

UNICAMP
INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

INTERAÇÃO SINAL-RUÍDO EM FIBRAS DE BAIXA DISPERSÃO

por

ANDRÉ GUIMARÃES

Orientação: Prof. Dr. Hugo L. Fragnito
DEQ-IFGW-UNICAMP

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

Campinas, Julho de 2001

Dedicatória

Reservo esse espaço especial para agradecer aos meus pais, Tereza P. Lima e Renato Guimarães, pelo amor, apoio e principalmente pela paciência durante esses últimos anos...

Meus agradecimentos não vão apenas para os amigos e colegas que me acompanharam durante o mestrado, mas também para aqueles que me acompanham desde a época da graduação e da iniciação científica, seja nas reuniões de trabalho ou nos bate-papos na cantina do IFGW...Valeu!

Agradecimentos...

Ao Professor Hugo L. Fragnito, pela amizade, pela orientação, pelas oportunidades, pela liberdade e pelas aulas de física, economia, culinária, história,...

Ao amigo Cláudio Mazzali, pela co-orientação, pelas dicas, apoio e confiança dentro e fora do laboratório...

Aos professores do GFURCO, Brito, Barbosa, Lenz e Kiel, pelas dicas de física e “assuntos aleatórios”.

À super Simone...que dispensa comentários.

Aos companheiros de lab: Walter, Diego, José, Martin, Stefan, Andrés, Paulo, Virgo...

Ao pessoal da secretaria do DEQ: Martha, Stella, Rose's,....

Aos técnicos: Zé, Júlio, Costa e Ray, pelos serviços de última hora.

Ao pessoal da secretária da pós: Maria Ignês, Armando, Carlinhos, pelo apoio e paciência.

Aos amigos e membros do Conselho Jedi que ficaram na Unicamp, Sandro e Adriano, e aos que já saíram...

Às Instituições: IFGW - UNICAMP, Capes, Fapesp, Ericsson.

À Corning Inc. pela bolsa inovadora e por todo o suporte a esse trabalho.

E um agradecimento especial para a Lisandra, pela companhia, pelo carinho, e apoio emocional em todos esses anos.

Us and Them...
And after all we're only ordinary men...
(Dark Side of the Moon – Pink Floyd)

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Hugo L. Fragnito – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Alvin Elliot Kiel – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Hugo E. H. Figueroa – FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Jaime Frejlich – IFGW/UNICAMP (Suplente)

Prof. Dr. Hélio Waldman – FEEC/UNICAMP (Suplente)

RESUMO

Esta tese apresenta estudos teóricos e experimentais sobre a interação sinal-ruído em fibras de baixa dispersão.

Um modelo teórico, baseado em soluções da equação de onda, para o estudo da propagação não linear de um ou dois lasers foi desenvolvido e verificado experimentalmente. Este modelo permitiu o desenvolvimento de um algoritmo numérico simples e rápido para a previsão dos espectros propagados e também para a estimativa de parâmetros intrínsecos das fibras.

Com esse modelo, foi possível compreender de maneira mais clara os detalhes e principais estruturas características dos espectros experimentais.

ABSTRACT

This thesis presents theoretical and experimental studies on Signal-Noise interactions in low dispersion optical fibers.

A theoretical model based on wave equation solutions, for studies of one or two lasers nonlinear propagation in low dispersion fibers, was developed and verified experimentally. This model allowed the development of a simple and fast numeric algorithm for propagated spectrum predictions and fiber intrinsic parameters estimations.

With this model, the characteristic structures from experimental spectrum were clearer understood.

ÍNDICE

Banca Examinadora.....	vii
Resumo.....	viii
Abstract.....	ix
Índice.....	x
Lista de Figuras.....	xii
Lista de Tabelas.....	xvii
CAPÍTULO 1.....	1
INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Fibras Ópticas e o Início dos Sistemas de Comunicações Ópticas:30 Anos.....	1
1.2 Sistemas de Comunicações Ópticas:Visão Geral.....	4
1.3 Comentários sobre o conteúdo desta tese.....	7
CAPÍTULO 2.....	10
CARACTERÍSTICAS E PARÂMETROS IMPORTANTES DAS FIBRAS ÓPTICAS.....	10
2.1 Introdução.....	10
2.2 Atenuação.....	11
2.3 Dispersão Cromática.....	12
2.4 Polarização Não Linear.....	20
2.4.1 Função Resposta.....	20
2.4.2 Relação Constitutiva no Domínio da Freqüência.....	24
2.4.3 Efeitos Não Lineares.....	26
CAPÍTULO 3.....	31
INTERAÇÃO SINAL-RUÍDO EM FIBRAS ÓPTICAS.....	31
3.1 Introdução.....	31

3.2 Obtenção da Equação de Propagação: Soluções Analíticas.....	32
3.3 Estudo das Soluções da Equação de Propagação.....	41
3.4 Estudo dos Efeitos da Atenuação na Propagação.....	48
3.5 Propagação Não Linear de Dois Laseres.....	53
CAPÍTULO 4.....	72
INTERAÇÃO SINAL-RUÍDO: EXPERIMENTOS.....	72
4.1 Introdução.....	72
4.2 Obtenção de Parâmetros Intrínsecos da Fibra.....	73
4.2.1 Obtenção do Parâmetro de Atenuação.....	73
4.2.2 Obtenção do Coeficiente Não Linear.....	75
4.2.3 Obtenção do Zero de Dispersão.....	78
4.3 Resultados Experimentais para um Laser.....	81
4.4 Resultados Experimentais para Dois Laseres.....	85
CAPÍTULO 5.....	97
CONCLUSÃO.....	97
5.1 Interação Sinal-Ruído em Fibras de Baixa Dispersão.....	97
5.2 Referências.....	99

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-1: O Photophone de Graham Bell refletia a luz do Sol com um disco que vibrava com o som. A luz era então detectada por uma peça de selênio.....**2**

Figura 2-1: Espectro de perdas para uma fibra monomodo de sílica pura. A curva pontilhada mostra a perda intrínseca da fibra resultante do espalhamento Rayleigh, com $C = 0.9 \text{ dB/km} \cdot \mu\text{m}^2$**12**

Figura 2-2: Índice de refração n e índice de refração de grupo n_g para uma fibra convencional.....**14**

Figura 2-3: Variação de β_2 e D para uma fibra convencional. A dispersão é nula para $\lambda = \lambda_0 = 1310 \text{ nm}$**16**

Figura 2-4: Variação de β_2 e D para uma fibra DS. A dispersão é nula para $\lambda = \lambda_0 = 1550 \text{ nm}$**17**

Figura 2-5: Alargamento induzido pela dispersão num pulso gaussiano em $z = 0.6, 33, 67, 100 \text{ km}$**18**

Figura 2-6: Varredura de frequências (*Chirp*) em um pulso gaussiano causado pela dispersão. Pulso gaussiano de $t_0 = 10 \text{ ps}$ propagando numa fibra com regime de dispersão anômala, onde $\beta_2 = -10 \text{ ps}^2/\text{km}$. As quatro figuras representam os instantes $z = 0.6, 20, 53$ e 66 km**19**

Figura 2-7: Varredura de frequências (*Chirp*) em um pulso gaussiano causado pela dispersão. Pulso gaussiano de $t_0 = 10 \text{ ps}$ propagando numa fibra com regime de dispersão normal, onde $\beta_2 = 10 \text{ ps}^2/\text{km}$. As quatro figuras representam os instantes $z = 0.6, 20, 53$ e 66 km**20**

Figura 2-8: Exemplo de função resposta para um meio cuja resposta não é instantânea com a excitação do campo.....**24**

Figura 3-1: Exemplo de um campo WDM contendo os canais WDM, a ASE dos amplificadores e a interação FWM entre os canais.....**34**

Figura 3-2: Espectro de ruído obtido pela equação 3-48 para um laser ($\lambda = 1552 \text{ nm}$, $P = 50 \text{ mW}$) propagando na região de dispersão anômala ($\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, $\beta_2 = -0.141 \text{ ps}^2/\text{km}$). O efeito da propagação não linear consiste em dois lóbulos de ruído

amplificado em torno da linha do laser. Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm.....	43
Figura 3-3: Vetores de descasamento de fase $\Delta\beta$ e $\Delta\beta_T$ para o processo que gera a Instabilidade Modulacional. Observe que os pontos onde $\Delta\beta_T = 0$ correspondem aos dois pontos onde há o pico de ganho do ruído mostrado na figura 3-2.....	45
Figura 3-4: Espectro de ruído obtido pela equação 3-51 para um laser ($\lambda = 1548$ nm, $P = 50$ mW) propagando na região de dispersão normal ($\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_2 = 0.141$ ps ² /km). O efeito da propagação não linear consiste na formação de pequenas franjas em torno da linha do laser. Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm.....	47
Figura 3-5: Espectro de ruído obtido pela equação 3-48 para um laser ($\lambda = 1552$ nm, $P = 50$ mW) propagando na região de dispersão anômala ($\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_2 = -0.141$ ps ² /km). Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm. Caso mais geral, onde estão presentes os lóbulos do MI e as franjas características de g imaginário.....	48
Figura 3-6: Espectros de MI obtidos para o caso $\alpha = 0$ (curva preta) e $\alpha = 0.21$ dB/km (curva vermelha). Observe a diferença entre os ganhos máximos de ruído e em suas respectivas posições no espectro. Nos cálculos usamos: $L = 25$ km, $\gamma = 2.3$ (W.km) ⁻¹ , $P = 100$ mW e $\beta_2 = -0.141$ ps ² /km.....	52
Figura 3-7: Espectros das oscilações obtidas para o caso $\alpha = 0$ (curva preta) e $\alpha = 0.21$ dB/km (curva vermelha). Observe a diferença entre as amplitudes. Nos cálculos usamos: $L = 25$ km, $\gamma = 2.3$ (W.km) ⁻¹ , $P = 100$ mW e $\beta_2 = -0.141$ ps ² /km.....	53
Figura 3-8: Os cinco espectros correspondentes aos cinco termos da polarização não linear: \tilde{P}_1 (curva em preto), \tilde{P}_2 (curva em vermelho), \tilde{P}_{12} (curva em cinza), $\tilde{P}_{-1,2}$ (curva em azul) e $\tilde{P}_{1,-2}$ (curva em verde). O zero de dispersão está em $\lambda_0 = 1550$ nm. As linhas dos lasers foram somadas ao espectro de \tilde{P}_1 apenas para maior clareza.....	59
Figura 3-9: Se o espectro inicial é simétrico, os termos $\tilde{P}_{-1,2}$ e $\tilde{P}_{1,-2}$ não contribuem para o espectro final. Podemos observar que os picos e depressões estão ausentes nesse gráfico.....	60

Figura 3-10: Gráfico comparando uma lorentziana e uma curva proporcional à x^{-4}	62
Figura 3-11: Diversas curvas da função $\xi(\Delta\beta)$ para diferentes valores de potências. Observe a dependência da largura da lorentziana com a potência.....	63
Figura 3-12: Diversas curvas da função $A(\Delta\beta, L)$ para diversos valores de potências e considerando $\Delta\beta = 0$ e $\gamma = 2.3 \text{ (km.W)}^{-1}$	63
Figura 3-13: Gráfico 3D da função $S(\Delta\beta, L) = A(\Delta\beta, L)\xi(\Delta\beta)$ para $P_1 = P_2 = 50 \text{ mW}$ e $\gamma = 2.3 \text{ (km.W)}^{-1}$	64
Figura 3-14: $\Delta\beta$'s para os cinco processos mostrados na figura 3-8. Observamos que os picos de ruído ocorrem quando $\Delta\beta = 0$, para um determinado processo. As cores seguem a mesma legenda da figura 3-8.....	65
Figura 3-15: Espectros para os cinco termos da polarização não linear para dois lasers simetricamente localizados com relação ao zero de dispersão. Observe a amplificação catastrófica do ruído causada por $\tilde{P}_{1,2}$. Como o espectro inicial é simétrico, $\tilde{P}_{1,-2}$ e $\tilde{P}_{-1,2}$ não contribuem no espectro final	66
Figura 3-16: $\Delta\beta$'s para os cinco processos quando λ_1 e λ_2 estão sintonizados simetricamente com relação ao zero de dispersão. Observe que o termo $\tilde{P}_{1,2}$ possui casamento de fase por uma grande faixa espectral.....	67
Figura 3-17: Gráfico mostrando a instabilidade gerada em torno de $\lambda_1 = 1545 \text{ nm}$ devido ao termo $\tilde{P}_{-1,2}$. Essa situação só é possível se os lasers estiverem sintonizados simetricamente com relação à λ_0 e se tiverem potências diferentes. Além disso, o espectro inicial deve ser assimétrico. Nos cálculos utilizamos $P_1 = 10 \text{ mW}$ e $P_2 = 60 \text{ mW}$	70
Figura 3-18: Soma dos cinco processos mostrados na figura 3-17. Usamos: $\lambda_1=1545 \text{ nm}$, $\lambda_2=1555 \text{ nm}$, $\lambda_0=1550 \text{ nm}$, $P_1 = 10 \text{ mW}$ e $P_2 = 60 \text{ mW}$	71
Figura 4-1: Traço OTDR obtido para o carretel de fibra DS utilizada nos experimentos. Os valores obtidos foram: $L = 24.60 \text{ km}$ e $\alpha = 0.21 \text{ dB/km}$. O equipamento utilizado foi um OTDR da <i>Tektronix</i> , modelo <i>TekRanger2 TFS3031</i>	74

Figura 4-2: Espectros experimentais de MI para a medida de γ da fibra DS utilizada nos experimentos. A figura mostra diversos espectros de MI para diferentes potências de entrada.....	76
Figura 4-3: Ganhos máximos para os lóbulos do MI em função da potência. A curva sólida é o ajuste teórico por onde obtemos um valor de $2.31 (W.km)^{-1}$ para a fibra em teste.....	77
Figura 4-4: Espectro de potência de saída para a fibra DS utilizada para alguns valores de λ	79
Figura 4-5: ω_{MI}^{-2} em função do comprimento de onda λ . Os pontos foram tirados dos dados experimentais mostrados na figura 4-4.....	80
Figura 4-6: Montagem experimental para o estudo da interação sinal-ruído.....	82
Figura 4-7: Comparação entre os resultados teórico e experimental, para um laser propagando na fibra DS com $\lambda = 1560$ nm. Os parâmetros utilizados na simulação foram encontrados na seção anterior.....	83
Figura 4-8: Comparação entre os resultados teórico e experimental, para um laser propagando na fibra DS com $\lambda = 1550.6$ nm com dispersão normal.....	84
Figura 4-9: Resultado experimental mostrando a amplificação catastrófica do ruído. Os lasers estão simetricamente sintonizados com relação à λ_0 : $\lambda_1 = 1543.63$ nm, $\lambda_2 = 1559.25$ nm e $\lambda_0 = 1551.4$ nm, com $P_1 = P_2 = 17$ dBm.....	86
Figura 4-10: Resultado experimental mostrando os lasers sintonizados de maneira não simétrica com relação à λ_0 . Nesse caso não observamos a amplificação catastrófica do ruído.....	86
Figura 4-11: Comparação do espectro experimental, para o caso simétrico, com o espectro teórico de $\tilde{P}_{1,2}$. Observe que as curvas só se aproximam na região central do espectro.....	87
Figura 4-12: Comparação entre o resultado teórico e experimental considerando uma variação randômica do zero de dispersão da fibra. A linha vermelha mostra o valor médio, $\lambda_0 = 1551.4$ nm. Observe que para esse caso, praticamente não existe ganho no ruído (curva verde).....	88

Figura 4-13: Um melhor acordo entre a curva teórica e experimental é obtido se considerarmos uma variação de zero de dispersão por segmentos.....**90**

Figura 4-14: Mesmo caso da figura 4-13, porém considerando a variação do zero de dispersão uma função contínua. Observe que as oscilações ficaram menores em volta das linhas dos lasers.....**90**

Figura 4-15: Resultado experimental mostrando o laser λ_1 sintonizado na região de dispersão normal e exibindo dois lóbulos de ruído. Esse lóbulos não são formados pelo processo que forma o MI, mas sim pelo processo que envolve o termo $\tilde{P}_{-1,2}$ **92**

Figura 4-16: Resultado teórico mostrando que os lóbulos em λ_1 na figura 4-15 é na verdade uma instabilidade gerada pelo termo $\tilde{P}_{-1,2}$ (curva azul).....**92**

Figura 4-17: Resultado experimental mostrando duas estruturas que são formadas quando os lasers estão sintonizados de maneira não simétrica com relação à λ_0**93**

Figura 4-18: Resultado teórico correspondente ao espectro experimental mostrado na figura 4-17.....**94**

Figura 4-19: Espectro experimental mostrando que as estruturas independem do fato dos lasers estarem sintonizados na região de dispersão normal ou anômala. Observe que ambas estruturas ocorrem na região normal se os lasers estiverem sintonizados na região de dispersão anômala.....**95**

Figura 4-20: Equivalente teórico para o gráfico da figura 4-19.....**95**

LISTA DE TABELAS

Tabela 3-1: Tabela comparativa entre os parâmetros a, b e g para cada termo da polarização não linear obtida para os dois lasers ω_1 e ω_2	57
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----------

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 FIBRAS ÓPTICAS E O INÍCIO DOS SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS: TRINTA ANOS¹

O primeiro sistema de comunicações ópticas data de dois séculos atrás, quando o engenheiro Francês Claude Chappe pôs em funcionamento seu “Telégrafo Óptico” em meados da década de 1790. Seu sistema consistia em uma série de semáforos, construídos sobre torres, onde alguns homens, munidos de lanternas, enviavam a mensagem para a próxima torre. Esse sistema deixou de ser utilizado na metade do século XIX, por ocasião da invenção do telégrafo elétrico.

Alexander Graham Bell patenteou em 1880 um sistema de telefonia óptico chamado de *Photophone*. No entanto, sua invenção mais famosa, o telefone, se mostrava mais prática. Graham Bell percebeu que o ar não propagava sinais ópticos

com a mesma eficiência de um fio de cobre propagando sinais elétricos. Nas décadas que se seguiram, a luz foi utilizada em aplicações muito especiais, como na sinalização entre navios. No entanto, sistemas de comunicações ópticas, como o experimental Photophone de Graham Bell, ficaram no esquecimento por alguns anos.

Poucos anos antes da invenção de Graham Bell, mais precisamente na década de 1840, o físico suíço Daniel Collodon e o físico francês Jacques Babinet mostraram que a luz era guiada pelos jatos de água de fontes ornamentais pelo princípio de reflexão interna total. Em 1854, o físico inglês John Tyndall tornou popular seu experimento, onde a luz era guiada pelo jato de água vindo de um tanque. Já na virada do século, inventores perceberam que a luz também podia ser guiada em barras de quartzo e patentearam seus inventos como instrumentos para iluminação dentária.

