (a chamada *terceira janela das comunicações ópticas*) foi demorada pela grande dispersão que as fibras apresentam nesta região. Lasers convencionais de InGaAsP não podem ser utilizados por terem um espectro muito largo o que produz um grande alargamento dos pulsos devido à dispersão. Este problema pode ser resolvido de duas formas, o bem utilizando fibras que tenham o mínimo da dispersão na região de 1.5 μm (*fibra de dispersão deslocada* ou *Dispersion Shifted Fiber*, DSF) ou empregando lasers com espectros muito finos. Ambas alternativas foram desenvolvidas nos anos 80.

A terceira geração de sistemas de comunicação óptica operando a 2.4 Gb/s estava disponível em 1990. Nestes sistemas, o melhor desempenho é obtido mediante o uso de fibras DSF e de lasers de um só modo longitudinal (lasers DFB, Distributed Feedback).

No começo dos anos 90 o surgimento a nível comercial dos *Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio* (AFDEs) [9-20], os quais permitem amplificar os sinais ópticos sem precisar convertí-los a sinais elétricos, revolucionou o campo das comunicações ópticas. Em 1992 já eram usados na indústria de televisão por cabo para distribuição de vídeo. Em 1995 entrou em serviço o primeiro sistema submarino trans-Pacífico (TPC-5) operando a 5 Gb/s empregando AFDEs. Em particular, neste sistema, a distância entre amplificadores é de 68 km.

Na Fig. 3 se mostra esquematicamente um AFDE. Na configuração mais básica ele consiste de um acoplador WDM (chamado de Wavelength Division Multiplexer) que combina o sinal transmitido (1.5 μm) junto com um feixe de bombeio (0.98 ou 1.48 μm) através da fibra dopada com érbio. O bombeio excita os íons de Er³⁺ os quais cedem sua energia ao sinal, amplificando-o.

³ Os avanços na tecnologia de fabricação de fibras ópticas levaram à produção de fibras com perdas próximas do limite teórico (perdas por espalhamento Rayleigh). Assim, as perdas na região de 1.55 μm atingiram a marca de 0.2 dB / km na década de 1980 (esta marca se mantém até hoje).

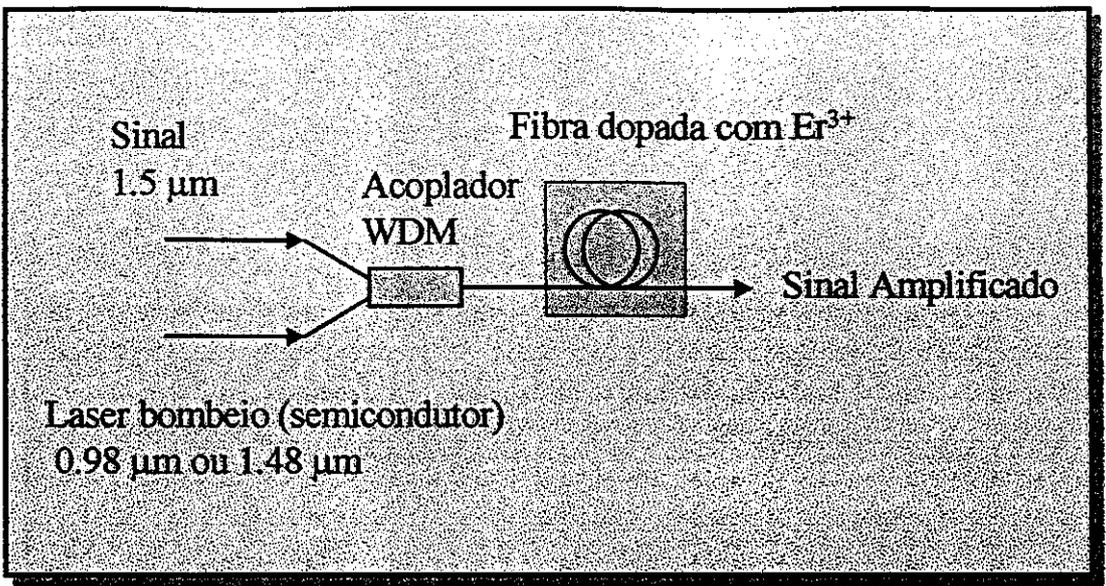


Figura 3: Diagrama esquemático de um Amplificador a Fibra Dopada com Érbio (AFDE).

Às vezes os sistemas que utilizam estes amplificadores são chamados de *sistemas de quarta geração*, embora esta definição não seja uniforme, dado que os sistemas que empregam comunicação óptica coerente (sistemas nos quais a informação é codificada na fase do campo elétrico), que não discutiremos nesta tese, ou os sistemas que empregam sólitons, dos quais iremos discutir mais na frente, são chamados de sistemas de quarta ou quinta geração dependendo do autor.

A Fig. 4 resume esquematicamente a evolução dos sistemas ópticos até este ponto. Os sistemas ópticos operando na primeira janela em $0.8 \mu\text{m}$ tinham limitado o espaçamento entre repetidoras $L \sim 10 \text{ km}$ devido à grande atenuação da fibra e a grande dispersão cromática. A seguinte geração de sistemas ópticos operando na segunda janela em $1.3 \mu\text{m}$ com $L \sim 20 - 50 \text{ km}$ estavam limitados pela atenuação da fibra. A seguinte geração de sistemas operando na terceira janela das comunicações em $1.5 \mu\text{m}$ e usando como meio de transmissão fibras de dispersão deslocada permitiu atingir $L \sim 250 \text{ km}$ sem repetidores.

Observamos que a motivação por trás das diferentes gerações de sistemas foi a de operar em comprimentos de onda para os quais a fibra apresenta coeficientes de atenuação menores. Em um sistema de transmissão linear, as limitações à propagação de sinais sem

distorsão e sua posterior detecção vêm dadas pela atenuação e pela dispersão cromática da fibra. Na primeira janela, as grandes limitações eram a atenuação e a dispersão da fibra .

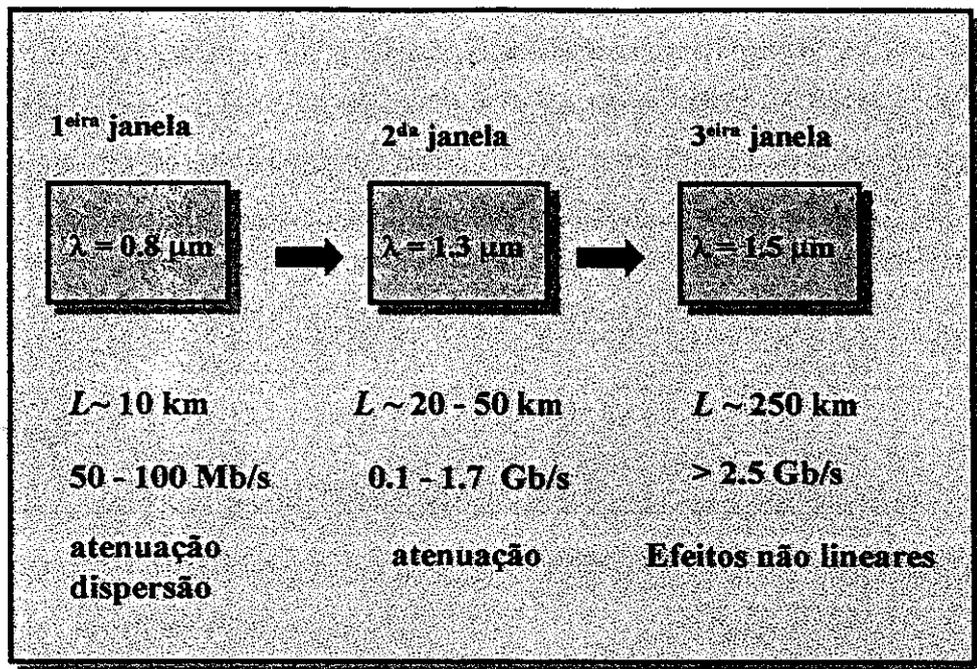


Figura 4: Gerações de sistemas de comunicação óptica. Mostram-se as distâncias e taxas típicas em cada uma delas como também os fatores limitantes na propagação em cada caso.

Na segunda janela, a menor atenuação da fibra permitiu aumentar o espaçamento entre estações repetidoras, porém ainda era o fator limitante. Na terceira janela, a atenuação da fibra é mínima, permitindo, em teoria, aumentar ainda mais o espaçamento entre estações repetidoras; porém a dispersão não é. Fundamentalmente, a dispersão cromática conduz à chamada Interferência InterSímbolo ISI, que faz com que cada pulso (ou bit de informação), originalmente alocado a um determinado intervalo temporal, vá ficando mais largo e se mistura com os bits adjacentes aumentando a probabilidade de erro na detecção. A procura de uma solução ao problema da dispersão motivou o desenvolvimento das fibras de dispersão deslocada, DSFs.

Paralelamente, a potência dos lasers transmissores foi incrementado-se possibilitando, pelo menos desde o ponto de vista da atenuação da fibra, colocar as estações repetidoras ainda mais longe. Este incremento de potência e da distância de propagação fez com que

os efeitos não lineares na fibra começassem a ser relevantes. Quando estes efeitos não podem mais ser desprezados, não é mais verdadeiro que o ponto mais conveniente de operação do sistema seja no mínimo de dispersão da fibra.

Como discutiremos nos próximos capítulos, é desejável operar o sistema em um comprimento de onda para o qual a dispersão seja pequena (para não introduzir ISI) mas não nula. Também veremos que o sinal da dispersão é muito relevante. Estes fatos têm motivado nos últimos anos o desenvolvimento de novos tipos de fibras com valores específicos de dispersão adequadas para a transmissão de informação em longas distâncias. Algumas de estas fibras, das quais falaremos mais adiante, são a fibra *TrueWave* da AT&T, as fibras *LS* e *LEAF* da Corning, etc.

1.2 Sistemas Atuais

Com o advento dos ADFEs, as distâncias propagadas tornaram-se ainda maiores. Contrário ao caso das estações repetidoras que funcionam regenerando o sinal recebido e procesando-o eletronicamente (o que, é claro, limita a velocidade do sistema à máxima taxa atingível com os dispositivos eletrônicos disponíveis, o que hoje em dia significa 10 Gb/s), os efeitos não lineares (e de interação não linear entre o ruído e o sinal transmitido) em cadeias de AFDEs se acumulam degradando severamente a relação sinal-ruído. Desde o ponto de vista do projeto do sistema, torna-se muito mais complexo achar o ponto ótimo de operação e requer uma cuidadosa simulação numérica prévia.

É bom mencionarmos alguns aspectos dos sistemas de comunicação solitônicos. Estes sistemas estão ainda a nível experimental e têm conseguido atingir grandes produtos BL . Em 1991 Mollenauer et.al. [21] demonstraram a transmissão de sólitons de 60 ps de duração, com uma taxa de 2.4 Gb/s, ao longo de 12.000 km de fibra de dispersão deslocada. Isto corresponde a um produto $BL = 28.8$ Tb/s km. Em 1993 Nakazawa et.al. demonstraram distâncias ilimitadas de transmissão de sólitons [22].

Em 1997 Morita et.al. [23] demonstraram a propagação de sólitons com uma taxa de 40 Gb/s ao longo de 5000 km, i.e. $BL = 200$ Tb/s km, utilizando técnicas de compensação da dispersão.

Nos sistemas de transmissão solitônicos aproveita-se o fato que, para certas condições de propagação, os efeitos de dispersão cromática são compensados por efeitos não lineares o que significa que, para um dado perfil de pulso entrando na fibra (para o sóliton

fundamental este perfil corresponde a uma secante hiperbólica), o pulso se propaga sem distorção por grandes distâncias. Este pulso é chamado de *sóliton*. Na prática, a atenuação da fibra faz com que, depois de algumas dezenas de quilômetros, o nível de potência do pulso não seja suficiente para que os efeitos não lineares compensem a dispersão, a qual acaba dominando. Isto pode ser evitado empregando AFDEs, seja colocados em alguns pontos da fibra (a distância entre eles depende de parâmetros do sóliton) ou dopando a fibra levemente com érbio, de modo tal de compensar a atenuação (esta fibra seria *transparente* e esta técnica é chamada de *amplificação distribuída*). Existe uma outra alternativa a qual consiste em utilizar as chamadas *fibras de dispersão decrescente* (dispersion decreasing fibers DDF) as quais apresentam uma dispersão que diminui com a distância “acompanhando a diminuição de potência” dos pulsos, porém não é claro que este tipo de fibra virá ser usada em sistemas comerciais. Conceitualmente, estes sistemas têm a propriedade de “utilizar os efeitos não lineares em forma vantajosa”, propriedade que, como discutiremos nos próximos capítulos, pode se verificar em outros sistemas de transmissão. No entanto, existem muitos problemas práticos que talvez impeçam a utilização de sistemas solitônicos de altas taxas comercialmente. Alguns destes problemas são o controle da interação sóliton – sóliton, a disponibilidade de transmissores adequados, o controle da dispersão nas linhas de transmissão, interação entre os sólitons e o ruído dos amplificadores, etc [24].

Atualmente, e devido à largura de banda do ganho dos AFDEs a qual é de 35 ~ 40 nm [20] na região de 1.5 μm (já foram apresentados AFDEs experimentais com largura de banda do ganho de 80 nm [25]) torna-se muito atrativa a possibilidade de realizar a multiplexação em comprimento de onda dos sinais. Isto está representado esquematicamente nas Fig. 5 e 6. Estes sistemas, conhecidos como sistemas WDM (*Wavelength Division Multiplexed*) permitem ampliar a capacidade do sistema proporcionalmente ao número de canais transmitidos em diferentes comprimentos de onda. Atualmente existe um grande esforço econômico para a implementação desta tecnologia, seja em sistemas novos ou seja na ampliação de sistemas existentes.

Utilizando esta tecnologia, a qual pode ser usada também para sistemas de comunicação solitônicos, tem se conseguido grandes produtos BL . Em 1995 Chaudhry et.al. [26] demonstraram a transmissão de 4 canais de 2.5 Gb/s por canal ao longo de 3711 km, i.e. $BL = 37.11 \text{ Tb/s km}$. No mesmo ano Feggeler et.al. [27] demonstraram a transmissão de 2 canais de 5 Gb/s ao longo de 16800 km, i.e. $BL = 168 \text{ Tb/s km}$.

Em 1996 Takeda et.al. demonstraram a transmissão de 8 canais de 2.5 Gb/s ao longo de 1056 km [28], i.e. $BL = 20$ Tb/s km. Em 1997 Shimojoh et.al. [29] demonstraram a transmissão de 32 canais de 5.3 Gb/s ao longo de 9879 km, i.e. $BL = 1675.5$ Tb/s km.

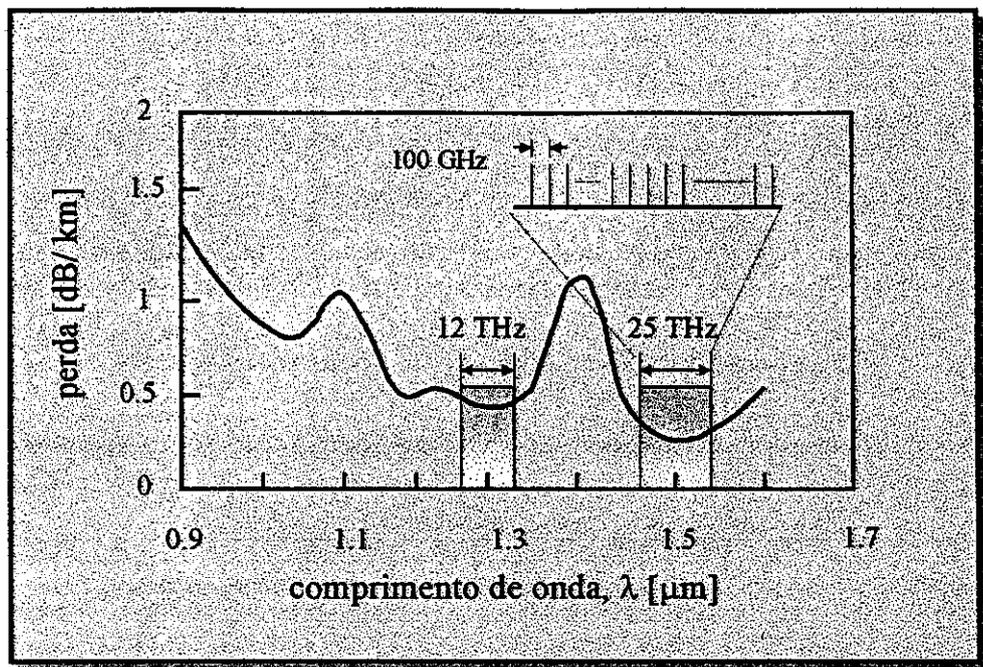


Figura 5: Atenuação da fibra como função do comprimento de onda. Estão destacadas as regiões de transmissão da 2^{da} e 3^{eira} janelas e suas respectivas larguras de banda e como estas podem ser aproveitadas para multiplexar a informação em comprimento de onda.

Utilizando a técnica de multiplexação em comprimento de onda para sistemas de transmissão solitônicos tem se conseguido também grandes aumentos na capacidade de transmissão. Eis aqui alguns exemplos: em 1996 Mollenauer et.al. [30] demonstraram a transmissão de 6 canais de 10 Gb/s ao longo de 11400 km e 7 canais de 10 Gb/s ao longo de 9400 km, obtendo produtos BL de 684 Tb/s km e 654 Tb/s km respectivamente. No mesmo ano, Nakazawa et.al. [31] conseguiram transmitir 4 canais de 10 Gb/s ao longo de 10000 km com $BL = 400$ Tb/s km.

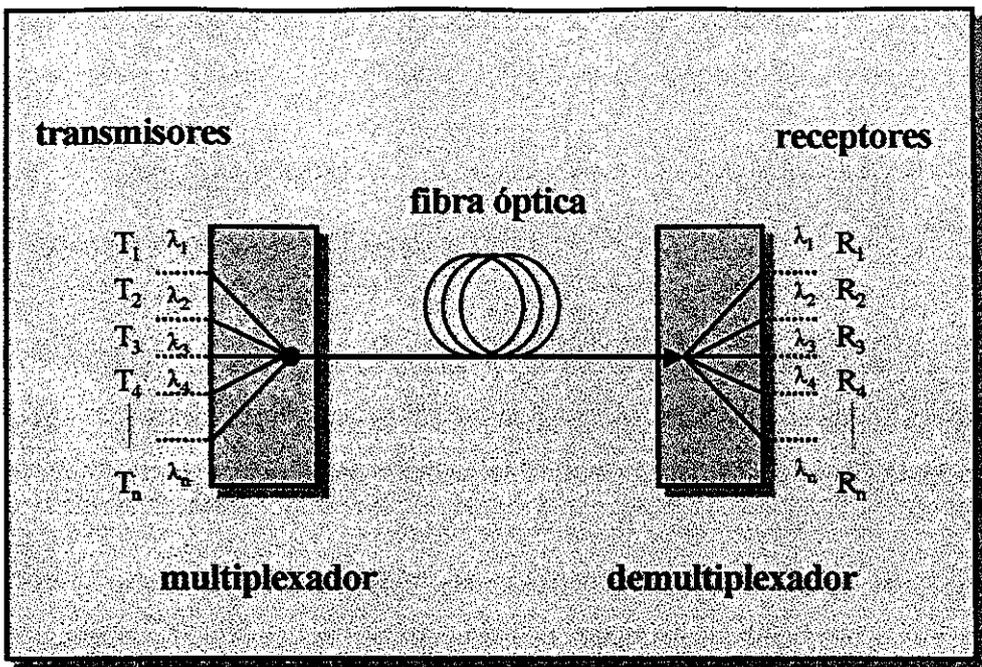


Figura 6: Diagrama esquemático de um sistema de comunicação WDM.

Um outro ponto que vem sendo pesquisado nos últimos anos, devido principalmente à grande quantidade de tipos diferentes de fibras disponíveis, é o de *gerenciamento da dispersão* [32-39] que consiste em utilizar diferentes tipos de fibra no sistema de transmissão, de modo tal de não ter muita dispersão total acumulada (em geral levemente negativa) mas, localmente, ter um valor de dispersão diferente de zero, o que diminui as interações não lineares no sistema. Porém, que tipos de fibras usar e onde colocá-las (por exemplo antes o depois dos amplificadores) a fim de minimizar as penalidades no sistema, devidas a algum efeito não linear em particular, é ainda motivo de pesquisa.

Em sistemas WDM aparecem diversos efeitos não lineares. Em um sistema de transmissão linear o único *crossstalk* que pode aparecer entre os diferentes canais aparece na demultiplexação dos mesmos o que requer um cuidadoso desenho dos filtros e outros dispositivos envolvidos. No entanto, em um sistema não linear, interações não lineares entre os diferentes canais, as quais discutiremos mais em detalhe nos capítulos seguintes, degradam severamente a informação contida nos canais de informação ao longo da fibra.

Como mencionamos, uma vez que a transmissão é não linear, o problema da propagação dos pulsos deve ser resolvido numericamente. O modelamento numérico de sistemas WDM não é essencial só para a otimização destes sistemas mas também para ganhar um

melhor entendimento dos efeitos que limitam a propagação visando obter técnicas que os aliviem. Para obter resultados confiáveis requerem-se cuidadosas simulações numéricas.

1.3 Efeitos que Limitam a Transmissão

O objetivo desta tese foi o de construir as ferramentas necessárias para a simulação eficiente de sistemas de comunicação WDM na presença de efeitos lineares e não lineares na propagação. Em particular demos especial ênfase ao estudo da influência de alguns efeitos não lineares, como por exemplo ao chamado de *instabilidade modulacional* (Modulation Instability MI) [40-46]. Este efeito, que discutiremos em detalhe nos próximos capítulos, manifesta-se para determinados valores de dispersão e de potência de entrada e conduz à modulação da potência recebida dos canais de informação como função do comprimento de fibra e como função do espaçamento em frequência entre os canais, assim como também é responsável por distorções nos pulsos transmitidos.

A modulação da potência recebida como função do espaçamento em frequência dos canais é um ponto importante pois, em sistemas WDM, procuram-se critérios para a escolha do espaçamento em frequência entre os diversos canais. É claro que é desejável colocá-los o mais próximos possível, a fim de aproveitar ao máximo a largura de banda dos AFDEs, porém, como discutiremos, quanto mais perto estiverem, mais penalizada resultará a transmissão.

Quando os parâmetros do sistema são tais que os efeitos de instabilidade modulacional são grandes, a escolha do espaçamento entre canais deve levar em conta este fato. Também, em sistemas com AFDEs, a MI degrada severamente a transmissão por meio da amplificação do ruído dos amplificadores.

É o nosso objetivo explicar a dependência das penalidades induzidas pela instabilidade modulacional para várias condições de propagação (taxa, tipos de transmissores, dispersão, ruído dos amplificadores, gerenciamento da dispersão, etc) em sistemas WDM, ponto que ainda não foi devidamente esclarecido na literatura. Mas, para chegar na análise da influência da instabilidade modulacional em sistemas de comunicação WDM, temos que discutir previamente alguns outros efeitos não lineares, como por exemplo, a *automodulação de fase* (self phase modulation, SPM), a *modulação de fase cruzada*

(cross phase modulation, XPM) e a *mistura de quatro ondas* (four wave mixing, FWM) e a influência deles na propagação [47-57].

A SPM faz com que os pulsos transmitidos acumulem uma fase ao longo do comprimento de fibra que depende da potência, o que resulta em um *chirp* (varredura em frequência) dos pulsos. Em sistemas de comunicação coerente, nos quais a informação é transmitida não na intensidade dos pulsos detetados, mas na sua fase, a SPM pode induzir penalidades na transmissão. Em sistemas onde a informação é codificada através da modulação da intensidade da luz transmitida (chamados de sistemas Intensity Modulated IM os quais serão os que estudaremos nesta tese), a SPM, junto com a dispersão cromática da fibra podem penalizar severamente a transmissão mediante o alargamento temporal e espectral dos pulsos.

A XPM é a acumulação de fase não linear em um canal determinado devida à potência dos outros canais. Seus efeitos são os mesmos que os de a SPM, porém a XPM é duas vezes mais intensa, como veremos mais adiante. Em sistemas de varios canais, a XPM pode ser uma fonte de grande penalidade na transmissão.

Assim como para alguns casos (sólitons) os efeitos simultâneos da dispersão cromática e da SPM podem ser benéficos desde o ponto de vista das penalidades na propagação, a presença de dispersão pode, em alguns casos, diminuir as penalidades induzidas pela XPM.

O FWM é uma interação paramétrica entre canais em diferentes comprimentos de onda. Peguemos dois canais arbitrários em, por exemplo, frequências ω_1 e ω_2 respectivamente. O FWM resulta na criação de novas componentes espectrais em frequências $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$. O sistema é muito penalizado pelo FWM quando estas novas componentes espectrais coincidem à sua vez com outros canais transmitidos. Este processo é a principal fonte de penalidade em sistemas WDM e, como veremos nesta tese, depende criticamente da dispersão da fibra. Na tabela 1 resumem-se todos estes efeitos e as suas características principais.

A respeito dos fenômenos de espalhamento não linear que ocorrem na fibra (dos quais não falaremos nesta tese), i.e o espalhamento de Brillouin estimulado (stimulated Brillouin scattering SBS) e o espalhamento de Raman estimulado (stimulated Raman scattering SRS), o SBS é o mais nocivo dos dois, no entanto o mais fácil de eliminar na prática. O SRS não pode ser eliminado facilmente e é particularmente grave no caso de sistemas solitônicos de altas taxas.

Fenômeno	Não Linear	Caraterísticas
Atenuação	não	Perda de potência dos canais de informação
Dispersão	não	Alargamento temporal dos pulsos
SPM/XPM	sim	Fase não linear acumulada, alargamento espectral, <i>crosstalk</i>
FWM	sim	Perda de potência pela criação de novos "canais" e <i>crosstalk</i>

Tabela 1: Efeitos que penalizam a transmissão de informação em um sistema de comunicação óptica e suas principais caraterísticas.

Nas nossas simulações numéricas o SBS e o SRS não foram incluídos a fim de mostrar mais claramente a influência dos outros efeitos não lineares, podendo serem incluídos em uma forma simples em cálculos futuros.

É o objetivo desta tese mostrar como os diversos efeitos não lineares, em especial o FWM no caso em que há instabilidade modulacional (regime de propagação anômalo, $\beta_2 < 0$), penalizam a propagação em sistemas de comunicação óptica WDM, que é um ponto que, ainda, não foi devidamente esclarecido na literatura da área. Escolhimos estes sistemas em particular pela grande ênfase que tem se dado a seu estudo e desenvolvimento nos últimos anos⁴.

⁴ Segundo um enquete realizado em 1997 na *Optical Fiber Communication Conference* (a reunião mais importante na área) [58] os dois desenvolvimentos técnicos mais importantes dos últimos 10 anos, que vão ter o maior impacto nos sistemas de comunicação óptica nos próximos 10 anos, são os AFDEs e a tecnologia WDM.

A tese está organizada da seguinte forma: no capítulo 2 há uma introdução aos efeitos lineares e não lineares que ocorrem nos sistemas de comunicação óptica, no capítulo 3 há uma introdução aos efeitos de mistura de quatro ondas e de instabilidade modulacional que vão ser predominantes em sistemas de vários canais, no capítulo 4 mostramos os resultados obtidos para as penalidades induzidas pela Instabilidade Modulacional em sistemas WDM, no capítulo 5 estudamos como estas penalidades dependem do formato de modulação dos pulsos e analisamos técnicas de gerenciamento da dispersão e de pré-chirping nestes sistemas e no capítulo 6 mostramos nossas conclusões e perspectivas futuras do trabalho.