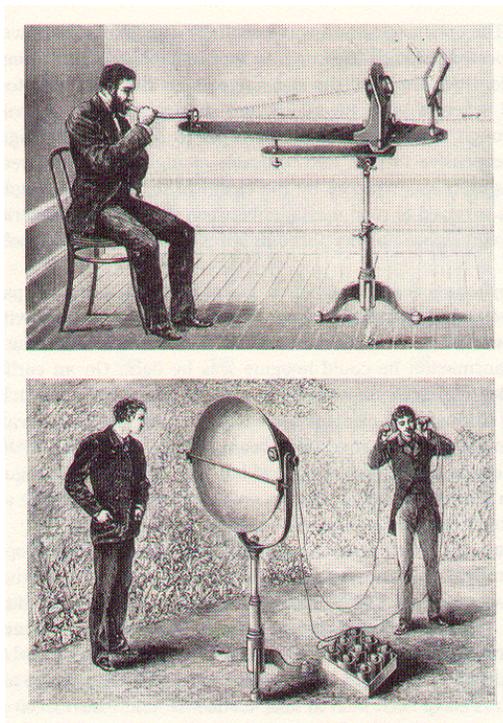


Figura 1-1: O Photophone de Graham Bell refletia a luz do Sol com um disco que vibrava com o som. A luz era então detectada por uma peça de selênio.¹

As fibras ópticas surgiram pouco tempo depois. Elas eram basicamente barras de vidro ou plástico que eram esticadas até ficarem longas e flexíveis. Durante a década de 1920, John Logie Baird na Inglaterra e Clarence W. Hansell nos E.U.A. patentearam a ideia de usar arranjos de tubos ocos ou barras transparentes para transmitir imagens de televisão. Contudo, a primeira pessoa que demonstrou uma transmissão de imagem através de um tubo de fibras ópticas foi Heinrich Lamm, um

estudante de medicina em Munique. Lamm queria poder observar o interior dos corpos humanos, e em 1930 ele publicou a proeza em um artigo. Infelizmente, as fibras daquela época não possuíam casca e por isso transmitiam imagens de maneira muito ineficiente.

No início da década de 1960 houve avanço crucial na fabricação das fibras. Até então, todas as fibras eram feitas “nuas”, isto é, sem casca. Abrahan van Heel, trabalhando na Technical University of Delft (Holanda), cobriu a fibra de plástico ou vidro com uma casca de índice de refração menor. Isso protegeu a interface de reflexão interna total e melhorou o guiamento da luz. Essas fibras possuíam atenuação da ordem de decibéis por metro, o que era suficiente para a aplicação em casos médicos, mas inviáveis para a transmissão de informações por longas distâncias.

As fibras ópticas atraíram a atenção de muitos cientistas devido à sua semelhança em teoria com os guias de onda de plásticos dielétricos. Mesmo assim, devido à grande atenuação, muitos grupos desistiram da pesquisa em fibras. No entanto, um pequeno grupo do *Standard Telecommunications Laboratories* (Inglaterra), inicialmente liderado por Antoni E. Karbowiak e depois por Charles K. Kao continuou com as pesquisas em fibras. Kao, após estudar as propriedades de diversos tipos de fibras concluiu que a alta atenuação devia-se principalmente às impurezas na fabricação do que a própria sílica. A análise de Kao foi publicada em julho de 1966 e trazia um desafio: se as fibras apresentassem atenuação da ordem de 20 dB/km, então elas poderiam ser utilizadas para comunicações em longas distâncias. Essa notícia foi recebida como um “balde de água fria” pelos potenciais fabricantes da época, cujas melhores fibras possuíam atenuação da ordem de 1000 dB/km. As idéias e os cálculos

de Kao foram publicadas com a colaboração de F.F. Roberts, um pesquisador do *British Post Office Research Laboratory*.

Com isso, muitos grupos tentaram purificar os componentes utilizados na fabricação das fibras. Na Corning Glass Works (hoje Corning Inc.), Robert Maurer, Donald Keck e Peter Schultz começaram as tentativas com a sílica fundida, um material que pode ser feito com extrema pureza, mas que possui índice de refração muito baixo e alta temperatura de fusão. Eles trabalharam em preformas cilíndricas, depositando os materiais purificados vaporizados, adicionando dopantes e controlando cuidadosamente a temperatura. Em setembro de 1970, eles anunciaram que conseguiram fabricar uma fibra monomodo com atenuação um pouco inferior que 20 dB/km na faixa do He-Ne. Nos anos que se seguiram, a atenuação das fibras caiu vertiginosamente, atingindo valores da ordem de 0.2 dB/km (na região de 1.55 μm) nos dias de hoje.

1.2 SISTEMAS DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS: VISÃO GERAL

A grande capacidade dos sistemas de comunicações ópticas, em termos de largura de banda e potencial para comunicação em altas taxas, foi reconhecida no início da década de 1970 por ocasião da redução da atenuação das fibras. Nas últimas duas décadas, a capacidade de transmissão em sistemas experimentais e instalados tem aumentado numa taxa de quase 100 vezes por década. As taxas obtidas com esses sistemas ópticos são muito maiores do que as obtidas pelos sistemas eletrônicos, baseados em circuitos integrados. Em 1996, os primeiros sistemas com taxas da ordem de Tb/s foram demonstrados em diversos laboratórios ao redor do mundo, já predizendo que sistemas ópticos comerciais de

terabits iriam dominar no início do século 21. Dado que o gargalo nesses sistemas é a eletrônica (os melhores sistemas eletrônicos operam entre 40-60 GHz), esses novos sistemas ópticos são desenvolvidos com técnicas de multiplexação em vários comprimentos de ondas (WDM) que permitem grandes larguras de banda mesmo com eletrônica operando em GHz. Os primeiros sistemas WDM utilizados eram sistemas do tipo ponto-a-ponto. No entanto, nos últimos anos, devido à grande demanda, novos dispositivos fotônicos tem se juntado às fibras para formarem redes WDM mais flexíveis, onde canais podem ser adicionados ou removidos ao longo de uma rede de transmissão. Esses novos componentes fotônicos e a integração da óptica com a eletrônica tem tido grande importância na redução dos custos e no aumento da funcionalidade de tais redes.

Nos primeiros sistemas ópticos desenvolvidos, os principais parâmetros de importância para a viabilização das redes eram a atenuação da fibra, que causa a perda de energia dos pulsos, e a dispersão cromática, que causa o alargamento temporal dos pulsos. Os sistemas instalados estavam otimizados para operar na região de 1.3 μm devido ao mínimo local de atenuação das fibras. Essa região era conveniente não só por causa do mínimo de perdas mas também devido ao fato de que a dispersão cromática nessa região é nula. Em 1986, foi demonstrado pela primeira vez o funcionamento de um amplificador a fibra dopada com íons de Érbio (AFDE), capaz de amplificar fótons com comprimento de onda de 1.5 μm . Em pouco tempo, esses dispositivos se tornaram comerciais e substituíram os repetidores eletrônicos e estenderam as taxas de transmissão para valores impossíveis para a época. O desenvolvimento de Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio (AFDE) fez com que os

sistemas migrassem para a região de 1.5 μm , pois, além da possibilidade de uso dos amplificadores, era nessa região onde a fibra apresentava a menor atenuação possível.

A migração para a região de 1.5 μm fez com que a dispersão cromática voltasse a ser um efeito comprometedor da performance dos sistemas ópticos. As fibras convencionais, que possuem dispersão zero em 1.3 μm , apresentam uma dispersão da ordem de 18 ps/nm.km na região de 1.5 μm . Esse valor de dispersão fez com que as taxas máximas de propagação ficassem em valores muito inferiores àqueles permitidos pelos amplificadores ópticos.

Nessa nova fase, o novo desafio encontrado pelos cientistas era vencer a dispersão cromática imposta pela fibra com alguma solução que permitisse que os sistemas operassem na região ótima dos amplificadores. A solução encontrada pareceu ser perfeita num primeiro instante. A fabricação de fibras de dispersão deslocada (DSF) foi uma alternativa atraente para os sistemas da época, pois apresentava dispersão nula na região de 1.5 μm , mínima atenuação e permitia o uso dos AFDE's.

O que parecia ser a solução definitiva se tornou uma catástrofe devido aos efeitos não lineares. Um sistema com diversos canais propagando com a mesma velocidade numa fibra DS é severamente degradado pela mistura de quatro ondas (FWM) dos canais vizinhos. Com dispersão nula, ocorre o casamento de fase entre as ondas e a eficiência dos diversos efeitos não lineares é muito grande. Os efeitos não lineares surgem devido à grande intensidade de luz no núcleo da fibra. Hoje em dia, estão instalados milhões de quilômetros de fibras DS em países como Brasil e Japão.

Além do FWM, outros efeitos não lineares, como Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS), Espalhamento Raman Estimulado (SRS), Auto Modulação de Fase (SPM), Modulação de Fase Cruzada (XPM) e a Instabilidade Modulacional (MI), ocorrem na fibra. A maioria desses efeitos pode ser suprimida com técnicas como espaçamento desigual dos canais, compensação de dispersão ou alargamento da linha do laser e não apresenta uma maior limitação no presente. Contudo, nas próximas gerações, nos sistemas de ultra capacidade, utilizando um grande número de canais com alta potência, os efeitos dessas não linearidades terão de ser considerados previamente nos projetos.

Essa tese trata das interações não lineares entre o sinal (laser) e o ruído (emissão espontânea dos AFDEs, por exemplo), como a instabilidade modulacional, que causa amplificação do ruído na forma de dois lóbulos em torno da linha do laser. A interação sinal-ruído pode se apresentar de outras formas quando dois ou mais lasers propagam na fibra. Uma dessas formas é a amplificação catastrófica do ruído que ocorre quando dois lasers estão simetricamente sintonizados com relação ao zero de dispersão da fibra.

1.3 COMENTÁRIOS SOBRE O CONTEÚDO DESTA TESE

Como relatado na seção anterior, a física dos efeitos não lineares em sistema de comunicações ópticas, mas precisamente a óptica não linear, tem tido imensa importância no desenvolvimento e aperfeiçoamento dos dispositivos ópticos envolvidos nos projetos desses sistemas. Entendendo os efeitos não lineares podemos prever as penalidades de um sistema e moldá-lo de forma a minimizar tais efeitos.

O estudo das penalidades, causadas por esses e outros efeitos, em laboratório baseia-se na obtenção de medidas de taxas de erro, por meio de equipamentos especializados ou de figuras de olho no osciloscópio. No entanto, uma medida de taxa de erro isolada não permite entender as anomalias no espectro óptico propagado na fibra. Esse é o ponto fundamental desse trabalho.

Esta tese está focalizada na compreensão dos espectros ópticos obtidos com a propagação não linear. Portanto, esse trabalho é basicamente um estudo sobre a fibra como meio de propagação e geradora de anomalias do espectro e não como um dispositivo integrado a um sistema.

O trabalho realizado foi dividido em uma parte teórica e outra experimental. A parte teórica consistiu no estudo das equações de propagação para o ruído e na obtenção de espectros simulados. Em geral, simulações de sistemas ópticos são realizadas a partir de soluções numéricas da Equação Não Linear de Schrödinger (NLSE)² obtidas por um método conhecido como Split-Step Fourier. Nesse método, a fibra é dividida em numerosos pedaços onde a dispersão e a não linearidade atuam separadamente. Resolver a NLSE é sem dúvida a melhor opção para simular um sistema de comunicação óptica. No entanto, essas simulações consomem muito tempo e exigem computadores de alto desempenho. Esta tese não trata da simulação de sistemas, mas mostra um método alternativo, baseado em soluções da equação de ondas, que fornece solução quase exata para o espectro de um único laser propagando na fibra. Para mais de um laser, as soluções não são tão eficazes, porém conseguem explicar muitas anomalias do espectro propagado.

O capítulo 2 descreve as ferramentas necessárias para o entendimento da propagação de um laser na fibra. Essas ferramentas consistem no entendimento de fenômenos como a atenuação, a dispersão cromática, a polarização não linear e alguns efeitos causados por ela.

O capítulo 3 traz toda a modelagem matemática da equação de propagação e uma discussão sobre suas soluções. Primeiramente será tratado o caso analítico onde consideramos um único laser propagando em uma fibra sem atenuação. Os efeitos da atenuação são considerados em seguida. Na última seção, estudaremos as soluções para o problema de dois lasers propagando na fibra.

O capítulo 4 mostra os resultados experimentais e os compara com os obtidos pelas soluções do capítulo 3. Alguns métodos para obtenção dos parâmetros reais da fibra são discutidos e uma seção comenta a variação do zero de dispersão que pode ocorrer e divergir os resultados experimentais e teóricos.

O capítulo 5 mostra as conclusões obtidas e alguns comentários sobre a continuação desse trabalho.

Capítulo 2

CARACTERÍSTICAS E PARÂMETROS IMPORTANTES DAS FIBRAS ÓPTICAS

2.1 INTRODUÇÃO

Nesse capítulo estudaremos conceitos básicos que servirão como ferramentas para toda a modelagem matemática do próximo capítulo. Podemos dizer que um sinal óptico que se propaga em um meio como a fibra pode estar sujeito a três classes de efeitos. O primeiro desses efeitos, a ser estudado na seção 2.2, é a atenuação. Em seguida, na seção 2.3, entenderemos a dispersão cromática e como ela pode prejudicar na transmissão de sinais ópticos. Finalmente, na seção 2.4, daremos uma introdução aos efeitos não lineares, tendo como base o estudo da polarização não linear e sua relação com o índice de refração não linear da fibra.

Todos esse efeitos e conceitos já foram estudados em diversos contextos da física de propagação de ondas eletromagnéticas em meios diversos. Porém, nesse capítulo, procuraremos sempre focalizar as conseqüências desses efeitos no contexto das fibras ópticas e quando conveniente, nos sistemas de comunicações ópticas.

2.2 ATENUAÇÃO

Um dos parâmetros mais significativos de uma fibra óptica é a atenuação. Como vimos no primeiro capítulo dessa tese, a redução da atenuação das fibras foi fator decisivo na viabilização do uso das fibras como vias de informação. Dos diversos fatores que contribuem para as perdas na fibra, os dois mais significativos é absorção material e o espalhamento Rayleigh. A sílica pura pode absorver na região do ultravioleta ao infravermelho longínquo além dos 2 μm . Contudo, uma pequena quantidade de impurezas pode ocasionar picos de absorção na região do visível até 2 μm . Das impurezas mais comuns, os íons de OH são os mais difíceis de remover e os que causam maior absorção. Esses íons são responsáveis pelos dois picos de absorção próximos a 1.37 μm e 1.23 μm , mostrados na figura 2-1. Atualmente, as melhores fibras do mercado são fabricadas de maneira que a impureza dos íons OH seja menor que uma parte em cem milhões.

O espalhamento Rayleigh é um mecanismo de perda fundamental que surge das flutuações randômicas de densidade da sílica fundida durante a fabricação. Essas flutuações de densidade causam flutuações no índice de refração e a luz é espalhada por todas as direções. A perda por espalhamento Rayleigh varia com λ^{-4} e portanto, domina nos comprimentos de onda menores. Como se trata de uma perda intrínseca das fibras, a curva pontilhada na figura 2-1 determina um limite físico para as perdas, para o estado da arte dos processos de fabricação atuais. O nível de perda pode ser estimado por $\alpha_R = C/\lambda^4$ (em dB/km), onde C está no intervalo 0.7 – 0.9 dB/(km. μm^4) e depende dos constituintes do núcleo da fibra.

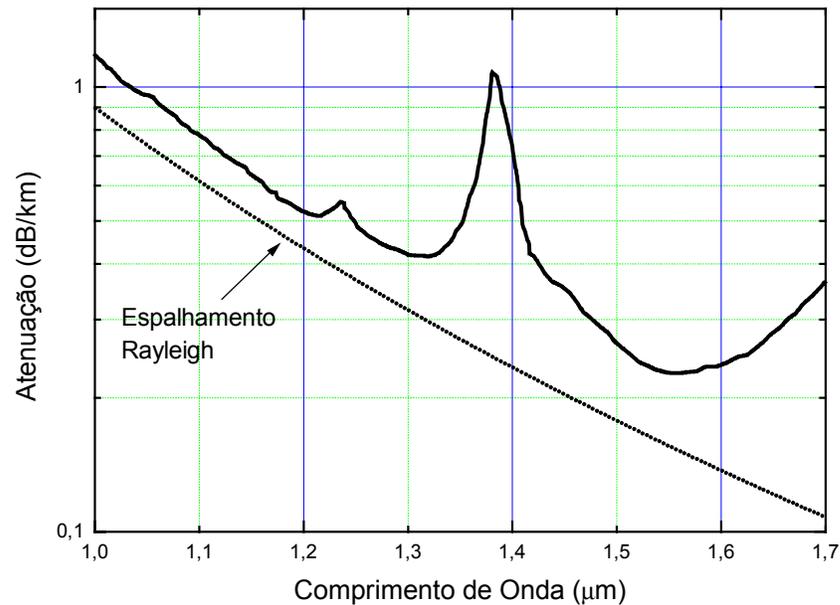


Figura 2-1: Espectro de perdas para uma fibra monomodo de sílica pura. A curva pontilhada mostra a perda intrínseca da fibra resultante do espalhamento Rayleigh, com $C = 0.9 \text{ dB/km} \cdot \mu\text{m}^4$.

2.3 DISPERSÃO CROMÁTICA

A dispersão cromática é um efeito linear decorrente da dependência do índice de refração linear n com a frequência ω . Essa dependência ocorre porque os elétrons do meio dielétrico, onde a onda eletromagnética propaga, são perturbados pelo campo elétrico da onda e saem das suas posições de equilíbrio. O deslocamento da posição de equilíbrio pode ser calculado resolvendo-se a equação de movimento para uma partícula carregada sob ação de uma força elétrica:

$$\vec{r} = \frac{-e\vec{E}'}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (2-1)$$

onde $\omega_0 = \sqrt{\frac{e}{m}}$. Aqui, m é a massa do elétron, e é a carga e \vec{E}' é o campo elétrico local efetivo. Para meios isotrópicos, o campo elétrico local efetivo se relaciona com o campo médio observado (E) e com a polarização elétrica (P) por:

$$E' = E + \frac{P}{3\epsilon_0}, \quad (2-2)$$

onde ϵ_0 é a constante dielétrica do vácuo. Temos ainda, a relação constitutiva que relaciona P com o campo E :

$$P = -Ner = \epsilon_0\chi E, \quad (2-3)$$

onde N é o número de moléculas por unidade de volume e χ susceptibilidade elétrica. Dado que o índice de refração pode ser escrito como $n^2 = 1 + \chi$, a relação de ressonância com o campo fica imediata devido à proporcionalidade de χ com r .

Em situações mais gerais, devemos considerar todas as ressonâncias características do material. Longe dessas ressonâncias, podemos determinar o índice de refração pela expressão de Sellmeier:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (2-4)$$

onde, ω_j é a frequência da j -ésima ressonância e B_j é a intensidade da respectiva ressonância. Os três primeiros termos da equação 2-4 já são suficientes para uma descrição correta do índice de refração. Para a sílica "Bulk", esses parâmetros² são $B_1 = 0.6961663$, $B_2 = 0.4079426$, $B_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$, e $\lambda_3 = 9.896161 \mu\text{m}$, onde $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$ e c é a velocidade da luz no

vácuo. A figura 2-2 mostra a curva do índice de refração n e do índice de refração de grupo $n_g = n + \omega \partial n / \partial \omega$, obtidos com a equação 2-4.

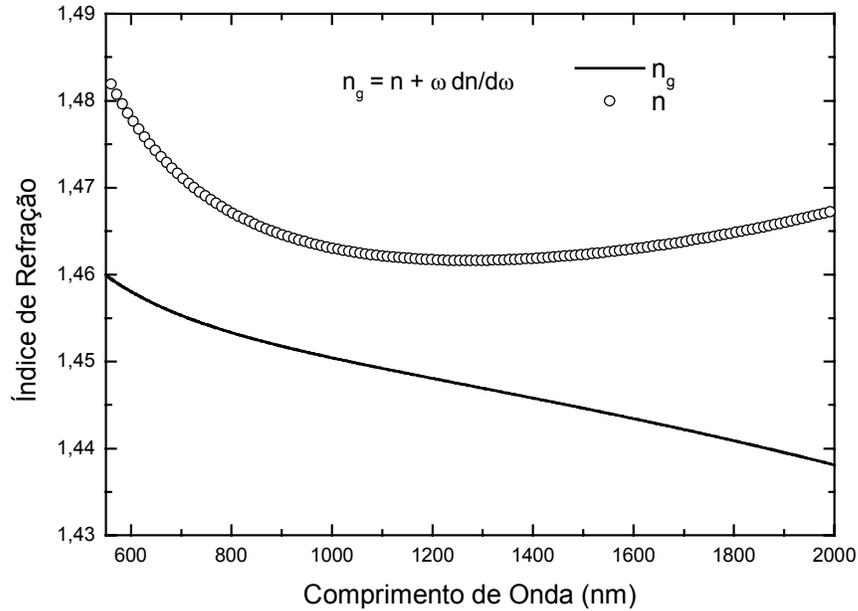


Figura 2-2: Índice de refração n e índice de refração de grupo n_g para uma fibra convencional.

Podemos observar pela figura 2-2 que n_g têm um ponto de mínimo próximo a 1270 nm. Portanto, nesse comprimento de onda temos um máximo valor para a velocidade de grupo da onda.

A dispersão possui um papel fundamental na propagação de pulsos curtos já que cada componente espectral do pulso viaja com uma velocidade dada por $c/n(\omega)$. Mesmo quando as não linearidades não estão presentes, a dispersão pode acarretar na degradação de um sistema causando o alargamento dos bits e aumentando as taxas de erro. Os efeitos da dispersão podem ser melhor estudados a partir da expansão do vetor de propagação β numa série de Taylor em torno de uma frequência central ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (2-5)$$

onde

$$\beta_k = \left[\frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (2-6)$$

Cada coeficiente β_k da equação 2-5 está relacionado com alguma propriedade física do meio de propagação. O coeficiente β_1 está relacionado com a velocidade de grupo com a qual um pulso viaja na fibra, e pode ser escrito como:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}, \quad (2-7)$$

onde v_g é a velocidade de grupo do envelope do pulso. Por sua vez, o parâmetro β_2 é proporcional à derivada segunda do índice de refração com relação a frequência. Fisicamente, β_2 mostra como a velocidade de cada componente espectral do pulso varia com sua frequência. Portanto, β_2 é responsável pelo alargamento do pulso e obedece à relação:

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}. \quad (2-8)$$

O parâmetro β_2 é geralmente chamado de dispersão da velocidade de grupo (GVD) e se relaciona com o parâmetro de dispersão por:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (2-9)$$

O parâmetro D é mais comum na literatura de fibras ópticas e é utilizado com frequência pelos fabricantes de fibra quando especificam as características de seu

produto. A figura 2-3 mostra as curvas típicas de D e β_2 para uma fibra convencional. Podemos observar que β_2 (e D) é nulo na região de 1310 nm e se torna negativo (positivo) para comprimento de ondas maiores. O comprimento de onda onde β_2 e D são nulos é chamado de comprimento de onda do zero de dispersão (λ_0). Para esse comprimento de onda específico a dispersão é nula e um pulso se propaga sem sofrer o alargamento típico causado por um meio dispersivo.

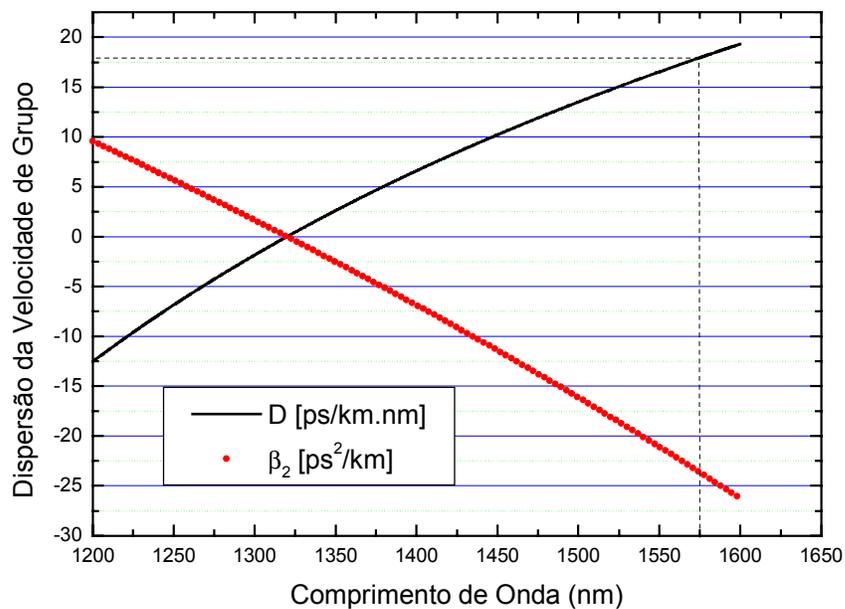


Figura 2-3: Variação de β_2 e D para uma fibra convencional. A dispersão é nula para $\lambda = \lambda_0 = 1310$ nm.

A curva para D na figura 2-3 mostra que na região de 1550 nm a fibra convencional apresenta dispersão de aproximadamente 18 ps/km.nm. Esse valor de dispersão é considerado muito alto e exige a adição de diversos repetidores ao longo de um sistema que utiliza essa fibra. Por essa razão, como comentado no capítulo 1, foi inventada a fibra de dispersão deslocada (DSF). O comprimento de onda do zero de dispersão das fibras depende de fatores geométricos, como o diâmetro do núcleo e de fatores de composição química com a utilização de dopantes como GeO_2 e P_2O_5 . A

figura 2-4 mostra as mesmas curvas para o caso de uma fibra DS. Podemos observar que agora o zero de dispersão ocorre para $\lambda_0 = 1550$ nm.

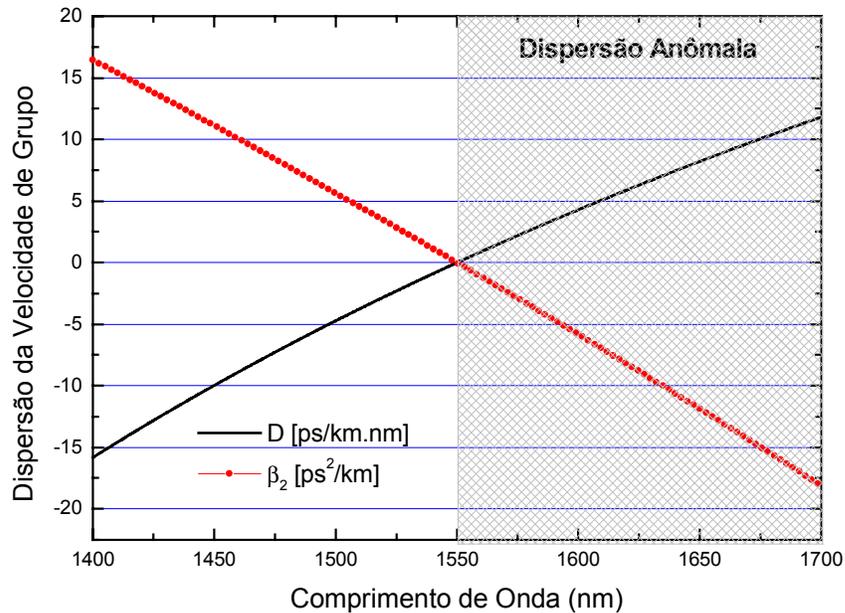


Figura 2-4: Variação de β_2 e D para uma fibra DS. A dispersão é nula para $\lambda = \lambda_0 = 1550$ nm.

Para comprimentos de onda tais que $\lambda < \lambda_0$, $\beta_2 > 0$, e a dizemos que a fibra exibe dispersão normal. No regime de dispersão normal, as componentes de freqüências mais altas (deslocadas para o azul) do pulso, viajam mais lentamente que as componentes de freqüência mais baixa (deslocadas para o vermelho). O oposto ocorre para o regime de dispersão anômala, que é a região onde $\lambda > \lambda_0$, $\beta_2 < 0$.

Para melhor exemplificar o efeito da dispersão, vamos considerar um pulso gaussiano, de largura inicial $t_0 = 10$ ps, propagando em uma fibra com $\beta_2 = -10$ ps²/km. Esse valor de dispersão é equivalente a um pulso de comprimento de onda $\lambda = 1450$ nm propagando numa fibra convencional. A figura 2-5 mostra o alargamento para esse pulso acumulado ao longo da propagação.

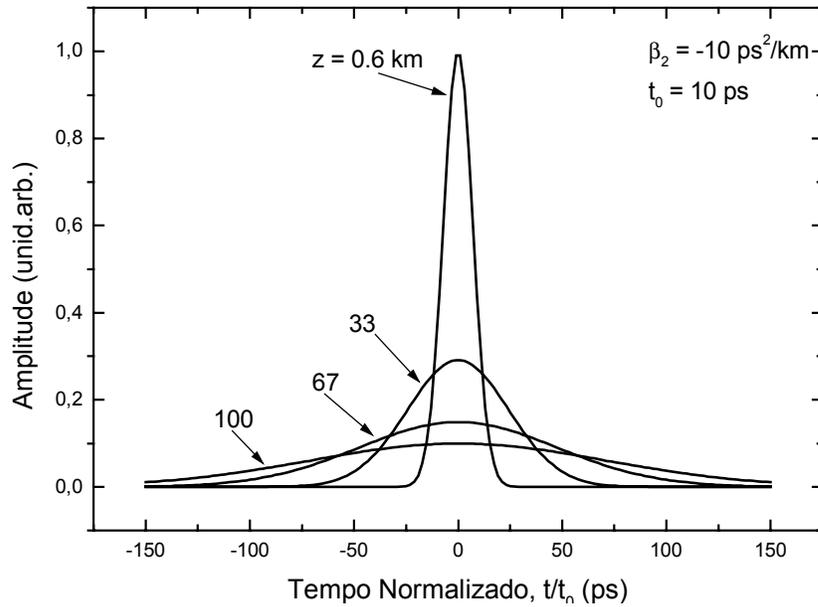


Figura 2-5: Alargamento induzido pela dispersão num pulso gaussiano em $z = 0.6, 33, 67, 100 \text{ km}$.

A presença da dispersão faz com que o pulso apresente uma varredura de frequência (*Chirp*) ausente no início da propagação. Esse *chirp*, causado pela diferença nas velocidades de cada componente espectral do pulso, pode ser melhor visualizado na figura 2-6 que mostra um pulso gaussiano de largura inicial $t_0 = 10 \text{ ps}$ e $\beta_2 = -10 \text{ ps}^2/\text{km}$, para os valores de propagação $z = 0.6, 20, 53$ e 66 km . Inicialmente o pulso não possui *chirp*, ou seja, sua fase não está modulada (representado pela cor verde). Com a propagação, ocorre a varredura de frequências, ou seja, as diferentes frequências $\omega \pm \delta\omega$ do pulso são re-arranjadas no envelope do pulso. A figura 2-7 mostra a mesma situação, porém para uma fibra com $\beta_2 = +10 \text{ ps}^2/\text{km}$. Podemos perceber que o alargamento total é o mesmo para os dois casos, no entanto, os respectivos *chirps* possuem sinais opostos (*chirp* e *anti-chirp*).

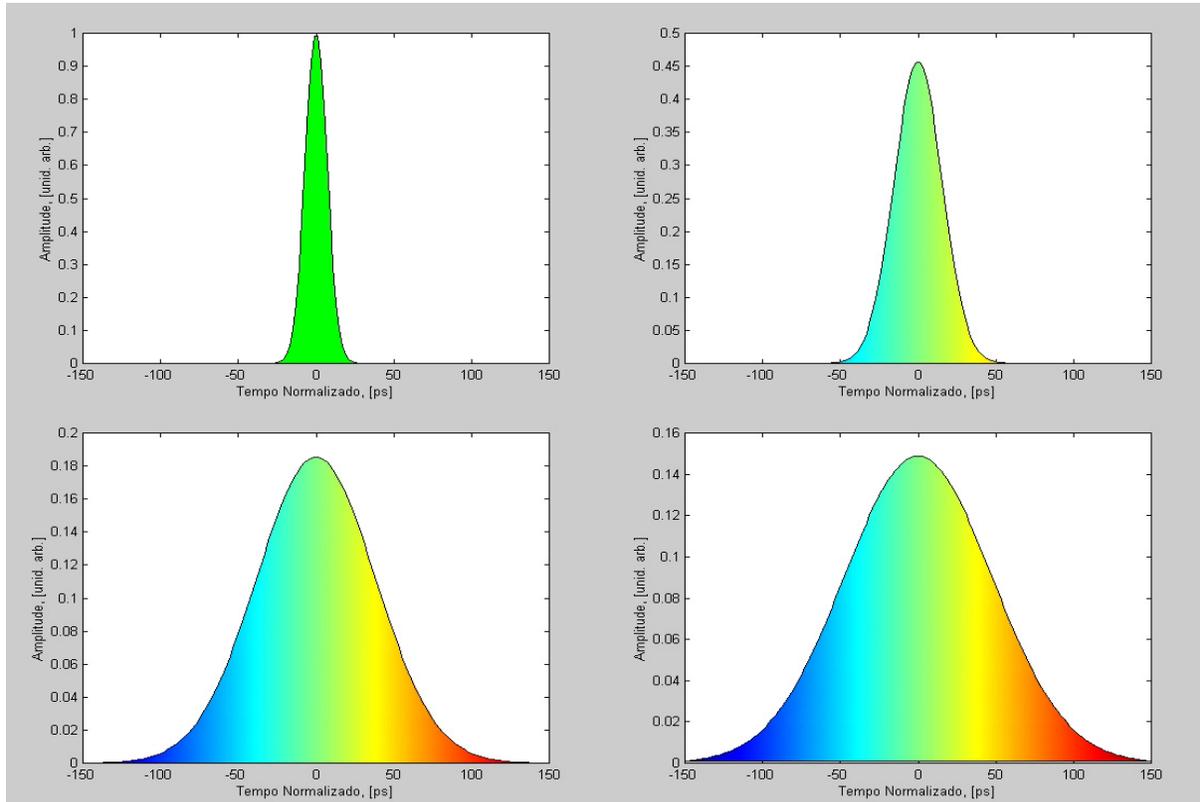


Figura 2-6: Varredura de freqüências (*Anti-Chirp*) em um pulso gaussiano causado pela dispersão. Pulso gaussiano de $t_0 = 10$ ps propagando numa fibra com regime de dispersão anômala, onde $\beta_2 = -10$ ps²/km. As quatro figuras representam os instantes $z = 0.6, 20, 53$ e 66 km.

Esse efeito pode ser utilizado para compensar os efeitos da dispersão. Se um pulso propagar em um meio com dispersão de sinal oposto ao seu *chirp* inicial, durante algum tempo o pulso terá sua largura reduzida por uma quantidade que depende da distância percorrida nesse meio e da dispersão desse meio. Isso pode ocorrer, por exemplo, para um pulso que viajou por L quilômetros numa fibra 1 de dispersão $-y$ ps²/km. Caso esse pulso propague agora numa fibra 2 de mesmo comprimento e dispersão $+y$ ps²/km, no final da propagação o pulso terá a mesma largura que tinha no início da propagação na fibra 1. Essa técnica já é muito utilizada e é chamada de compensação de dispersão.

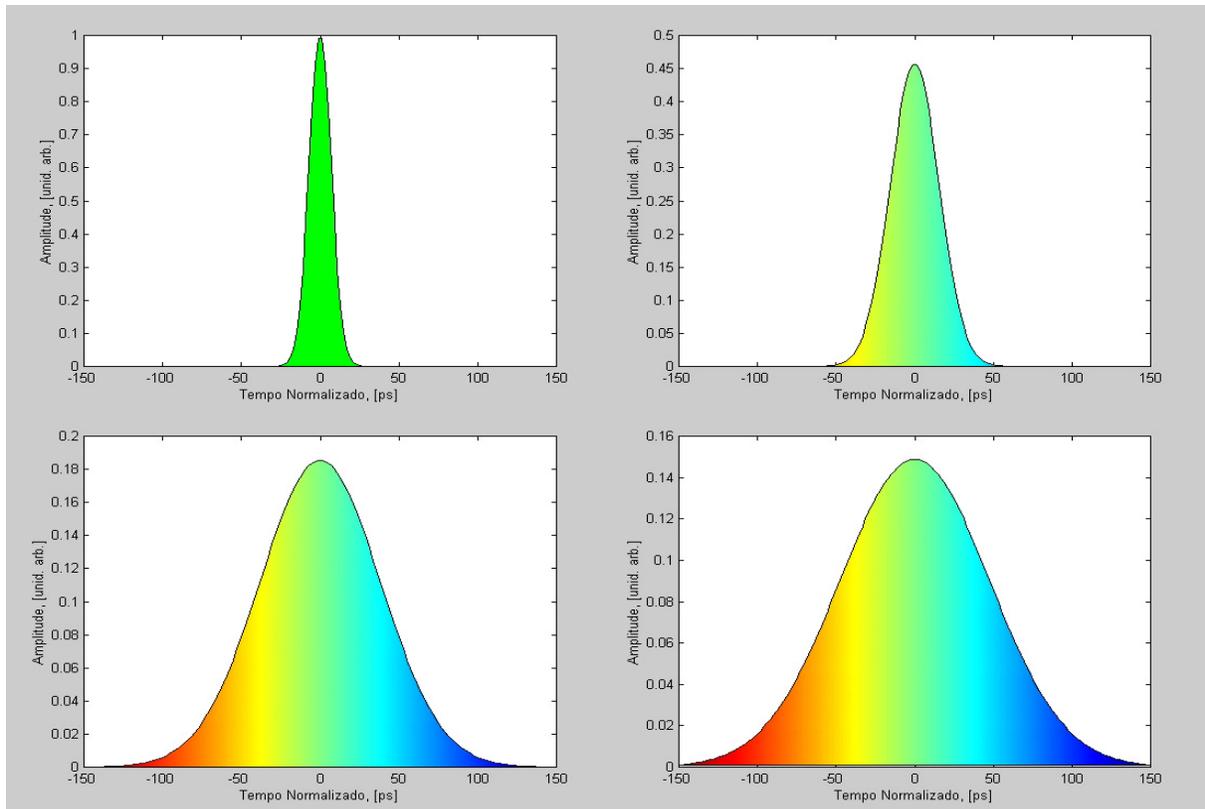


Figura 2-7: Varredura de freqüências (*Chirp*) em um pulso gaussiano causado pela dispersão. Pulso gaussiano de $t_0 = 10$ ps propagando numa fibra com regime de dispersão normal, onde $\beta_2 = 10$ ps²/km. As quatro figuras representam os instantes $z = 0.6, 20, 53$ e 66 km.

Devemos lembrar que não existe a criação de novas freqüências dentro do pulso, mas sim um rearranjo das freqüências já existentes. Nas figuras acima, a cor verde do pulso inicial apenas indica que o pulso está inicialmente sem *chirp*.

2.4 POLARIZAÇÃO NÃO LINEAR^{3,4}

2.4.1 FUNÇÃO RESPOSTA

Para o entendimento dos fenômenos não lineares em fibras ópticas, é necessário considerar a teoria da propagação de ondas eletromagnéticas em um meio dispersivo e não linear. Como todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação de campos ópticos em fibras é governada pelas Equações de Maxwell, no nosso caso considerando um meio livre de cargas e correntes:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} , \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{2-10}$$

As densidades de fluxo \vec{D} e \vec{B} surgem da resposta não instantânea do meio aos campos propagantes \vec{E} e \vec{H} , e se relacionam através das relações constitutivas:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} + \vec{M}'\end{aligned}\tag{2-11}$$

onde ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo, μ_0 é a permissividade magnética do vácuo, \vec{P} é polarização elétrica induzida e \vec{M} é a magnetização induzida. Para meios não magnéticos como a fibra, $\vec{M} = 0$.