1.4 Referências

- [1] A. Jones, *Historical Sketch of the Electrical Telegraph*, Putman, New York, 1852 em G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York (1992). [2] A. G. Bell, *U.S. Patent 174,465 1876* em G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York (1992).
- [3] K. C. Kao e G. A. Hockham, *Proc. IEE* 113, 1151 (1966).
- [4] A. Werts, *Onde Elect.* 45, 967 (1966).
- [5] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy e S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.* 17, 109 (1970).
- [6] T. C. Cannon, D. L. Lope e D. D. Sell, *IEEE Trans. Commun.* COM-26, 1045 (1978).
- [7] K. Oe, S. Ando e K. Sugiyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* 16, 1273 (1977)
- [8] J. I. Yamada, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 17, 2, 479 (1981).
- [9] C. J. Koester e E. Snitzer, *Appl. Opt.*, 3, 1182 (1964).
- [10] S. B. Poole, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, LT-4, 870 (1986).
- [11] R. J. Mears, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 23, 1026 (1987).
- [12] E. Desurvire, *et.al.*, *Opt. Lett.*, 12, 888 (1987).
- [13] M. Yamada, *et.al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1, 422 (1989).
- [14] M. Nakazawa, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 26, 1936 (1990).
- [15] C. R. Giles e E. Desurvire, *J. Lightwave Technol.*, 9, 2, 147 (1991).
- [16] C. R. Giles e E. Desurvire, *J. Lightwave Technol.*, 9, 271 (1991).
- [17] D. N. Chen e E. Desurvire, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4, 52 (1992).
- [18] M. Horiguchi, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 29, 593 (1993).
- [19] M. J. F. Digonnet Ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Dekker, New York (1993).
- [20] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Wiley, New York (1994).
- [21] L. F Mollenauer, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 27, 2, 179 (1991).
- [22] M. Nakazawa, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 29, 729 (1993).
- [23] I. Morita, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 33, 8, 698 (1997).
- [24] R-J. Essiambre e G. P. Agrawal, *Progr. in Opt.*, XXXVII, 985 (1997).
- [25] Y. Sun, *et.al.*, *Trends in Opt. and Photon.*, TOPS XVI (1997).
- [26] M. S. Chauhdry, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 31, 18, 1588 (1995).
- [27] J. C. Feggeler, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 31, 19, 1676 (1995).

- [28] N. Takeda, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **32**, 10, 907 (1996).
- [29] N. Shimojoh, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **33**, 10, 877 (1997).
- [30] L. F. Mollenauer, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **32**, 5, 471 (1996).
- [31] M. Nakazawa, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **32**, 9, 828 (1996).
- [32] X. Y. Zou, *J. Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1144 (1996).
- [33] N. S. Bergano, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1299 (1996).
- [34] R. L. Nuyts, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1, 31 (1997).
- [35] D. M. Rothnie e J. E. Midwinter, *Electron. Lett.*, **32**, 20, 1907 (1996).
- [36] F. Matera e M. Settembre, *Opt. and Quant. Electr.*, **29**, 21 (1997).
- [37] Y. Miyamoto, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **30**, 10, 797 (1994).
- [38] N. Kikuchi e S. Sasaki, *Electron. Lett.*, **32**, 6, 570 (1996).
- [39] M. Midrio, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **15**, 11, 2038 (1997).
- [40] M. J. Potasek e G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A*, **36**, 8, 3862 (1987)
- [41] M. J. Potasek, *Opt. Lett.*, **12**, 11, 921 (1987).
- [42] F. Matera, *et.al.*, *Opt. Lett.*, **18**, 18, 1499 (1993).
- [43] R. Hui e M. O'Sullivan, *Electron. Lett.*, **32**, 21, 2001 (1997).
- [44] R. Hui, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **15**, 7, 1071 (1997).
- [45] R. Hui, *et.al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 3, 392 (1997).
- [46] R. A. Saunders, *et.al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 5, 699 (1997).
- [47] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Edition, Academic Press (1995).
- [48] M. J. Potasek, *et.al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 2, 205 (1986).
- [49] C. Pask e A. Vatarescu, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 7, 1018 (1986).
- [50] D. Marcuse, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **9**, 1, 121 (1991).
- [51] S. A. Planas, *et.al.*, *Opt. Lett.*, **18**, 9, 699 (1993).
- [52] D. Marcuse, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **9**, 3, 356 (1991).
- [53] R. Tkach, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **13**, 5, 841 (1995).
- [54] E. A. Golovchenko e A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1, 92 (1994).
- [55] F. Di Pasquale, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **31**, 12, 998 (1995).
- [56] T. Yamamoto e M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 3, 327 (1997).
- [57] E. Iannone, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **14**, 3, 261 (1996).
- [58] J. Lewis, *Optics and Photonics News*, **8**, 8, 46 (1997).

Capítulo 2: Efeitos que Limitam aos Sistemas de Comunicação Óptica .I

2.1 Dispersão Cromática

Quando uma onda electromagnética interage com os elétrons ligados de um dielétrico, a resposta do meio depende em geral da frequência da onda. Esta propriedade, chamada de *dispersão cromática* ou *dispersão da velocidade de grupo* (GVD), se manifesta através da dependência na frequência do índice de refração $n(\omega)$. Longe das frequências de ressonância do meio, esta dependência é bem aproximada pela *fórmula de Sellmeier* [1]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_1^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

onde ω_j é a frequência de ressonância e B_j é a força de oscilador da ressonância j -ésima. A soma na eq.(1) estende-se a todas as ressonâncias materiais. No caso das fibras ópticas os parâmetros ω_j e B_j são obtidos experimentalmente ajustando as curvas de dispersão medidas com a eq.(1) com $m = 3$ [2] e dependem dos constituintes do núcleo da fibra [3]. A dispersão cromática da fibra desempenha um papel importante na propagação de pulsos curtos, pois diferentes componentes espectrais viajam a diferentes velocidades de fase $c / n(\omega)$ o que, como veremos, conduz ao alargamento temporal dos pulsos.

Os efeitos de dispersão cromática são incluídos mediante uma expansão em série de Taylor, em torno da frequência central ω_0 , da constante de propagação β do campo elétrico,

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

onde

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Os pulsos se movem a velocidades de grupo $v_g = 1 / \beta_1$ entanto que o parâmetro β_2 é responsável pelo alargamento temporal dos pulsos, como veremos.

Os parâmetros β_1 e β_2 estão relacionados com o índice de refração e suas derivadas através de

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g}, \quad (3)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (4)$$

Um outro parâmetro comumente usado na literatura de fibras ópticas no lugar de β_2 é o parâmetro D , que está relacionado com β_2 como

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (5)$$

Sua derivada $S = dD / d\lambda$ é um parâmetro normalmente usado e é

$$S = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^4} \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2. \quad (6)$$

É bom acrescentar que, devido ao confinamento dielétrico da fibra, o *índice de refração modal* é levemente inferior a $n(\omega)$, e esta diferença depende de ω e de parâmetros da fibra, como a diferença de índices de refração entre a casca e o núcleo e do raio da fibra [4]. Esta contribuição deve ser somada a contribuição material à dispersão da eq. (1).

Na Fig. 1 se mostra a curva típica de D em função do comprimento de onda para uma fibra óptica convencional (STD) e uma outra de dispersão deslocada (DSF). O comprimento de onda para o qual β_2 se anula é chamado de *comprimento de onda do zero de dispersão* da fibra, λ_0 . Em fibras de sílica convencionais é tipicamente $\lambda_0 \sim 1.3 \mu\text{m}$. A região de para a qual $\beta_2 < 0$ ($D > 0$) denomina-se de *região anômala de propagação*.

Mediante o desenho adequado da geometria da fibra o valor de λ_0 pode ser deslocado a comprimentos de onda mais longos, em particular, na região de 1.55 μm na qual a atenuação da fibra é mínima. Estas são as fibras DSF que mencionamos na introdução as quais têm aplicações em sistemas de comunicação óptica.

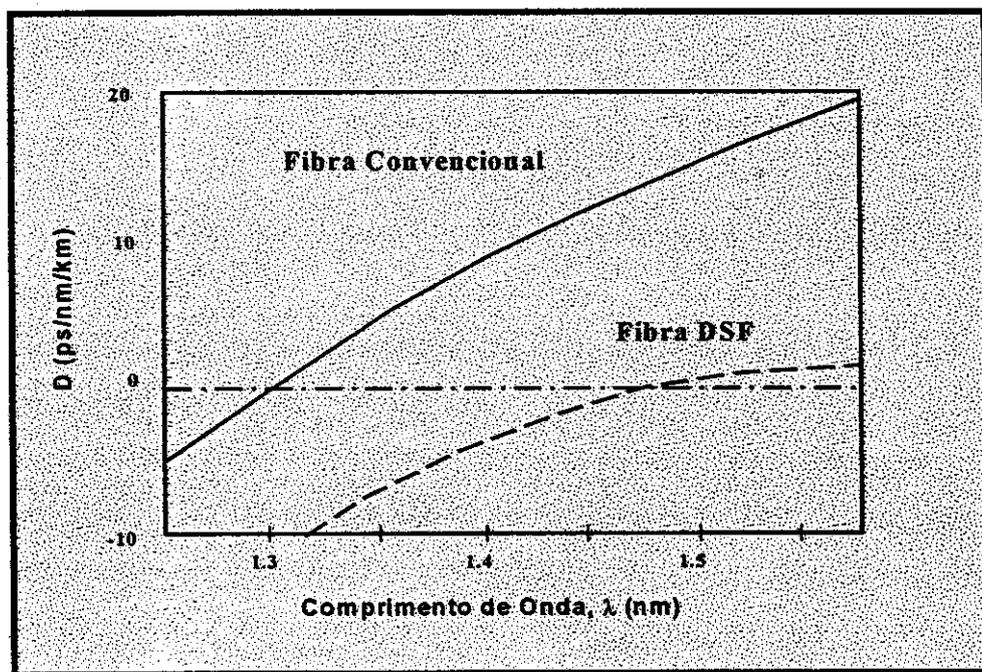


Figura 1: Dependência do parâmetro de dispersão D com o comprimento de onda para fibras convencionais (STD) e fibras de dispersão deslocada (DSF).

2.2 Índice de Refração Não Linear

A resposta de um dielétrico à luz torna-se não linear para campos eléctricos intensos. Em um nível fundamental, a origem da resposta não linear está relacionada com o movimento anarmônico dos elétrons ligados baixo a influência de um campo eléctrico aplicado. Como resultado, a polarização induzida no meio não é linear no campo eléctrico E mas satisfaz uma relação mais geral [5-8]

$$P = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots], \quad (7)$$

onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo e $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots$) é a susceptibilidade de ordem j . $\chi^{(j)}$ é um tensor de ordem $j+1$. A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição mais importante à polarização através do índice de refração linear n e da atenuação α .

A susceptibilidade de 2^{da} ordem $\chi^{(2)}$ é a responsável de fenômenos como a geração de segunda harmônica e a geração de soma e diferença de frequências. Porém $\chi^{(2)}$ é nula para meios que têm simetria de inversão como a sílica.

A não linearidade de mais baixa ordem que atua nas fibras é provida pela susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Ela é responsável por fenômenos como a geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas e a refração não linear. Este último efeito é o dominante, pois os outros precisam de condições de propagação nas quais se consiga o casamento de fase entre as diferentes ondas (isto será discutido em detalhe no próximo capítulo).

A refração não linear, a dependência do índice de refração com a intensidade da luz, é descrita como

$$\bar{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I, \quad (8)$$

onde $n(\omega)$ é a parte linear do índice de refração, $|E|^2$ é proporcional à intensidade da luz dentro da fibra e n_2 é o *índice de refração não linear* que está relacionado com $\chi^{(3)}$ como

$$n_2 = \frac{\text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\}}{\varepsilon_0 n^2 c}, \quad (9)$$

onde Re é a parte real da susceptibilidade, ε_0 é a permissividade do vácuo e c é a velocidade da luz.

A dependência com a intensidade do índice de refração conduz a um grande número de efeitos não lineares; os principais são a *automodulação de fase* (SPM) e a *modulação de fase cruzada* (XPM) [9-12]. SPM refere-se à fase adquirida pelo campo elétrico ao longo da propagação e sua magnitude para uma distância L é

$$\phi = (n + n_2 I) \frac{2\pi}{\lambda} L. \quad (10)$$

Entre outras coisas a SPM é responsável pelo alargamento espectral dos pulsos e da existência de sólitons ópticos no regime anômalo de propagação [13,14].

A XPM refere-se à fase não linear induzida em um campo elétrico por um outro campo elétrico, com outro comprimento de onda, copropagante.

$$E = \frac{1}{2} [E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.]. \quad (11)$$

Consideremos o campo elétrico E na eq.(10) linearmente polarizado na direção x onde dois campos ópticos com frequências ω_1 e ω_2 se propagam na fibra. Depois de uma distância L a fase do campo com frequência ω_1 é

$$\phi = [n + n_2 (I_1 + 2I_2)] \frac{2\pi}{\lambda} L. \quad (12)$$

Da eq.(12) observamos que a contribuição da XPM para a fase é duas vezes mais intensa do que a contribuição da SPM.

Antes de continuar é bom se perguntar se não é possível desprezar os efeitos não lineares na propagação nas fibras devido ao fato que o n_2 delas é da ordem de $2.2 - 3.4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [15] (dependendo da composição do núcleo e de se a polarização da luz é preservada ou não durante a propagação) o que é, pelo menos, duas ordens de grandeza menor que na maior parte dos materiais que exibem não linearidade óptica.

Apesar do pequeno valor do n_2 para as fibras, há duas razões pelas quais os efeitos não lineares são relevantes: a baixa perda das fibras ($< 1\text{dB/km}$) e o pequeno tamanho do

modo ($\sim 2.5 \mu\text{m}$) que, devido ao confinamento imposto pelo guia de ondas, é mantido ao longo da propagação.

Para convencer-nos deste fato consideremos a seguinte figura de mérito $f = I L_{\text{eff}}$ onde I é a intensidade da luz e L_{eff} é um comprimento de interação efetivo. Se a luz for focalizada em uma região de rádio w_0 então a intensidade é $I = P / \pi w_0^2$ onde P é a potência óptica incidente. No caso de um feixe gaussiano, por exemplo, o comprimento de interação é, tipicamente, um parâmetro confocal, i.e. $L_{\text{eff}} = \pi w_0^2 / \lambda$. A figura de mérito para o feixe gaussiano é então $f_{\text{gaussiano}} = P / \lambda$.

$$\frac{f_{\text{fibra}}}{f_{\text{gaussiano}}} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2 \alpha} \quad (13)$$

Em uma fibra óptica w_0 é o rádio do modo o qual, como dizemos, é mantido pelo confinamento da fibra. A intensidade dentro da fibra, depois de uma distância z é dada por $I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$ onde α é a atenuação linear da fibra.

Tomando $w_0 = 4 \mu\text{m}$ e $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (comprimento de onda do mínimo de absorção da fibra), $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$, o cociente na eq.(12) é da ordem de 10^8 . É por este motivo que, apesar das fibras ópticas terem um pequeno n_2 , efeitos não lineares podem ser observados ainda com níveis baixos de potência.

2.3 Equação de Propagação

A equação que governa a propagação de pulsos em uma fibra óptica (chamada *equação não linear de Schrödinger* quando a atenuação da fibra é desprezada e não são incluídos efeitos de dispersão de alta ordem), tem a forma ⁵ [9,10]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (14)$$

onde $A(z,t)$ é a envelope do campo elétrico E que se propaga na direção z , i.e. $E(x,y,z,t) = A(z,t)F(x,y)e^{i\beta_0 z - i\omega_0 t}$ onde $F(x,y)$ é a distribuição modal. A eq.(14) está expressa na *aproximação de envelope lentamente variável* na qual assume-se que $A(z,t)$ é

⁵ Esta equação está escrita assumindo que $|A|^2$ tem unidades de potência. Portanto, a quantidade $\gamma |A|^2$ tem unidades de m^{-1} e n_2 está expresso em unidades de m^2 / W (vide apêndice 3).

uma função que varia suavemente com z e portanto $\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial z^2}$ e derivadas superiores foram desprezadas. β_1 e β_2 são os parâmetros de dispersão de primeira e segunda ordem respectivamente que foram introduzidos no começo deste capítulo e dão conta dos efeitos dispersivos (dependência do índice de refração com a frequência) na fibra; α é a atenuação linear da fibra e

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (15)$$

é o coeficiente não linear (que vem da dependência do índice de refração com a intensidade do campo que se propaga na fibra, i.e. o *efeito Kerr óptico*), onde ω_0 é a frequência do campo elétrico e

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (16)$$

é a chamada *área efetiva do modo*. Se o modo fundamental da fibra for aproximado por uma distribuição gaussiana de intensidade (de largura $1/e^2 w$) [1], então $A_{\text{eff}} \cong \pi w^2$. Em geral w depende de parâmetros (perfil de índices, etc) da fibra, mas pode ser estimado como o seu raio.

Normalmente a equação de propagação (14) é expressa no chamado *referencial de tempo retardado* no qual se faz a transformação

$$T = t - \beta_1 z = t - \frac{z}{v_g}. \quad (17)$$

Neste referencial a equação de propagação fica

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma |A|^2 A. \quad (18)$$

Daqui em diante vamos escrever a equação de propagação sempre neste referencial, mas por simplicidade da notação o tempo será descrito com a variável t .

Em um sistema de comunicação WDM onde temos $n + 1$ - campos elétricos com frequências $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$, a envelope $A(z, t)$ é a soma das diferentes envelopes nas respectivas frequências:

$$A(z, t) = A_0(z, t)e^{i\omega_0 t} + A_1(z, t)e^{i\omega_1 t} + A_2(z, t)e^{i\omega_2 t} + \dots + A_n(z, t)e^{i\omega_n t}. \quad (19)$$

Antes de continuar é bom notar que a eq.(15) não inclui efeitos de dispersão de terceira ordem, i.e. β_3 , ou maiores. Esta aproximação é boa se o espectro do pulso tiver uma largura $\Delta\omega$ que verifica $\Delta\omega \ll \omega_0$. Porém, para sistemas WDM de muitos canais, a largura do espectro total é grande e, em geral, a inclusão de β_3 na equação de propagação é necessária e seus efeitos apreciáveis.

2.4 Diferentes Regimes de Propagação

Vamos discutir agora diferentes regimes de propagação os quais aparecem naturalmente dependendo se os efeitos dispersivos ou os efeitos não lineares dominam a propagação dos pulsos. Para isto vamos considerar que temos um pulso descrito pela envelope $A(0, t)$ com potência de pico P_0 e duração temporal T_0 e vamos introduzir as seguintes unidades normalizadas:

$\tau = \frac{t}{T_0}$ - Tempo normalizado (é bom lembrar-nos que t é medido no referencial retardado).

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} e^{-\alpha z/2} U(z, \tau) \quad - U \text{ é a Amplitude Normalizada.}$$

Nestas unidades normalizadas a equação de propagação fica

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (20)$$

onde $\text{sgn}(\beta_2)$ é +1 ou -1 se $\beta_2 > 0$ ou $\beta_2 < 0$ respectivamente e onde introduzimos duas escalas de comprimento. O *comprimento de dispersão* L_D dado por

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (21)$$

e o *comprimento não linear* L_{NL}

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (22)$$

Estes comprimentos provêm as escalas sobre as quais os efeitos dispersivos ou não lineares vão ser importantes para a evolução do pulso ao longo da fibra de comprimento L . Dependendo das magnitudes relativas de L_D , L_{NL} e L podemos classificar a propagação em quatro regimes diferentes como é mostrado na tabela 1.

$L \ll L_D$ $L \ll L_{NL}$	Os efeitos dispersivos e não lineares são desprezíveis. A fibra desempenha um rol passivo.
$L > L_D$ $L \ll L_{NL}$	Os efeitos dispersivos dominam a propagação dos pulsos. Alargamento temporal.
$L \gg L_D$ $L < L_{NL}$	Os efeitos não lineares dominam a propagação dos pulsos. Alargamento espectral.
$L \gg L_D$ $L \gg L_{NL}$	Interação entre GVD e SPM. Comportamento qualitativamente diferente comparado com a GVD ou a SPM agindo separadamente.

Tabela 1: Diferentes regimes de propagação e suas características principais.

2.5 Efeitos da Dispersão

Tomando $\gamma = 0$ na eq.(20) obtemos a equação que governa a propagação dos pulsos em presença da GVD só:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (23)$$

Seja $\tilde{U}(z, \omega)$ a transformada de Fourier de $U(z, \tau)$, i.e. $U(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) e^{i\omega t} d\omega$, que

satisfaz

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}. \quad (24)$$

A solução da eq.(24) é

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) e^{\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z}. \quad (25)$$

A eq.(25) mostra que a GVD muda a fase das diferentes componentes espectrais do pulso em uma quantidade que depende da frequência e do comprimento de fibra. Embora isto não mude o espectro do pulso, muda seu perfil temporal.

A solução geral da eq.(23) é

$$U(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left\{\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega t\right\} d\omega. \quad (26)$$

Para mostrar qual é o efeito da dispersão na propagação dos pulsos em uma fibra consideremos um pulso de entrada gaussiano

$$U(0, t) = \exp\left\{-\frac{t^2}{2T_0^2}\right\}, \quad (27)$$

onde T_0 é a metade da largura no ponto de intensidade $1/e$.

Usando a eq.(27) a amplitude em qualquer ponto da fibra é dada por

$$U(z, t) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left[-\frac{t^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right]. \quad (28)$$

A eq.(28) mostra que o pulso continua gaussiano ao longo da fibra, mas com uma largura temporal que varia segundo

$$T(z) = T_0 \left[1 + (z/L_D)^2\right]^{1/2}. \quad (29)$$

Uma comparação entre as eqs (28) e (27) mostra que, embora o pulso incidente não tem *chirp* (varredura de frequência), o pulso na saída tem um *chirp* $\delta\omega$ dado por

$$\delta\omega = \frac{2 \operatorname{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{t}{T_0^2}, \quad (30)$$

onde L_D está definido na eq.(21).

A eq.(30) nos diz que a frequência instantânea muda ao longo do pulso linearmente; observemos que o *chirp* também depende do sinal de β_2 .

2.6 Implicações em um Sistema de Comunicação

Em um sistema de comunicação a informação é transmitida usando uma seqüência de pulsos, cuja largura temporal é determinada pela taxa B do sistema. O alargamento dos pulsos devido à GVD [16] é detrimental pois interfere com o processo de detecção. É por isto que a GVD vai limitar a taxa e a distância propagada [10].

Um critério comumente empregado [1] consiste em pedir que o pulso, com largura T_0 , se mantenha no intervalo de tempo alocado $T_B = 1/B$. Em geral adota-se $T_0 < T_B/4$ (o que no caso de um pulso gaussiano significa que 95% da energia permanece no intervalo alocado para o pulso).

Usando a eq.(29) (para o valor de T_0 que minimiza $T(z)$) junto com a condição $T_0 < T_B/4$ obtemos

$$B(|\beta_2|L)^{1/2} < \frac{1}{4}. \quad (31)$$

A desigualdade em (31) mostra as limitações ao produto BL devidas à GVD em um sistema de comunicação óptica.

Isto quer dizer, por exemplo, que para um sistema de 50 km de comprimento de fibra DS a taxa máxima é da ordem de 80 Gb/s enquanto que para o mesmo comprimento de fibra STD a taxa máxima é da ordem de 6.5 Gb/s.

Existe uma forma simples de aliviar a limitação imposta pela GVD. Como vimos, a GVD impõe, em pulsos gaussianos, um chirp linear que depende do sinal do parâmetro de dispersão, β_2 . Se o pulso na entrada da fibra estiver *pré-chirpado* e com um sinal de chirp oposto ao que vai sofrer ao longo da fibra o pulso experimentará uma compressão seguida de um alargamento [9,10].

Este método tem sido empregado [17,18] para aumentar a capacidade de sistemas de comunicação óptica, porém as melhoras não são muito grandes.

2.7 Automodulação de Fase

Da mesmo modo que utilizamos para a análise da GVD na seção anterior, consideremos agora a equação de propagação (20) desprezando os efeitos dispersivos:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{NL}} e^{-i\alpha z} |U|^2 U. \quad (32)$$

Esta equação é facilmente resolvida e obtemos

$$U(z, t) = U(0, t) e^{i\phi_{NL}(z, t)}, \quad (33)$$

onde definimos

$$\phi_{NL}(z, t) = |U(0, t)|^2 \frac{L_{eff}}{L_{NL}}, \quad (34)$$

e

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha z}). \quad (35)$$

Esta última quantidade, L_{eff} , é chamada de *comprimento efetivo* e nos dá um outro comprimento característico do sistema, pois, para $L > L_{eff}$ vamos esperar que os efeitos não lineares deixem de ser relevantes na propagação de informação devido à perda de potência causada pela atenuação α da fibra.

As eqs.(33),(34) mostram que o campo inicial adquire uma fase que depende da intensidade, entanto que o perfil temporal do pulso permanece invariante. Esta fase não linear aumenta com a distância propagada.

O alargamento espectral dos pulsos devido à SPM é uma consequência da dependência temporal da $\varphi_{NL}(z, t)$. Isto é por que uma fase que varia no tempo implica que a frequência óptica instantânea se desloca do valor central ω_0 por uma quantidade $\delta\omega$ dada por

$$\delta\omega = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial t} = -\frac{\partial(|U(0, t)|^2)}{\partial t} \frac{z_{eff}}{L_{NL}}. \quad (36)$$

A dependência temporal de $\delta\omega$ pode ser interpretada como o chirp induzido por SPM. A eq.(36) mostra que $\delta\omega$ aumenta com a distância propagada, o que quer dizer que, a medida que o pulso se propaga na fibra, novas componentes de frequência são criadas, alargando o espectro do pulso.

Em sistemas IM, nos quais a informação se transmite por modulação da intensidade da luz, a SPM agindo só não limita a capacidade do sistema. Em sistemas onde a informação é modulada na fase do campo eléctrico transmitido, a SPM é uma grande limitação (sistemas coerentes, etc os quais não serão discutidos nesta tese).

Como podemos imaginar, na presença simultânea de efeitos de GVD e SPM, o alargamento espectral induzido por esta última pode aumentar ou diminuir (dependo do sinal de β_2) os efeitos dispersivos.

Para clarificar este ponto, na Fig.1 se mostra o chirp induzido por SPM em um pulso gaussiano. Podemos ver que existe uma região na qual o chirp é linear e se β_2 for negativo, pode compensar o chirp induzido por GVD. Como já dizemos, este é o caso dos sólitons.

O máximo valor de frequência, $\delta\omega_{\max}$, i.e. a medida de quanto o espectro se alarga, é proporcional à taxa B do sistema. Para pulsos gaussianos sem chirp inicial $\delta\omega_{\max}$ pode ser calculado [9] obtendo-se

$$\delta\omega_{\max} = 0.86\Delta\omega\varphi_{\max}, \quad (37)$$

onde $\Delta\omega = 1/T_0$ e φ_{\max} é o valor de fase não linear máximo acumulado pelo pulso.

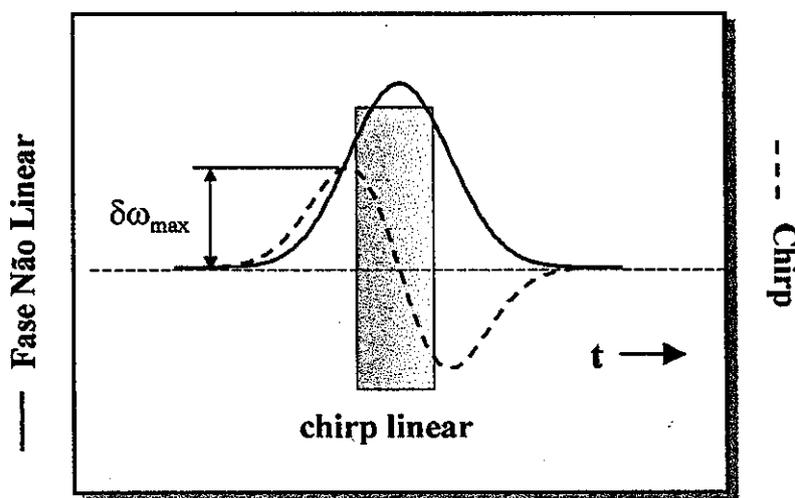


Figura 1: Fase não linear e chirp para um pulso gaussiano. O chirp perto do máximo de intensidade de pulso é linear.

2.8 Referências

- [1] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, Van Nostrand Reinhold, New York (1982).
- [2] L. G. Cohen, *J. Lightwave Technol.*, **LT-3**, 958 (1985).
- [3] M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, Wiley, New York (1981).
- [4] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill International Editions (1983).
- [5] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, Reading, MA, 1977.
- [6] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, 1984.
- [7] P. N. Butcher e D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.
- [8] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Pressm San Diego, CA, 1992.
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Edition, Academic Press, (1995).
- [10] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York (1992).
- [11] S. A. Planas, *et.al.*, *Opt. Lett.*, **18**, 9, 699 (1993).
- [12] E. A. Golovchenko e A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1, 92 (1994).
- [13] C. Pask e A. Vatarescu, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 7, 1018 (1986).
- [14] R-J. Essiambre e G. P. Agrawal, *Prog. in Optics*, **XXXVII**, 985 (1997).
- [15] A. Boskovic, *et.al.*, *Opt. Lett.*, **21**, 24, 1966 (1996).
- [16] D. Marcuse, *Appl. Opt.*, **19**, 10, 1653 (1980).
- [17] K. Morito, *et.al.*, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **8** (1996).
- [18] B. L. Patel, *et.al.*, *Proc. ECOC*, Berlin, Germany, 859-862 (1992).