As equações 2-10 podem ser utilizadas para obtermos a equação de propagação de ondas tridimensional:

$$\left[\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E(\vec{r}, t) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(\vec{r}, t).\tag{2-12}$$

Podemos escrever o campo $E(\vec{r}, t)$ no domínio da frequência como $\tilde{E}(\vec{r}, \omega) = \hat{x}A(\omega)F(x, y)\exp[i\beta(\omega)z]$, onde a função $F(x, y)$ representa a distribuição transversa do campo dentro da fibra. Para o modo fundamental, $F(x, y)$ é uma função de Bessel de ordem zero nas coordenadas x e y .

Na equação 2-12, a polarização atua como uma fonte da equação de ondas.

Uma maneira eficiente de estudar a polarização não linear e seus efeitos é expandir \vec{P} como:

$$\vec{P} = \vec{P}^{(0)} + \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \dots \quad (2-13)$$

onde $\vec{P}^{(n)}$ é de ordem n em \vec{E} . Na expansão acima, $\vec{P}^{(0)}$ representa uma polarização permanente (presentes em um eletreto) que não precisamos considerar. Os efeitos não lineares surgem da resposta não instantânea do meio devido à presença do campo. Sendo assim, não podemos escrever simplesmente $\vec{P}^{(n)} \propto \vec{E}^{(n)}$ na equação 2-13.

A relação linear mais geral entre dois vetores que são funções do tempo e da posição é:

$$\vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \iiint dx' dy' dz' \vec{\chi}^{(1)}(\vec{r}, t, \vec{r}', t') E(\vec{r}', t), \quad (2-14)$$

onde $\vec{\chi}^{(1)}$ é um tensor de ordem 2 e a integração ocorre sobre todo o espaço. A complexidade da equação 2-14 pode ser reduzida aplicando-se argumentos físicos simples como invariância temporal e espacial, causalidade e localidade. Esses argumentos permitem reescrever a equação 2-14 como uma função que depende apenas do tempo t :

$$\vec{P}^{(1)}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \vec{\chi}^{(1)}(t-t') E(t'). \quad (2-15)$$

A função $\vec{\chi}^{(1)}(t)$ na relação constitutiva 2-15 é chamada de “função resposta”.

Se $E(t)$ é um pulso delta aplicado em $t=0$, ou seja, $E(t) = A\delta(t)$, então

$$P^{(1)}(t) = \epsilon_0 A \chi^{(1)}(t). \quad (2-16)$$

Portanto, a função $\vec{\chi}^{(1)}(t)$ é basicamente a polarização que se obtém após excitar o meio com um pulso muito curto. Na verdade, o meio responderá com oscilações que tenderão a zero em um tempo característico, t_r , chamado “tempo de resposta ou tempo de memória (figura 2-8). Devemos notar que $\vec{\chi}^{(1)}(t) = 0$ se $t < 0$ (devido ao argumento da causalidade) e podemos escrever a equação 2-16 como:

$$\vec{P}^{(1)}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t') \vec{E}(t') dt', \quad (2-17)$$

levando em conta que a função resposta contém implicitamente a função degrau ou função de Heaveside.

Podemos ainda escrever a equação 2-17 como:

$$\vec{P}^{(1)}(t) = \epsilon_0 \int_0^{\infty} \vec{\chi}^{(1)}(\tau) \vec{E}(t-\tau) d\tau, \quad (2-18)$$

que se obtém aplicando a transformação $\tau = t - t'$ na equação 2-17.

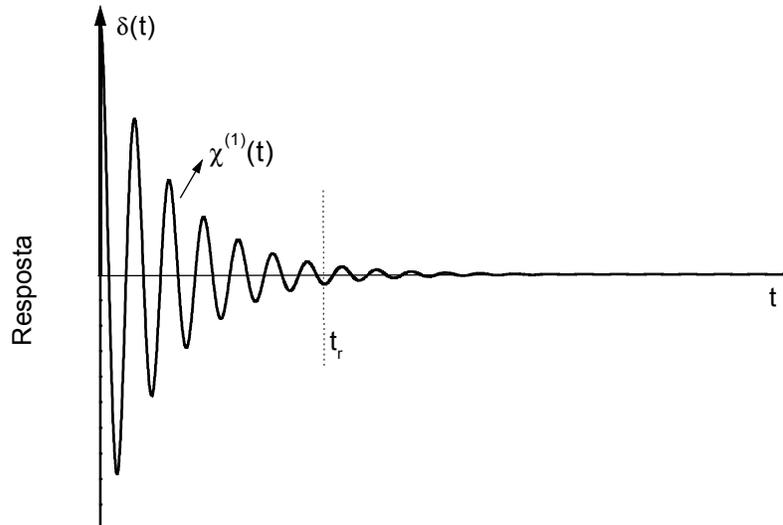


Figura 2-8: Exemplo de função resposta para um meio cuja resposta não é instantânea com a excitação do campo.

2.4.2 RELAÇÃO CONSTITUTIVA NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA

Geralmente, as relações constitutivas se apresentam com equações mais simples no domínio da frequência. A equação 2-18 é na verdade um produto de convolução no domínio do tempo, o que nos dá um produto simples da transformadas de Fourier:

$$\vec{P}^{(1)}(\omega) = \epsilon_0 \vec{\chi}^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\omega), \quad (2-19)$$

onde podemos escrever para os elementos de $\vec{\chi}^{(1)}(\omega)$

$$\chi_{jk}^{(1)}(\omega) = \int_0^{\infty} \chi_{jk}^{(1)}(t) \exp[-i\omega t] dt. \quad (2-20)$$

A função resposta no domínio da frequência é chamada de “susceptibilidade”.

Até agora, tratamos da relação constitutiva que envolve a susceptibilidade $\vec{\chi}^{(1)}(\omega)$. A relação constitutiva 2-19 é uma relação linear e é responsável pelos fenômenos ópticos lineares, como o índice de refração linear e a absorção linear.

Podemos tratar de maneira análoga as relações constitutivas não lineares que somadas à relação 2-19 nos fornece a polarização total definida na equação 2-13.

Novamente, as relações não lineares possuem forma matemática mais simples no domínio da frequência. Essas equações se tornam ainda mais fáceis de serem resolvidas caso os campos envolvidos sejam monocromáticos, como veremos no capítulo seguinte.

Seguindo o modelo das equações 2-19 e 2-20, escrevemos a transformada de Fourier de dimensão n, de maneira que:

$$\vec{\chi}^{(n)}(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n) = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dt_n \vec{\chi}^{(n)}(t_1, t_2, \dots, t_n) \exp(-i \sum_{j=1}^n \omega_j t_j), \quad (2-21)$$

onde a transformada inversa é

$$\vec{\chi}^{(n)}(t_1, t_2, \dots, t_n) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_n \vec{\chi}^{(n)}(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n) \exp(i \sum_{j=1}^n \omega_j t_j). \quad (2-22)$$

As equações 2-21 e 2-22 fornecem para n=2 e n=3:

$$\vec{P}^{(2)}(\omega) = \frac{\epsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \vec{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega - \omega_1) \cdot \vec{E}(\omega_1) \cdot \vec{E}(\omega - \omega_1) \quad (2-23)$$

$$\vec{P}^{(3)}(\omega) = \frac{\epsilon_0}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega) \times \vec{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \cdot \vec{E}(\omega_1) \cdot \vec{E}(\omega_2) \cdot \vec{E}(\omega_3) \quad (2-24)$$

A polarização não linear de segunda ordem é responsável pelos efeitos de geração de segundo harmônico e soma de frequências. Em materiais com centro de simetria como a sílica, $\vec{\chi}^{(2)} = 0$, e os efeitos não lineares de segunda ordem não estão

presentes. Portanto, em uma fibra óptica, os primeiros efeitos não lineares presentes surgem da polarização não linear de terceira ordem.

Na sua forma mais geral, $\vec{\chi}^{(3)}$ é um tensor de 81 elementos. No entanto, aplicando condições de simetria para um meio isotrópico e homogêneo, $\vec{\chi}^{(3)}$ possuirá apenas 21 elementos e apenas 3 elementos independentes de maneira que:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{xyxy}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{xyyx}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk} . \quad (2-25)$$

Da equação 2-25 obtemos a relação:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = 3\chi_{xxyy}^{(3)} = 3\chi_{xyxy}^{(3)} = 3\chi_{xyyx}^{(3)} \quad (2-26)$$

A relação 2-26 é muito útil quando estudamos a dependência do ganho paramétrico com a polarização.

2.4.3 EFEITOS NÃO LINEARES

Como vimos, a expressão para a resposta da fibra a um campo eletromagnético externo é dada pela polarização no domínio das freqüências:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left[\vec{\chi}^{(1)} \otimes \vec{E} + \vec{\chi}^{(2)} \otimes \vec{E}\vec{E} + \vec{\chi}^{(3)} \otimes \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right] \quad (2-27)$$

que decorre da equação 2-13. Os efeitos dominantes na equação 2-27, devem-se aos efeitos lineares decorrentes de $\chi^{(1)}$, como o índice de refração linear n_0 e a absorção linear α . Como a polarização não linear de segunda ordem é nula para fibras ópticas, os efeitos não lineares de mais baixa ordem surgem da equação 2-24.

Os efeitos não lineares de terceira ordem podem ser divididos em três classes distintas: Mistura de Quatro Ondas (Four Wave Mixing, FWM), refração não linear, e geração de terceiro harmônico. A geração de terceiro harmônico não é muito eficiente em fibras ópticas, devido ao descasamento de fase que entenderemos no próximo capítulo. Além dos efeitos elásticos citados acima, existem dois efeitos inelásticos que ocorrem com muita frequência em fibras: Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS) e Espalhamento Raman Estimulado (SRS). Nesses espalhamentos parte da energia da luz é transferida para o meio através de vibrações mecânicas na fibra. Faremos uma breve descrição de cada um desses efeitos abaixo.

1) Auto Modulação de Fase (SPM) e Modulação de Fase Cruzada (XPM)

A refração não linear tem sua origem no chamado efeito Kerr óptico, que consiste na dependência do índice de refração com a intensidade do campo no meio. Para intensidades muito elevadas, o índice de refração do meio deixa de ser linear obedecendo à relação:

$$n = n_0 + n_2 I , \quad (2-28)$$

onde I é a intensidade da luz, n_2 é o índice de refração não linear da fibra e n_0 é o índice de refração linear da fibra. Para fibras de sílica, o valor de n_2 está no intervalo $2.2 - 3.4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, dependendo dos constituintes do núcleo e se a polarização do campo é preservada ou não. O índice de refração não linear se relaciona com o valor de $\chi_{xxxx}^{(3)}$ por:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \frac{4}{3} \epsilon_0 n_0^2 c n_2 . \quad (2-29)$$

No intervalo compreendido por um pulso óptico, a intensidade do campo possui diferentes valores. Se observarmos os pulsos gaussianos mostrados na figura 2-5, notamos que a intensidade do pulso é maior no centro do pulso do que nas bordas. Essa diferença de intensidade causa uma variação do índice de refração ao longo do pulso, que por sua vez altera a constante de propagação e conseqüentemente a fase do pulso. Utilizando a equação 2-28, podemos escrever para a fase do pulso:

$$\phi = n\beta_0 z = (n_0 + n_2 I)\beta_0 z. \quad (2-30)$$

Essa variação no índice de refração sentida pelo pulso e causada pela intensidade do próprio pulso é chamada de Auto Modulação de Fase (SPM). A mudança na fase causa a geração de novas freqüências no pulso, resultando em um *chirp* semelhante ao causado pela dispersão. Em algumas situações é possível cancelar o *chirp* causado pela dispersão fazendo atuar o *chirp* não linear da SPM. Essa compensação ocorre na propagação de sólitons, que é um pulso óptico que tem a característica de propagar sem alterar seu perfil temporal ou espectral. A auto modulação de fase, assim como a dispersão, atua no alargamento do pulso prejudicando a transmissão de sinais muito curtos.

A equação 2-30 nos permite escrever uma fase não linear para o pulso, $\phi_{NL} = n_2 I \beta_0 z$. A Modulação de Fase Cruzada (XPM) ocorre quando um pulso (I_1) sofre os efeitos da modulação do índice de refração devido à intensidade de um outro pulso (I_2). Esse efeito é duas vezes maior do que o causado pela SPM. Nesse caso a fase não linear possui dois termos, $\phi_{NL}^1 = n_2 \beta_0 z (I_1 + 2I_2)$ e $\phi_{NL}^2 = n_2 \beta_0 z (2I_1 + I_2)$.

2) Mistura de Quatro Ondas (FWM)

A mistura de quatro ondas consiste na interação de três fótons gerando um quarto fóton de frequência, $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Esses fótons não precisam ter necessariamente frequências diferentes. Quando $\omega_1 = \omega_2$, temos $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$, e o FWM é dito degenerado. O FWM talvez seja a principal penalidade dos sistemas multi-canalais⁵⁻¹⁰ atuais, sendo causador de erros como o chamado “Cross-Talk”. Em geral, para um sistema WDM temos $\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$ e dependendo da separação entre os canais originais, o quarto sinal gerado poderá ter a mesma frequência de um canal original ou ser gerado entre dois canais adjacentes. Atualmente estudam-se formas de prevenir esse efeito, ou pelo menos minimizar suas conseqüências. Uma das alternativas encontradas é organizar a grade de canais de maneira que os canais possuam separações não homogêneas. Essa manobra permite que as bandas geradas não coincidam com os canais de informação. No entanto, sempre há a perda de potência dos canais de informação.

A mistura de quatro ondas não ocorre apenas entre canais coerentes. Existe a possibilidade de que um laser interaja com o ruído e o amplifique por uma região do espectro. Esse efeito de amplificação do ruído é chamado Instabilidade Modulacional (MI) e é um dos principais focos dessa tese.

3) Espalhamentos Raman (SRS) e Brillouin Estimulado (SBS)

O espalhamento Brillouin consiste na transferência de energia de um fóton incidente para um fônon acústico contrapropagante na fibra. Essa transferência é feita de maneira que a energia total e o momento se conservam, gerando luz contrapropagante na fibra. A potência limiar para esse efeito depende da largura de

linha dos lasers envolvidos. Para fibras convencionais na região de 1.55 μm e lasers de linha estreita (< 10 MHz) o limiar é de 1mW. Esse limiar pode ser aumentado com técnicas experimentais simples que alargam a linha do laser. Nos experimentos do capítulo 4, um modulador de fase é utilizado para alargar a linha do laser. Para um laser de largura 20 MHz a potência limiar sobe para 9 mW. Uma outra alternativa muito utilizada é causar uma modulação direta (“dithering”) na corrente dos lasers.

O espalhamento Raman¹¹ consiste na transferência de energia para um fônon óptico. Essa é a única diferença entre os dois espalhamentos aqui tratados. No entanto, essa diferença traz algumas consequências consideráveis. Uma delas é que ao contrário do Brillouin, o espalhamento Raman pode ocorrer nos dois sentidos, sendo que o co-propagante é o mais eficiente. Em fibras convencionais e na região de 1.55 μm , a potência limiar para o Raman é da ordem de 500 mW. Essa potência é muito superior às utilizadas em sistemas. No entanto, em sistemas WDM com vários canais, o espalhamento degrada o sistema não somente retirando potência dos canais, mas age principalmente no cross-talk entre os canais. Isso ocorre devido à transferência de energia dos canais de menor comprimento de onda (maior energia), que funcionam com bombeios para os canais de maior comprimento de onda.

O espalhamento Raman também tem aplicações úteis. Estudam-se hoje em dia técnicas de amplificação distribuída utilizando esse efeito. O pico de ganho do Raman ocorre aproximadamente 100 nm acima do laser de bombeio. Portanto, se utilizarmos lasers de bombeio na região de 1400 nm, podemos obter uma curva de ganho na região de 1550 nm suficiente para manter a potência dos canais.

Capítulo 3

INTERAÇÃO SINAL-RUÍDO EM FIBRAS ÓPTICAS

3.1 INTRODUÇÃO

Esse capítulo traz a modelagem matemática necessária para o entendimento da propagação não linear do laser na fibra óptica. Na seção 3.2 iniciaremos o estudo analítico de um único laser, propagando em uma fibra de atenuação nula ($\alpha = 0$) e obteremos sua equação de propagação. Estudar a propagação de um sinal em uma fibra com atenuação nula nos permitirá obter expressões analíticas para o espectro final. Com essas expressões, poderemos entender com muito mais facilidade as principais características do espectro propagado, que será estudado com detalhes na seção 3.3. Os efeitos causados no espectro devido à atenuação serão considerados na seção 3.4. Finalmente, na seção 3.5, estenderemos nossa análise para o caso de dois lasers que se propagam em uma mesma fibra.

3.2 OBTENÇÃO DA EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO: SOLUÇÕES ANALÍTICAS

Daremos início ao estudo da interação sinal-ruído em fibras considerando um único laser de frequência ω_L e potência P_L que se propaga em uma fibra, inicialmente sem atenuação ($\alpha = 0$), e de comprimento L . Nossa análise matemática se dará no domínio das frequências devido a uma maior simplicidade nas equações.

A propagação do laser na fibra é governada pela equação de ondas:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right] \vec{E}(z, \omega) = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P}_{tot}(z, \omega). \quad (3-1)$$

A polarização total $\vec{P}_{tot}(z, \omega)$ relaciona-se com o campo $\vec{E}(z, \omega)$ através da relação constitutiva :

$$\vec{P}_{tot}(z, \omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}(z, \omega) + \vec{P}_{NL}(z, \omega). \quad (3-2)$$

Consideremos ainda a relação de dispersão para uma onda plana:

$$\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 [1 + \chi(\omega)] = \left[\beta(\omega) - i \frac{\alpha(\omega)}{2} \right]^2, \quad (3-3)$$

que pode ser substituída na equação 3-1 para obtermos:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left[\beta(\omega) - i \frac{\alpha(\omega)}{2} \right]^2 \right\} \vec{E}(z, \omega) = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P}_{NL}(z, \omega). \quad (3-4)$$

Como estamos tratando de uma fibra sem atenuação, fazemos $\alpha = 0$ na equação 3-4 e obtemos:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta(\omega)^2 \right\} \vec{E}(z, \omega) = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P}_{NL}(z, \omega). \quad (3-5)$$

A polarização não linear $\vec{P}_{NL}(z, \omega)$ já foi definida no capítulo anterior e é dada pela equação 2-24 :

$$\vec{P}_{NL}(z, \omega) = \frac{\epsilon_0}{(2\pi)^2} \iiint \tilde{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega; \omega) \times \\ \times \vec{E}(z, \omega_1) \vec{E}(z, \omega_2) \vec{E}(z, \omega_3) d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \quad (3-6)$$

O campo $\vec{E}(z, \omega)$ (figura 3-1) consiste, no caso geral de um sistema WDM, em uma parte coerente que contém os canais WDM e as interações FWM entre os canais e uma parte não coerente que é a ASE e a interação FWM entre ASE (ruído) e canais. Assim podemos escrever para o campo no início da fibra:

$$E(z, \omega) = \sum_k E_k(z, \omega) + \mathcal{E}(z, \omega), \quad (3-7)$$

onde $E_k(z, \omega)$ (abandonando a notação vetorial) diz respeito à parte coerente do campo e $\mathcal{E}(z, \omega)$ à parte não coerente (ruído) do campo.

Se a largura de banda da modulação dos sinais for pequena ou para o caso CW, podemos aproximar o campo coerente como uma soma de deltas de Dirac no domínio da frequência:

$$E_k(z, \omega) \cong \pi A_k \delta(\omega - \omega_k) + \pi A_k^* \delta(\omega + \omega_k). \quad (3-8)$$

Usaremos essa aproximação apenas para reduzir a complexidade da forma de $\vec{P}_{NL}(z, \omega)$ (equação 3-6). Vamos também supor que os campos são linearmente polarizados, de modo que possamos desconsiderar a natureza tensorial de $\tilde{\chi}^{(3)}$.

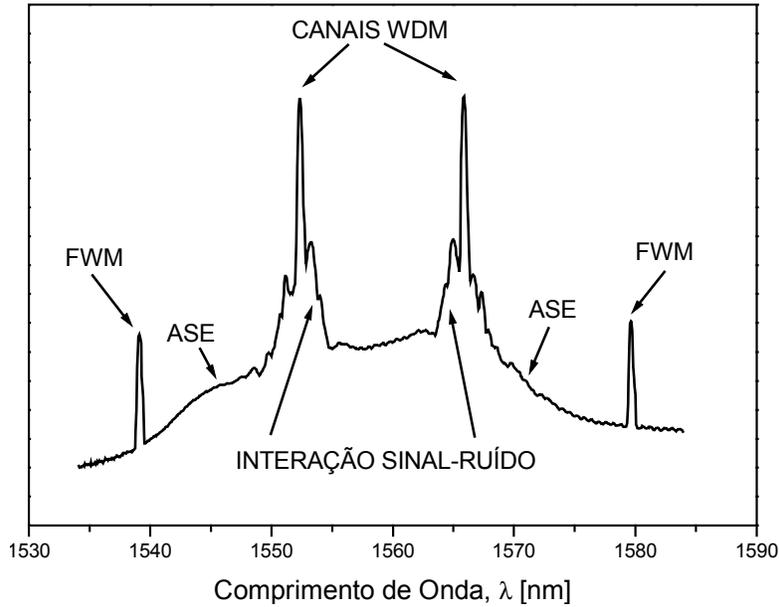


Figura 3-1: Exemplo de um campo WDM contendo os canais WDM, a ASE dos amplificadores e a interação FWM entre os canais.

Assim como o campo, a polarização não linear pode ser escrita como uma soma de uma polarização não linear coerente e uma polarização não linear não coerente:

$$P_{NL}(z, \omega) = P_{coe}(z, \omega) + \tilde{P}(z, \omega). \quad (3-9)$$

A parcela coerente $P_{coe}(z, \omega)$ é responsável pelos efeitos SPM, XPM e pelo FWM entre os canais. A parte não coerente $\tilde{P}(z, \omega)$ é responsável pela amplificação do ruído e é formada pelos termos da equação 3-6 que contém $\mathcal{E}(z, \omega)$. Como $|\mathcal{E}| \ll |A_k|$ ($k = 1, 2, \dots$), podemos desprezar os termos da equação 3-6 que são quadráticos e cúbicos em $\mathcal{E}(z, \omega)$.

Como estamos tratando de apenas um único laser propagando na fibra a equação 3-7 deve ser escrita como:

$$E(z, \omega) = \pi \left[A \delta(\omega - \omega_L) + A^* \delta(\omega + \omega_L) \right] + \mathcal{E}(z, \omega), \quad (3-10)$$

onde A é uma constante proporcional à amplitude do campo.

As integrais na equação 3-6 são facilmente resolvidas devido aos deltas de Dirac e nos fornece:

$$P_{coe}(z, \omega) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \pi \left[A^{*3} \chi^{(3)}(-3\omega_L) + 3AA^{*2} \chi^{(3)}(-\omega_L) + 3A^2 A^* \chi^{(3)}(\omega_L) + A^3 \chi^{(3)}(3\omega_L) \right] \quad (3-11)$$

e

$$\begin{aligned} \tilde{P}(z, \omega) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \left[2AA^* \chi^{(3)}(\omega) \mathcal{E}(z, \omega) + A^2 \chi^{(3)}(\omega - 2\omega_L) \mathcal{E}(z, \omega - 2\omega_L) + \right. \\ \left. + A^{*2} \chi^{(3)}(\omega + 2\omega_L) \mathcal{E}(z, \omega + 2\omega_L) \right]. \end{aligned} \quad (3-12)$$

O termo de $\tilde{P}(z, \omega)$ que contém A^{*2} se utiliza do campo do ruído em $2\omega_L + \omega$ (ultravioleta) para dar uma contribuição para o campo em ω . Esse termo é importante apenas para o caso de um espectro branco de ruído, como por exemplo, o vácuo. Nesses casos, a contribuição desse termo pode ser maior que o dos outros termos e precisa ser levado em consideração. No caso de um espectro de ruído mais estreito, como a ASE de EDFA, podemos fazer $\mathcal{E}(z, 2\omega_L + \omega) = 0$, pelo menos para o campo na entrada da fibra.

Como $\mathcal{E}(z, t)$ é real podemos escrever na equação 3-12 $\mathcal{E}(z, \omega - 2\omega_L) = \mathcal{E}^*(z, 2\omega_L - \omega)$. Além disso, $\chi^{(3)}$ é uma função muito suave de ω na região do infravermelho que vai de 1400 nm à 1700 nm. Sendo assim, longe das ressonâncias, podemos escrever $\chi^{(3)}(\omega_L, -\omega_L, \omega) \cong \chi^{(3)}(\omega_L, \omega_L, \omega - 2\omega_L) \cong \chi^{(3)}$.

Assim, reescrevemos a equação 3-12 como:

$$\tilde{P}(z, \omega) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \left[2|A|^2 \chi^{(3)} \mathcal{E}(z, \omega) + A^2 \chi^{(3)} \mathcal{E}^*(z, 2\omega_L - \omega) \right]. \quad (3-13)$$

A relação entre $\chi^{(3)}$ e o índice de refração não linear n_2 é dada pela equação 2-29 :

$$\chi^{(3)} = \frac{4}{3} \epsilon_0 n_0^2 c n_2, \quad (3-14)$$

onde n_0 é o índice de refração linear da fibra . Substituindo na equação 3-13 teremos:

$$\tilde{P}(z, \omega) = \epsilon_0^2 n_0^2 c n_2 \chi^{(3)} \left[2|A|^2 \mathcal{E}(z, \omega) + A^2 \mathcal{E}^*(z, 2\omega_L - \omega) \right]. \quad (3-15)$$

O termo que contém $|A|^2$ na equação 3-15 representa o efeito XPM do laser no ruído em ω . O termo com A^2 é responsável pelo FWM gerado na frequência ω entre o laser com o ruído em $2\omega_L - \omega$. A amplitude A se relaciona com a potência P_L através da relação:

$$P_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 n_0 c |A|^2 A_{eff}, \quad (3-16)$$

onde A_{eff} é a área efetiva da fibra e está relacionada com a distribuição transversa, $F(x, y)$, do campo.

Assim, se definirmos:

$$A(z) = |A(z)| \exp[i\phi(z)], \quad (3-17)$$

podemos reescrever a equação 3-15 como:

$$\tilde{P}(z, \omega) = \frac{2\epsilon_0 n_0 n_2 P_L}{A_{eff}} \left[2\mathcal{E}(z, \omega) + \exp[2i\phi(z)] \mathcal{E}^*(z, 2\omega_L - \omega) \right]. \quad (3-18)$$

A fase $\phi(z)$ na equação 3-18 pode ser determinada resolvendo a equação 3-5 considerando a parcela de $P_{NL}(z, \omega)$ que contribui em ω_L . Essa parcela está inclusa na parte coerente de $P_{NL}(z, \omega)$ (equação 3-11), ou seja,

$$P_{NL}(z, \omega_L) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |A|^2 A. \quad (3-19)$$

A solução da equação 3-5 tendo a equação 3-19 como polarização não linear nos fornece:

$$\phi(z) = -\beta(\omega_L)z - \gamma P_L z + \phi_{0L}, \quad (3-20)$$

onde, $\gamma = \omega_L n_2 / c A_{eff}$ é o coeficiente não linear da fibra e ϕ_{0L} é uma fase inicial arbitrária para o laser.

A fase $\phi(z)$, definida na equação 3-20 é formada por uma parcela linear proporcional à constante de propagação $\beta(\omega_L)$ e que diz respeito à propagação linear da onda, e uma parcela não linear proporcional à γ e que diz respeito à propagação não linear da onda. Na verdade, essa parcela não linear descreve o efeito SPM. Nesse caso, a fase do campo no domínio da frequência é a mesma fase do campo no domínio do tempo. Isso ocorre porque estamos tratando de uma onda pura monocromática.

Para estudar a propagação do ruído vamos solucionar a equação 3-5 tendo como fonte a expressão 3-18, ou seja :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2(\omega) \right\} \mathcal{E}(z, \omega) = -\frac{2n_0 n_2 \omega^2 P_L}{c^2 A_{eff}} [2\mathcal{E}(z, \omega) + \exp[2i\phi(z)] \mathcal{E}^*(z, 2\omega_L - \omega)]. \quad (3-21)$$

Podemos remover a variação espacial rápida do ruído definindo:

$$\mathcal{E}(z, \omega) = \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) \exp[-i\beta(\omega)z]. \quad (3-22)$$

Substituindo 3-22 em 3-21 e desprezando a derivada de segunda ordem (assumindo uma variação lenta) obtemos:

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega)}{\partial z} = -i\gamma P_L \left\{ 2\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) + \tilde{\mathcal{E}}^*(z, 2\omega_L - \omega) \exp[i(2\phi_{0L} - 2\gamma P_L z + \Delta\beta z)] \right\}, \quad (3-23)$$

onde

$$\Delta\beta = \beta(\omega) + \beta(2\omega_L - \omega) - 2\beta(\omega_L), \quad (3-24)$$

é o vetor de casamento de fase para o processo.

Vamos definir,

$$\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) = A(z, \omega) \exp[-2i\gamma P_L z] \quad (3-25)$$

e substituir na equação 3-23 para obtermos:

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = -i\gamma P_L A^*(z, 2\omega_L - \omega) \exp[i(2\phi_{0L} + 2\gamma P_L z + \Delta\beta z)]. \quad (3-26)$$

A equação 3-26 descreve a propagação do ruído em ω e por uma análise similar podemos escrever a equação de propagação do ruído em $2\omega_L - \omega$ para obtermos o sistema de equações acopladas:

$$\begin{cases} \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = a A^*(z, 2\omega_L - \omega) \\ \frac{\partial A(z, 2\omega_L - \omega)}{\partial z} = a A^*(z, \omega), \end{cases} \quad (3-27)$$

onde

$$a = -i\gamma P_L \exp[i(2\phi_{0L} + 2\gamma P_L z + \Delta\beta z)]. \quad (3-28)$$

Para desacoplar o sistema, derivamos as equações 3-27 novamente e obtemos a equação diferencial de segunda ordem que descreve a propagação não linear do ruído:

$$\frac{\partial^2 A(z, \omega)}{\partial z^2} + b \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} - |a|^2 A(z, \omega) = 0, \quad (3-29)$$

onde

$$b = -\frac{\partial \ln a}{\partial z} = -i(\Delta\beta + 2\gamma P_L) \quad (3-30)$$

e
$$|a|^2 = (\gamma P_L)^2. \quad (3-31)$$

A equação 3-29 é o principal resultado do método para o estudo da interação sinal-ruído descrito nessa tese. Veremos que essa equação é geral e que pode ser aplicada para todos os processos FWM entre sinal e ruído quando trabalhamos com mais de um laser. Esse problema será resolvido na seção 3.5 onde discutiremos os diversos processos encontrados para dois lasers.

A equação 3-29 deve ser resolvida sujeita às condições iniciais:

$$\begin{cases} A(0, \omega) = \mathcal{E}(0, \omega) \exp[-2i\phi_0] \\ A(0, 2\omega_L - \omega) = \mathcal{E}(0, 2\omega_L - \omega) \exp[-2i\phi_0] \end{cases}, \quad (3-32)$$

onde ϕ_0 é uma fase inicial arbitrária.

A solução de 3-29 pode ser escrita como:

$$A(z, \omega) = C \exp[\lambda_+ z] + D \exp[\lambda_- z], \quad (3-33)$$

com os termos C e D sendo determinados pelas condições 3-32 e

$$\lambda_{\pm} = \frac{-b}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{b^2 - 4|a|^2}. \quad (3-34)$$

Vamos definir o *coeficiente de ganho paramétrico*:

$$g = \lambda_+ - \lambda_- = \sqrt{b^2 + 4|a|^2} = \sqrt{4\gamma^2 P_L^2 - [\Delta\beta + 2\gamma P_L]^2} \quad (3-35)$$

e escrever a solução 3-33 como:

$$A(z, \omega) = J \mathcal{E}(0, \omega) + K \mathcal{E}(0, 2\omega_L - \omega) \quad (3-36)$$

onde

$$J = \frac{\exp[-bz/2]}{g} (\lambda_+ \exp[-gz/2] - \lambda_- \exp[gz/2]) \quad (3-37)$$

$$e \quad K = \frac{a \exp[-bz/2]}{g} (\exp[gz/2] - \exp[-gz/2]). \quad (3-38)$$

Veremos na próxima seção que o comportamento do espectro propagado, descrito pela equação 3-36, é substancialmente diferente se o coeficiente de ganho paramétrico, definido na equação 3-35, é um número real ou imaginário.

O espectro de potência final do ruído, após a propagação não linear em uma fibra de comprimento L é dado pelo valor médio do módulo quadrado de 3-36, isto é:

$$\eta(L, \omega) = \langle |A(L, \omega)|^2 \rangle. \quad (3-39)$$

A principal diferença entre a interação não linear sinal-ruído e a interação FWM entre lasers é a natureza da estatística utilizada no cálculo de 3-39. Consideramos o ruído como processos estocásticos estacionários o que nos permite escrever:

$$\langle \mathcal{E}(0, \omega) \mathcal{E}^*(0, \omega') \rangle = 0, \text{ para } \omega \neq \omega'. \quad (3-40)$$

Levando em consideração a condição 3-40 podemos reescrever a equação 3-39 como:

$$\eta(z, \omega) = |J|^2 \eta(0, \omega) + |K|^2 \eta(0, 2\omega_L - \omega), \quad (3-41)$$

onde J e K estão definidos nas equações 3-37 e 3-38 respectivamente e $\eta(0, \omega)$ é o espectro de potência do ruído no início da fibra.

3.3 ESTUDO DAS SOLUÇÕES DA EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO

Para entendermos melhor os tipos de soluções encontradas na seção anterior vamos analisar o comportamento do coeficiente de ganho paramétrico, g (equação 3-35), que como vimos é um parâmetro que depende da potência do laser, do coeficiente não linear da fibra (γ) e do vetor de casamento de fase ($\Delta\beta$). Da maneira como foi definido, g pode ser um número real ou imaginário puro. Vamos agora estudar os dois casos separadamente.

O parâmetro que praticamente domina o comportamento de g é o vetor de casamento de fase $\Delta\beta$ ^{10,12}. Esse vetor foi definido anteriormente na equação 3-24 e é responsável pela eficiência dos processos FWM em geral. Como $\Delta\beta$ é uma diferença entre os vetores de propagação de três ou quatro ondas diferentes, o seu valor é um indicativo de quanto estas ondas estão defasadas devido à dispersão. Conforme vimos no capítulo anterior, cada frequência (ou comprimento de onda) viaja com uma velocidade de grupo, que em primeira aproximação é proporcional ao inverso de sua constante de propagação $\beta_1(\omega)$. Vimos também que essa velocidade de grupo varia em função da frequência e essa variação é determinada pelo parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD), $\beta_2(\omega)$. Assim, devido à dispersão, as ondas que propagam na fibra tendem a se defasar ao longo da propagação. Dessa maneira, os efeitos não

lineares se tornam menos eficazes, já que a interação entre as ondas se torna cada vez menor. Se as ondas se propagam em um meio onde a dispersão é nula, então a fase entre as ondas é mantida constante e teremos $\Delta\beta = 0$. Quando isso ocorre, dizemos que houve o casamento de fase e o processo não linear será mais eficiente. Para as fibras de dispersão deslocada, o zero de dispersão é próximo de 1550 nm. Para lasers sintonizados nessa região do espectro, os efeitos não lineares são eficientes e podem causar uma severa degradação de uma informação em sistemas que utiliza esse tipo de fibra.

Para analisar o comportamento de g e conseqüentemente das soluções da equação de propagação, vamos expandir os quatro termos de $\Delta\beta$ em uma série de Taylor, em torno de uma frequência referencial ω_r . Assim,

$$\beta(\omega_k) = \sum_n \frac{1}{n!} \beta_n (\omega_k - \omega_r)^n, \quad (3-42)$$

onde $\beta_n = \partial^n \beta / \partial \omega^n \big|_{\omega_r}$. Se escolhermos $\omega_r = \omega_L$ então teremos para $\Delta\beta$, assumindo dispersão de até segunda ordem:

$$\Delta\beta \cong \beta_2 (\omega - \omega_L)^2. \quad (3-43)$$

Vamos estudar primeiramente o caso em que o coeficiente de ganho paramétrico é real. Portanto, g será real quando:

$$-\Delta\beta^2 - 4\gamma P_L \Delta\beta \geq 0, \text{ ou seja,} \quad (3-44)$$

quando

$$-4\gamma P_L < \Delta\beta < 0. \quad (3-45)$$

Derivando a equação 3-35 podemos encontrar que o valor máximo do coeficiente de ganho será $g_{máx} = 2\gamma P_L$ e ocorrerá quando

$$\Delta\beta = \pm 2\gamma P_L. \quad (3-46)$$

Portanto, por essa análise, esperamos que o espectro final propagado, apresente dois picos situados nas freqüências:

$$\Omega = \omega_L \pm \omega_{MI} = \omega_L \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_L}{|\beta_2|}}. \quad (3-47)$$

A equação 3-47 é facilmente obtida quando substituimos 3-46 na equação 3-43 e resolvemos para ω .

Para g real, a solução encontrada na seção anterior, descrita pela equação 3-41, pode ser escrita como:

$$\eta(z, \omega) = \eta(0, \omega) + 4 \frac{\gamma^2 P_L^2}{g^2} \sinh^2(gL/2) [\eta(0, \omega) + \eta(0, 2\omega_L - \omega)]. \quad (3-48)$$

A figura 3-2 mostra um espectro obtido com a equação 3-48.

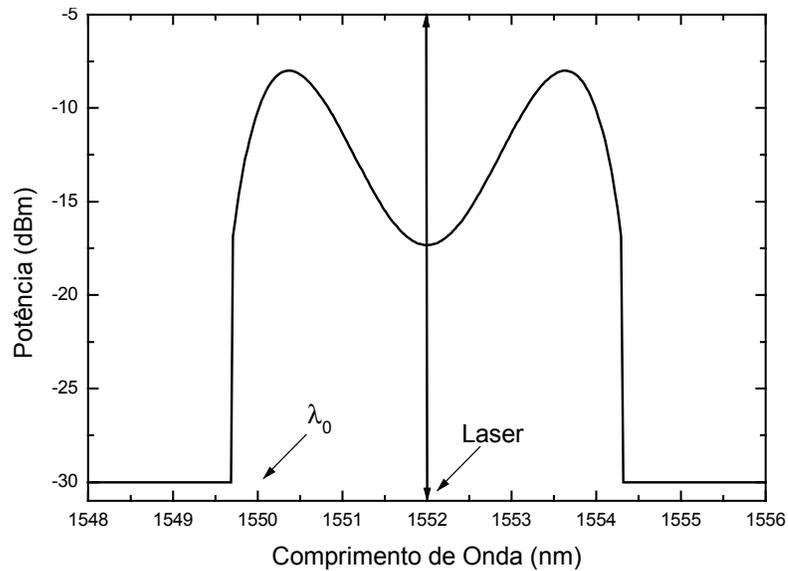


Figura 3-2: Espectro de ruído obtido pela equação 3-48 para um laser ($\lambda = 1552$ nm, $P = 50$ mW)

propagando na região de dispersão anômala ($\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_2 = -0.141$ ps²/km). O efeito da propagação não linear consiste em dois lóbulos de ruído amplificado em torno da linha do laser. Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm.