Capítulo 3: Efeitos que Limitam aos Sistemas de Comunicação Óptica .II

3.1 Mistura de Quatro Ondas

Em muitas interações não lineares, o meio desempenha um papel passivo, simplesmente medeando a interação entre várias ondas através da resposta não linear dos elétrons ligados que o compoem ao campo elétrico aplicado. Este tipo de interação é chamada de *interação paramétrica* pois é originada pela modulação induzida pela luz a um parâmetro do meio, neste caso, o índice de refração.

Os processos paramétricos de terceira ordem envolvem, em geral, a interação entre quatro ondas e incluem fenômenos como geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas (FWM) e amplificação paramétrica.

A mistura de quatro ondas em fibras ópticas tem sido estudada extensivamente [1-13] pois pode ser muito eficiente para gerar novas frequências. Suas principais características podem ser entendidas a partir da expressão para a polarização não linear [14-18]

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE, \quad (1)$$

onde E é o campo elétrico, P_{NL} é a polarização não linear induzida no meio e ϵ_0 é a permissividade do vácuo.

Consideremos dois campos com frequências ω_1 e ω_2 respectivamente, linearmente polarizados que se propagam na mesma direção em um meio com $\chi^{(3)}$. Expressamos os campos como:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 E_j \exp[i(\beta_j z - \omega_j t)] + c.c., \quad (2)$$

onde $\beta_j = n_j \omega_j / c$ é a constante de propagação e n_j é o índice de refração. Substituindo a eq.(2) na eq.(1) e expressando P_{NL} na forma

$$P_{NL} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^m P_j \exp[i(\beta_j z - \omega_j t)] + c.c., \quad (3)$$

achamos que há um grande número de termos que oscilam a diferentes frequências ω_j . Algumas dessas frequências são $3\omega_1$, $3\omega_2$, ω_1 , ω_2 , $2\omega_1 \pm \omega_2$, $2\omega_2 \pm \omega_1$, $\omega_1 \pm \omega_2$, etc. Chamemos ω_3 à frequência de um campo em particular gerado em uma destas interações, i.e. $\omega_3 = 3\omega_1$ ou $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$, etc. Uma característica importante destes processos é o chamado *descassamento de fase*. É dizer, a onda gerada em ω_3 tem uma constante de propagação que satisfaz a relação de dispersão⁶ $\beta_3 = \omega_3 n(\omega_3) / c$. O descassamento de fase, $\Delta\beta$, é dado por

$$\Delta\beta = \beta_3 - \beta_2 - \beta_1 = (\omega_3 n(\omega_3) - \omega_2 n(\omega_2) - \omega_1 n(\omega_1)) / c. \quad (4)$$

Na eq.(4) observamos como a dependência do índice de refração do meio com a frequência (a dispersão do meio) contribui ao descassamento de fase do processo em particular.

Consideremos um processo de soma de frequências, i.e. $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. A polarização não linear P_{NL} oscilando na frequência ω_3 é a fonte do campo com frequência ω_3 . Se o meio não for dispersivo, da eq.(4) temos que $\Delta\beta = 0$ (ou $\Delta\beta = 0$ para algum processo de FWM, se diz que este está *cassado em fase*), o que significa que ao longo da direção de propagação P_{NL} está em fase com o campo que gerado. Se $\Delta\beta$ for diferente de zero, isto quer dizer que o campo gerado não está em fase com a polarização não linear que o gera, levando a sua interferência destrutiva. O comprimento para o qual o campo gerado se anula é chamado de comprimento de coerência, L_{coh} e é dado por

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{\Delta\beta}. \quad (5)$$

Voltaremos sobre este conceito na seguinte seção onde discutiremos as equações de evolução para os campos gerados em um exemplo específico.

⁶ Não confundir com o parâmetro de dispersão de terceira ordem.

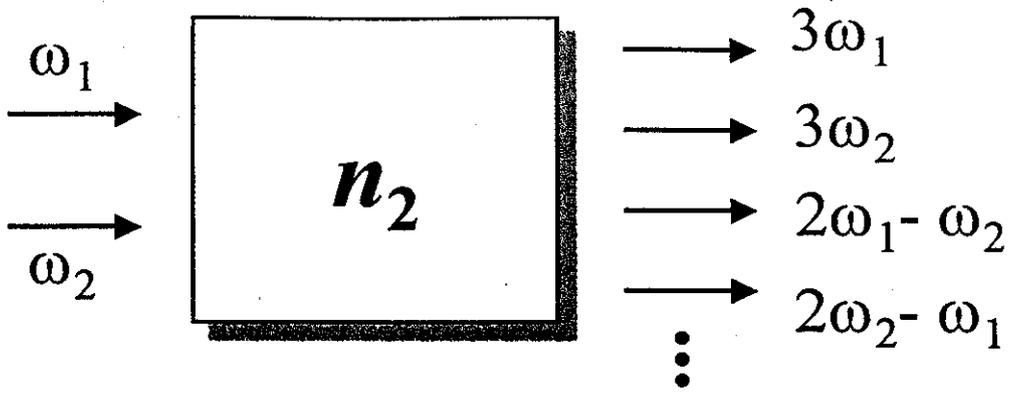


Figura 1: Diagrama esquemático de um processo de FWM. Duas ondas entrantes (no caso de um sistema de comunicação WDM, dois canais) com frequências ω_1 e ω_2 interagem através do índice de refração não linear n_2 do meio, criando novas componentes de frequência (novos canais), algumas das quais estão mostradas.

Um processo de mistura de quatro ondas que tem sido estudado extensivamente na área de fibras ópticas [19-25] e que é de interesse no contexto desta tese, corresponde a um feixe intenso com frequência ω_1 que cria duas bandas laterais localizadas simetricamente nas frequências ω_3 e ω_4 tal que $\omega_1 + \omega_3 = \omega_4 + \omega_1$ ($\omega_3 < \omega_4$). Estas bandas laterais são chamadas de Stokes e antiStokes respectivamente. Este processo está mostrado esquematicamente na Fig.2 e é chamado de “mistura de 4 ondas degenerado ou mistura de 3 ondas”.

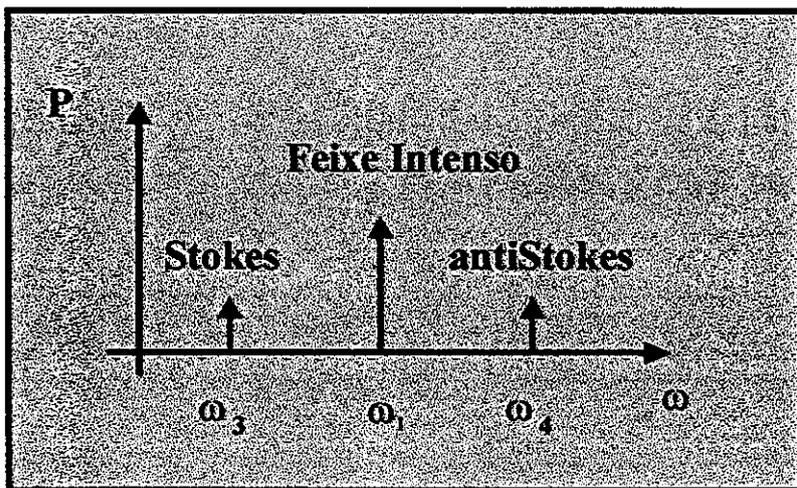


Figura 2: Diagrama esquemático de um processo de FWM degenerado ou de “mistura de 3 ondas”. Um feixe de bombeio intenso com frequência ω_1 gera duas bandas laterais em ω_3 (Stokes) e ω_4 (antiStokes).

3.2 Exemplo em um Sistema de 2 canais

Consideremos o caso em que temos dois campos elétricos intensos CW (canais no sistema WDM) cujas envolventes são A_1 e A_2 e com frequências ω_1 e ω_2 respectivamente. Ao longo da fibra estes canais vão gerar bandas laterais A_3 e A_4 supostas muito menos intensas que A_1 e A_2 . Nesta situação, as equações de evolução dos canais ficam [26,27]

$$A_1(z) = \sqrt{P_1} \exp[i\gamma(P_1 + 2P_2)z], \quad (6)$$

$$A_2(z) = \sqrt{P_2} \exp[i\gamma(P_2 + 2P_1)z], \quad (7)$$

onde $P_i = |A_i|^2$. As eqs.(6),(7) nos mostram que os canais propagam-se adquirindo uma fase não linear via SPM e XPM. Entanto para as bandas laterais geradas obtem-se [26,27]

$$B_3(z) = (a_3 e^{gz} + b_3 e^{-gz}) \exp(-i\Delta\kappa z / 2), \quad (8)$$

$$B_4(z) = (a_4 e^{gz} + b_4 e^{-gz}) \exp(i\Delta\kappa z / 2), \quad (9)$$

onde $B_j = A_j \exp[-2i\gamma(P_1 + P_2)z]$, $\Delta\kappa = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2)$. a_3 , b_3 , a_4 e b_4 são constantes que dependem das condições iniciais e o *ganho paramétrico* g é dado por

$$g = [(\gamma P_0 r)^2 - (\Delta\kappa / 2)^2]^{1/2}, \quad (10)$$

onde $r = 2(P_1 P_2)^{1/2} / P_0$ e $P_0 = P_1 + P_2$.

As eqs.(8),(9) e (10) governam o crescimento das bandas laterais geradas como resultado das interações de FWM entre canais. Delas podemos tirar algumas conclusões,

por exemplo, se $\gamma P_0 r < \Delta\kappa / 2$ o ganho paramétrico g é imaginário e a potência das bandas laterais oscila como função do comprimento de fibra [27].

Vemos também que o descassamento de fase do processo, $\Delta\kappa$ *depende da potência dos canais*. Este ponto será discutido na seção seguinte no contexto da instabilidade modulacional.

3.3 Instabilidade Modulacional

Muitos sistemas não lineares exibem uma instabilidade que conduz a modulação do estado estacionário como resultado da interação entre efeitos não lineares e dispersivos [28-35].

Este fenômeno é freqüentemente chamado de *instabilidade modulacional* (MI) e tem sido estudado em campos tão diversos como em dinâmica de fluidos, óptica não linear e física dos plasmas. No contexto das fibras ópticas, a instabilidade modulacional requer dispersão anômala ($\beta_2 < 0$) e se manifesta como uma ruptura do estado cw ou quase cw em um trem de pulsos [26].

Como vamos mostrar nas seguintes seções, a instabilidade modulacional age da seguinte forma: um canal com frequência central ω_0 propagando-se no regime de dispersão anômala provê ganho a componentes espectrais deslocadas de ω_0 em uma quantidade (ω_{MI}) que depende do parâmetro de dispersão de segunda ordem, β_2 e do coeficiente não linear, γ . Este comportamento está relacionado com o caráter totalmente diferente das soluções da equação de propagação para um sinal e outro do parâmetro de dispersão e está estreitamente ligado à existência de sólitons.

Estas componentes espectrais podem estar presentes no sistema seja por causa do ruído que se propaga junto com o canal (ruído dos amplificadores ópticos ou dos lasers transmissores) ou podem ser providas pelo canal, se este tiver um espectro suficientemente largo.

Esta transferência de energia do canal a outras componentes espectrais faz duas coisas: modula o estado CW (ou distorciona os pulsos do canal em um sistema WDM) e depleta o canal. Ambas coisas são detrimenetales para a performance do sistema e vamos discuti-las em detalhe nos próximos capítulos.

Na seção seguinte vamos mostrar como surgem as características principais da instabilidade modulacional através de uma análise de perturbação linear de equação de propagação.

3.3.1 Análise da Estabilidade do Estado CW

Consideremos a propagação de um feixe CW em uma fibra óptica. O ponto de partida é a equação não linear de Schrodinger. Desprezando a atenuação da fibra, a mesma fica

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (11)$$

No caso de radiação CW, a amplitude do campo A é independente do tempo, i.e $A(z,t) = A(z,0)$. Assumindo que $A(z,t)$ permanece independente do tempo durante a propagação na fibra, a eq.(11) é simplesmente resolvida e obtemos a solução para o estado estacionário:

$$\tilde{A} = \sqrt{P_0} e^{i\phi_{NL}}, \quad (12)$$

onde P_0 é a potência de entrada e $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$.

Na eq.(12) vemos que o feixe CW deve propagar-se através da fibra sem mudança nenhuma exceto pela aquisição de uma fase que depende da potência (e da atenuação na presença de perdas na fibra).

A pergunta é: será esta solução estável a pequenas perturbações que puderem haver no sistema? Para responder, consideramos uma perturbação fraca no estado CW tal que

$$A = (\sqrt{P_0} + a) e^{i\phi_{NL}}. \quad (13)$$

Substituindo a eq.(13) na eq.(11) e linearizando na perturbação a , obtemos a seguinte equação de evolução para a perturbação:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} - \gamma P_0 (a + a^*). \quad (14)$$

Assumindo uma solução geral para a eq.(14) da forma

$$a(z, t) = a_1 \cos(Kz - \Omega t) + ia_2 \sin(Kz - \Omega t), \quad (15)$$

onde K e Ω são o número de onda e a freqüência da perturbação respectivamente, a eq.(14) provê o seguinte sistema de equações homogêneas

$$\begin{aligned} -ika_1 - i\frac{\beta_2}{2}\omega^2 a_2 &= 0 \\ \left(2\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\omega^2\right)a_1 - ka_2 &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

as quais só têm solução não trivial quando K e Ω satisfazem a relação de dispersão

$$K = \pm \frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 \sqrt{1 + \text{sgn}(\beta_2)(\Omega_c^2 / \Omega^2)}, \quad (17)$$

onde

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}. \quad (18)$$

A relação de dispersão na eq.(17) mostra que a estabilidade do estado CW depende criticamente do sinal do parâmetro de dispersão β_2 . No caso de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), o número de onda K é real para todo valor de Ω , portanto o estado estacionário é estável a pequenas perturbações. Porém, no caso de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), K é imaginário para valores de $\Omega < \Omega_c$ e a perturbação $a(z, t)$ cresce exponencialmente com z . Como resultado disto o estado cw é inerentemente instável para $\beta_2 < 0$. Esta instabilidade é chamada de *instabilidade modulacional* pois conduz a uma modulação espontânea do estado estacionário. Na Fig.3 se mostra esquematicamente o efeito da instabilidade modulacional em um sistema dispersivo e não linear.

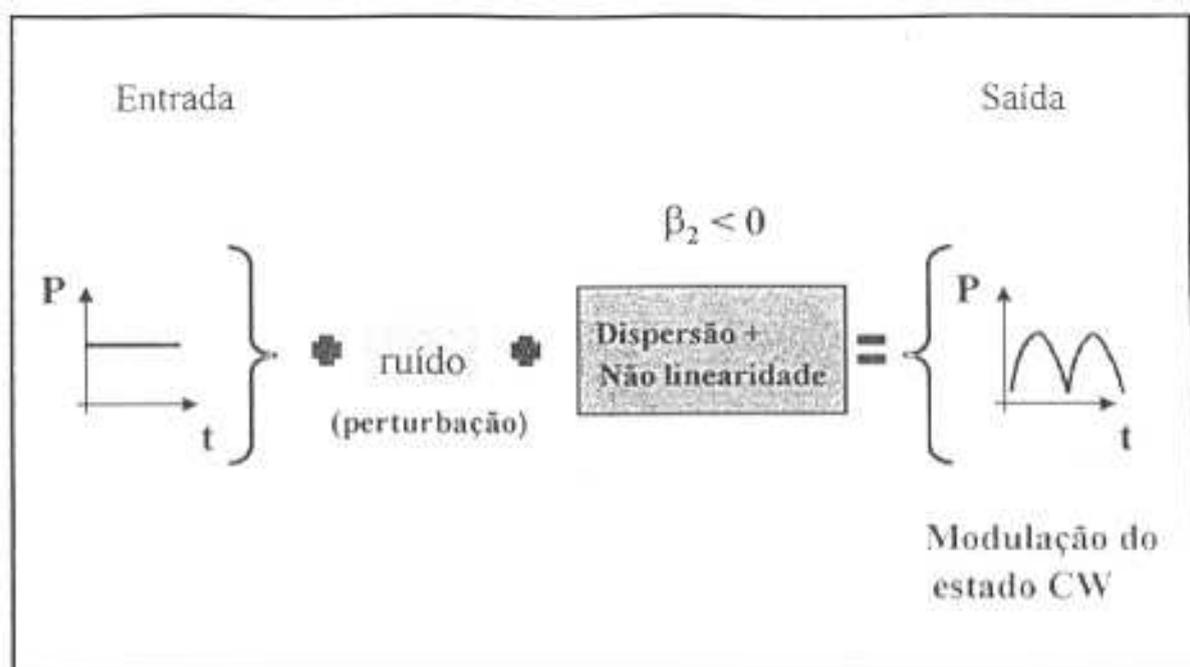


Figura 3: Diagrama esquemático do efeito da instabilidade modulacional. Como resultado da interação entre a dispersão e a não linearidade, o estado CW não é estável durante a propagação no meio e, na saída, têm-se um trem de pulsos. O ruído provê a semente para iniciar este processo.

Esta análise de estabilidade linear da equação de propagação nos diz a respeito do crescimento inicial da perturbação. Claramente, este crescimento não pode ser mantido indefinidamente e a depleção do campo em ω_0 vai eventualmente diminuir esta taxa de crescimento.

Na análise também foi desprezada a atenuação da fibra α , a qual diminui o ganho da MI ao longo da fibra. No caso em que $\alpha \neq 0$ a eq.(18) fica

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} e^{-\alpha z} \quad (19)$$

3.3.2 Espectro de Ganho da Instabilidade Modulacional

O espectro de ganho da instabilidade modulacional é obtido a partir da relação de dispersão da eq.(19) como

$$g(\Omega) = 2 \operatorname{Im}\{K\} = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2}, \quad (20)$$

onde $g(\Omega)$ representa o ganho à frequência $\omega_0 + \Omega$ para uma perturbação deslocada em uma frequência Ω da frequência incidente ω_0 .

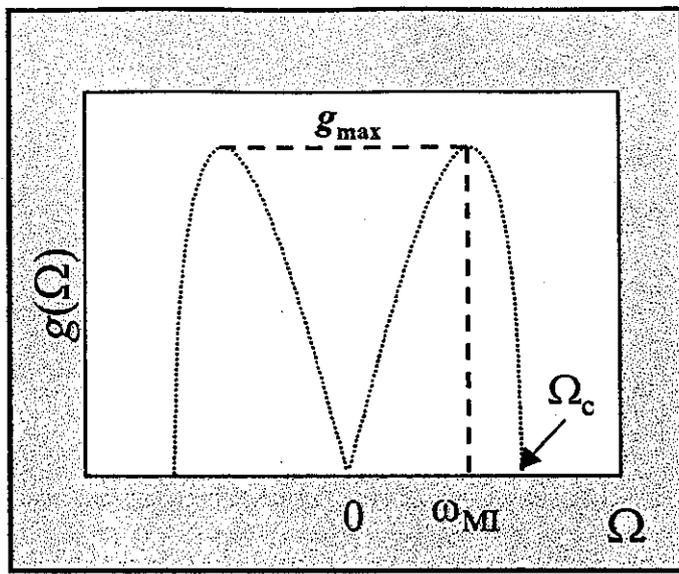
Na Fig.4 se mostra o espectro de ganho para três diferentes potências de entrada e para valores arbitrários de γ e β_2 fixos. O ganho é máximo para duas frequências dadas por

$$\omega_{MI} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

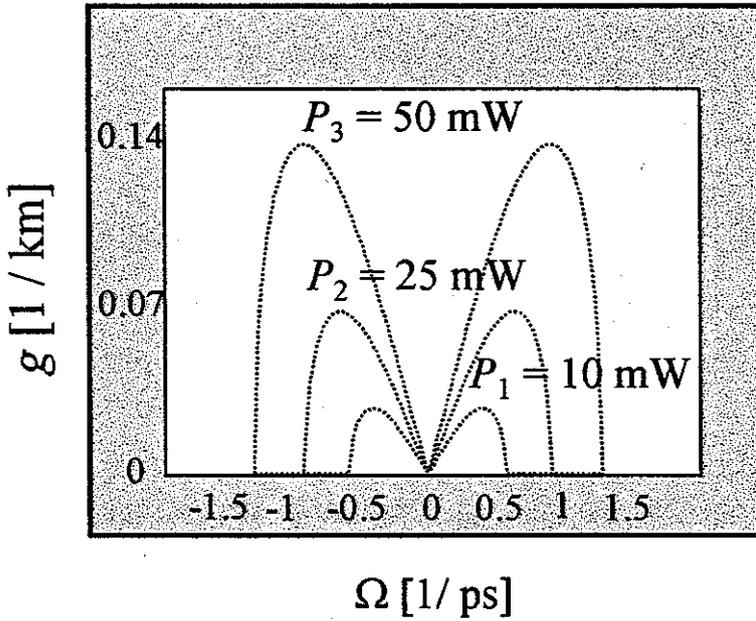
Físicamente, se um feixe de prova à frequência $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ propaga-se junto com um outro feixe intenso a frequência ω_0 , o feixe de prova experimentará um ganho de potência dado pela eq.(20) sempre que a condição $|\Omega| < |\Omega_c|$ for satisfeita. Neste caso dois fótons do feixe intenso em ω_0 são convertidos em dois fótons diferentes com frequências ω_1 e $2\omega_0 - \omega_1$. Este caso em particular é comumente chamado de *instabilidade modulacional induzida* para distingui-lo do caso no qual se tem um só feixe incidindo na fibra.

Ainda quando se tem um só feixe intenso propagando-se na fibra, a instabilidade modulacional pode conduzir a ruptura espontânea do feixe cw em um trem periódico de pulsos. A semente de este processo são fótons de ruído presentes (por exemplo, ruído gerado pelos amplificadores ópticos) ou gerados termicamente, os quais são amplificados pelo ganho provido pela instabilidade modulacional. Dado que o ganho maior ocorre para frequências $\omega_0 + \omega_{MI}$, estas frequências são as mais amplificadas. Uma clara evidência de instabilidade modulacional espontânea é entao a aparição de componentes no espectro localizadas simetricamente em $\pm \omega_{MI}$ a cada lado da linha central em ω_0 . No domínio do tempo o estado cw é convertido em um trem periódico de pulsos cujo período é dado por $T_m = f_{MI}^{-1}$, onde $f_{MI} = \omega_{MI} / 2\pi$.

No contexto desta tese, no qual estamos especialmente interessados nas penalidades que a instabilidade modulacional possa induzir em sistemas de comunicação WDM, não é claro da descrição dada do fenômeno através de uma análise de perturbação linear da equação de propagação, como a instabilidade modulacional irá influir a performance do sistema. Para explicar melhor este ponto vamos mostrar na secção seguinte uma descrição alternativa totalmente equivalente.



(a)



(b)

Figura 4: (a) Espectro de ganho da MI, g_{max} é o ganho para $\Omega = \omega_{MI}$ (b) Espectro de ganho da MI para três valores de potência diferentes $P_3 > P_2 > P_1$, $\gamma = 1.4 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ e $\beta_2 = -0.19 \text{ ps}^2 / \text{km}$ (parâmetros de uma fibra DSF).

3.3.3 A Instabilidade Modulacional como um Processo de FWM

Como vimos na seção 3.2 o ganho paramétrico é máximo quando o descassamento de fase $\Delta\kappa$ é zero. Consideremos o caso de mistura de 3 ondas, i.e. um campo intenso com (potência P) na frequência ω_1 . As diferentes contribuições ao $\Delta\kappa$ neste processo podem ser expressas como

$$\Delta\kappa = \Delta\beta + \Delta k_{NL}, \quad (22)$$

onde, como vimos

$$\Delta\beta = [n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - 2n_1\omega_1] / c, \quad (23)$$

é o descassamento devido à dispersão e

$$\Delta k_{NL} = 2\gamma P, \quad (24)$$

é o descassamento devido ao índice de refração não linear.

Para satisfazer a condição de $\Delta\kappa = 0$ pelo menos algum dos descassamentos tem que ser negativo. Se usamos a expansão da constante de propagação do capítulo 2, podemos expressar $\Delta\beta$ como função da separação entre canais $\omega_4 - \omega_1 = \omega_1 - \omega_3 \equiv \Omega$ como

$$\Delta\beta \cong \beta_2 \Omega^2. \quad (25)$$

A eq.(25) é válida só se os canais não estiverem muito perto do zero de dispersão da fibra (λ_0), em cujo caso teríamos que usar a expansão da constante de propagação até β_3 ou termos superiores.

A contribuição ao descassamento Δk_{NL} é sempre positiva, então a única forma de cassar em fase o processo é propagar os canais no regime anômalo, i.e. $\beta_2 < 0$. Pedindo $\Delta\kappa = 0$ na eq.(22) obtemos que o máximo da ganho paramétrico acontece para uma separação entre canais, Ω_s

$$\Omega = (2\gamma P_0 / |\beta_2|)^{1/2}, \quad (26)$$

que é a mesma expressão para a frequência de instabilidade modulacional, ω_{MI} . Isto quer dizer que podemos pensar, no domínio da frequência, na *instabilidade modulacional como um processo de FWM com cassamento de fase assistido por SPM*.

Na Fig.5 se mostra esquematicamente esta interpretação. O descassamento no processo de FWM, no qual o bombeio transfere energia para as bandas laterais geradas em ω_3 e ω_4 , depende não só da dispersão mas também da potência do bombeio. Se as bandas estiverem deslocadas do bombeio em $\pm \omega_{MI}$, o processo está cassado em fase e a transferência de energia é máxima.

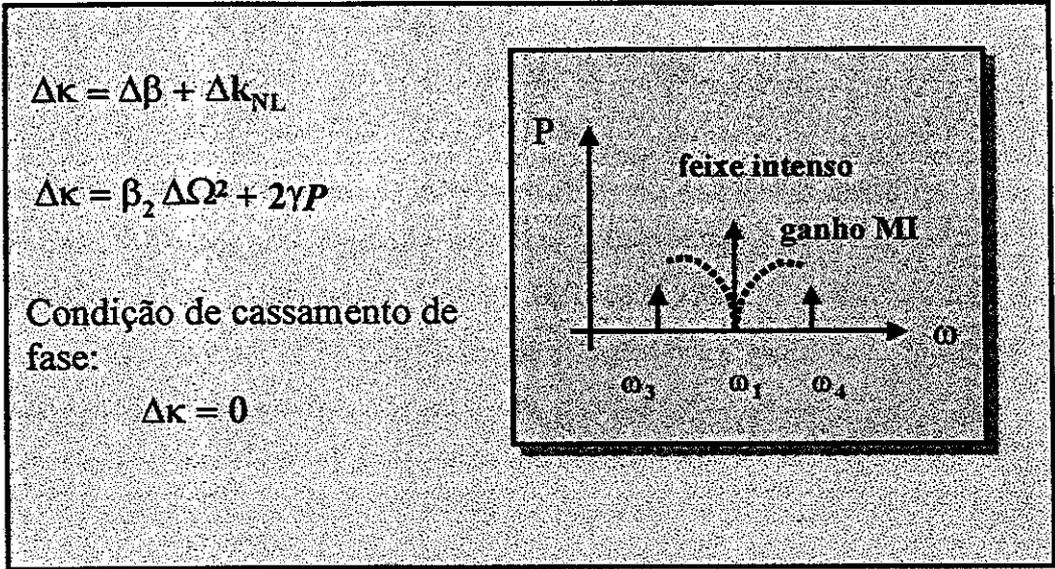


Figura 5: A instabilidade modulacional como um processo de FWM assistido por SPM. O descassamento de fase $\Delta\kappa$ depende da potência do bombeio o que da origem ao espectro de ganho da MI.

3.3 Referências

- [1] R. H. Stolen, *et.al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 24, 308 (1974).
- [2] R. H. Stolen, *et.al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-11, 100 (1975).
- [3] K. O. Hill, *et.al.*, *J. Appl. Phys.*, 49, 5098 (1978).
- [4] C. Lin e M. A. Bösch, *Appl. Phys. Lett.*, 38, 479 (1981).
- [5] C. Lin, *J. Opt. Commun.*, 4, 2, (1983).
- [6] R. K. Jain e K. Stenersen, *Appl. Phys. B*, 35, 49 (1984).
- [7] S. J. Garth e C. Pask, *Opt. Lett.*, 11, 380 (1986).
- [8] P. L. Baldeck e R. R. Alfano, *J. Lightwave Technol.*, LT-5, 1712 (1985).
- [9] S. Trillo e S. Wabnitz, *J. Opt. Soc. Am. B*, 6, 238 (1989).
- [10] A. R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.*, 8, 1548 (1990).
- [11] E. A. Golovchenko e A. N. Pilipetskii, *Sov. Lightwave Commun.*, 1, 271, (1991).
- [12] K. Inoue, *IEEE J. Quantum Electron.*, 28, 883 (1992).
- [13] E. A. Golovchenko e A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B*, 11, 92 (1994).
- [14] J. A. Armstrong, *et.al.*, *Phys. Rev.*, 127, 1918 (1962).
- [15] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
- [16] M. Schubert e B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics*, Wiley, New York (1986).
- [17] P.N. Butcher e D. Cotter, *Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (1990).
- [18] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, CA (1992).
- [19] K. Washio, *et.al.*, *Electron. Lett.*, 16, 658 (1980).
- [20] K. Kitayama e M. Ohashi, *Appl. Phys. Lett.*, 41, 619 (1982).
- [21] N. Shibata, *et.al.*, *Opt. Lett.*, 10, 154 (1985).
- [22] Y. Chen e A. W. Snyder, *Opt. Lett.*, 14, 87 (1989).
- [23] A. A. Zobolotoskii, *Sov. Phys. JETP*, 70, 71 (1990).
- [24] N. Minkovski, *et.al.*, *Appl. Phys. B*, 55, 430 (1992).
- [25] C. J. McKinstrie, *et.al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, 1856 (1993).
- [26] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics 2nd Ed.*, Academic Press (1995).
- [27] D. Marcuse, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, 9, 1, 121 (1990).
- [28] L. A. Ostrovskii, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 8, 679 (1964).
- [29] T. B. Benjamin e J. E. Feir, *J. Fluid Mech.*, 27, 417 (1967).

- [30] C. K. W. Tam, *Phys. Fluids.*, **12**, 1028 (1969).
- [31] A. Hasegawa, *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*, Springer-Verlag, Heidelberg (1975).
- [32] A. Hasegawa, *Opt. Lett.*, **9**, 288 (1984).
- [33] M. J. Potasek, *Opt. Lett.*, **12**, 921 (1987).
- [34] E. J. Greer, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **25**, 1246 (1989).
- [35] S. Trillo e S. Wabnitz, *Opt. Lett.*, **16**, 986 (1991).

Capítulo 4: Efeitos da Instabilidade Modulacional em Sistemas WDM .I

4.1 Dependência com o Espaçamento entre Canais

Como mencionamos na introdução, a largura de banda das fibras ópticas perto do mínimo de atenuação em $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ é de 25 THz. Os amplificadores ópticos (AFDEs) tem uma largura de banda de 35 ~ 40 nm nesta região. Uma forma de aproveitar esta largura de banda é transmitindo vários “canais” de informação em diferentes comprimentos de onda na mesma fibra. Esta é a motivação por trás dos sistemas WDM. Nestes sistemas o fator que mais limita a capacidade BL são as interações de FWM entre diferentes canais [1-3].

Neste capítulo vamos mostrar os resultados obtidos para um sistema de comunicação óptica WDM. Utilizando o algoritmo de Split Step Fourier (ver Apêndices 1 e 2) resolvimos a equação de propagação (ver apêndice 2 para uma descrição da metodologia empregada) para um sistema WDM de 2 canais a 10 Gb/s por canal propagados através de fibra de dispersão deslocada (DSF) com parâmetro de dispersão de segunda ordem $D = 0.15 \text{ ps} / \text{nm km}$ e uma potência de entrada por canal $P_0 = 25 \text{ mW}$. Estes parâmetros (realistas) foram escolhidos de modo tal de ter a frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} próxima a 100 GHz, que é um valor comumente adotado para o espaçamento entre canais nestes sistemas.

A seqüência aleatória de bits na entrada da fibra (em cada canal) consistiu de 64 bits em formato NRZ⁷. Por clareza, nestas primeiras simulações não incluímos efeitos de dispersão de terceira ordem (β_3).

Com estes parâmetros investigamos a potência dos canais como função do espaçamento em frequência entre eles e do comprimento de fibra. Para tal fim definimos a Potência Recebida Normalizada (PRN) como $PRN = P(z) / P_0 e^{-\alpha z}$ onde α é a atenuação da fibra e z é a distância propagada. Com esta definição ter $PRN = 1$ significa que a única penalidade no sistema é produzida pela atenuação da fibra, ou em outras palavras, $PRN < 1$ nos diz que há penalidade paga por efeitos não lineares.

Antes de continuar, é bom lembrar alguns resultados conhecidos sobre interações de FWM em sistemas de 2 canais [1,4]. Vamos considerar que os canais estão separados em frequência por uma quantidade $\Delta\Omega$ e que têm a mesma potência. As interações de FWM entre os dois canais de informação geram bandas laterais no espectro separadas por $\Delta\Omega$. A eficiência η deste processo, i.e. quanta energia se perde dos canais de informação e vai para as bandas laterais, está dada por (desprezando a atenuação da fibra):

$$\eta = \frac{\sin^2(\Delta\beta)}{\Delta\beta^2}, \quad (1)$$

onde $\Delta\beta = \beta_2 \Delta\Omega^2$.

Como mencionamos no capítulo anterior, a potência das bandas laterais geradas oscila como função do comprimento de fibra (na aproximação na qual os canais de informação são depletados levemente) e o comprimento característico destas oscilações é dado pelo comprimento de coerência L_{coh} [4]. Este comprimento também nos dá uma idéia de quando os efeitos de FWM vão ser relevantes na propagação: se $L \gg L_{\text{coh}}$ as interações de FWM não são mais significativas.

Na Fig.1 resumem-se as características mais importantes das interações de FWM em um sistema de dois canais.

É natural perguntarmos se estas características vão estar presentes mesmo na presença de efeitos de instabilidade modulacional no sistema, questão que vamos responder neste capítulo.

⁷ NRZ = Non Return To Zero é um formato de modulação empregado em sistemas de comunicação óptica. No capítulo seguinte discutiremos em detalhe suas características.

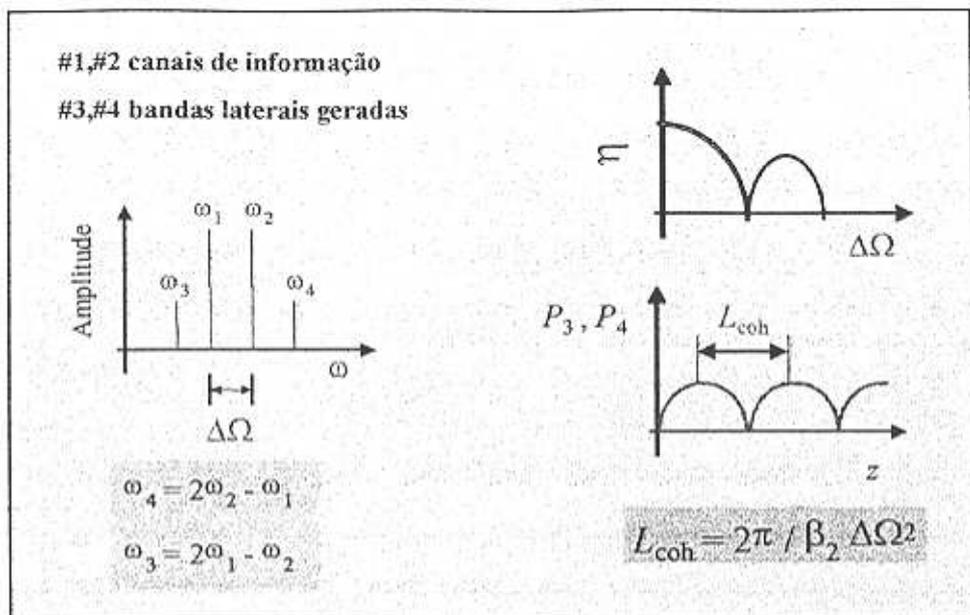


Figura 1: Características principais da interação de FWM em um sistema WDM de 2 canais #1 e #2 separados em uma frequência $\Delta\Omega$. Os canais #3 e #4 são bandas laterais geradas como resultado da interação de FWM entre os canais #1 e #2. A eficiência deste processo cai a medida que a separação em frequência dos canais é aumentada. A potência das bandas laterais oscila como função do comprimento de fibra e o período destas oscilações é dado pelo comprimento de coerência L_{coh} .

Na Fig. 2 se mostram os resultados obtidos como função do espaçamento entre canais⁸ $\Delta\lambda$, para um caso de FWM “puro” ($\beta_2 > 0$) e para o caso em que há instabilidade modulacional ($\beta_2 < 0$) e para uma distância $L = 20$ km (perto de um comprimento efetivo L_{eff}). O coeficiente de atenuação da fibra é $\alpha = 0.2$ db / km.

Note-se a ressonância que aparece para $\Delta\lambda \sim 0.56$ nm (70 GHz). A posição não coincide com o valor que esperaríamos, i.e. espaçamento entre canais igual a $\omega_{MI} = 100$ GHz. Porém isto se explica como segue: ω_{MI} foi calculada considerando a potência dos canais como constante ao longo da fibra. Porém, a potência varia devido à atenuação da fibra. Se calculamos a média da potência para $L = 20$ km ($\langle P \rangle = P (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha L$) e

⁸ Nesta tese usaremos $\Delta\lambda$ ou $\Delta\Omega$ indistintamente para referir-nos ao espaçamento entre canais. A relação entre eles é $\Delta\lambda = \lambda^2 / (2\pi c) \Delta\Omega$, onde c é a velocidade da luz no vácuo e $\lambda = 1.55$ nm. Uns números úteis para lembrar são: 1nm corresponde a 125 GHz.

reemplazamos na expressão para ω_{MI} , obtemos $\omega_{MI} = 79 \text{ GHz} \cdot (0.63 \text{ nm})$, em boa concordância com os resultados da Fig.2. O efeito de tirar a média da potência ao longo do comprimento de fibra é mostrado na Fig.3 na qual, para diferentes atenuações da fibra observamos como a posição da ressonância se desloca. Para maior atenuação, i.e. menor comprimento efetivo (o que faz com que o valor médio da potência nesse comprimento seja maior) ω_{MI} desloca-se para frequências maiores e a modulação da *PRN* é menor, pois o comprimento de interação é menor.

Notemos, que para esta simulação em particular, a mesma seqüência de bits foi utilizada em ambos os canais, o que representa a pior situação possível desde o ponto de vista das penalidades induzidas por qualquer efeito não linear cruzado (XPM, FWM, etc). Da Fig.1, a penalidade paga para $\Delta\lambda = 0.56 \text{ nm}$ na presença de instabilidade modulacional é 11 dB maior que no caso de $\beta_2 > 0$.

Em outra simulação observamos que, enviando diferentes seqüências de bits em cada canal, a penalidade paga é menor que no caso anterior e da ordem de 2 dB. Em sistemas reais, a penalidade induzida pela instabilidade modulacional deve estar entre estes dois valores. Como uma primeira conclusão, *propagar os canais de informação separados por frequências próximas à frequência de instabilidade modulacional deve ser evitado quando o sistema estiver sendo operado no regime de propagação anômalo, $\beta_2 < 0$.*

Examinemos novamente a Fig. 2. Os resultados obtidos para o caso de $\beta_2 > 0$ são os esperados do caso de FWM em fibras compridas ($L_{eff} > L_{coh}$) [1]: quanto mais afastados em frequência estejam os canais de informação menor a penalidade devida a FWM. Porém, na presença de instabilidade modulacional, a potência que se perde na propagação, potência que é transferida às bandas laterais geradas, não decresce monotonicamente conforme os canais são afastados em frequência, mas na vizinhança da frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} , segue o espectro típico (invertido) de ganho da MI [4]. Este comportamento era esperado, pois, para este espaçamento entre canais, estes provêem o máximo de ganho para as bandas laterais geradas, resultando em uma perda muito rápida de energia da potência dos canais de informação. No domínio da frequência, como já discutimos, para uma separação entre canais $\Delta\Omega = \omega_{MI}$, o descassamento de fase do processo, dado por

$$\Delta\kappa = -|\beta_2|\Delta\Omega^2 + 2\gamma P, \quad (2)$$

é nulo, aumentando a eficiência do processo de FWM.

A medida que os canais são afastados da vizinhança de ω_{MI} , os dois casos ($\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$) tendem um ao outro, característica que se observa na Fig.2.

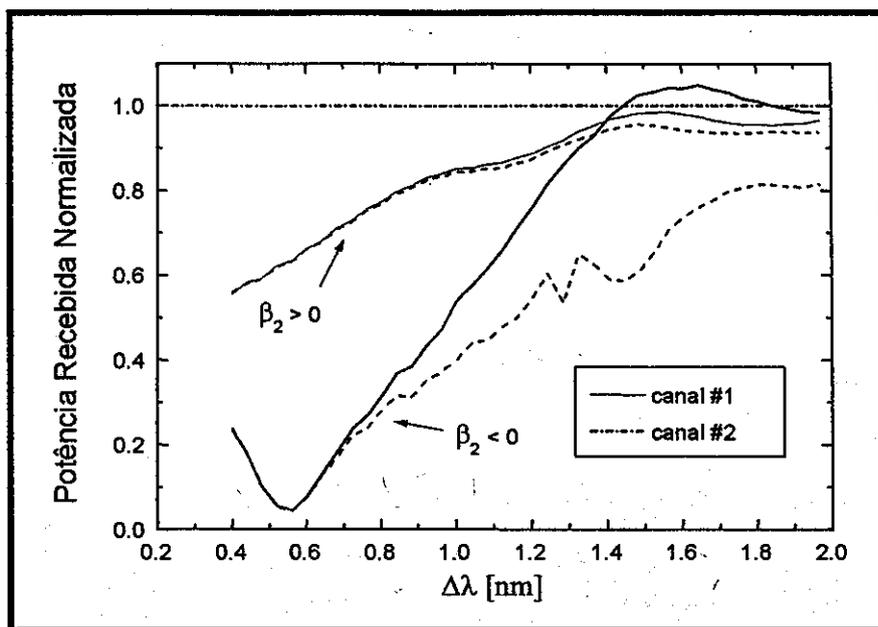


Figura 2: Potência Recebida Normalizada como função do espaçamento entre canais, $\Delta\lambda$. Note a ressonância perto da frequência de instabilidade modulacional para o caso $\beta_2 < 0$.

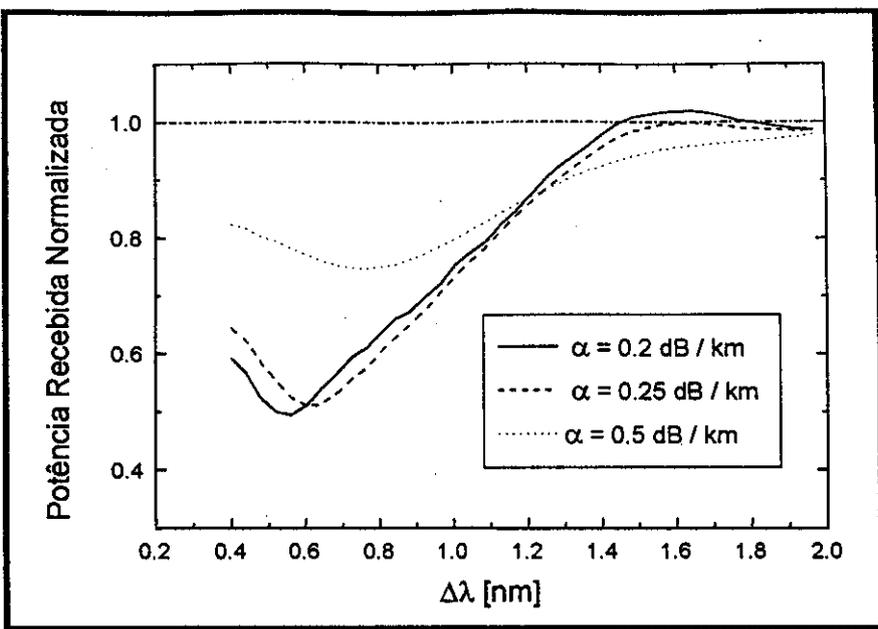


Figura 3: Potência Recebida Normalizada do canal #1 como função do espaçamento entre canais para diferentes atenuações da fibra.

4.2 Dependência com o Comprimento de Fibra

Vamos investigar agora como depende a *PRN* como função do comprimento de fibra. Para isto escolhemos um espaçamento fixo entre canais $\Delta\nu = 100 \text{ GHz}$ (0.8 nm) (perto de ω_{MI} onde esperamos que os efeitos da MI no sistema sejam mais relevantes).

Antes de continuar, é bom aclarar um ponto: a potência de entrada escolhida, $P = 25 \text{ mW / canal}$, é a adequada para um enlace de uns 200 km de fibra DSF sem amplificadores em linha (na ausência de efeitos não lineares significa que chegam ao receptor $P \cong 0.25 \text{ } \mu\text{W}$, que é uma cota inferior comumente adoptada em sistemas reais); porém os resultados que mostraremos serão para comprimentos de fibra $L < 50 \text{ km}$. Isto é porque os processos relevantes que queremos discutir agem para distâncias menores a 50 km .

Os resultados obtidos para a dependência da potência como função do comprimento de fibra estão mostrados na Fig. 4, onde, da mesma forma que no exemplo anterior, as seqüências de bits em cada canal são idênticas, de modo de nos situar no caso mais penalizado. O mínimo que aparece na curva pode ser explicado pela rápida depleção dos canais de informação devida à transferência eficiente de energia às bandas laterais

geradas. A dosagem mínima pode ser assumida a partir de L_{eff} e a potência normalizada aumentando

$z < L_{eff}$ há suficiente potência nos canais de informação para os efeitos de instabilidade modulacional dominarem a propagação através da rápida depleção dos canais.

Para $z = L_{eff}$ há mais energia nas bandas laterais no que nos canais (ver Fig.4a). Nesta situação os canais são bombeados pelas bandas laterais, recuperando parte da potência.

Como conclusão desta parte a máxima penalidade como função do comprimento de fibra ocorre depois de propagado um comprimento efetivo L_{eff} .

Como é esperado, para $z > L_{eff}$, e devido à atenuação da fibra, a MI e o FWM (ou qualquer outro efeito não linear) não afetam mais a propagação, dando como resultado um valor constante de PRN . Porém o uso de fibra com dispersão anômala ($\beta_2 < 0$) conduz a uma maior penalização do que a fibra com dispersão normal ($\beta_2 > 0$) e a diferença é, da Fig.4, ~ 2.3 dB.

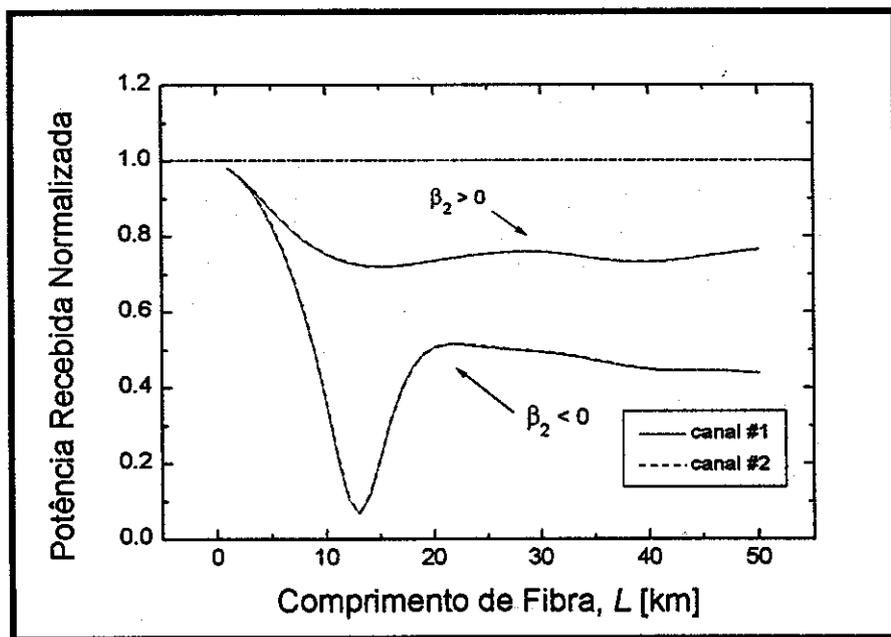


Figura 4: Potência Recebida Normalizada como função do comprimento de fibra para um espaçamento entre canais $\Delta\nu = 100$ GHz (0.8 nm). Na presença de instabilidade modulacional ($\beta_2 < 0$) a transmissão é muito mais penalizada pela transferência eficiente de potência às bandas laterais geradas.

Da mesma forma que antes, esperamos que, para um espaçamento entre canais longe de ω_{MI} , os dois casos ($\beta_2 > 0$ e $\beta_2 < 0$) sejam indistintos, simplesmente porque, nesta situação, a transferência de energia para as bandas laterais é menos eficiente (o processo está descassado em fase) ou, em outras palavras, pelo fato que a frequência para a qual não há mais ganho provido pela MI (Ω_c) é menor que o espaçamento entre canais $\Delta\lambda$.

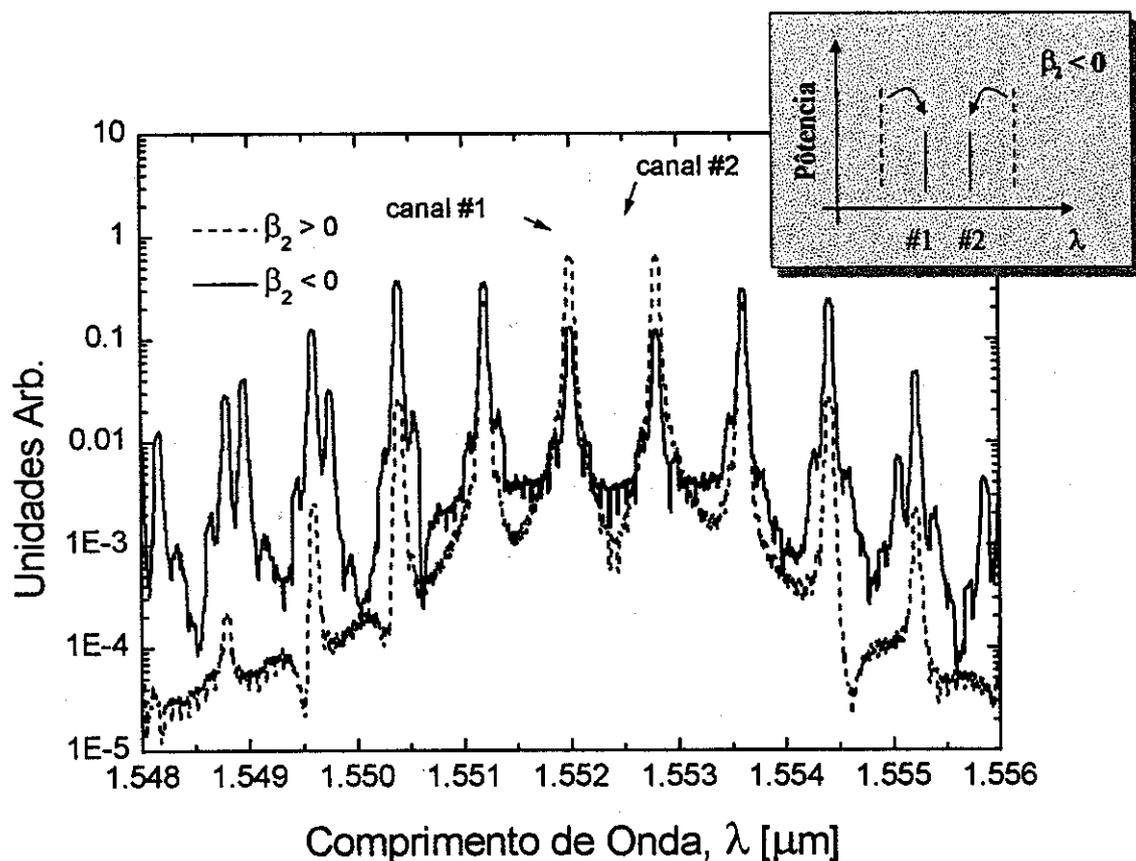


Figura 4a: Espectro para $L = 15$ km e para $\beta_2 > 0$ e $\beta_2 < 0$. Na presença de instabilidade modulacional as bandas laterais geradas têm mais energia que os canais para $z = L_{eff}$ e os bombeiam (no quadro superior direito); isto explica a recuperação de potência na Fig. 4 depois de $z = L_{eff}$.

Na Fig. 5 mostramos os resultados obtidos para uma separação entre canais tal que $\Delta\lambda > \Omega_c$. Uma outra forma de interpretar estes resultados é lembrando que o descassamento de fase do processo é (do capítulo anterior) $\Delta\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P$; longe de ω_{MI} , temos que a contribuição da GVD é $\Delta\beta \gg 2\gamma P$ e $\Delta\kappa \cong \Delta\beta$ e a eficiência de FWM, como vimos no capítulo anterior, depende de $|\Delta\beta|$.

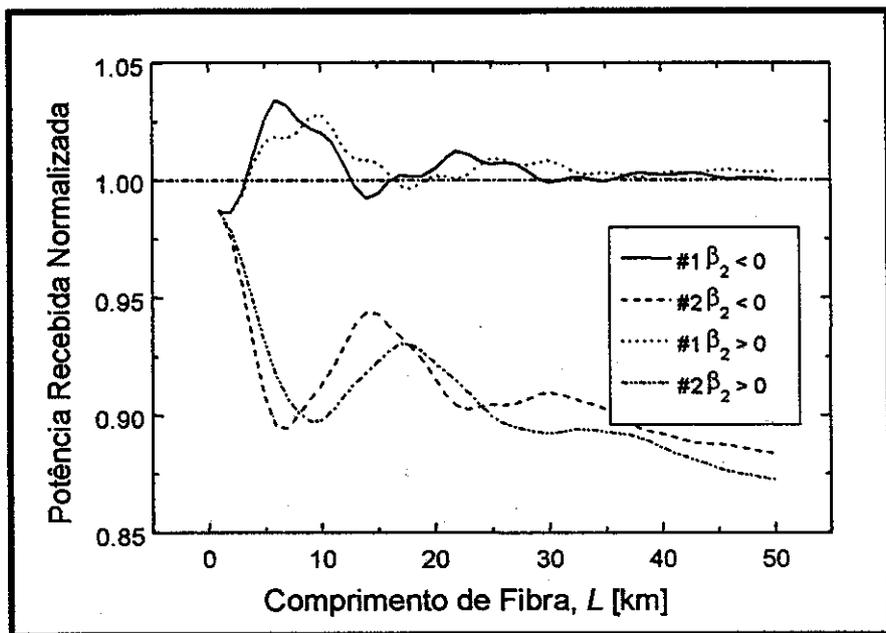


Figura 5: Potência Recebida Normalizada como função do comprimento de fibra para um espaçamento entre canais $\Delta\nu = 400$ GHz (3.2 nm). Longe da frequência de instabilidade modulacional os casos $\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$ viram indistinguíveis.

É interessante observar uma outra característica presente no caso de propagação na região de dispersão anômala, a qual é a deformação sofrida pelos pulsos. Para isto, na Fig.6 mostram-se os diagramas de olho (ver Apêndice 4) obtidos para $L = 50$ km. Estes diagramas permitem-nos ter uma idéia mais clara da distorção sofrida pelos pulsos devida à dispersão e aos efeitos não lineares durante a propagação.

Para estes diagramas levamos em consideração ruído⁹ [5,6] propagando-se junto com os canais. Em nossas simulações verificamos que os resultados obtidos para a *PRN* são independentes da presença de ruído, porém, no caso da distorção dos pulsos, ela fica muito mais evidente quando ele é incluído.