O efeito mostrado na figura 3-2 é denominado *Instabilidade Modulacional* (MI) e consiste na geração de dois lóbulos de ruído em torno da linha do laser. Este efeito tem sido estudado em muitas áreas da física como em dinâmica de fluidos, óptica não linear e física dos plasmas. No contexto de fibras ópticas, a Instabilidade Modulacional^{2,12-16} resulta na quebra do estado CW ou *quasi-CW* da radiação em pulsos ultracurtos. Em termos de soluções da NLSE, podemos justificar a MI dizendo que um laser contínuo, propagando em uma fibra com dispersão anômala, não é uma solução exata da NLSE.

Vimos que esse efeito é decorrente de termos considerado o coeficiente de ganho paramétrico (eq. 3-35) real. Para isso, o vetor $\Delta\beta$ deve estar sujeito à condição mostrada em 3-45, ou seja, $\Delta\beta$ deve ser um número negativo. Pela definição em 3-43 concluímos que esse efeito só pode ocorrer se tivermos $\beta_2 < 0$, ou seja, dispersão anômala.

A taxa com que cada componente de Fourier do ruído é amplificada é basicamente determinada pelo casamento de fase em suas respectivas frequências. Vimos que os valores máximos do coeficiente de ganho paramétrico ocorrem quando $\Delta\beta = \pm 2\gamma P_L$ e não quando $\Delta\beta = 0$ como era de se esperar. Na verdade, existe uma contribuição não linear para o descasamento de fase dado por $2\gamma P_L$ (observe equação 3-28). Sendo assim podemos definir um vetor de casamento de fase total, de modo que a parte dispersiva, dada por $\Delta\beta$ e a parte não linear, dada por $2\gamma P_L$, estejam somadas. Assim,

$$\Delta\beta_T = \Delta\beta + 2\gamma P_L. \quad (3-49)$$

A figura 3-3 mostra que $\Delta\beta_T$ é nulo em dois pontos enquanto $\Delta\beta$ é nulo apenas na linha do laser. Esses dois valores de λ onde $\Delta\beta_T$ é nulo são exatamente os pontos onde ocorrem os dois picos mostrados na figura 3-2. Em geral, há ganho considerável do ruído para suas componentes com $|\Delta\beta_T| \leq 0.4 \text{ km}^{-1}$, como podemos verificar quando comparamos a figura 3-3 com a figura 3-2.

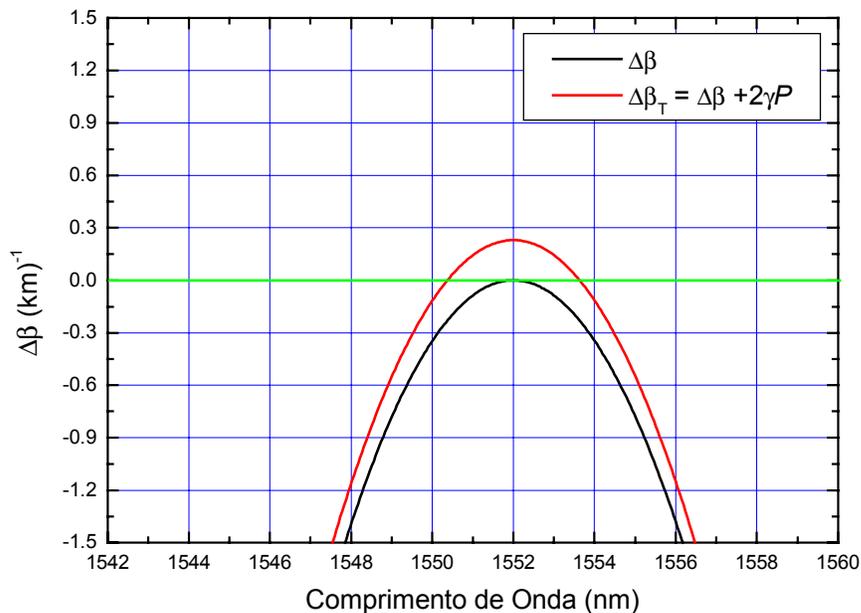


Figura 3-3: Vetores de desfasamento de fase $\Delta\beta$ e $\Delta\beta_T$ para o processo que gera a Instabilidade Modulacional. Observe que os pontos onde $\Delta\beta_T = 0$ correspondem aos dois pontos onde há o pico de ganho do ruído mostrado na figura 3-2.

Vamos agora estudar o caso em que o coeficiente de ganho paramétrico é imaginário. Com a ajuda da condição 3-45 vemos que “ g ” pode ser imaginário em duas regiões distintas:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\beta > 0 \\ \text{ou} \\ \Delta\beta < 4\gamma P_L \end{array} \right. . \quad (3-50)$$

Portanto, podemos ter ganho imaginário tanto na região de dispersão normal como na região de dispersão anômala. Para g imaginário, a solução encontrada na seção anterior, descrita pela equação 3-41, pode ser escrita como:

$$\eta(z, \omega) = \eta(0, \omega) + 4 \frac{\gamma^2 P_L^2}{k^2} \sin^2(kL/2) [\eta(0, \omega) + \eta(0, 2\omega_L - \omega)], \quad (3-51)$$

onde k foi definido de maneira que:

$$g = ik . \quad (3-52)$$

A principal diferença entre esta solução e a obtida para o caso do MI está no caráter oscilatório. Para o caso do MI, o ganho espectral do ruído cresce exponencialmente ($\propto \sinh^2(Lg/2)$) enquanto nesse caso o ganho oscila com a propagação ($\propto \sin^2(Lg/2)$). O resultado final consiste em franjas de ruído¹⁶⁻¹⁸ em torno da linha do laser, como mostra a figura 3-4.

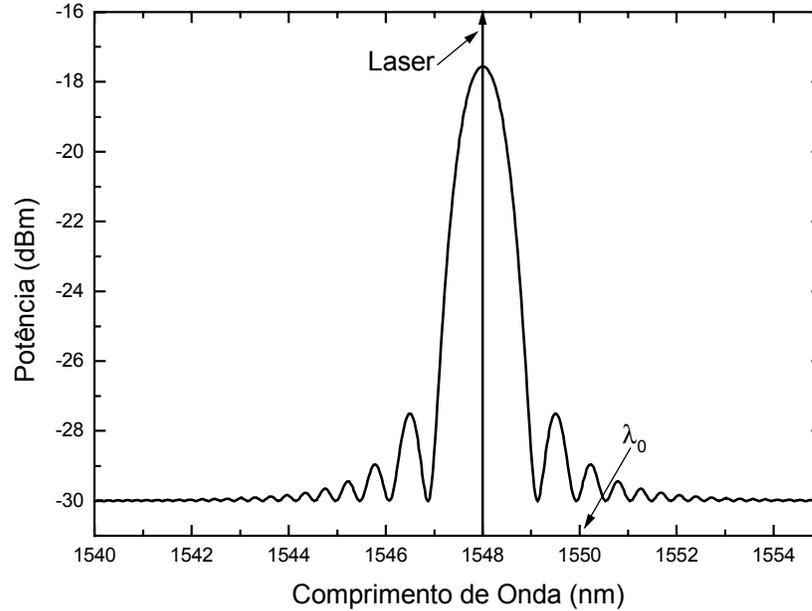


Figura 3-4: Espectro de ruído obtido pela equação 3-51 para um laser ($\lambda = 1548$ nm, $P = 50$ mW) propagando na região de dispersão normal ($\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_2 = 0.141$ ps²/km). O efeito da propagação não linear consiste na formação de pequenas franjas em torno da linha do laser. Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm.

Vemos pela figura 3-4 que o nível de ruído amplificado para esse caso é muito menor do que o obtido para o caso do MI. Por essa razão, sistemas que utilizam enlaces muito grandes, como os enlaces de sistemas submarinos, utilizam fibra com dispersão negativa ($\beta_2 > 0$). No entanto, existe uma região muito próxima ao laser, onde o ruído pode atingir valores relativamente altos (-18 dBm nesse caso) e se confundir com a linha do laser, como mostra a figura 3-4.

Na verdade, em uma região muito próxima à linha do laser, teremos $\Delta\beta \cong 0$. Para esse limite, as expressões 3-48 e 3-51 são iguais, convergindo para:

$$\eta(z, \omega) = \eta(0, \omega) + \gamma^2 P^2 L^2 [\eta(0, \omega) + \eta(0, 2\omega_L - \omega)]. \quad (3-53)$$

A figura 3-4 mostra o espectro obtido quando o coeficiente de ganho paramétrico é imaginário e o laser propaga no regime de dispersão normal. Mas, vimos também

que g pode ser imaginário no regime de dispersão anômala, como mostra a condição 3-50. Nesse caso, teremos a presença da Instabilidade Modulacional e das franjas na mesma região do espectro.

A figura 3-5, mostra a situação mais geral onde estão presentes os lóbulos de ruído do MI e as franjas no início dos lóbulos.

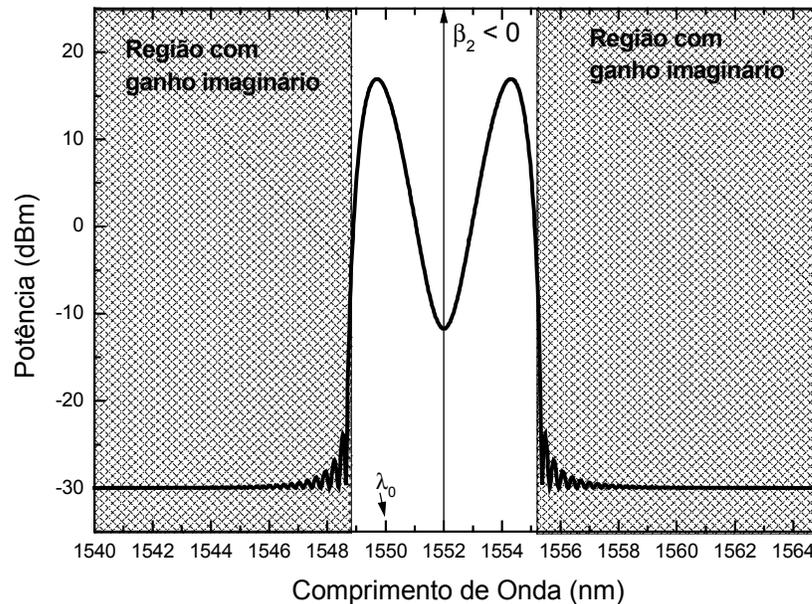


Figura 3-5: Espectro de ruído obtido pela equação 3-48 para um laser ($\lambda = 1552$ nm, $P = 50$ mW) propagando na região de dispersão anômala ($\lambda_0 = 1550$ nm, $\beta_2 = -0.141$ ps²/km). Consideramos nos cálculos um espectro de ruído inicial plano e potência -30 dBm. Caso mais geral, onde estão presentes os lóbulos do MI e as franjas características de g imaginário.

3.4 ESTUDO DOS EFEITOS DA ATENUAÇÃO NA PROPAGAÇÃO

Na seção anterior estudamos os dois tipos de soluções possíveis para a propagação não linear de um único laser em uma fibra óptica sem atenuação. A exclusão da atenuação nos permitiu obter expressões analíticas para o espectro de ruído. Com a ajuda dessas expressões analíticas, a compreensão de características fundamentais dos espectros foi em muito facilitada. No entanto, uma fibra sem

atenuação é experimentalmente impraticável. Sendo assim, precisamos incluir a atenuação no método descrito nas seções anteriores.

Vimos no capítulo 2 que os processos de perdas em uma fibra se deve principalmente às impurezas e ao espalhamento Rayleigh. Em termos práticos, podemos descrever o efeito da atenuação, considerando a variação da potência ao longo da propagação, vinculada a um parâmetro de perda, α . Assim, podemos escrever:

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\alpha P(z) . \quad (3-54)$$

A equação 3-54 é facilmente resolvida e fornece para a potência ao longo da propagação:

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z} , \quad (3-55)$$

onde P_0 é a potência inicial injetada na fibra. Nas fibras atuais, o parâmetro de atenuação é da ordem de $\alpha = 0.053 \text{ km}^{-1}$ ou $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$.

A dificuldade de se considerar a atenuação no problema da propagação não linear é que os parâmetros a e b da equação 3-29 não são mais constantes e devem ser reescritos como:

$$b(z) = -\frac{\partial \ln a}{\partial z} = \alpha - i[\Delta\beta + 2\gamma P_L(z)] \text{ e} \quad (3-56)$$

$$|a(z)|^2 = [\gamma P_L(z)]^2 , \quad (3-57)$$

onde $P_L(z)$ obedece à relação 3-55.

Como a e b dependem de z , a equação 3-29 deve ser resolvida numericamente. O método utilizado consiste em dividir a fibra em pequenos pedaços $\Delta z \ll 1/\alpha$, de maneira que os parâmetros a e b possam ser considerados constantes. Portanto, durante a propagação no segmento z e $z+\Delta z$, podemos considerar a e b iguais aos seus valores médios nesse intervalo, ou seja,

$$b(z) \rightarrow \bar{b} = \alpha - i[\Delta\beta + 2\gamma\bar{P}_L] \quad \text{e} \quad (3-58)$$

$$|a(z)|^2 \rightarrow \bar{|a|^2} = [\gamma\bar{P}_L]^2. \quad (3-59)$$

Dessa maneira, a solução da equação 3-29 para o intervalo z e $z+\Delta z$ será:

$$A(z + \Delta z, \omega) = C(z) \exp[\lambda_+ z] + D(z) \exp[\lambda_- z], \quad (3-60)$$

com

$$\lambda_{\pm} = \frac{-\bar{b}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\bar{b}^2 + 4\bar{|a|^2}}. \quad (3-61)$$

Os coeficientes $C(z)$ e $D(z)$ podem ser determinados aplicando as condições iniciais 3-32 para este intervalo. Assim,

$$\begin{pmatrix} C(z) \\ D(z) \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda_+ - \lambda_-} \begin{pmatrix} -\lambda_- & \bar{a} \\ \lambda_+ & -\bar{a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(z, \omega) \\ A^*(z, 2\omega_L - \omega) \end{pmatrix}. \quad (3-62)$$

Portanto,

$$\begin{pmatrix} A(z + \Delta z, \omega) \\ A^*(z + \Delta z, 2\omega_L - \omega) \end{pmatrix} = M(z) \begin{pmatrix} A(z, \omega) \\ A^*(z, 2\omega_L - \omega) \end{pmatrix}, \quad (3-63)$$

onde

$$M(z) = \begin{pmatrix} J(z) & K(z) \\ K^*(z) & J^*(z) \end{pmatrix} e \quad (3-64)$$

J e K são dados pelas equações 3-37 e 3-38 respectivamente.

Para uma fibra de comprimento L a solução final será dada por:

$$\begin{pmatrix} A(L, \omega) \\ A^*(L, 2\omega_L - \omega) \end{pmatrix} = M(L - \Delta z) \cdot M(L - 2\Delta z) \dots M(0) \begin{pmatrix} A(0, \omega) \\ A^*(0, 2\omega_L - \omega) \end{pmatrix}. \quad (3-65)$$

O produto de matrizes M na equação acima pode ser escrito como uma outra matriz, a qual chamaremos matriz de propagação,

$$T(z) = \begin{pmatrix} F & H \\ H^* & F^* \end{pmatrix}. \quad (3-66)$$

Portanto a solução numérica do problema é feita iterativamente, calculando-se se os elementos da matriz M para cada segmento de fibra. O espectro final é obtido por

$$\eta(L, \omega) = e^{-\alpha L} \left[|F|^2 \eta(0, \omega) + |H|^2 \eta(0, 2\omega_L - \omega) \right]. \quad (3-67)$$

A figura 3-6 mostra as diferenças entre dois espectros de MI obtidos com os mesmos parâmetros de fibra e potência para o caso com e sem atenuação.

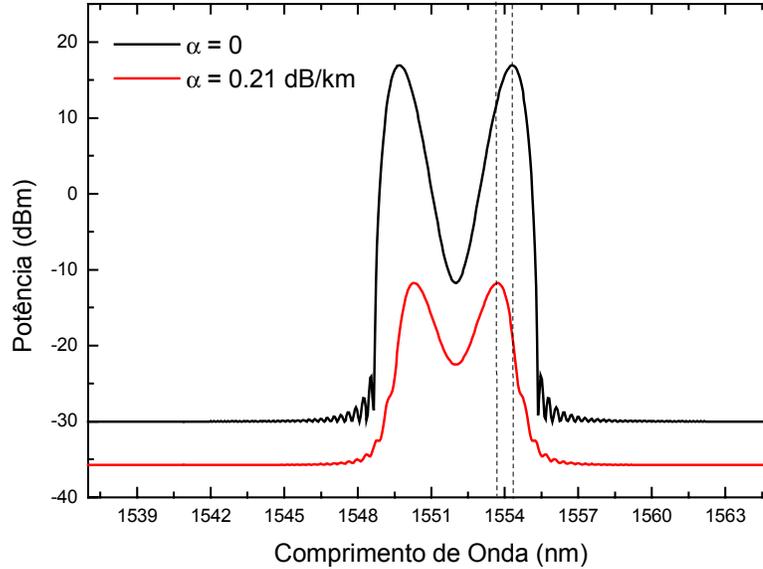


Figura 3-6: Espectros de MI obtidos para o caso $\alpha = 0$ (curva preta) e $\alpha = 0.21$ dB/km (curva vermelha). Observe a diferença entre os ganhos máximos de ruído e em suas respectivas posições no espectro. Nos cálculos usamos: $L = 25$ km, $\gamma = 2.3$ (W.km) $^{-1}$, $P = 100$ mW e $\beta_2 = -0.141$ ps 2 /km.

Podemos observar que o ganho máximo é muito menor para o caso com atenuação. Além disso, os picos de ganho ocorrem mais próximos à linha do laser. Na verdade, a equação 3-47 deve ser corrigida quando $\alpha \neq 0$ e pode ser escrita como:

$$\Omega_{\alpha} = \omega_L \pm \sqrt{\frac{8\gamma P_L}{L^2 \alpha^2 |\beta_2|}} (1 - e^{-\alpha L/2}). \quad (3-68)$$

A equação 3-68 é facilmente obtida efetuando-se uma média de 3-47 ao longo da fibra e é apenas uma estimativa para as frequências dos picos de ganho.

Uma outra característica importante é que a atenuação faz com que a transição entre os lóbulos e o espectro de ruído plano seja mais suave. Essa transição é brusca para o caso $\alpha = 0$, definindo uma frequência (ou comprimento de onda) de corte para o ganho do MI. Essa frequência de corte marca a fronteira entre o coeficiente de ganho real e imaginário. No caso $\alpha \neq 0$, fica difícil perceber visualmente em quais

comprimentos de onda começam as oscilações características do coeficiente de ganho imaginário.

A figura 3-7 mostra a mesma comparação para o caso de dispersão normal. Podemos observar que as oscilações agora possuem muito menor amplitude e menor frequência.

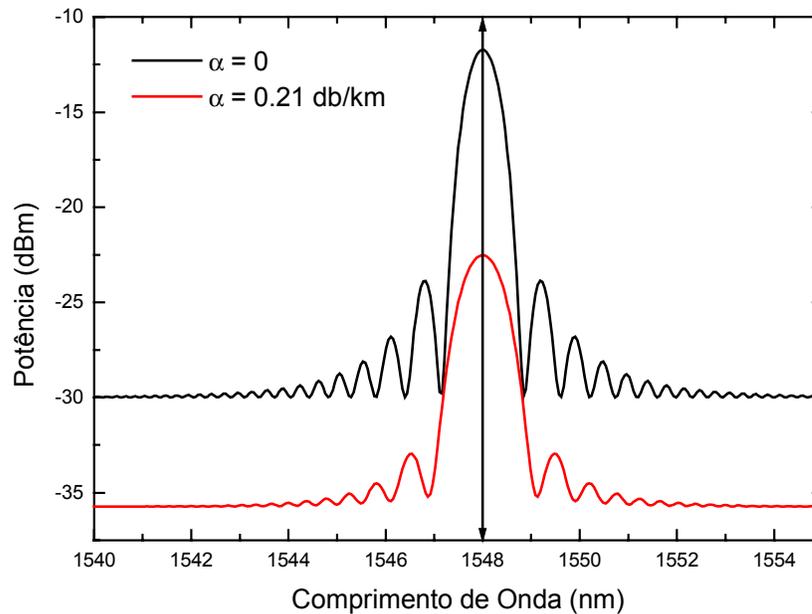


Figura 3-7: Espectros das oscilações obtidas para o caso $\alpha = 0$ (curva preta) e $\alpha = 0.21$ dB/km (curva vermelha). Observe a diferença entre as amplitudes. Nos cálculos usamos: $L = 25$ km, $\gamma = 2.3$ (W.km) $^{-1}$, $P = 100$ mW e $\beta_2 = -0.141$ ps 2 /km.

3.5 PROPAGAÇÃO NÃO LINEAR DE DOIS LASERES

O método descrito nas seções anteriores pode ser facilmente estendido para o caso de dois ou mais lasers propagando na fibra. O espectro final obtido pela propagação de dois lasers é muito rico em detalhes e é um excelente experimento para o estudo da óptica não linear em fibras de baixa dispersão. Dentre essas

características, gostaríamos de salientar dois efeitos importantes. Na seção 3.3, vimos que a Instabilidade Modulacional só ocorre se o laser propagar no regime de dispersão anômala, ou seja, se tivermos $\beta_2 < 0$. Para o caso em que $\beta_2 > 0$, obtemos como espectro final, pequenas franjas em torno da linha do laser. Veremos nessa seção, que é possível obter a instabilidade modulacional para um laser propagando na região de dispersão normal caso um outro laser também esteja propagando na fibra com dispersão anômala. Esse efeito já foi estudado no contexto da NLSE²⁶⁻²⁹. No entanto, esses procedimentos, baseados em soluções da NLSE, não permitem identificar qual o processo responsável por esse efeito. Veremos que com o nosso método, o espectro final teórico é apenas aproximado, mas nos permite obter informações sobre como esses processos ocorrem. Um outro efeito importante é o que chamamos Amplificação Catastrófica do Ruído. Esse efeito ocorre quando dois lasers estão simetricamente sintonizados com relação ao zero de dispersão. Esse efeito prejudica severamente a transmissão de informação pela fibra, já que a relação sinal-ruído do sistema pode se tornar muito menor.

O tratamento teórico para dois lasers propagando na fibra é o mesmo utilizado para o caso de um laser, bastando somente recalcular a polarização não linear definida pela equação 3-6. Para isso, precisamos reescrever o campo inicial na entrada da fibra. Para o caso de dois lasers, de frequências ω_1 e ω_2 , esse campo fica:

$$E(z, \omega) = \pi \left[A_1 \delta(\omega - \omega_1) + A_1^* \delta(\omega + \omega_1) + A_2 \delta(\omega - \omega_2) + A_2^* \delta(\omega + \omega_2) \right] + \mathcal{E}(z, \omega) \quad (3-68)$$

Novamente, a polarização não linear será formada de uma parte coerente e uma parte não coerente, como mostrado pela equação 3-9. Utilizando a equação 3-68,

podemos agora re-calcular a polarização não linear para dois lasers propagando na fibra. Substituindo 3-68 na equação 3-6 obtemos para a parte coerente:

$$\begin{aligned}
 P_{coe} = & \frac{3}{4} \epsilon_0 \pi |A_1|^2 A_1 \chi^{(3)}(\omega_1) + \frac{3}{2} \epsilon_0 \pi |A_2|^2 A_1 \chi^{(3)}(\omega_1) + \\
 & + \frac{3}{4} \epsilon_0 \pi A_1^2 A_2^* \chi^{(3)}(2\omega_1 - \omega_2) + \frac{3}{2} \epsilon_0 \pi |A_1|^2 A_2 \chi^{(3)}(\omega_2) + \\
 & + \frac{3}{4} \epsilon_0 \pi |A_2|^2 A_2 \chi^{(3)}(\omega_2) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \pi A_2^2 A_1^* \chi^{(3)}(2\omega_2 - \omega_1)
 \end{aligned} \quad (3-69)$$

A parte não coerente da polarização não linear é formada por cinco diferentes processos:

$$\tilde{P} = \tilde{P}_1 + \tilde{P}_2 + \tilde{P}_{1,2} + \tilde{P}_{1,-2} + \tilde{P}_{-1,2}, \quad (3-70)$$

onde,

$$\tilde{P}_1(z, \omega) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[|A_1|^2 + |A_2|^2 \right] \mathbf{E}(z, \omega) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_1^2 \mathbf{E}^*(z, 2\omega_1 - \omega) \quad (3-71)$$

$$\tilde{P}_2(z, \omega) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[|A_1|^2 + |A_2|^2 \right] \mathbf{E}(z, \omega) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_2^2 \mathbf{E}^*(z, 2\omega_2 - \omega) \quad (3-72)$$

$$\tilde{P}_{1,2}(z, \omega) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[|A_1|^2 + |A_2|^2 \right] \mathbf{E}(z, \omega) + \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_1 A_2 \mathbf{E}^*(z, \omega_1 + \omega_2 - \omega) \quad (3-73)$$

$$\tilde{P}_{1,-2}(z, \omega) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[|A_1|^2 + |A_2|^2 \right] \mathbf{E}(z, \omega) + \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_1^* A_2 \mathbf{E}(z, \omega_1 - \omega_2 + \omega) \quad (3-74)$$

$$\tilde{P}_{-1,2}(z, \omega) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} \left[|A_1|^2 + |A_2|^2 \right] \mathbf{E}(z, \omega) + \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_2^* A_1 \mathbf{E}(z, \omega_2 - \omega_1 + \omega) \quad (3-75)$$

Podemos observar que \tilde{P}_1 e \tilde{P}_2 tem a mesma forma que a polarização não linear encontrada na seção anterior para um único laser. Portanto, suas soluções já são

conhecidas. Os outros termos são responsáveis pelo ganho do ruído em outras diversas faixas do espectro.

A solução exata para o problema de dois lasers propagando na fibra deve ser obtida considerando a equação 3-4 e tendo a polarização não linear total (equação 3-70) como fonte. Esse problema não é fácil de resolver dado que teríamos um número infinito de equações acopladas para resolver. Nossa alternativa aqui é estudar os efeitos de cada uma dessas polarizações em separado, ou seja, resolvemos a equação 3-4 tendo apenas um dos termos de 3-70 como fonte.

Sendo assim, o resultado final será apenas aproximado. No entanto, teremos muito mais facilidade de compreender o que cada um desses termos faz no espectro final.

Como as equações [3-71 - 3-75] possuem a mesma forma que a polarização 3-18, então toda a matemática descrita nas seções anteriores servem para esses termos individualmente. Portanto, basta-nos reescrever os parâmetros a e b (3-30 e 3-31) para cada um dos casos.

O conjunto de equações acopladas 3-27 só precisa ser modificado para as polarizações $\tilde{P}_{1,-2}$ e $\tilde{P}_{-1,2}$. Para esses dois casos essas equações são:

$$\begin{cases} \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = aA^*(z, \omega') \\ \frac{\partial A(z, \omega')}{\partial z} = -aA^*(z, \omega) \end{cases} \quad (3-76)$$

Essas equações podem ser desacopladas para reescrevermos a equação de propagação como:

$$\frac{\partial^2 A(z, \omega)}{\partial z^2} + b \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} + |a|^2 A(z, \omega) = 0. \quad (3-77)$$

A equação 3-77 difere da equação 3-29 apenas por um sinal no termo proporcional à $A(z, \omega)$. Essa equação leva a uma solução um pouco diferente da solução 3-51.

A tabela 3-1, mostra de maneira comparativa os parâmetros a, b e g para cada um dos processos e já adianta os efeitos conseqüentes de cada termo.

\tilde{P}	b	$ a ^2$	g	EFEITO
\tilde{P}_1 $\omega' = 2\omega_1 - \omega$	$\alpha - i[\Delta\beta_1 + 2\gamma P_1]$	$(\gamma P_1)^2$	$\sqrt{4 a ^2 + b^2}$	MI/Franjas para o laser ω_1
\tilde{P}_2 $\omega' = 2\omega_2 - \omega$	$\alpha - i[\Delta\beta_2 + 2\gamma P_2]$	$(\gamma P_2)^2$	$\sqrt{4 a ^2 + b^2}$	MI/Franjas para o laser ω_2
$\tilde{P}_{1,2}$ $\omega' = \omega_1 + \omega_2 - \omega$	$\alpha - i[\Delta\beta_{1,2} + \gamma(P_1 + P_2)]$	$4\gamma^2 P_1 P_2$	$\sqrt{4 a ^2 + b^2}$	Amplificação Catastrófica do Ruído
$\tilde{P}_{1,-2}$ $\omega' = \omega_1 - \omega_2 + \omega$	$\alpha - i[\Delta\beta_{1,-2} + \gamma(P_2 - P_1)]$	$4\gamma^2 P_1 P_2$	$\sqrt{-4 a ^2 + b^2}$	“Pico/Depressão”
$\tilde{P}_{-1,2}$ $\omega' = -\omega_1 + \omega_2 + \omega$	$\alpha - i[\Delta\beta_{-1,2} + \gamma(P_1 - P_2)]$	$4\gamma^2 P_1 P_2$	$\sqrt{-4 a ^2 + b^2}$	“Pico/Depressão”

Tabela 3-1: Tabela comparativa entre os parâmetros a, b e g para cada termo da polarização não linear obtida para os dois lasers ω_1 e ω_2 .

A tabela 3-1 mostra que, para os processos que envolvem as polarizações $\tilde{P}_{1,-2}$ e $\tilde{P}_{-1,2}$, o coeficiente de ganho paramétrico g é sempre um número imaginário. Portanto, esperamos que a solução de 3-77 seja do tipo oscilatória. Diferentemente da solução 3-51, onde o ganho espectral depende da soma dos espectros iniciais, a solução de 3-77 depende da diferença de potência entre duas regiões do espectro inicial e pode ser escrita, para $\alpha = 0$, como:

$$\eta(z, \omega) = \eta(0, \omega) + 16 \frac{\gamma^2 P_1 P_2}{k^2} \sin^2(kL/2) [\eta(0, \omega') - \eta(0, \omega)], \quad (3-78)$$

onde $\omega' = \omega_1 - \omega_2 + \omega$ ou $\omega' = \omega_2 - \omega_1 + \omega$ e k segue a definição 3-52. Vemos imediatamente que se tivermos um espectro inicial totalmente simétrico, isto é, se $\eta(0, \omega') = \eta(0, \omega)$, não teremos ganho e o espectro final será idêntico ao espectro inicial $\eta(0, \omega)$. Caso contrário, dependendo de qual porção do espectro inicial tem mais ruído, poderemos ter ganho positivo (se $\eta(0, \omega') > \eta(0, \omega)$) ou ganho negativo (se $\eta(0, \omega') < \eta(0, \omega)$). No caso de ganho positivo, a solução mostrará um pico em alguma região do espectro, enquanto que, para o caso de ganho negativo veremos uma depressão no ruído. A figura 3-8 mostra um exemplo onde o espectro inicial é assimétrico. Podemos observar a presença de um pico devido à $\tilde{P}_{1,-2}$ e uma “depressão” devido à $\tilde{P}_{-1,2}$. Em contraste, a figura 3-9 mostra o caso de um espectro simétrico e plano, onde não são observados os efeitos de $\tilde{P}_{-1,2}$ ou $\tilde{P}_{1,-2}$.

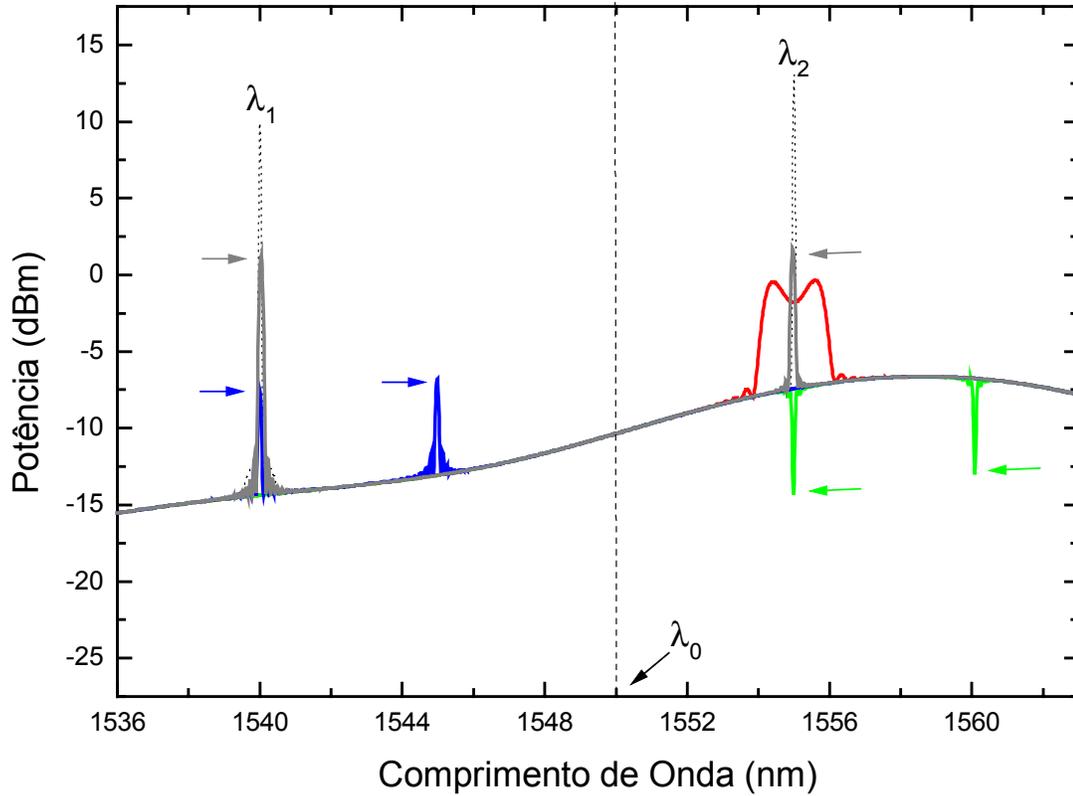


Figura 3-8: Espectros típicos correspondentes aos cinco termos da polarização não linear: \tilde{P}_1 (curva pontilhada), \tilde{P}_2 (curva em vermelho), \tilde{P}_{12} (curva em cinza), $\tilde{P}_{-1,2}$ (curva em azul) e $\tilde{P}_{1,-2}$ (curva em verde). O zero de dispersão está em $\lambda_0 = 1550$ nm. As linhas dos lasers foram somadas ao espectro de \tilde{P}_1 apenas para maior clareza.

Para melhor entendermos as propriedades dessas duas soluções, vamos estudar em maior detalhes o comportamento da função:

$$S(\Delta\beta, L) = 16 \frac{\gamma^2 P_1 P_2}{k^2} \sin^2(kL/2). \quad (3-79)$$

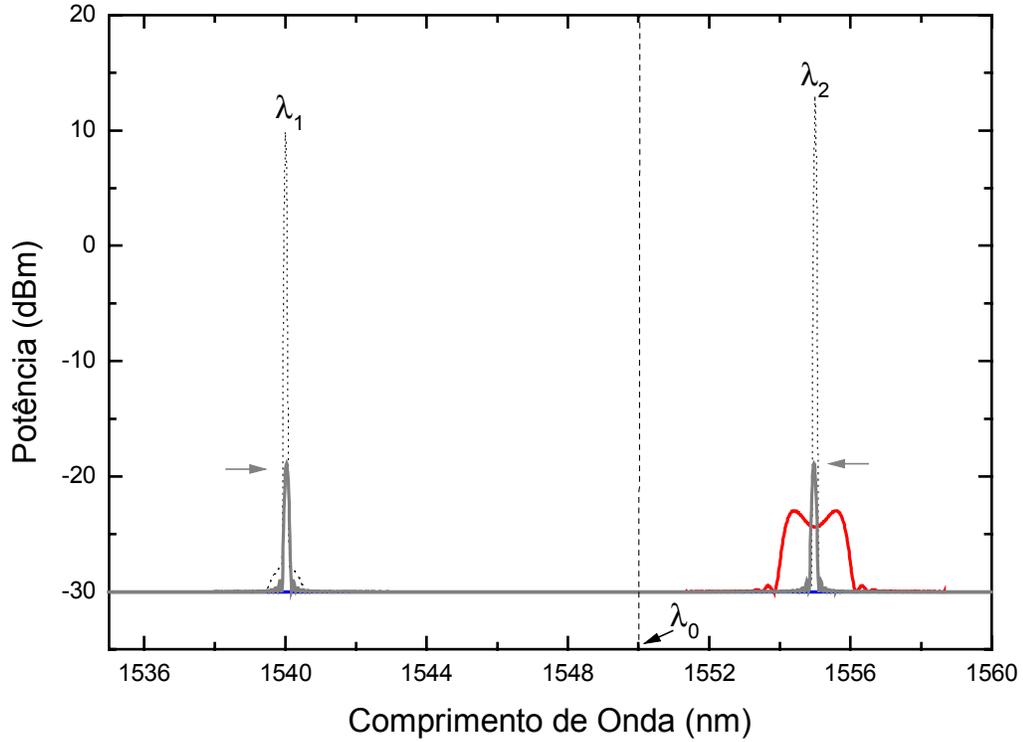


Figura 3-9: Se o espectro inicial é simétrico, os termos $\tilde{P}_{-1,2}$ e $\tilde{P}_{1,-2}$ não contribuem para o espectro final. Podemos observar que os picos ou depressões estão ausentes nesse gráfico.

Considerando o termo $\tilde{P}_{-1,2}$, podemos reescrever 3-79 na forma:

$$S(\Delta\beta, L) = A(\Delta\beta, L)\xi(\Delta\beta), \quad (3-80)$$

onde

$$A(\Delta\beta, L) = \sin^2 \left\{ \frac{[(\Delta\beta + \gamma(P_1 - P_2))^2 + 16\gamma^2 P_1 P_2]^{1/2} L}{2} \right\} e \quad (3-81)$$

$$\xi(\Delta\beta) = \frac{16\gamma^2 P_1 P_2}{[\Delta\beta + \gamma(P_1 - P_2)]^2 + 16\gamma^2 P_1 P_2}. \quad (3-82)$$

Para simplificar, vamos trabalhar no caso em $P_1 = P_2 = P_0$. Assim, as equações 3-

81 e 3-82 se tornam:

$$A(\Delta\beta, L) = \sin^2 \left\{ \frac{[\Delta\beta^2 + 16\gamma^2 P_0^2]^{1/2} L}{2} \right\} e \quad (3-83)$$

$$\xi(\Delta\beta) = \frac{1}{\frac{\Delta\beta^2}{16\gamma^2 P_0^2} + 1}. \quad (3-84)$$

Portanto, podemos pensar em $S(\Delta\beta, L) = A(\Delta\beta, L)\xi(\Delta\beta)$ como sendo uma lorentziana em $\Delta\beta$ modulada por uma amplitude senoidal. Podemos calcular a largura FWHM de 3-84:

$$v_{\Delta\beta} = 8\gamma P_0. \quad (3-85)$$

Sendo assim, a largura da lorentziana (pico ou depressão) que veremos no espectro possui uma largura FWHM (em unidades de $\Delta\beta$) que só depende da potência e do índice não linear da fibra.