Note-se como a transmissão resulta muito mais penalizada (olho mais fechado) para $\beta_2 < 0$. Isto é devido ao fato que, a instabilidade modulacional amplifica grandemente as componentes do ruído nas frequências perto de ω_{MI} o que acaba modulando os pulsos no tempo [4].

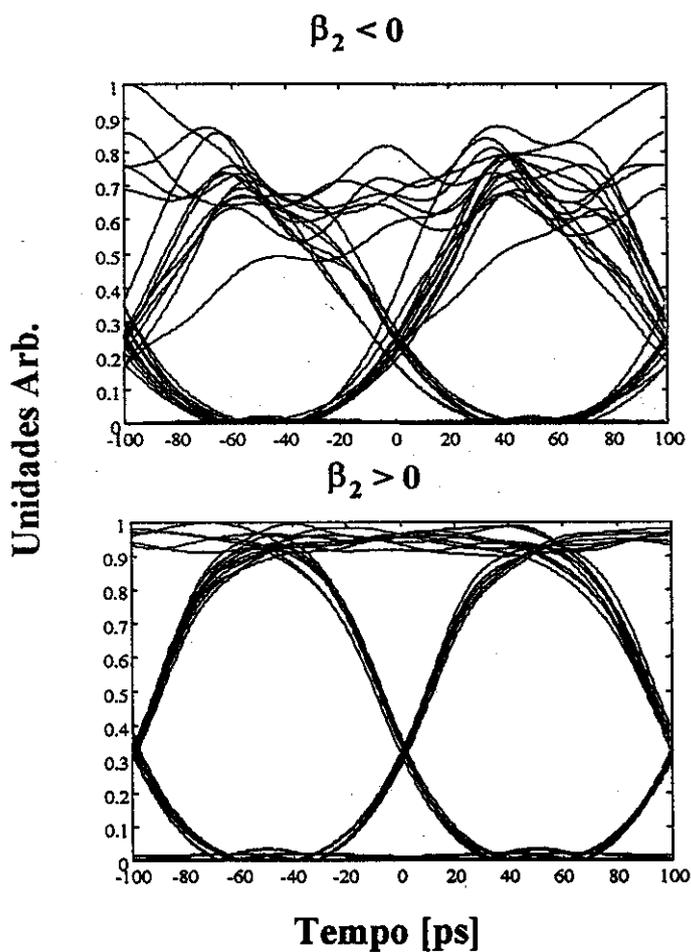


Figura 6: Diagramas de olho obtidos para $L = 50$ km. A transmissão resulta mais penalizada (olho mais fechado) quando $\beta_2 < 0$ como resultado da amplificação de componentes espectrais do ruído.

⁹ Em um sistema real este ruído vem do amplificador (ruído ASE) que é usado para elevar a potência dos lasers transmissores antes de injetar os sinais na fibra (booster amplifier).

Um outro efeito interessante devido à instabilidade modulacional é mostrado na Fig. 7 onde se mostram simultaneamente os espectros para os dois casos $\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$ e para $L = 20$ km (próximo a um comprimento efetivo). Note-se como na presença de instabilidade modulacional o espectro fica muito mais “cheio” devido à amplificação do ruído pelo ganho provido pela MI entre canais. Esta característica vai incrementar o crosstalk na hora de demultiplexar os canais de informação.

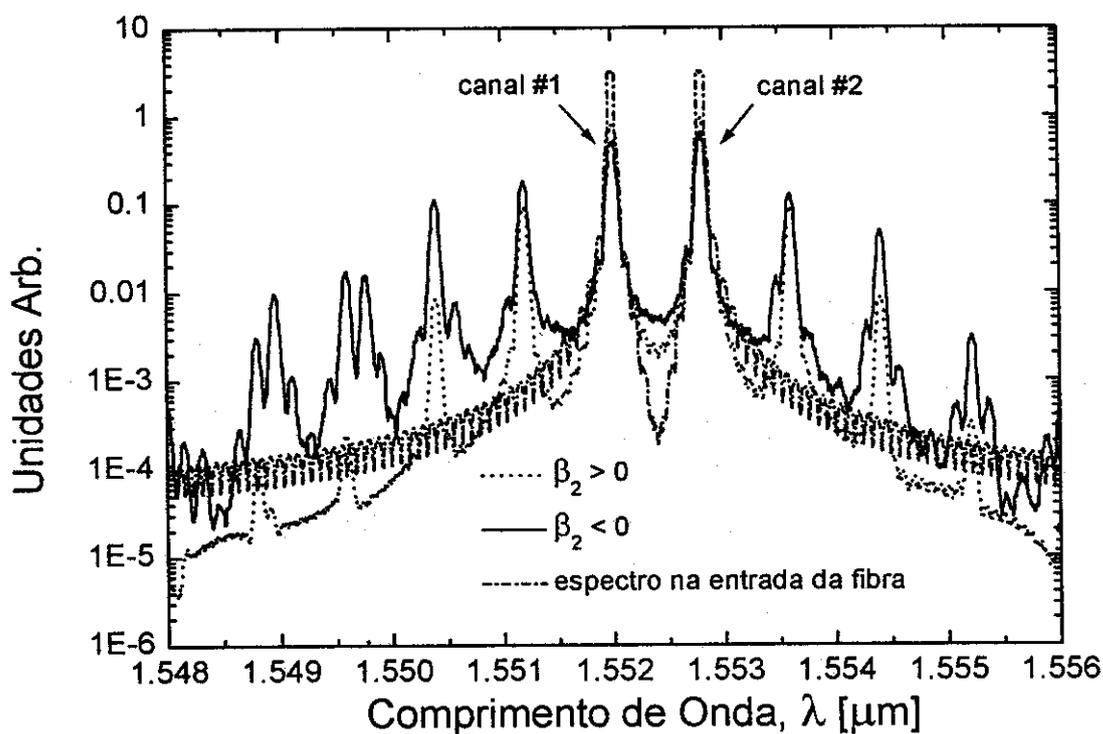


Figura 7: Espectro depois de 20 km para $\beta_2 < 0$ (MI) e $\beta_2 > 0$ (FWM). No primeiro caso, devido ao ganho provido pela MI, o espectro fica muito “mais cheio” entre canais. Também se mostra o espectro na entrada da fibra.

Na Fig. 8 se mostram os efeitos da inclusão da dispersão de alta ordem. É bem sabido [3] que o efeito do β_3 é o de produzir uma assimetria no espectro em particular levando mais energia para as bandas que ficam mais perto do zero de dispersão da fibra, λ_0 . Isto é devido a que, perto de λ_0 , a dispersão é menor e, portanto, a eficiência dos processos de FWM é maior.

Desde o ponto de vista do espectro de ganho da instabilidade modulacional, ele não muda com a inclusão do β_3 [7].

Com $\beta_2 < 0$ (MI) a assimetria espectral do lado do zero de dispersão aumenta e isto é devido simplesmente ao fato que a energia das primeiras bandas laterais geradas é maior (para a mesma distância propagada) comparada com o caso de $\beta_2 > 0$ (FWM).

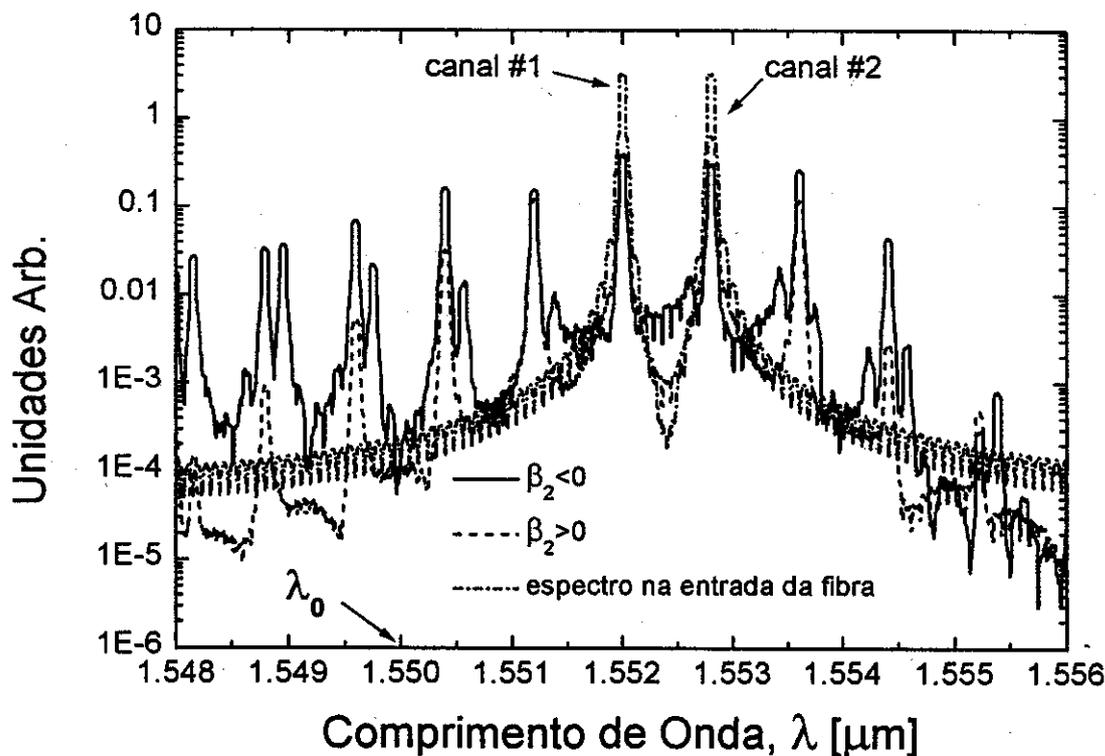


Figura 8: Idem Fig.7 incluindo efeitos de dispersão de alta ordem (β_3). O comprimento de onda do zero de dispersão da fibra é 1.55 μm .

Na introdução mencionamos que existem vários tipos de fibra os quais, fundamentalmente, diferem na posição do zero de dispersão e no sinal da mesma. Também mencionamos que, uma vez que os efeitos não lineares não podem mais ser desprezados, o ponto de operação do sistema tem que ser escolhido longe do zero de dispersão. Isto acontece por duas razões fundamentais: como já discutimos, a eficiência dos processos de FWM desresce conforme aumenta a dispersão (no caso de FWM “puro”) e ainda em sistemas de um canal só, se a dispersão for nula, o ruído presente e a informação enviada vão viajar à mesma velocidade e portanto o comprimento de interação entre eles vai ser longo, aumentando as penalidades¹⁰.

Levando em conta que, em sistemas não lineares “é conveniente” a presença de certa dispersão, mas também levando em conta que a dispersão não pode ser muito grande (o que distorceria muito os pulsos) é que foram desenhadas as fibras NZ-DSF (Non Zero – Dispersion Shifted Fiber) [2,8,9], as quais tem um valor de dispersão na região de 1.5 μm de tipicamente $|D| \sim 2 \text{ ps} / \text{nm km}$ maior que nas fibras DSF.

Na Fig.9 mostramos os resultado obtido para a *PRN* como função do comprimento de fibra em um enlace de 100 km de fibra NZ-DSF e $D = 2 \text{ ps} / \text{nm km}$ ($\beta_2 < 0$) (valor típico de dispersão das fibras NZ-DSF). Comparando com os resultados equivalentes obtidos para o enlace de fibra DSF vemos que a penalidade paga neste caso é muito menor (0.5 dB comparados com 10 dB). Também nesta figura podemos observar muito claramente as oscilações de potência nos canais devidas a interações de FWM, as quais tem período L_{coh} .

¹⁰ Isto pode ser expresso assim: com dispersão nula a interação de FWM entre o sinal e o ruído está cassada em fase para todas as componentes espectrais do ruído.

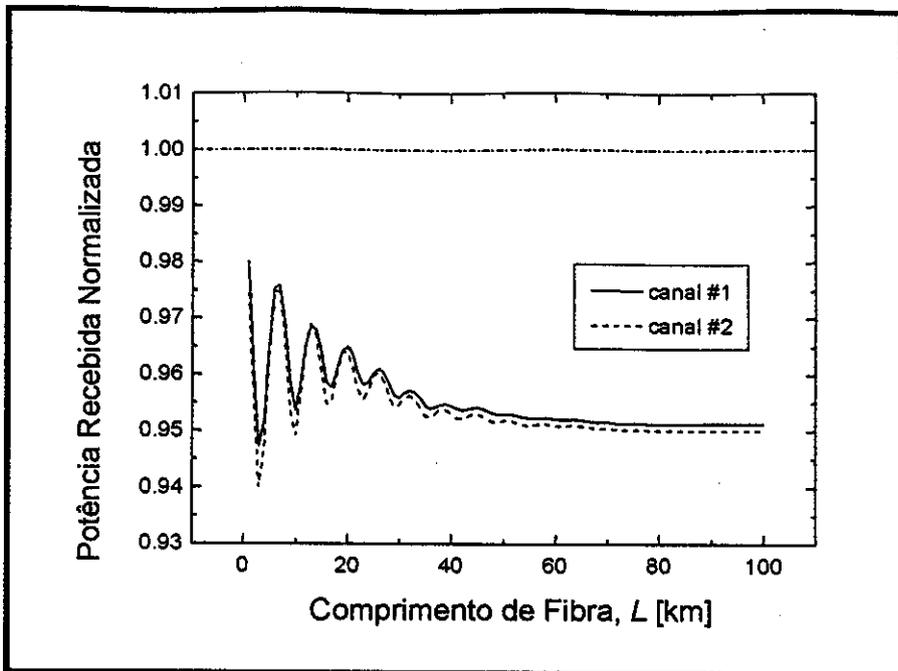


Figura 9: Potência Recebida Normalizada para um enlace de 100 km de fibra NZ-DSF com um valor típico de dispersão $D = 2 \text{ ps} / \text{nm km}$.

Porém, podemos nos perguntar: será que a dispersão acumulada distorce muito os pulsos?

Na Fig.10 mostramos o diagrama de olho obtido para $L = 50 \text{ km}$. Comparando-o com o obtido para o enlace de fibra DSF observamos que o olho fica muito menos fechado.

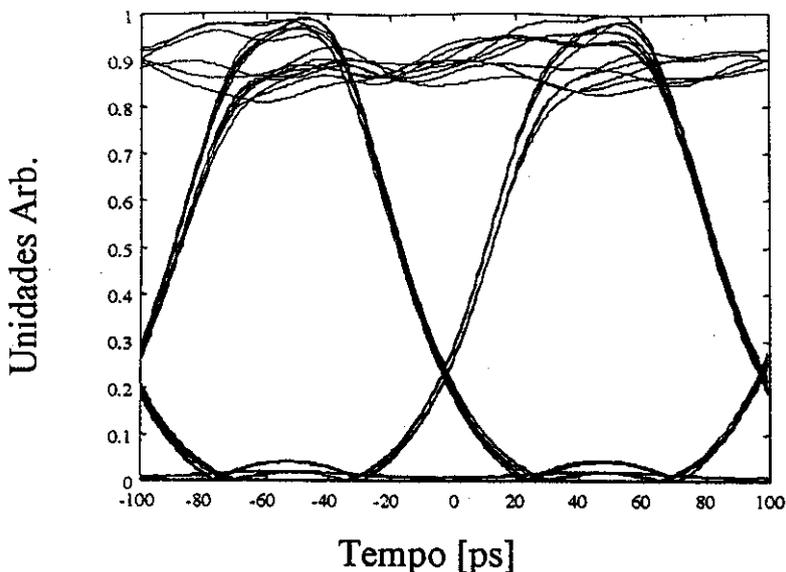


Figura 10: Diagrama de olho obtido para $L = 50$ km no enlace de fibra NZ-DSF ($\beta_2 < 0$). Observamos que, apesar da maior dispersão acumulada quando comparado com o enlace de fibra DSF, os pulsos são ainda detetáveis e os pulsos ficam menos distorcidos que nesse caso.

4.3 Sistema com Amplificadores em Linha

Vamos a considerar agora um sistema com amplificadores ópticos (AFDEs) em linha cada 50 km de fibra DSF. Como dissemos na seção anterior, 25 mW por canal são suficientes para trechos de 200 km de fibra DSF em sistemas reais. Nesta seção escolhimos trechos mais curtos a fim de por em evidência mais claramente os efeitos induzidos no sistema pela instabilidade modulacional.

O amplificador faz duas coisas: compensa pela perda de potência do trecho anterior, i.e. tem um ganho $G = \exp(\alpha L_i)$ onde α é a atenuação da fibra e L_i o comprimento do trecho [10], e produz ruído (pela amplificação da emissão espontânea, ASE) que vai se propagar junto com os canais de informação e interagir com eles. No começo vamos ignorar a presença da ASE.

A Fig.11 mostra esquematicamente o sistema considerado: 5 trechos de 50 km de fibra DSF e dois canais de 10 Gb/s cada um. A capacidade deste sistema é $BL = 5$ Tb/s km.

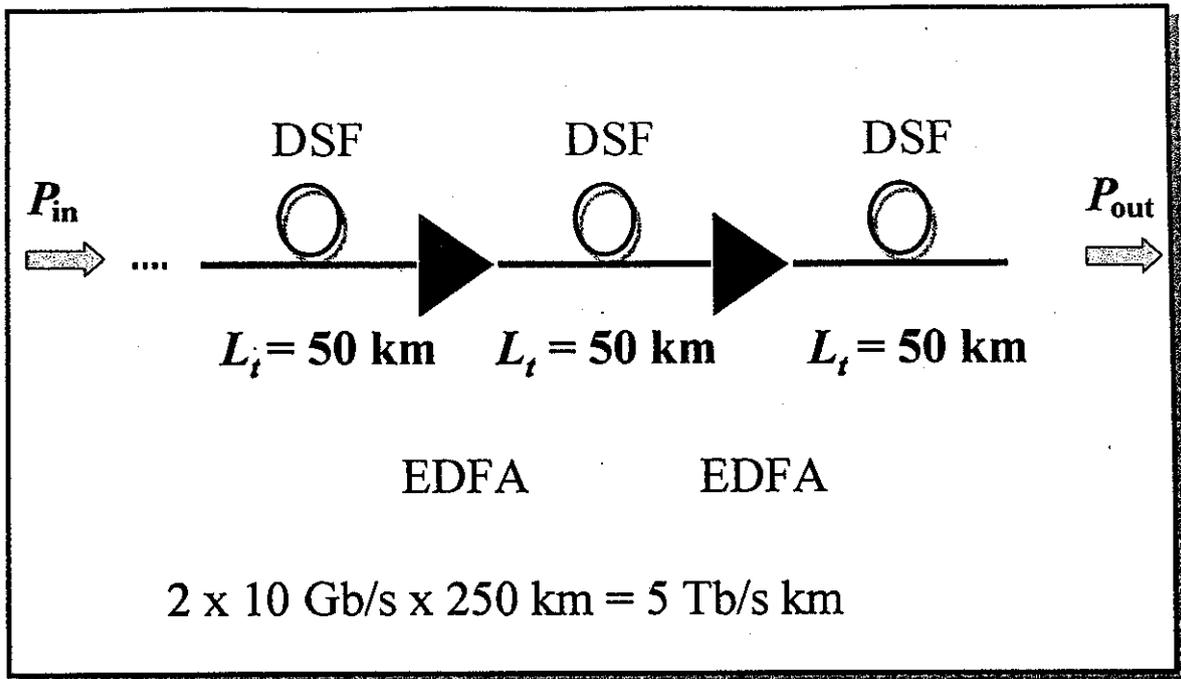


Figura 11: Diagrama esquemático de um sistema com amplificadores em linha com 5 trechos de 50 km de fibra de dispersão deslocada DSF e com uma capacidade total de 5 Tb/s - km.

Os resultados obtidos para este sistema estão mostrados na Fig.12 onde temos os diagramas de olho correspondentes aos dois casos $\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$ para $L = 250 \text{ km}$. No primeiro caso ($\beta_2 < 0$) os pulsos ficam totalmente distorcidos, fazendo a detecção muito difícil. Isto mostra que a transmissão no sistema com amplificação em linha também é mais penalizada na presença de instabilidade modulacional, ainda sem levar em conta o ruído dos amplificadores. Isto é porque o espectro dos canais fica o suficientemente largo para prover uma semente a partir da qual a instabilidade modulacional começa agir [11].

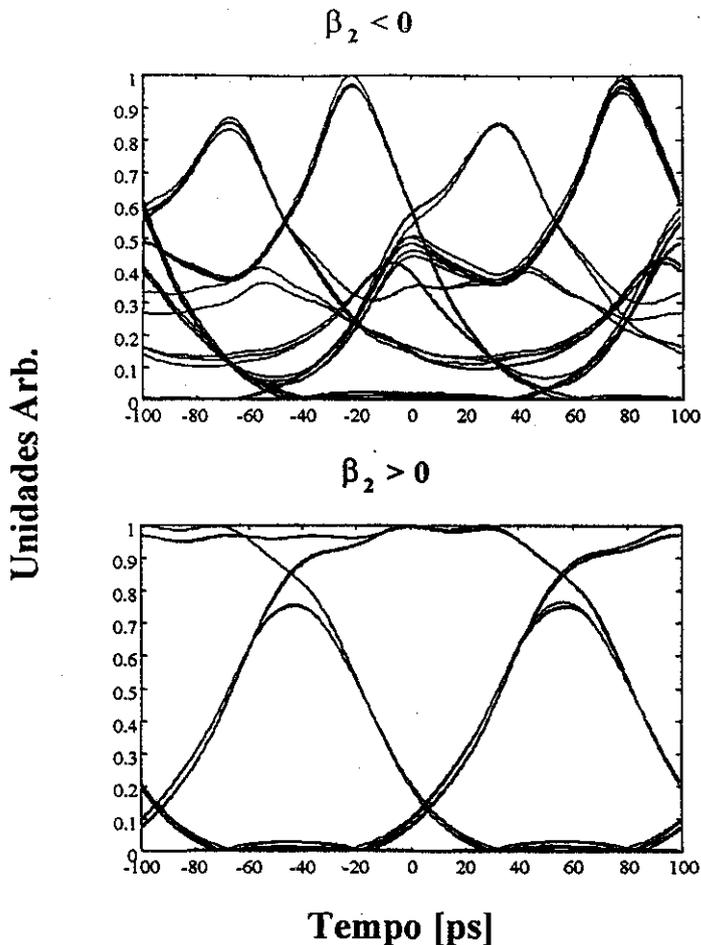


Figura 12: Diagramas de olho para $L = 250$ km e para $\beta_2 < 0$ (MI) e $\beta_2 > 0$ (FWM) para o sistema com amplificadores em linha (sem ruído).

Nas Figs.13 e 14 se mostra o espectro obtido para $L = 250$ km e para $\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$ respectivamente. Vemos que no primeiro caso, o espectro fica muito mais cheio, com muita mais energia transferida dos canais de informação para as bandas laterais geradas. Isto é devido à mesma razão que já mencionamos: o espectro dos canais fica o suficientemente largo para prover uma semente que é amplificada pela instabilidade modulacional ao longo da fibra. Em um sistema de amplificadores em linha, este efeito é acumulativo e degrada sensivelmente a performance do sistema.

$$\beta_2 < 0$$

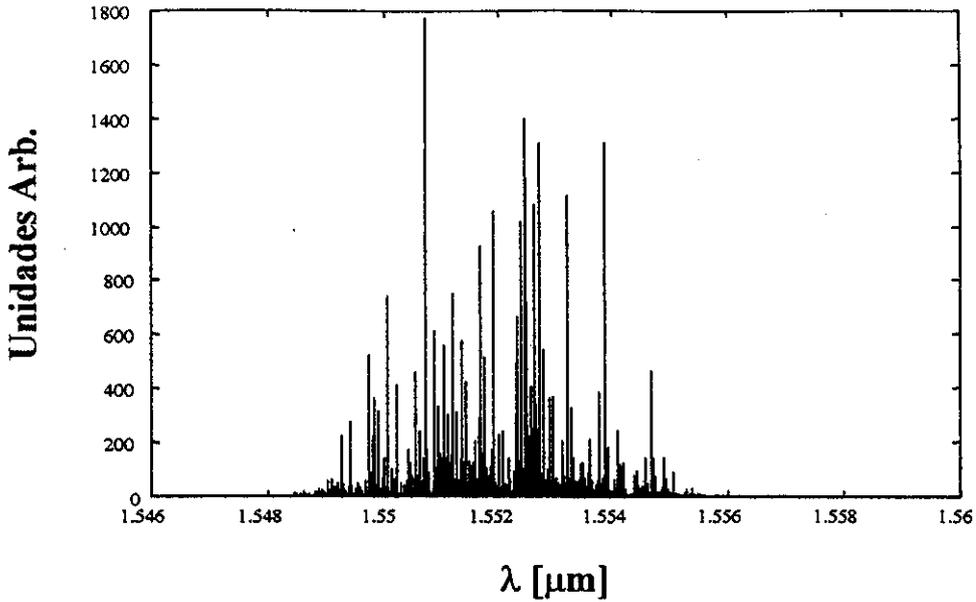


Figura 13: Espectro depois de 250 km e para $\beta_2 < 0$ (MI).

Nas Fig. 15 se mostram os diagramas de olho obtidos para $L = 250$ km e para $\beta_2 < 0$ e $\beta_2 > 0$ para o sistema com amplificadores em linha levando em conta o ruído. Na presença de instabilidade modulacional os pulsos ficam totalmente distorcidos. Isto é resultado da ação simultânea da amplificação do ruído pela MI e do alargamento espectral dos canais, como discutido anteriormente. Nas Figs. 16 e 17 se mostram os espectros correspondientes. Para $\beta_2 < 0$ o espectro fica muito mais largo e é quase impossível distinguir os canais de informação nele.

$$\beta_2 > 0$$

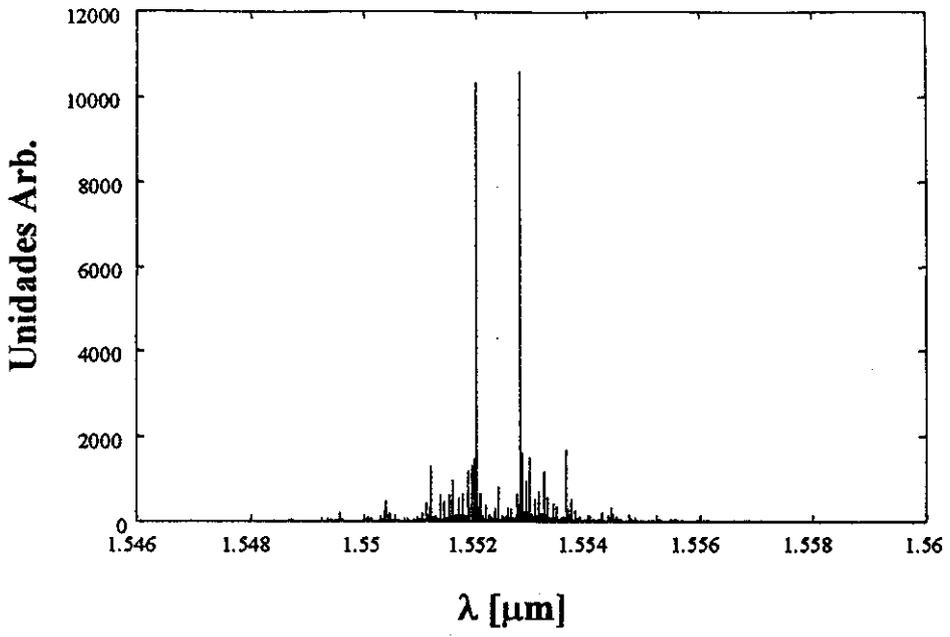


Figura 14: Espectro depois de 250 km . $\beta_2 > 0$ (FWM).

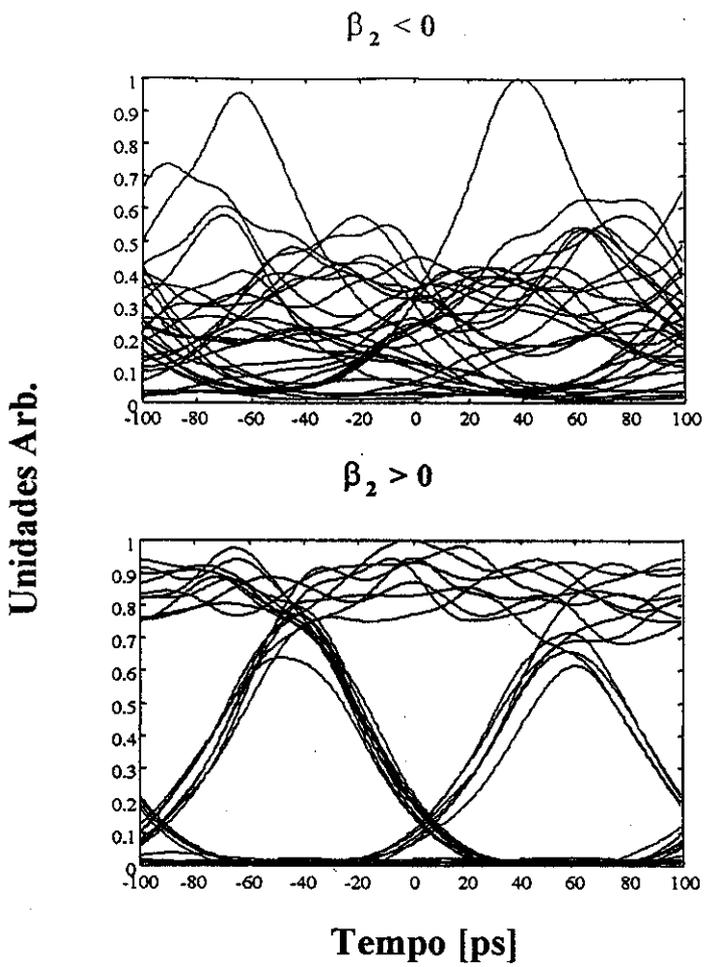


Figura 15: Diagramas de olho para $L = 250$ km e para $\beta_2 < 0$ (MI) e $\beta_2 > 0$ (FWM) para o sistema com amplificadores em linha incluindo ruído.

$$\beta_2 < 0$$

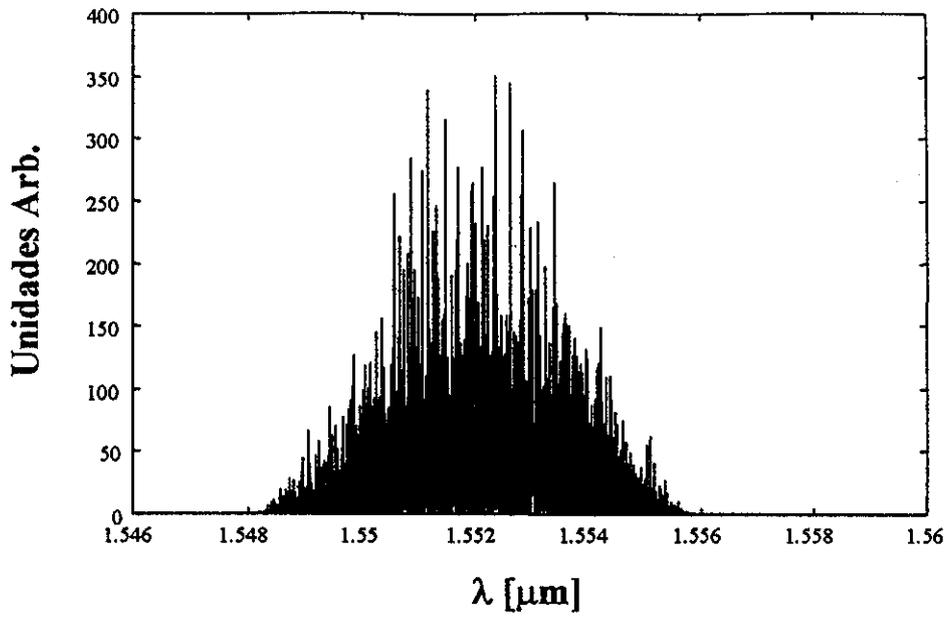


Figura 16: Espectro para $L = 250$ km e para $\beta_2 < 0$ (MI) para o sistema com amplificadores em linha levando em conta o ruído dos amplificadores .

$$\beta_2 > 0$$

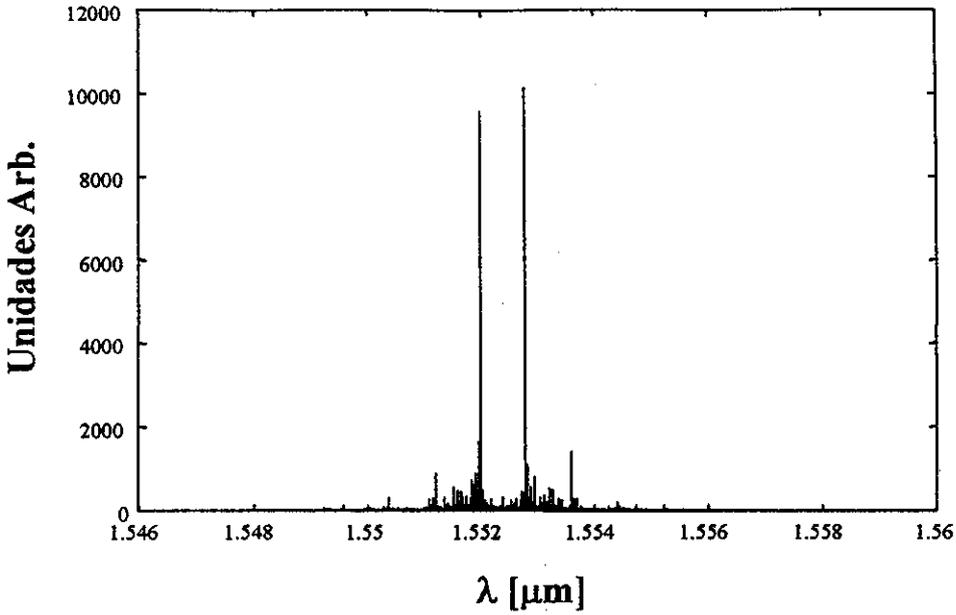


Figura 17: Espectro para $L = 250$ km e para $\beta_2 > 0$ (FWM) para o sistema com amplificadores em linha incluindo ruído.

4.4 Conclusões do Capítulo 4

Vamos resumir agora os resultados apresentados neste capítulo: escolhendo parâmetros realistas (potência de entrada, dispersão da fibra e espaçamento entre canais) para um sistema WDM de 2 canais de 10 Gb/s por canal, fizemos coincidir o espaçamento entre canais ($\Delta\lambda$) com a frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} . Mostramos que nesta situação, a MI modula a potência dos canais como função do espaçamento entre eles assim como em função do comprimento de fibra.

No primeiro caso mostramos que as penalidades pagas por efeitos de MI não decrescem conforme $\Delta\lambda$ aumenta, o que seria esperado de um caso de FWM no regime de propagação normal ($\beta_2 > 0$) mas, em torno de ω_{MI} , seguem a forma do espectro de ganho da MI (invertido).

No segundo caso, mostramos que, no regime de propagação anômalo ($\beta_2 < 0$) o processo predominante é a depleção dos canais pela transferência eficiente de energia às bandas laterais geradas. Isto acontece para $L < L_{eff}$ e, para $L = L_{eff}$, temos a maior penalidade. Neste ponto as bandas laterais são mais intensas que os canais e os bombeiam, recuperando-se parte da potência.

Para $z \gg L_{eff}$ a propagação é essencialmente linear, porém fica mais penalizada para o sistema com $\beta_2 < 0$ (~ 4 dB mais penalizada).

Para ambos casos verificamos que se $\Delta\lambda$ é muito maior que a frequência de instabilidade modulacional, o sinal de β_2 deixa de ser relevante para a propagação, obtendo-se os mesmos resultados para os casos de FWM no regime de propagação normal e anômalo, e isto é devido a que $\Delta\lambda > \Omega_c = \sqrt{2}\omega_{MI}$, onde Ω_c é a frequência para a qual o ganho provido pela MI anula-se.

A respeito dos espectros obtidos, com $\beta_2 < 0$ eles ficam muito mais “cheios” devido ao ganho provido pela instabilidade modulacional ao ruído do/dos amplificador/es que se propaga junto com os canais.

O efeito da dispersão de alta ordem β_3 é o de aumentar as assimetrias no espectro, as quais vêm do fato que, perto do zero de dispersão (λ_0) os processos de FWM são mais eficientes do que longe dele, levando mais energia dos canais para as bandas laterais geradas perto de λ_0 .

Consideramos também neste capítulo os efeitos da instabilidade modulacional em um sistema com amplificadores em linha. Neste caso as penalidades induzidas pela MI são maiores ainda levando, em um sistema de 5 trechos de 50 km de fibra DSF, à impossibilidade de detetar os pulsos na saída.

A distorção não linear dos pulsos induzida pela MI precisa, em geral, da semente do ruído dos amplificadores, porém, se o espectro dos pulsos ficar o suficientemente largo (como neste caso em particular), ele mesmo provê uma semente para a MI.

4.5 Referências

- [1] D. Marcuse, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **9**, 1, 121 (1991).
- [2] R. W. Tkach, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **13**, 5, 841 (1995).
- [3] N. S. Bergano, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1299 (1996).
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York (1995).
- [5] D. Marcuse, *J. of Lightwave Technol.*, **9**, 3, 356 (1991).
- [6] C. R. Giles, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **9**, 2, 147 (1991).
- [7] M. J. Potasek, *Opt. Lett.*, **12**, 11, 921 (1987).
- [8] R.A. Saunders, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **9**, 5, 699 (1997).
- [9] R.A. Saunders, *et.al.*, *OFC Technical Digest Series*, **PD 20** (1997).
- [10] X. Y. Zou, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1144 (1996).
- [11] M. J. Potasek and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A*, **36**, 8, 3862 (1987).

Capítulo 5: Efeitos da Instabilidade Modulacional em

Sistemas WDM .II

5.1 Dependência com o Formato de Modulação

Em sistemas de transmissão de informação por modulação da intensidade é comum utilizar dois tipos de formatos de modulação. São os chamados formatos NRZ (do inglês, Non Return to Zero) e RZ (Return to Zero) [1,2]. A diferença entre eles é que, no primeiro, o intervalo temporal alocado para um bit individual é completamente preenchido pelo bit, enquanto no RZ, a intensidade cai para zero nos extremos do intervalo. Exemplos da mesma seqüência de bits nos dois formatos são mostrados na Fig. 1.

Nesta seção vamos estudar comparativamente as penalidades induzidas pela instabilidade modulacional nos dois tipos de modulação. No capítulo anterior mostramos que a instabilidade modulacional distorce os pulsos e isto é devido à amplificação do ruído que se propaga junto com os canais (ou, no caso de sistema com amplificadores em linha, devido à grande largura espectral adquirida pelos pulsos).

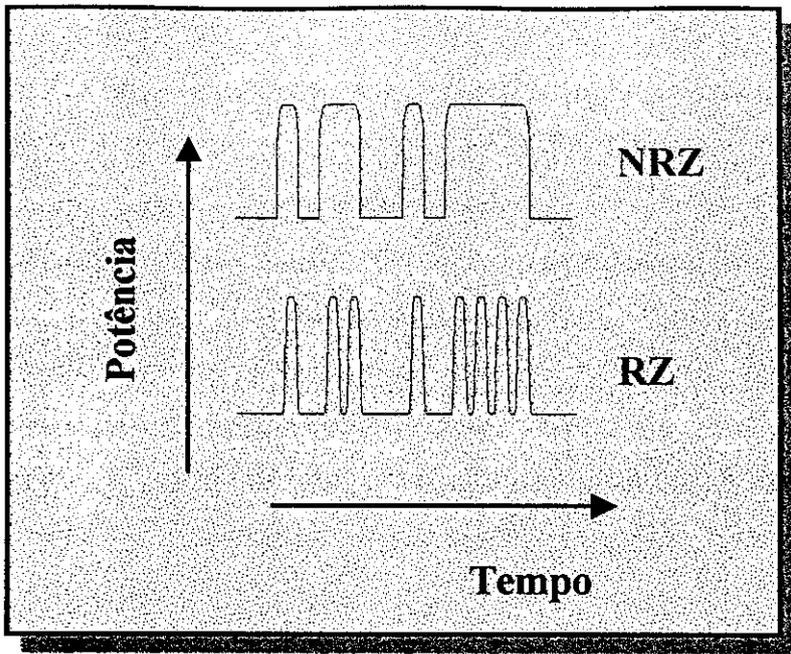


Figura 1: Formatos de modulação NRZ e RZ. A sequência de bits representada é “0010110010111100”.

Mostramos, também no capítulo anterior, que as penalidades pagas no regime de propagação anômalo ($\beta_2 < 0$) são maiores (menor potência recebida) quando comparadas com o regime de propagação normal ($\beta_2 > 0$). Porém, quando o espaçamento entre canais é escolhido longe da frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} , o sinal do parâmetro de dispersão deixa de ser relevante, e isto é devido a que a transferência de energia para as bandas laterais geradas e a amplificação das componentes espectrais do ruído deixam de ser eficientes, pois a potência dos pulsos não é suficiente para cassar em fase estas interações de FWM.

Nesta seção vamos comparar a performance do sistema nos distintos formatos através de diagramas de olho, que são muito úteis para avaliar quantitativa e qualitativamente a distorção dos pulsos e seu impacto na performance do sistema.

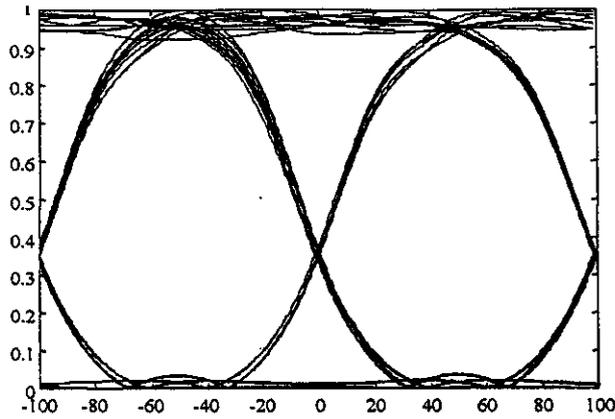
No capítulo anterior mostramos que quando o espaçamento entre canais está longe da frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} , a potência recebida era a mesma para os dois regimes de propagação. É natural perguntarmos: ficarão os pulsos mais distorcidos

com $\beta_2 < 0$ ainda que o espaçamento entre canais seja muito maior que ω_{MI} ? Na Fig. 2 se mostram os diagramas de olho obtidos para $L = 50$ km com $\beta_2 < 0$ e $\Delta\lambda = 4$ nm (500 GHz). Lembremos que $\omega_{MI} = 100$ GHz. Observamos que os resultados não dependem do sinal do parâmetro de dispersão. Isto é porque um espaçamento entre canais de 500 GHz é maior que Ω_c (170 GHz) o que faz com que o ganho provido pela MI seja nulo.

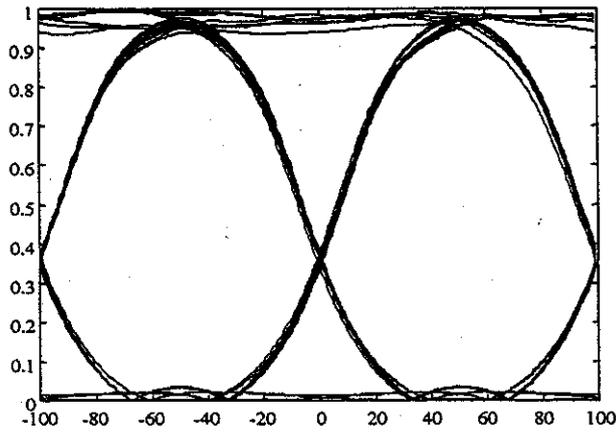
A continuação investigamos a dependência da distorção sofrida pelos pulsos devida à instabilidade modulacional como função do formato de modulação dos canais. Porém, antes de continuar é preciso fazer algumas considerações. Para ambos formatos de modulação escolhemos a mesma potência média. Isto é o que se faria em um sistema real no qual se especifica a potência média que deve chegar ao receptor.

Para a construção da seqüência de bits em formato RZ escolhemos o tempo de duração do bit como a metade do correspondente em formato NRZ, i.e. $T_{RZ} = T_{NRZ} / 2$.

$$\beta_2 < 0$$



$$\beta_2 > 0$$



Tempo [ps]

Figura 2: Diagramas de olho para $L = 50$ km em formato NRZ para $\beta_2 < 0$ (MI) e $\beta_2 > 0$ (FWM) respectivamente e para um espaçamento entre canais, $\Delta\lambda = 4$ nm (500 GHz).

Portanto, para ter a mesma potência média em ambos formatos, a potência pico em formato RZ tem que ser o dobro da potência pico em NRZ. Isto faz com que no formato RZ a SPM seja muito maior pois, não só a potência de pico é maior como também os tempos de subida e descida dos bits são mais curtos do que em NRZ [6]. Esperamos que isto influencie a distorção sofrida pelos pulsos pois a propagação no sistema considerado é altamente não linear, i.e. $L_{NL} < L < L_D$ e os efeitos não lineares dominam a propagação. Efeitos como a modulação de fase cruzada (XPM) e a mistura de quatro ondas (FWM) vão ser também maiores no formato RZ [6,7].

Na Fig.3 se mostram os diagramas de olho obtidos com $\beta_2 < 0$ e $L = 50$ km nos dois formatos. Como esperávamos, os efeitos não lineares, maiores para o formato RZ, conduzem a uma maior distorção dos pulsos.

Na Fig.4 se mostram os diagramas de olho para o sistema com amplificadores do capítulo anterior, depois de 250 km, sem levar em conta o ruído ASE dos amplificadores. Escolhemos não incluir o ruído neste caso em particular pois, normalmente, os efeitos da instabilidade modulacional são discutidos no contexto da amplificação do ruído [5,8-12], mas neste caso observamos que há distorção dos pulsos ainda sem ruído, devido, como já mencionamos, ao fato que o espectro dos pulsos fica o suficientemente largos para entrar em regiões de ganho de MI apreciável [13]. No caso de modulação NRZ os pulsos ficam muito mais distorcidos, o que dificulta a detecção.

Na Fig.5 mostramos os diagramas de olho obtidos para o mesmo sistema de amplificadores em linha mas incluindo o ruído dos amplificadores. Observamos que há uma pequena abertura do olho para os pulsos no formato RZ mas no formato NRZ os pulsos ficam totalmente distorcidos.

A respeito da potência recebida depois de 50 km (1 trecho) achamos que no formato RZ é 2 dB menor que no NRZ e isto é devido ao maior alargamento espectral dos pulso experimentado nesse formato.

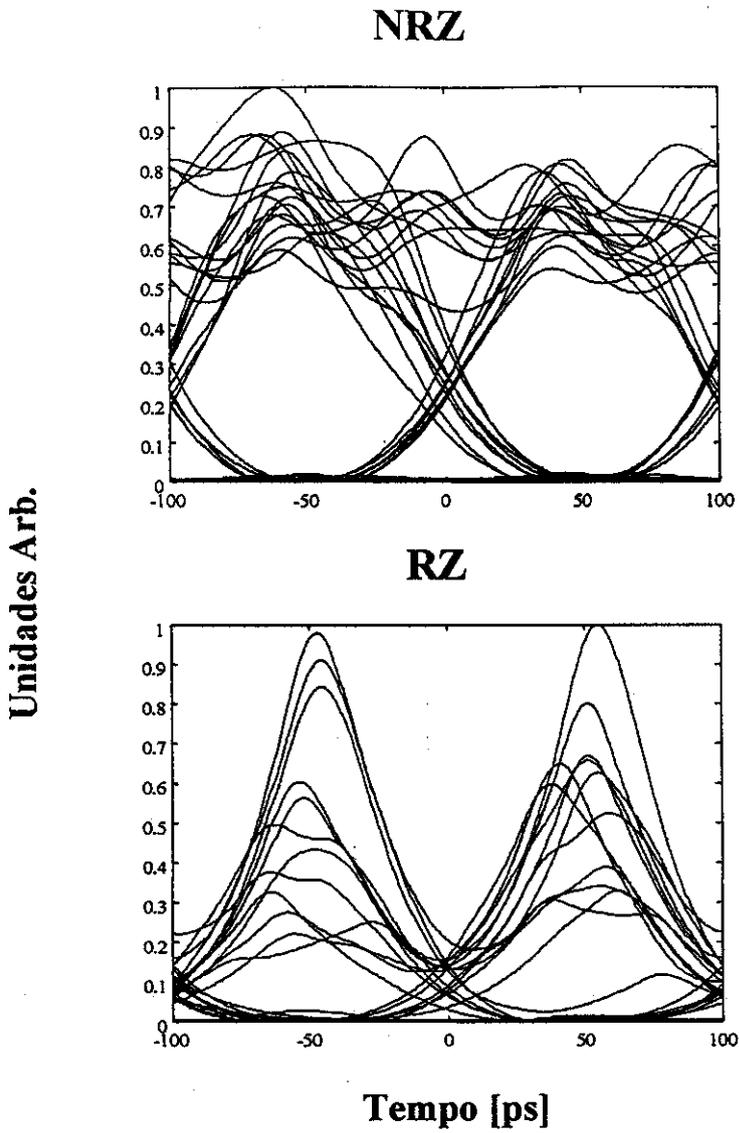


Figura 3: Diagramas de olho para $\beta_2 < 0$ e $L = 50$ km para os formatos NRZ e RZ. O espaçamento entre canais é $\Delta\lambda = 0.8$ nm (100 GHz).

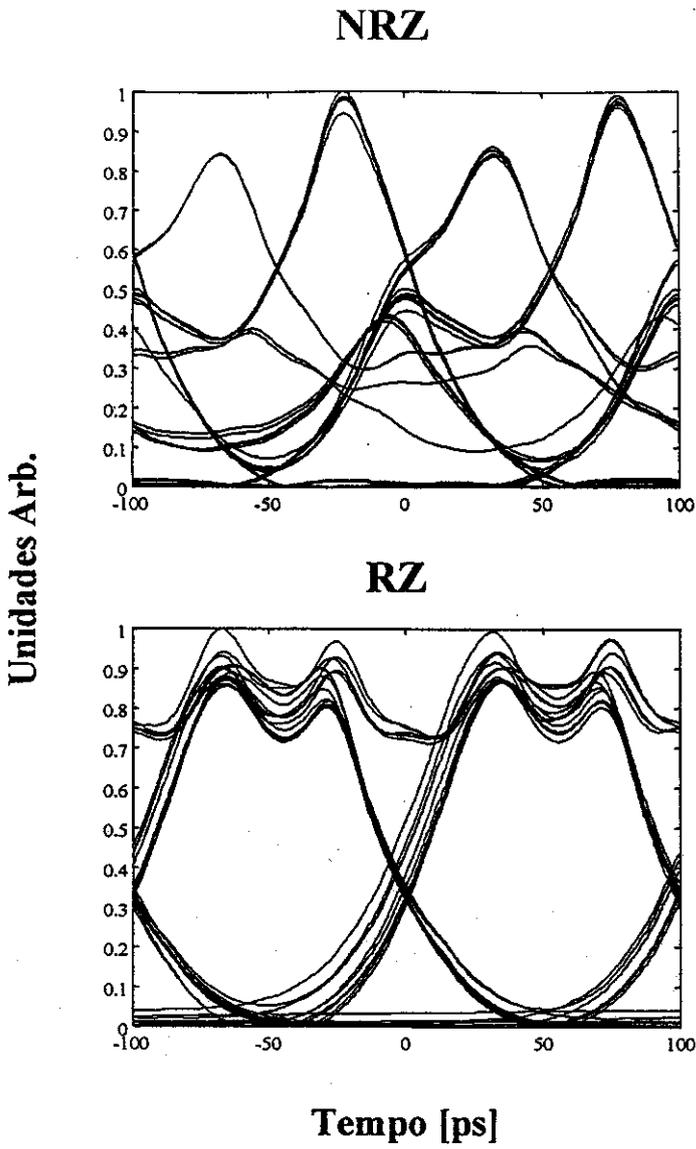
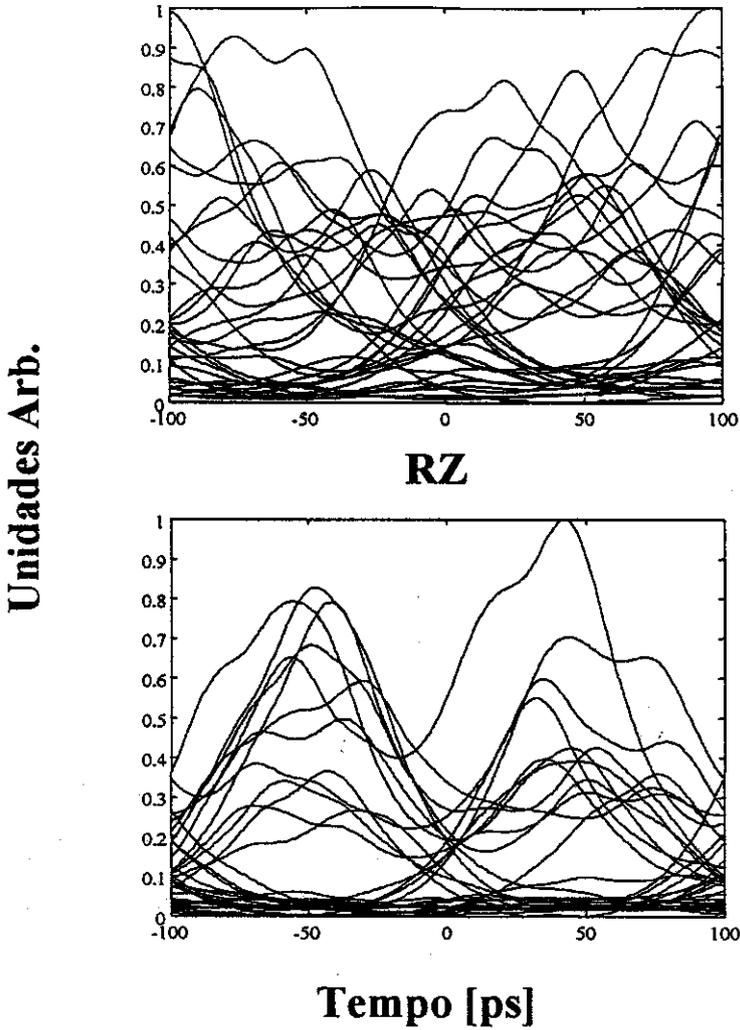


Figura 4: Diagramas de olho para $L = 250$ km (sistema com amplificadores em linha) e $\beta_2 < 0$ (MI). O ruído ASE dos amplificadores não foi levado em conta.

NRZ



Unidades Arb.

RZ

Tempo [ps]

Figura 5: Diagramas de olho para $L = 250$ km (sistema com amplificadores em linha) e $\beta_2 < 0$ (MI). O ruído ASE dos amplificadores foi levado em conta.

5.2 Gerenciamento da Dispersão

Uma técnica comumente utilizada para lidar com as não linearidades em sistemas de comunicação óptica é a chamada de *gerenciamento da dispersão* [15-22]. A mesma consiste em empregar diferentes tipos de fibras no sistema e a idéia fundamental por trás disto é a de ter uma dispersão média acumulada no sistema próxima de zero o que faz com que a distorção dos pulsos transmitidos seja menor mas, localmente, em cada ponto

da fibra, ter um valor de dispersão diferente de zero o que diminui a eficiência das interações de FWM.

Para compensar a dispersão de um enlace seja de fibra DSF ou fibra STD é empregada fibra DCF (Dispersion Compensating Fiber) [23-27]. Esta fibra tem uma dispersão na região de $1.5 \mu\text{m}$ de $D \sim -70 \text{ ps} / \text{nm km}$, é dizer, para compensar a dispersão de 1 km de fibra STD são necessários aproximadamente 250 m de fibra DCF.

É natural nos perguntar qual vai ser o efeito nas penalidades induzidas pela instabilidade modulacional em sistemas com gerenciamento da dispersão.

Para responder esta pergunta vamos considerar um sistema com gerenciamento da dispersão que tenha a mesma dispersão média de um sistema de 100 km de fibra DSF ($D = 0.15 \text{ ps} / \text{nm km}$). Este valor médio pode ser conseguido com 20 km de fibra DCF ($D = 70 \text{ ps} / \text{nm km}$) + 80 km de fibra STD ¹¹.

O resultado obtido para a potência recebida normalizada como função do comprimento de fibra para o sistema com gerenciamento da dispersão é mostrado na Fig.1. A curva de PRN superior é a correspondente ao caso com gerenciamento da dispersão; a curva inferior corresponde ao enlace de 100 km de fibra DSF. Observamos que a penalidade paga no sistema com gerenciamento da dispersão é muito menor e a diferença é de $\sim 5 \text{ dB}$. Isto é devido fundamentalmente ao fato que, a alta dispersão local no sistema gerenciado faz com que a frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} seja muito menor que o espaçamento entre canais, o que diminui muito a eficiência de transferência de energia para as bandas laterais geradas. Mais explicitamente, a instabilidade modulacional é um fenômeno de FWM assistido por SPM que depende do cassamento de fase localmente [28,29].

É muito comum, em sistemas reais, colocar a fibra DCF antes do receptor. Verificamos isto no exemplo apresentado e obtivemos os mesmos resultados, é dizer, a ordem das fibras no sistema no alterou a performance.

Na Fig.2 mostramos o diagrama de olho obtido para $L = 100 \text{ km}$ para o sistema gerenciado. Observamos que a dispersão local não foi suficiente para distorcer

¹¹ É bom aclarar um ponto: as perdas no sistema gerenciado são maiores; estamos supondo que existe no sistema uma margem suficientemente ampla para tolerar estas perdas, i.e. o receptor é o suficientemente sensível.

apreciavelmente os pulsos e confirmamos assim que a técnica de gerenciamento da dispersão é útil para aliviar muito as penalidades induzidas pela MI.

Vamos considerar agora uma outra situação. Supondo que um enlace de 200 km de fibra DSF já estiver instalado o qual, como até agora, tem uma frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} igual ao espaçamento entre canais (pior caso de penalidade induzida pela MI); será possível diminuir as penalidades induzidas pela MI compensando a dispersão do enlace? (i.e. acrescentando um trecho de fibra DCF). Se isso for possível, qual é o mecanismo que alivia estas penalidades?

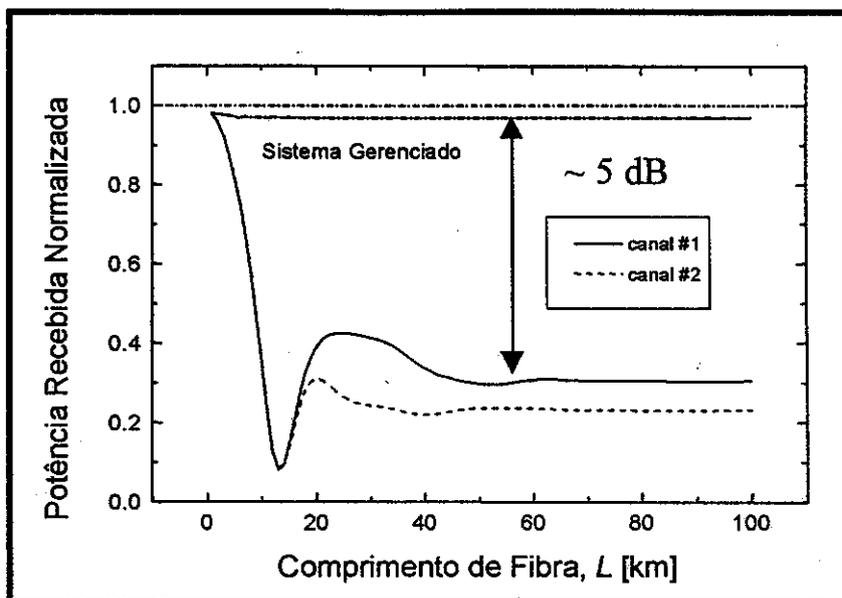


Figura 1: Potência Recebida Normalizada para o sistema com gerenciamento da dispersão (20 km de fibra DCF + 80 km de fibra STD). A dispersão média corresponde aproximadamente à dispersão da fibra DSF ($D = 0.15$ ps / nm km). A curva inferior é a PRN para o enlace de 100 km de fibra DSF.

Para compensar 200 km de fibra DSF são necessários 500 m de fibra DCF. Neste caso vamos dizer que o sistema está *compensado*. Se o trecho de fibra DCF for menor de 500 m então vamos dizer que o sistema está *subcompensado*; se for maior de 500 m vamos dizer que o sistema está *sobrecompensado*. Esta situação está desenhada na Fig.3.

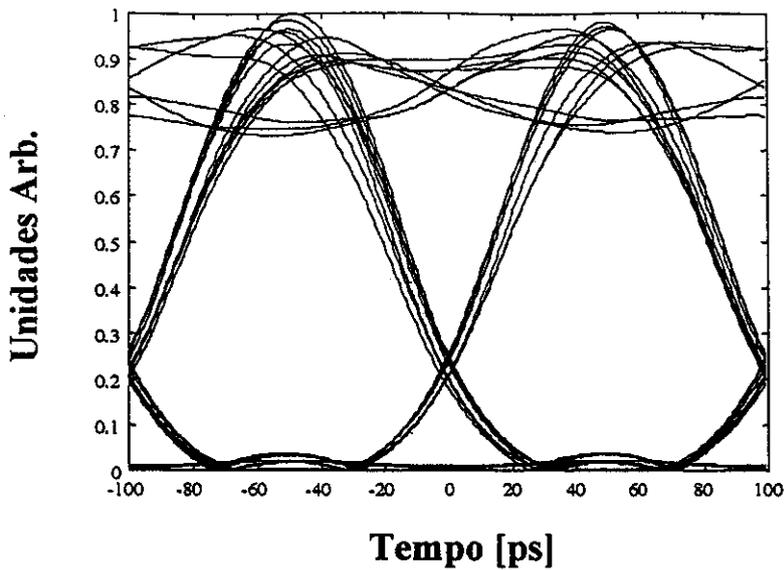


Figura 2: Diagrama de olho para $L = 100$ km (sistema com gerenciamento da dispersão). Os pulsos são facilmente detetáveis.

Para os exemplos que seguem, nos quais consideramos os casos compensado e sobrecompensado, a potência de entrada por canal foi ajustada de modo tal de ter a mesma potência no receptor. Os resultados obtidos para o sistema compensado são mostrados nas Figs. 4 e 5.

A respeito da potência recebida há melhoras marginais comparado com o sistema sem gerenciamento da dispersão (subcompensado). As características essenciais são as mesmas, é dizer, grande perda de potência devida à rápida depleção da potência dos canais para $L = L_{eff}$. Porém, o diagrama de olho mostra que os pulsos são facilmente detetáveis depois de 200 km.

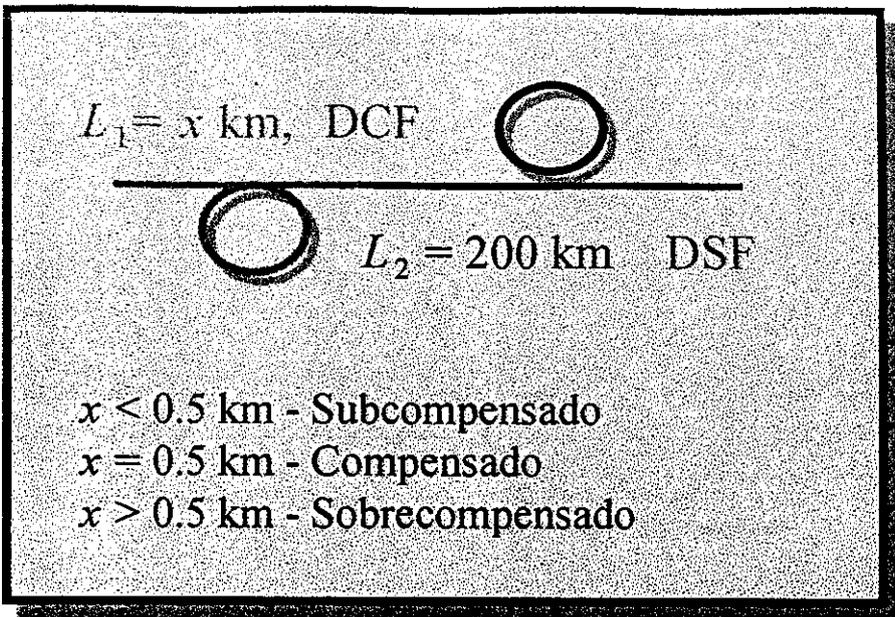


Figura 3: Sistema com gerenciamento da dispersão. 0.5 km de fibra DCF são suficientes para compensar 200 km de fibra DSF.

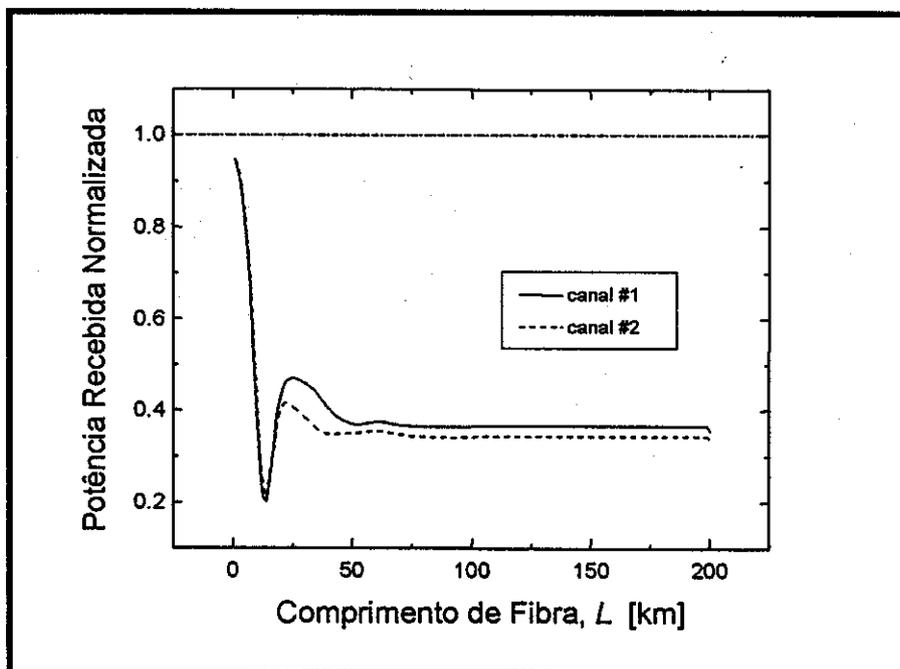


Figura 4: Potência Recebida Normalizada com função do comprimento de fibra para o sistema com gerenciamento da dispersão compensado. Há melhoras marginais comparado com o sistema não compensado.

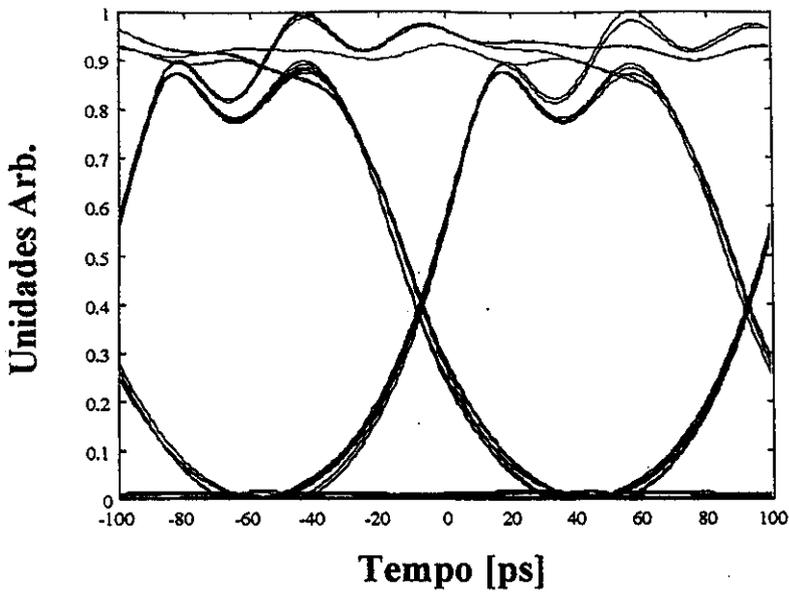


Figura 5: Diagrama de olho para o sistema compensado e para $L = 200$ km. Os pulsos são facilmente detetáveis.

Consideremos agora um sistema sobrecompensado com 5 km de fibra DCF. Ajustando a potência de entrada para ter a mesma potência no receptor dos casos anteriores, adotamos $P_0 = 50$ mW por canal. O resultado obtido para a PRN como função do comprimento de fibra não apresentou grandes diferenças comparado com o do sistema compensado, porém, na Fig.6 mostramos o diagrama de olho obtido para $L = 200$ km. Os pulsos estão completamente distorcidos fazendo a detecção muito difícil. Acreditamos que, neste caso, trata-se de distorção não linear dos pulsos produzida pelo alto nível de potência entrante no trecho de fibra DCF.

A fins de comparação, nas Fig.7 mostramos a PRN obtida para $\beta_2 > 0$ e para o sistemas subcompensado, compensado e sobrecompensado. No último há uma melhora na potência recebida. Porém, o diagrama de olho mostra pulsos totalmente distorcidos. Nas Figs. 8 e 9 mostramos os diagramas de olho obtidos para os sistemas compensado e sobrecompensado e para $\beta_2 > 0$.

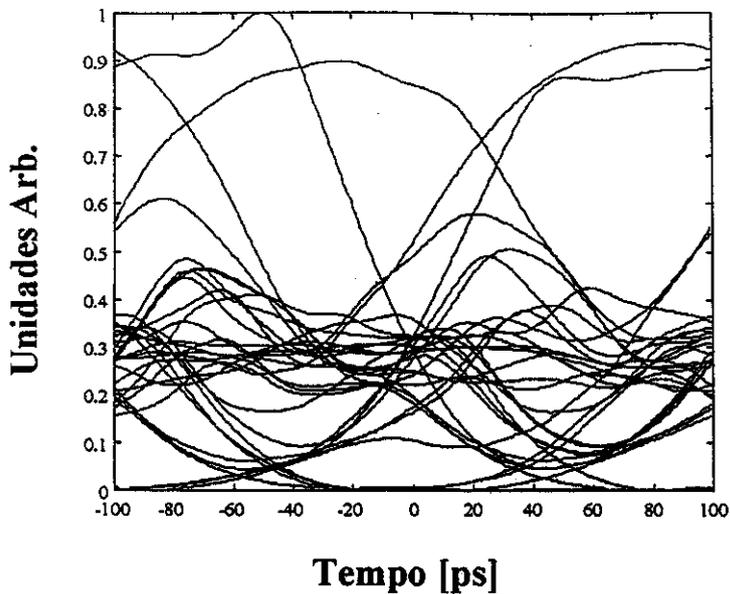


Figura 6: Diagrama de olho para o sistema sobrecompensado e $L = 50$ km. $\beta_2 < 0$. O pulsos ficam totalmente distorcidos.

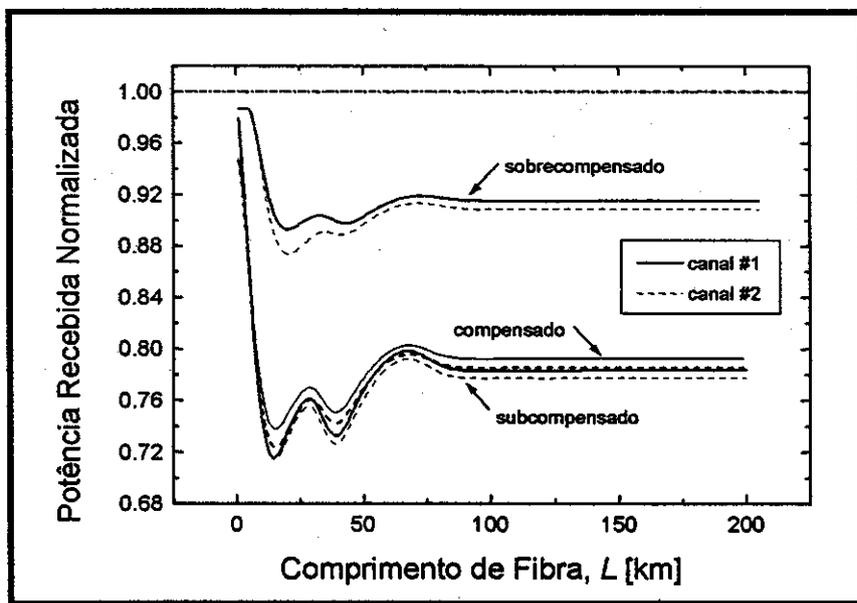


Figura 7: Potência Recebida Normalizada para os sistemas sobrecompensado, compensado e subcompensado respectivamente. $\beta_2 > 0$ (FWM).

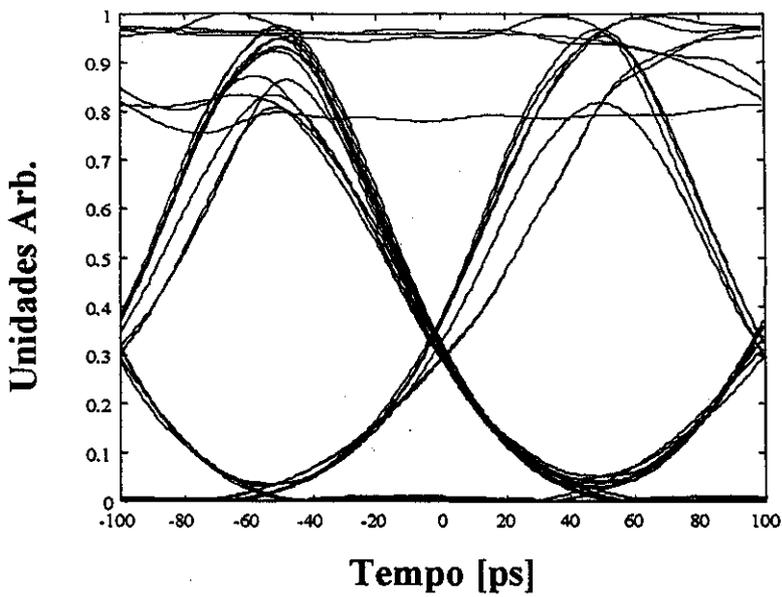


Figura 8: Diagrama de olho obtido para $L = 200$ km e para $\beta_2 > 0$ no sistema sobrecompensado.

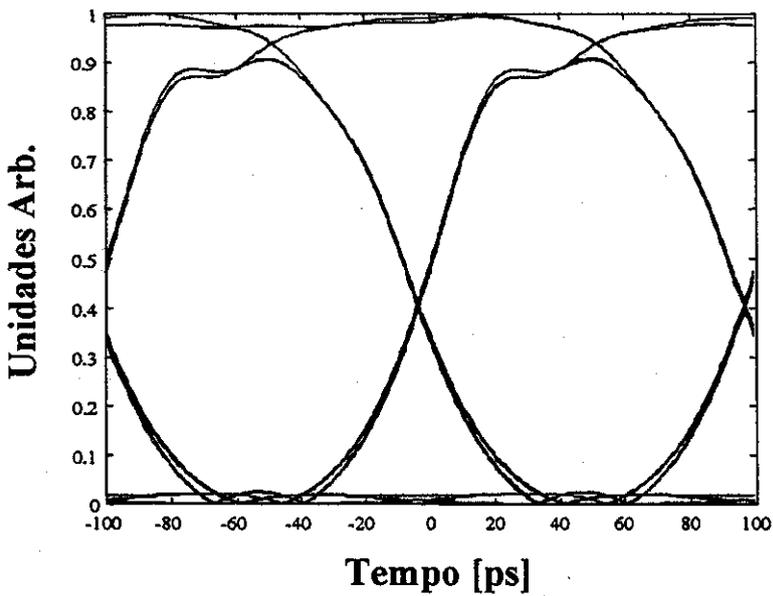


Figura 9: Diagrama de olho obtido para $L = 200$ km e para $\beta_2 > 0$ no sistema compensado.

5.3 Pré-Chirping

Vamos analisar agora o efeito do pré-chirping [30-32] dos pulsos nas penalidades induzidas pela instabilidade modulacional. Para isto, consideramos o mesmo enlace de fibra DSF ($\omega_{MI} = 100$ GHz) e a potência de entrada por canal $P_0 = 25$ mW. Deixando constante esta potência de entrada (novamente supondo que o sistema tem margem suficiente para fazer isto), colocamos 10 km de fibra DCF no começo do enlace. Os resultados obtidos para a PRN são mostrados na Fig.10. Na mesma estão os resultados obtidos para três situações diferentes:

- Fibra DCF com atenuação.
- Enlace sem fibra DCF e diminuindo a potência de entrada na fibra DSF ao nível do caso anterior (a fibra DCF tem uma atenuação de ~ 0.6 dB / km, i.e. são 6 dB em 10 km, o que reduz a potência de entrada na fibra DSF a 13 mW / canal)
- Fibra DCF sem atenuação.

Estas três situações permitem esclarecer se a melhora na potência recebida ao colocar os 10 km de fibra DCF é devida simplesmente ao fato da fibra DCF atenuar a potência de entrada (o que daria uma frequência de instabilidade modulacional ω_{MI} menor, é dizer, a transferência de energia para as bandas laterais não seria tão eficiente; se for esta a causa, na prática não é um resultado interessante pois a fibra DCF introduz novas perdas no sistema e o balanço final de potência recebida poder ser negativo) ou ao chirp imposto nos pulsos devido à GVD e a SPM na fibra DCF. Este último caso é interessante pois, em sistemas nos quais os lasers transmissores são modulados diretamente [2], os pulsos adquirem um chirp.

Observando a Fig.10 notamos que o ganho na potência recebida é devido principalmente à menor potência de entrada dos pulsos na fibra DSF. Porém, comparando com o sistema sem a fibra DCF, no caso em que desprezamos sua atenuação, temos uma melhora de aproximadamente 2.5 dB na potência recebida. Isto quer dizer que o chirp adquirido na fibra DCF reduz as penalidades induzidas pela instabilidade modulacional.

Os diagramas de olho para os três casos estão mostrados nas Figs.11-13. No caso de fibra DCF sem atenuação os pulsos ficam totalmente distorcidos, e como mencionamos na seção anterior, esta é distorção não linear, i.e. ainda que compensemos a dispersão no fim do enlace (acrescentando fibra STD ou DSF) não vamos recuperar a forma dos pulsos.

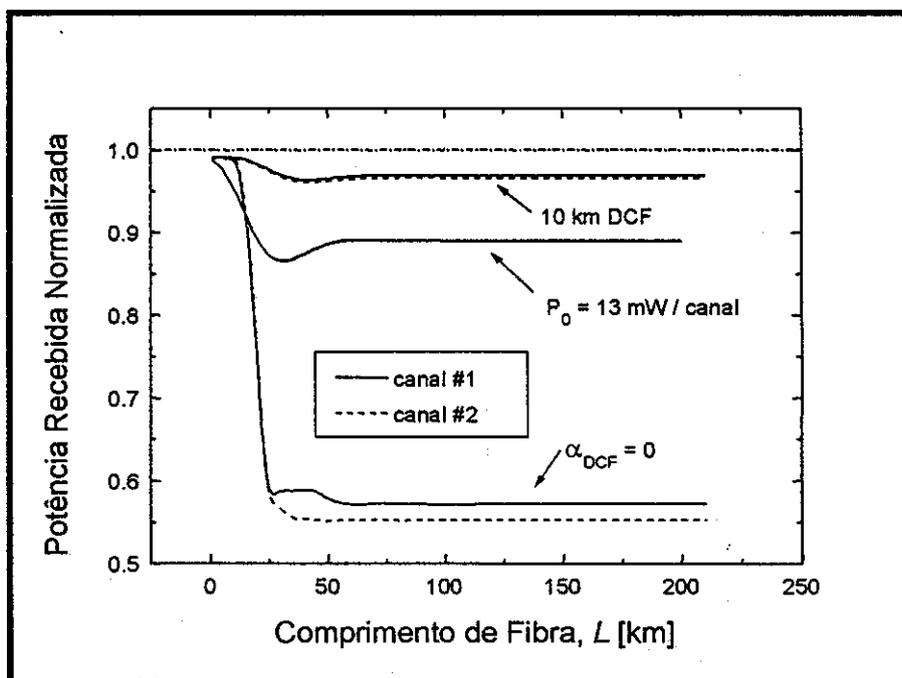


Figura 10: Potência Recebida Normalizada para o sistema com 10 km de fibra DCF. As três curvas mostram os resultados obtidos para o casos de: fibra DCF, sem fibra DCF e com potência de entrada corrigida (ver texto) e fibra DCF sem atenuação.

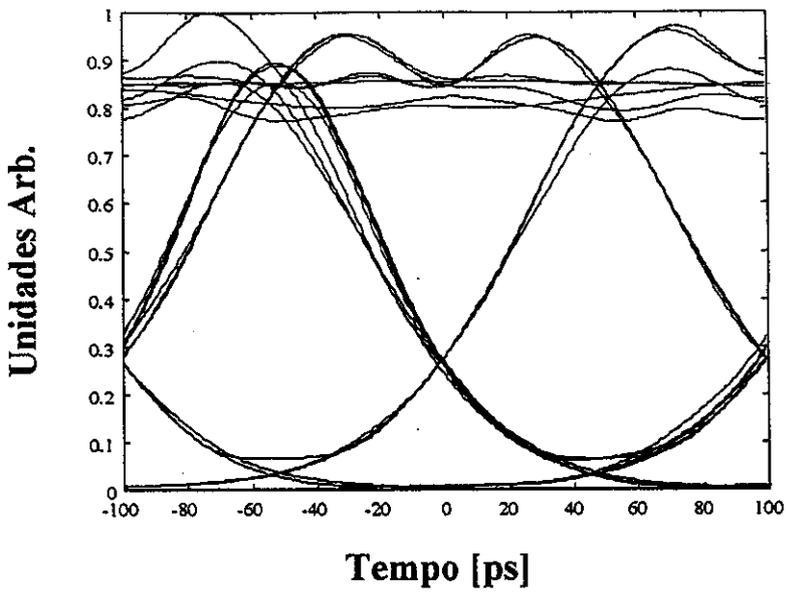


Figura 11: Sistema 10 km DCF (c/ atenuação) + 200 km DSF. $L = 200$ km e $\beta_2 < 0$.

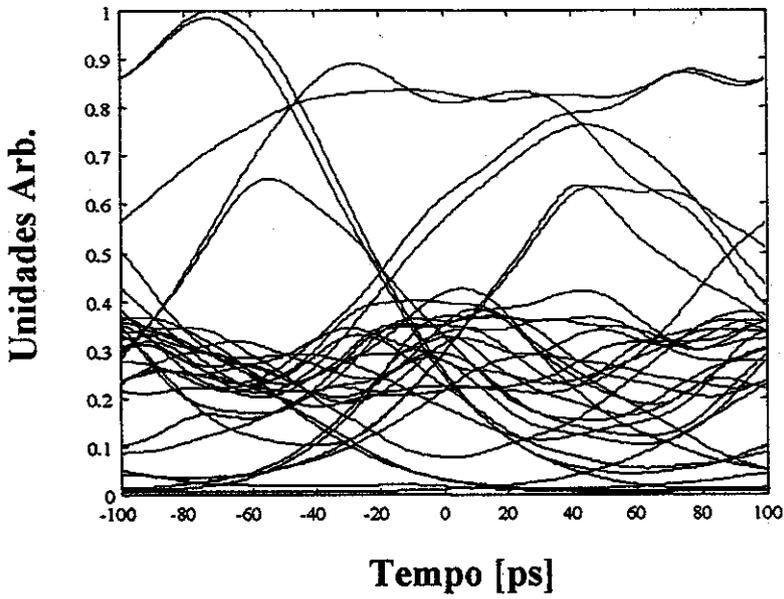


Figura 12: Sistema 10 km DCF (s/ atenuação) + 200 km DSF. $L = 200$ km e $\beta_2 < 0$.

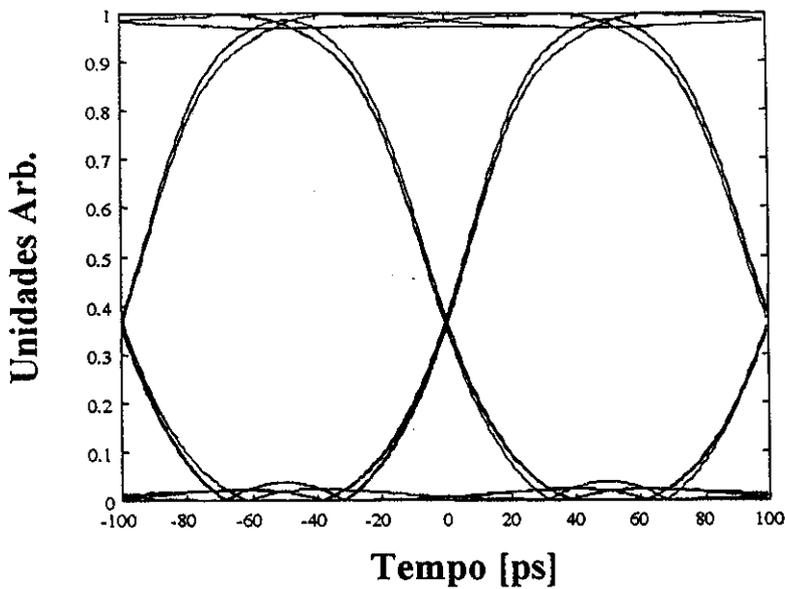


Figura 13: Sistema 200 km DSF. $L = 200$ km e $\beta_2 < 0$. $P_0 = 13$ mW / canal.

5.4 Conclusões do Capítulo 5

Na seção 5.1 deste capítulo comparamos as penalidades induzidas pela instabilidade modulacional como função do formato de modulação. A potência média em ambos os formatos é a mesma portanto a potência de pico em RZ é duas vezes a potência de pico em NRZ; isto somado a tempos de subida e descida dos pulsos, que são mais curtos em formato RZ, faz com que este formato sofra de maior influência da SPM e de efeitos cruzados como XPM e FWM, alargando mais o espectro dos canais.

Para sistemas sem amplificadores, o formato NRZ conduz a menor distorção dos pulsos, porém, para sistemas com amplificadores em linha, o formato RZ teve melhor performance desde o ponto de vista do diagrama de olho (distorção dos pulsos).

A respeito da potência recebida, verificamos que no formato RZ e da ordem de 2 dB menor que no NRZ e isto é devido ao maior alargamento espectral experimentado pelos canais neste formato.

Na seção 5.2 investigamos técnicas de gerenciamento da dispersão para aliviar as penalidades induzidas pela MI. Mostramos que estas técnicas são viáveis e que a ordem das fibras não altera a performance do sistema (potência recebida e diagrama de olho).

Em sistemas já instalados, compensar a dispersão do enlace não é eficaz para aliviar os efeitos da instabilidade modulacional.

Na seção 5.3 investigamos o pré-chirping dos pulsos e achamos que conduz a melhoras na potência recebida da ordem de 2.5 dB o que indica que é conveniente utilizar lasers transmissores modulados diretamente para sistemas WDM cujos parâmetros sejam tais que efeitos de instabilidade modulacional sejam relevantes.

5.5 Referências

- [1] L. W. Couch, *Modern Communication Systems: Principles and Applications*, Prentice Hall (1995).
- [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York (1992).
- [3] M. Fukui, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **33**, 8, 693 (1997).
- [4] M. Nakazawa, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **32**, 9, 828 (1996).
- [5] R. A. Saunders, *et.al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 5, 699 (1997).
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Edition, Academic Press, (1995).
- [7] D. Marcuse, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **9**, 1, 121 (1991).
- [8] R. Hui e M. O'Sullivan, *Electron. Lett.*, **32**, 21, 2001 (1996).
- [9] R. Hui, *et.al.*, *J. of Lightwave Technol.*, **15**, 7, 1071 (1997).
- [10] R. Hui, *et.al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 3, 392 (1997).
- [11] R.A. Saunders, *et.al.*, *OFC Technical Digest Series*, **PD 20** (1997).
- [12] M. Midrio, *et.al.*, *OFC Technical Digest Series*, **WL 40** (1997).
- [13] M. J. Potasek e G. P. Agrawal, *Phys. Rev. A*, **36**, 8, 3862 (1987).
- [14] D. F. Grosz e H. L. Fragnito, *Microw. and Opt. Technol. Lett.*, in press (1998).
- [15] X. Y. Zou, *J. Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1144 (1996).
- [16] N. S. Bergano, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1299 (1996).
- [17] R. L. Nuyts, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1, 31 (1997).
- [18] D. M. Rothnie e J. E. Midwinter, *Electron. Lett.*, **32**, 20, 1907 (1996).
- [19] F. Matera e M. Settembre, *Opt. and Quant. Electr.*, **29**, 21 (1997).
- [20] Y. Miyamoto, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **30**, 10, 797 (1994).
- [21] N. Kikuchi e S. Sasaki, *Electron. Lett.*, **32**, 6, 570 (1996).
- [22] M. Midrio, *et.al.*, *J. Lightwave Technol.*, **15**, 11, 2038 (1997).
- [23] Y. Miyamoto, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **30**, 10, 797 (1994).
- [24] N. Kikuchi e S. Sasaki, *Electron. Lett.*, **32**, 6, 570 (1996).
- [25] D. M. Rothnie e J. E. Midwinter, *Electron. Lett.*, **32**, 20, 1907 (1996).
- [26] I. Morita, *et.al.*, *Electron. Lett.*, **33**, 8, 698 (1997).
- [27] F. Matera e M. Settembre, *Opt. and Quant. Electr.*, **29**, 21 (1997).
- [28] E. A. Golovchenko e A. N. Pilipetskii, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1, 92 (1994).
- [29] T. Yamamoto e M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 3, 327 (1997).

[30] B. L. Patel, et.al., Proc. ECOC, Berlin, Germany, 859 (1992).

[31] R. M. Jopson, Proc. ECOC, Florence, Italy, 675 (1994).

[32] K. Morito, et.al., *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8** (1996).

Para $L > L_{eff}$ este processo deixa de ser eficiente pois os canais depletados não têm suficiente potência para compensar o descassamento de fase produzido pela dispersão da fibra e as oscilações esperadas das interações de FWM são reestabelecidas, devolvendo parte da potência aos canais. Porém, o caso com $\beta_2 < 0$ acaba mais penalizado que o de $\beta_2 > 0$.

Na mesma seção mostramos que o espectro fica muito mais “cheio” na fibra com $\beta_2 < 0$, o que deve aumentar o crosstalk na hora de demultiplexar os canais em sistemas reais.

Um outro ponto pesquisado foi a influência da dispersão de terceira ordem, β_3 . A inclusão de β_3 não muda o espectro de ganho da instabilidade modulacional, porém em sistemas WDM conduz a um aumento das assimetrias no espectro, levando mais energia dos canais de informação para as componentes espectrais que ficam mais perto do zero de dispersão da fibra.

Na seção 4.3 mostramos que em sistemas com amplificadores ópticos em linha (AFDEs), a amplificação do ruído pela MI acaba distorcendo os pulsos. Nestes sistemas, mesmo na ausência de ruído dos amplificadores, a MI distorce os pulsos. Isto é devido a que o espectro de cada canal se alarga consideravelmente devido à SPM e à XPM, chegando até a região de ganho apreciável da MI.

Na seção 5.1 estudamos a performance do sistema para os diferentes formatos de modulação (NRZ e RZ). Observamos que a penalidade de potência paga no formato RZ é ~ 2.5 dB maior do que no formato NRZ devido à maior potência pico e a menor duração dos pulsos. Porém, desde o ponto de vista da distorção dos pulsos (diagramas de olho), o formato RZ é menos afetado pela MI em sistemas com amplificadores em linha.

Na seção 5.2 mostramos que em sistemas com gerenciamento da dispersão, achamos que ainda que o sistema tenha uma dispersão média tal que a frequência de instabilidade modulacional coincida com o espaçamento entre canais, a grande dispersão local faz com que o processo de transferência de energia para as bandas laterais geradas esteja descassado em fase, conduzindo a uma menor penalização por FWM. Mostramos assim que a técnica de gerenciamento da dispersão é viável também para aliviar os efeitos da MI em sistemas WDM.

Na mesma seção, e para sistemas que já estejam instalados, investigamos a possibilidade de aliviar as penalidades induzidas pela MI acrescentando trechos de fibra compensadora no começo do enlace e ajustando a potência na entrada para ter a mesma potência no receptor. Nestes casos, as melhoras na potência recebida são marginais.

Na seção 5.3 investigamos o pré-chirping dos pulsos. Acrescentando um trecho de fibra DCF (sem absorção) no enlace observamos que a potência no receptor era maior, ainda no caso em que a separação entre canais coincide com a frequência de instabilidade modulacional. Isto indicaria que, em sistemas exibindo efeitos de instabilidade modulacional, é conveniente modular diretamente os lasers transmissores a fim de aliviar as penalidades.

Como perspectivas futuras esperamos poder aplicar as idéias discutidas nesta tese para sistemas WDM com três ou mais canais. Nestes sistemas as penalidades por FWM são maiores, pois as bandas espectrais geradas podem cair nas frequências dos canais de informação e modular sua potência (crosstalk não linear). Este assunto é de grande interesse atual já que sistemas com até 100 canais WDM foram reportados.

Esperamos incorporar também, no caso de lasers transmissores modulados diretamente, informação do chirp dos pulsos, resolvendo as equações de taxa do laser. Com isto verificar-se-ia mais precisamente a influência do excesso de largura espectral dos pulsos no contexto da instabilidade modulacional.

Um outro ponto que será pesquisado no futuro é a correta representação do ruído dos amplificadores ópticos e sua influência na distorção dos pulsos propagados no regime anômalo.

Apêndice 1: O Método Split Step Fourier

O método de Split Step Fourier (SSF) é o método mais empregado para resolver o problema de propagação de pulsos em sistemas de comunicação óptica. Foi aplicado para tal fim pela primeira vez em 1973 [1]. Desde então, seu uso tem se tornado muito comum na área [2-7] por os rápidos tempos de execução quando comparados com outros métodos [8].

Este método consiste em dividir a fibra em pequenos intervalos de comprimento h nos quais se assume que, alternativamente, agem a não linearidade e a dispersão cromática da fibra da forma mostrada esquematicamente na Fig.1. Está no espírito do método aproveitar o fato que as soluções à equação de propagação são bem conhecidas no caso de ter só efeitos lineares ou só efeitos não lineares durante a propagação [8].

Mais formalmente, se escrevermos a equação de propagação como

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A, \quad (1)$$

onde

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}, \quad (2)$$

e

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2, \quad (3)$$

onde D é um operador que da conta dos processos lineares na fibra, i.e. dispersão e absorção, e N o operador que da conta dos efeitos não lineares na propagação. O método SSF assume que estes operadores comutam. Fisicamente, o intervalo h tem que ser o suficientemente pequeno para que isto seja aproximadamente válido. Na realidade

$$[\hat{D}, \hat{N}] \neq 0.$$

Para propagarmos o campo desde o ponto z até $z + h$ utilizamos

$$A(z+h, t) = e^{h\hat{D}} e^{h\hat{N}} A(z, t), \quad (4)$$

levando em conta que a ação do operador $e^{h\hat{D}}$ é feita no domínio da frequência com a seguinte receita

$$e^{h\hat{D}} B(z,t) = \left\{ F^{-1} e^{h\hat{D}(i\omega)} F \right\} B(z,t), \quad (5)$$

onde F representa transformada de Fourier. $D(i\omega)$ é obtido da eq.(2) reemplazando o operador $\delta / \delta t$ por $i\omega$, onde ω é a frequência no espaço transformado de Fourier.

Para estimar a precisão do SSF, escrevemos a solução formal da eq.(1) como

$$A(z+h,t) = e^{h(\hat{D}+\hat{N})} A(z,t).$$

Usando a fórmula de Baker-Hausdorff [1] para dois operadores que não comutam

$$e^{\hat{a}} e^{\hat{b}} = \exp \left[\hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2} [\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12} [\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots \right] \quad (6)$$

onde $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$. No nosso caso $\hat{a} = h\hat{D}$ e $\hat{b} = h\hat{N}$. O termo dominante no erro é então $\frac{1}{2}h^2[\hat{D}, \hat{N}]$. Portanto, o SSF é exato até a segunda ordem no parâmetro h .

Na prática h é normalmente escolhido de modo de não permitir que a fase não linear acumulada no intervalo, i.e. $\phi_{NL} = \gamma|A|^2h$, seja maior que alguns miliradianos. Porém, para ter certeza que os resultados da simulação não dependem do h escolhido, a mesma deve ser repetida para vários valores diferentes de h e os resultados serem comparados.

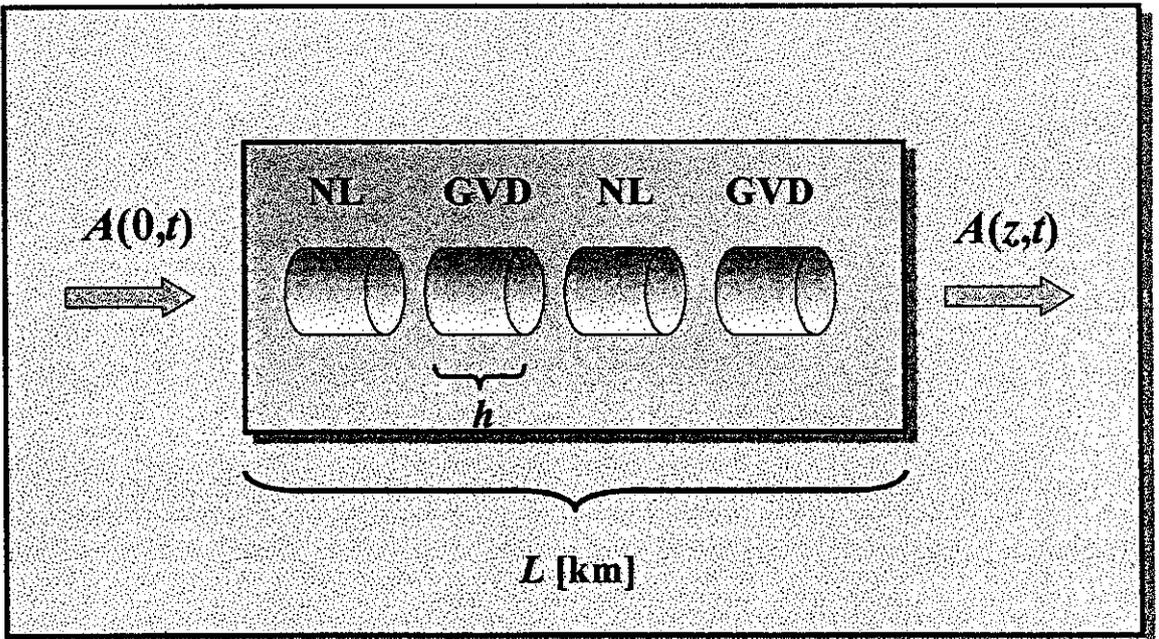


Figura 1: Representação esquemática do método SSF.

Referências

- [1] A. Hasegawa e F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142 (1973).
- [2] D. Yevick e B. Hermansson, *Opt. Commun.*, **47**, 101 (1983).
- [3] A. Hasegawa, *Opt. Lett.*, **9**, 288 (1984).
- [4] G. P. Agrawal e M. Potasek, *Phys. Rev.*, **A**, **33**, 1765 (1986).
- [5] C. R. Menyuk, *Opt. Lett.*, **12**, 614 (1987).
- [6] G. P. Agrawal, *Phys. Rev.*, **44**, 7493 (1991).
- [7] M. Matsumoto e A. Hasegawa, *Opt. Lett.*, **18**, 897 (1993).
- [8] R. H. Hardin e F. D. Tappert, *SIAM Rev. Chronicle*, **15**, 423 (1973).

Apêndice 2: Metodologia Empregada para Resolver o Problema de Propagação

Neste apêndice vamos descrever a metodologia que utilizamos para resolver o problema de propagação em sistemas WDM. Na Fig.1 se mostra esquematicamente como funciona o programa que gerou os resultados apresentados nesta tese.

O primeiro passo é a construção do campo total WDM como soma dos campos nos diferentes comprimentos de onda. O campo pode estar em formato NRZ ou RZ e consiste em uma seqüência aleatória de 64 bits representados por pulsos supergaussianos de 3^ª ordem [1] em cada canal. A este campo se soma eventualmente o ruído do amplificador óptico. O passo seguinte é a propagação do campo na fibra através do uso do algoritmo SSF.

Como mencionamos no apêndice 1, o método de SSF propaga o campo, na presença de dispersão só, no espaço transformado. Numericamente isto implica o uso de um algoritmo de FFT (*Fast Fourier Transform*) o qual requer (para máxima eficiência computacional) que o número de pontos a serem transformados seja uma potência de 2 [1].

Uma consideração importante é a eleição correta da resolução no tempo e na frequência que dependerá da largura espectral do campo WDM a qual vai nos dizer qual será o número de pontos adequado para uma simulação dada. É preciso ter uma janela espectral suficientemente ampla para evitar o problema de *power aliasing* [2] que é a saída de potência do espectro por um extremo da janela escolhida e sua entrada no outro extremo. Nas simulações apresentadas nesta tese foram suficientes 8192 pontos para garantir uma janela espectral ampla, porém, para sistemas WDM de mais canais é preciso utilizar mais pontos nas simulações.

Voltando ao programa, em um sistema com amplificadores em linha o nível de potência do campo é reestabelecido ao nível original depois de cada trecho e se soma o ruído de cada amplificador ao campo. Cada trecho pode ser de um tipo de fibra só ou de vários.

O seguinte passo é a demultiplexação do campo óptico. Isto é feito por um filtro que separa os canais. A largura do filtro escolhida foi de $0.6 \Delta\omega$, onde $\Delta\omega$ é o espaçamento entre canais. O filtro empregado nas nossas simulações foi um filtro quadrado, mas podem escolher-se vários tipos diferentes: Fabry-Perót, Lorentziano, etc [3].

Cada um desses canais é posteriormente filtrado por um filtro elétrico e gerado o diagrama de olho correspondente. O filtro elétrico escolhido foi um filtro Butterworth de

2^{da} ordem [4] com largura de $0.7 R$ onde R é a taxa do sistema, no nosso caso, $R = 10$ Gb/s.

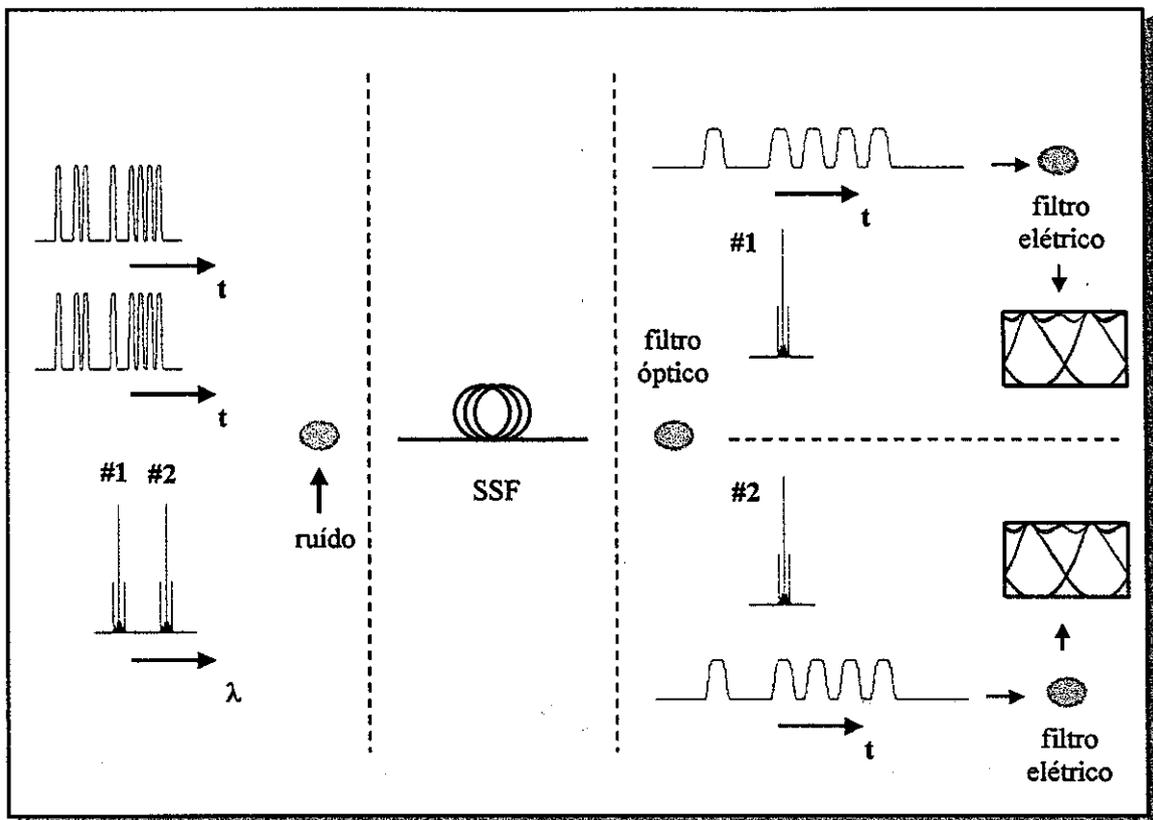


Figura 1: Diagrama esquemático da resolução do problema de propagação.

Referências

- [1] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2nd Edition, John Wiley, New York (1997).
- [2] W. H. Press, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press (1988).
- [3] F. Matera e M. Settembre, *Opt. and Quant. Electr.*, **29**, 21 (1997).
- [4] P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, (1980).

Apêndice 3: Unidades do índice de refração não linear

A contribuição não linear ao índice de refração, expressa como $\delta n_{NL} = n'_2 |E|^2 = n_2 I$ [1], governa um grande número de efeitos não lineares em fibras ópticas. É por isto que medidas precisas da sua magnitude são importantes. Porém, antes é preciso discutir em que unidades a sua magnitude vai ser expressa.

No sistema internacional (sistema SI) o campo elétrico é expresso em V / m. Como δn_{NL} é adimensional, as unidades de n'_2 são m^2 / V^2 . Na prática é mais conveniente expressar a contribuição não linear como $\delta n_{NL} = n_2 I$, onde I é a intensidade do campo elétrico a qual está relacionada com E como

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n |E|^2, \quad (1)$$

onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo ($\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$ F / m), c é a velocidade da luz no vácuo ($c = 2.998 \times 10^8$ m/s) e n é a parte linear do índice de refração ($n \sim 1.46$ em fibras de sílica). O parâmetro n_2 tem unidades de m^2 / W e está relacionado a n'_2 como

$$n_2 = \frac{2n'_2}{\epsilon_0 c n}. \quad (2)$$

Às vezes são usadas unidades electrostáticas (ESU) para expressar o n_2 . O fator de conversão entre as unidades ESU e as SI é

$$n_2 = (80\pi / cn) n_2(\text{esu}) \sim 5.78 \times 10^{-7} n_2(\text{esu}). \quad (3)$$

Nesta tese adoptamos um valor de $n_2 = 2.3 \times 10^{-20}$ m^2 / W [2].

Referências

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Edition, Academic Press, (1995).
- [2] A. Boskovic, *et.al.*, *Opt. Lett.*, **21**, 24, 1966 (1996).

Apêndice 4: Diagrama de Olho

O diagrama de olho é uma técnica simples porém poderosa de avaliar a performance de um sistema de transmissão digital [1]. Esta técnica foi utilizada extensivamente para avaliar a performance de sistemas elétricos e é empregada também em sistemas de comunicação óptica.

A medida é feita no domínio do tempo e permite ver distorções dos pulsos rapidamente na tela de um osciloscópio. Na Fig.1 se mostra o esquemáticamente como é feita a medida. A saída de um gerador de bits pseudo-aleatório é ligada a um transmissor óptico. A seqüência de bits é propagada pelo sistema cuja performance está sendo medida e detectada em um receptor. A saída do receptor é ligada ao osciloscópio. O sinal de referência é provido pelo gerador de bits.

O desenho típico que se observa na tela do osciloscópio se mostra na Fig.2, onde está representado o que se chama de “diagrama de olho de 2 bits”.

A partir deste diagrama podem ser extraídas várias informações úteis, nas quais não vamos entrar em detalhe, porém há duas características importantes [1]:

1- A largura do olho define o intervalo de tempo no qual o sinal recebido pode ser detectado sem ter erros devidos à interferência inter-símbolo [2,3]. O melhor momento para receber o sinal é quando o olho está mais aberto.

2- A abertura do olho é reduzida devido a distorções, lineares e não lineares, no sinal. Quanto mais fechado o olho, mais difícil detetar o sinal, i.e. a transmissão é mais penalizada.

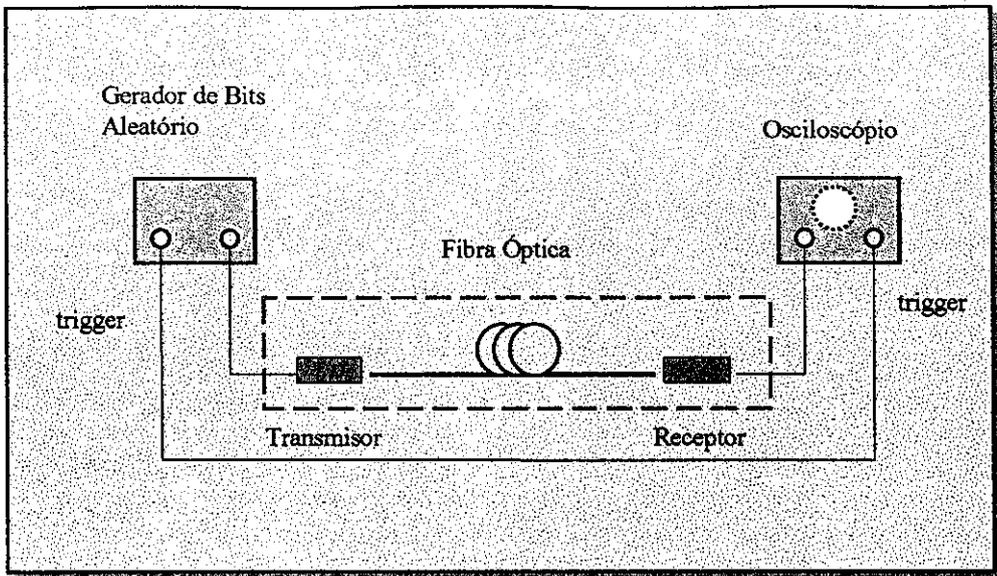


Figura 1: Diagrama em blocos de uma medida de diagrama de olho em um sistema de comunicação óptica.

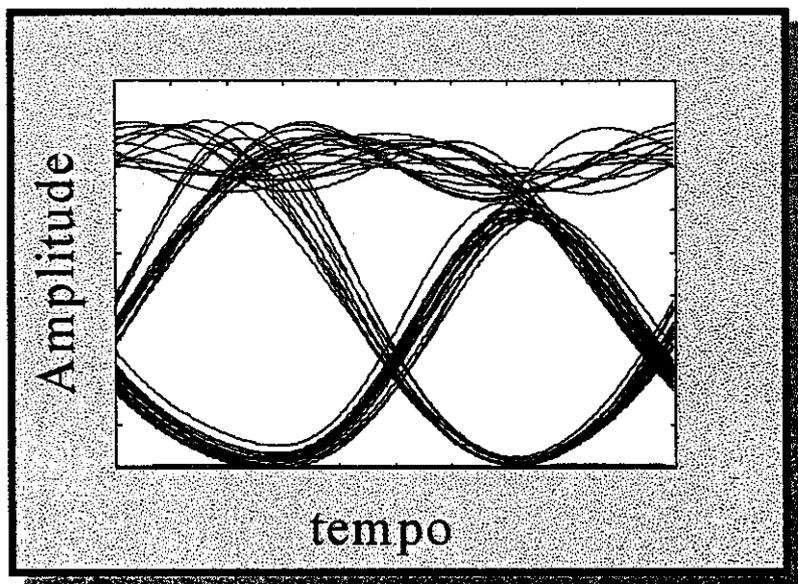


Figura 2: Típico diagrama de olho de 2 bits.

O diagrama de olho nos proporciona, então, uma forma simples de comparar qualitativamente a performance de um sistema em várias condições de propagação: quanto mais fechado o olho, mais penalizada resulta a transmissão.

Em particular, nas nossas simulações, o diagrama de olho foi construído da seguinte forma: propagando uma seqüência de bits (típicamente 64), na saída pegamos essa seqüência de a dois bits por vez e os superpomos. Estritamente, o correto seria rodar a simulação, com seqüências de dois bits por vez, 32 vezes, mas isto é sumamente imprático. Porém, a forma escolhida de construir o diagrama de olho coincide com isto no limite de seqüências de infinitos bits.

A necessidade de limitar o número de bits nas simulações cria artefatos como a falta de periodicidade nos olhos (vide Fig.6 do Capítulo 4, por exemplo).

Referências

- [1] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill (1983).
- [2] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley, New York (1992).
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Edition, Academic Press (1995).