A equação 3-84 é uma lorentziana se considerada como função de $\Delta\beta$. Como $\Delta\beta \propto \omega^2$, vemos que a função $\xi(\omega) \propto \omega^{-4}$. Portanto, como função de ω , a curva descrita por $\xi(\omega)$ é um pouco diferente de uma lorentziana. A figura 3-10 mostra a comparação entre uma lorentziana e uma curva proporcional à ω^{-4} . Portanto, no espectro de frequência, devemos observar uma curva com base mais estreita e pico mais largo.

Se considerarmos dispersão de até terceira ordem, podemos escrever:

$$\Delta\beta \cong \frac{\beta_3}{2} (\omega - \omega_1)(\omega + \omega_2 - 2\omega_0)\Delta\omega, \quad (3-86)$$

onde $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ e ω_0 é o zero de dispersão, de modo que $\omega_1 < \omega_0 < \omega_2$. Vemos que $\Delta\beta = 0$ em duas regiões distintas: quando $\omega = \omega_1$ e quando $\omega = 2\omega_0 - \omega_2$. Portanto, esperamos que haja duas estruturas (pico ou depressão) no espectro devido ao

mesmo processo $\tilde{P}_{1,-2}$: uma exatamente em cima do laser ω_1 e outra em $\omega = 2\omega_0 - \omega_2$. Podemos concluir que esses processos podem ser úteis na determinação do zero de dispersão da fibra, que nesse caso pode ser encontrado por $\omega_0 = (\omega + \omega_2)/2$.

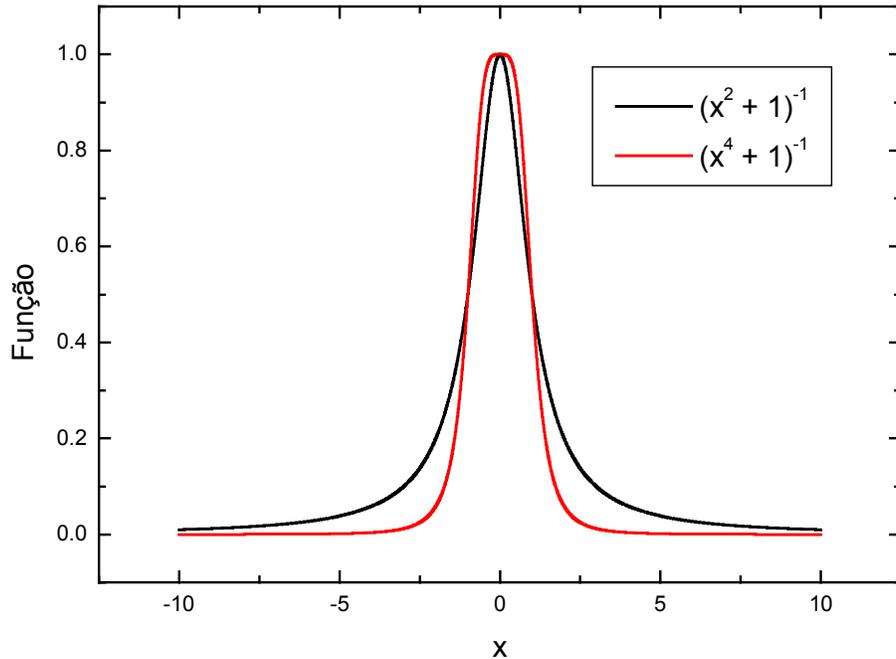


Figura 3-10: Gráfico comparando uma lorentziana e uma curva proporcional à x^4 .

As figuras 3-11 e 3-12 mostram o comportamento das funções $\xi(\Delta\beta)$ e $A(\Delta\beta, L)$ respectivamente. A figura 3-11 mostra diversas lorentzianas, equivalentes a função $\xi(\Delta\beta)$ para alguns valores de potências $P_1 = P_2 = P$. Observamos que as curvas aumentam de largura com a potência, como previmos anteriormente com 3-85. O gráfico da figura 3-12 mostra o comportamento $A(\Delta\beta, L)$ que, devido ao seu comportamento oscilatório, torna-se um resultado importante dessa análise. Como podemos observar por 3-83 a frequência de $A(\Delta\beta, L)$ é proporcional a potência e dessa maneira, o valor máximo que a lorentziana pode atingir (que ocorre em $\Delta\beta = 0$), depende do comprimento de fibra utilizado e do produto de potências P_1P_2 .

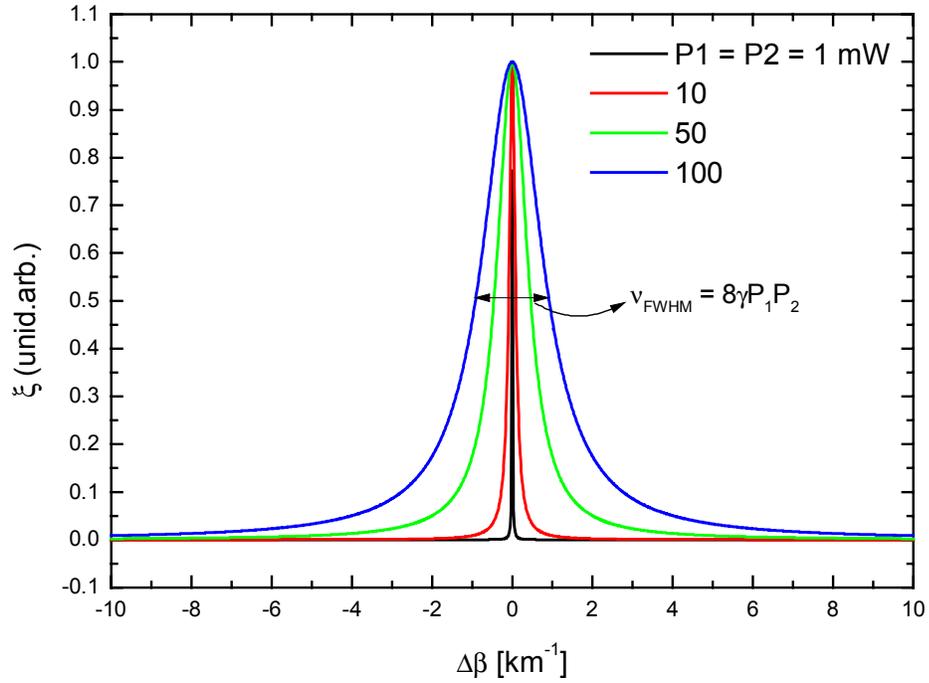


Figura 3-11: Diversas curvas da função $\xi(\Delta\beta)$ para diferentes valores de potências. Observe a dependência da largura da lorentziana com a potência.

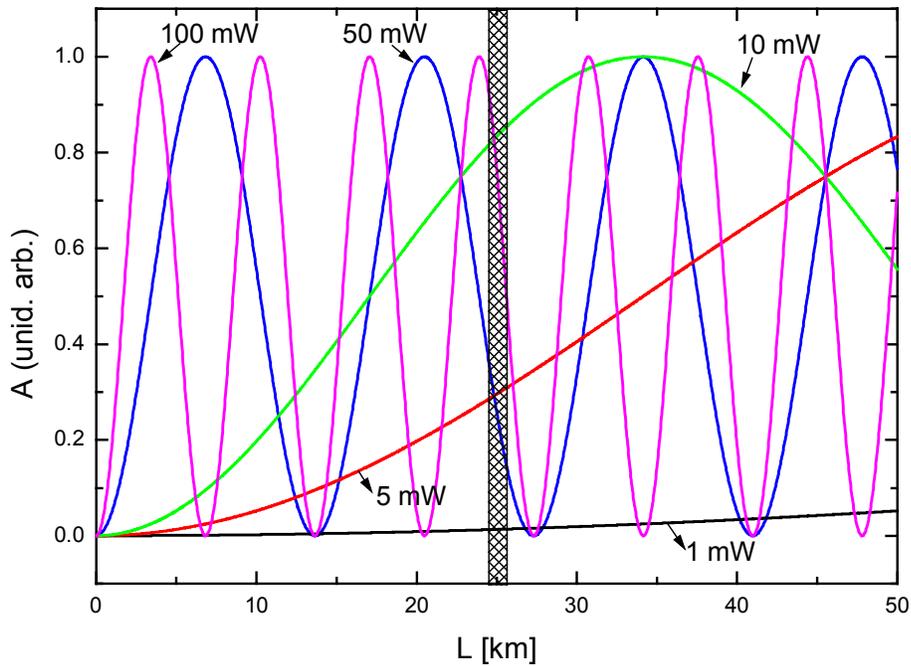


Figura 3-12: Diversas curvas da função $A(\Delta\beta, L)$ para diversos valores de potências e considerando $\Delta\beta = 0$ e $\gamma = 2.3 \text{ (km.W)}^{-1}$. A região sombreada mostra os típicos valores de A para comprimentos em torno de 25 km (comprimento médio dos carretéis utilizados).

Podemos observar que, para potências baixas, entre 1 mW e 5 mW, a valor máximo dos picos (ou depressões) crescem lentamente com a propagação. Para valores acima de 10 mW, o ganho passa a oscilar com muito maior frequência. Nos nossos experimentos, trabalhamos com carretéis de aproximadamente 25 km. Pela figura 3-12, podemos observar que o ganho dos picos ou depressões possui um valor razoavelmente alto se $P_1 = P_2 = 100$ mW.

Uma melhor visão da função $S(\Delta\beta, L) = A(\Delta\beta, L)\xi(\Delta\beta)$ está mostrada no gráfico 3D da figura 3-13, para $P_1 = P_2 = 50$ mW e $\gamma = 2.3$ (km.W)⁻¹.

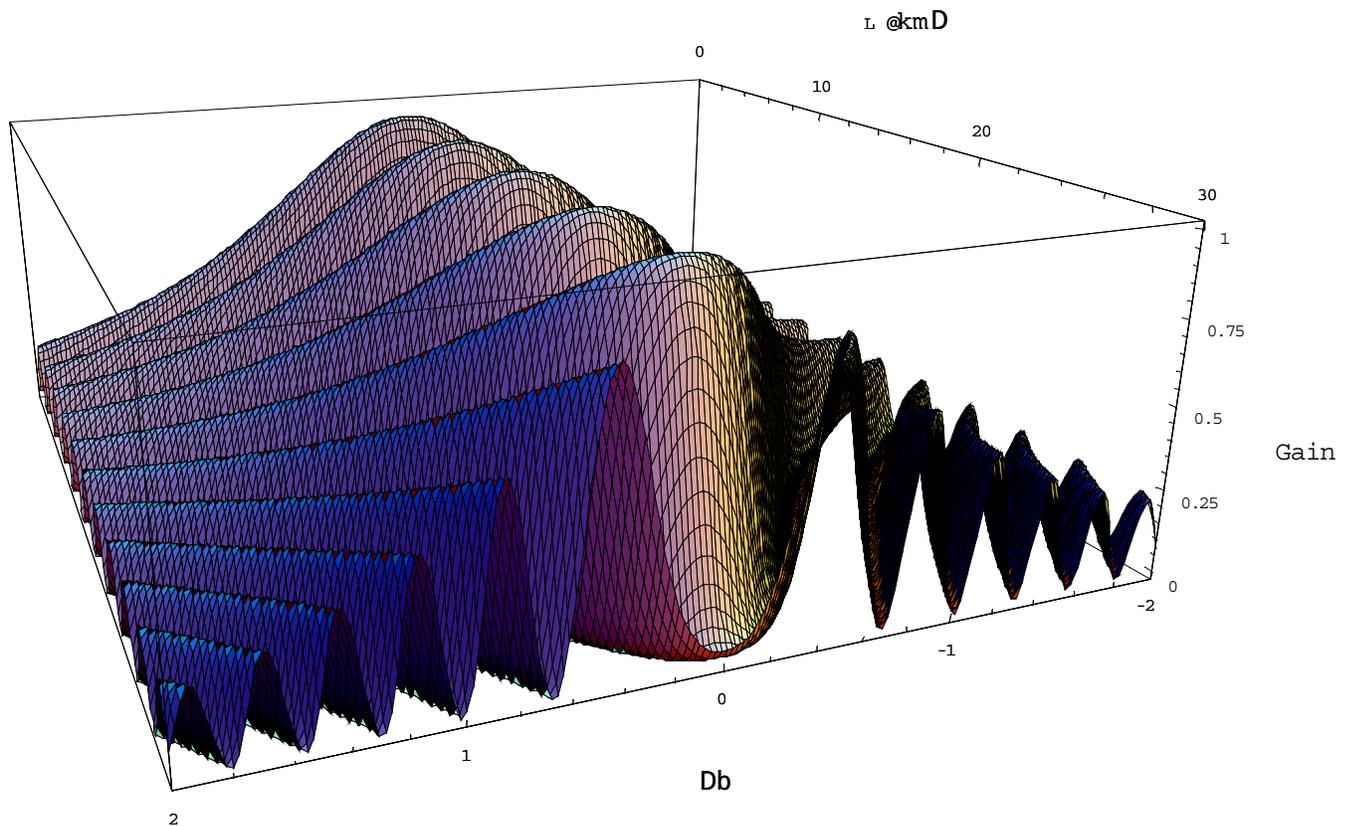


Figura 3-13: Gráfico 3D da função $S(\Delta\beta, L) = A(\Delta\beta, L)\xi(\Delta\beta)$ para $P_1 = P_2 = 50$ mW e $\gamma = 2.3$ (km.W)⁻¹.

Muitas das características desses espectros podem ser discutidas em termos dos vetores $\Delta\beta$ para cada processo. A figura 3-14 nos mostra que os picos de ruído (ou

depressões) da figura 3-8 acontecem quando os respectivos $\Delta\beta$'s são nulos. Portanto, em muitos casos, pode ser suficiente graficar os $\Delta\beta$'s para cada processo para determinar as regiões críticas do espectro.

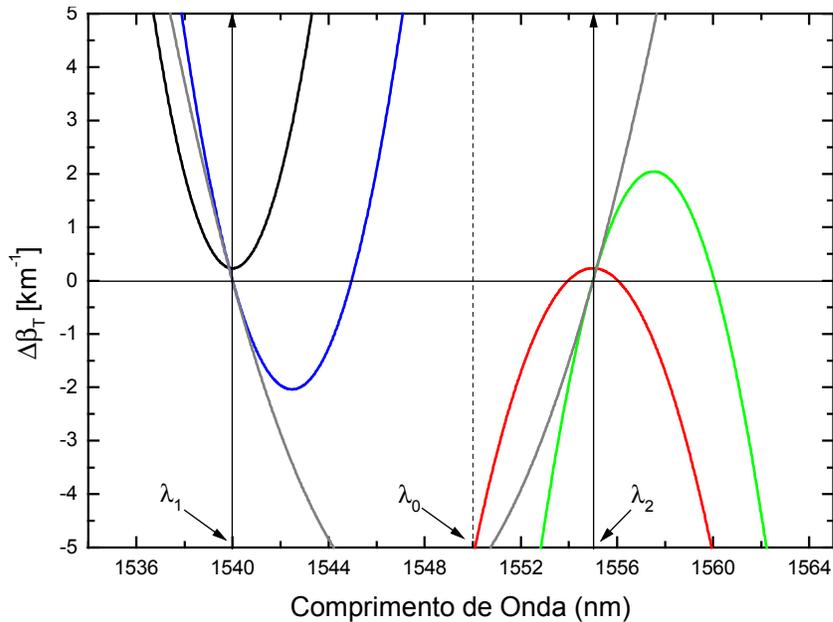


Figura 3-14: $\Delta\beta$'s para os cinco processos mostrados na figura 3-8. Observamos que os picos de ruído ocorrem quando $\Delta\beta = 0$, para um determinado processo. As cores seguem a mesma legenda da figura 3-8.

A figura 3-8 mostrou os espectros característicos para os cinco processos quando os lasers estão sintonizados de maneira não simétrica com relação ao zero de dispersão. Efeitos interessantes podem ocorrer quando os lasers são sintonizados simetricamente com relação ao zero de dispersão. A figura 3-15 mostra os espectros obtidos quando $\lambda_1 = 1545$ nm e $\lambda_2 = 1555$ nm, com potências $P_1 = P_2 = 20$ mW. Nesse caso, a polarização $\tilde{P}_{1,2}$ causa uma amplificação gigantesca do ruído.

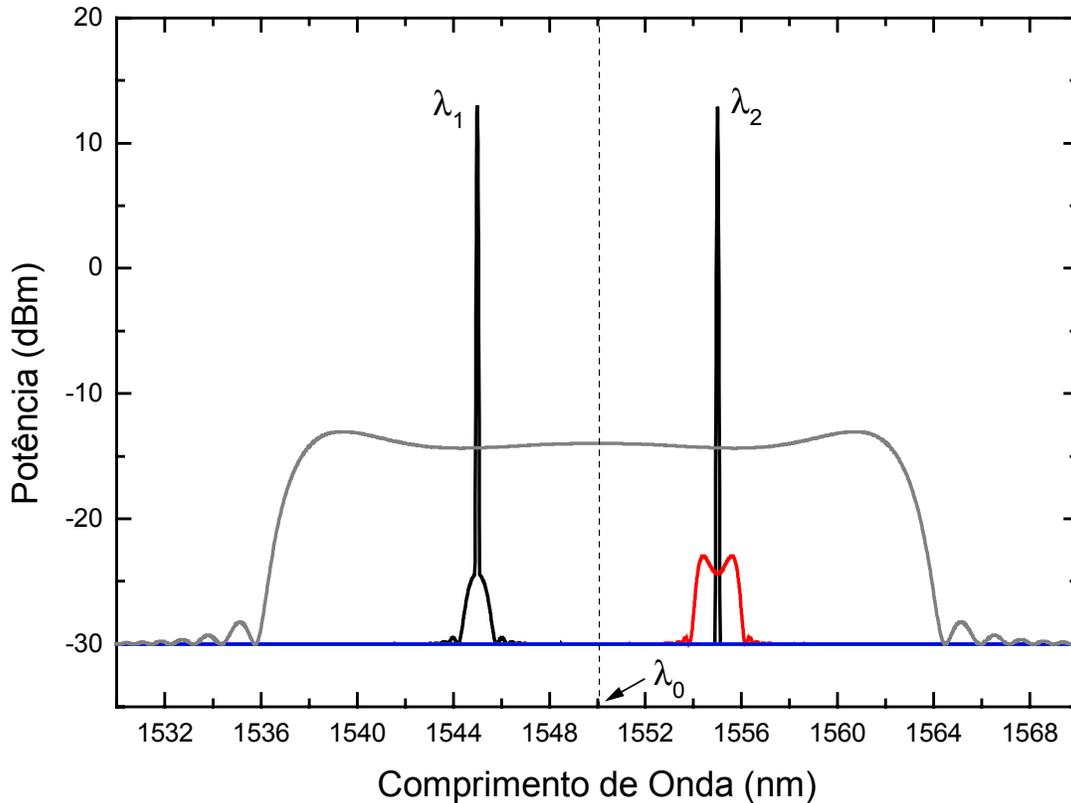


Figura 3-15: Espectros para os cinco termos da polarização não linear para dois lasers simetricamente localizados com relação ao zero de dispersão. Observe a amplificação catastrófica do ruído causada por $\tilde{P}_{1,2}$. Como o espectro inicial é simétrico, $\tilde{P}_{1,-2}$ e $\tilde{P}_{-1,2}$ não contribuem no espectro final.

Esse efeito é conhecido como *Amplificação Catastrófica do Ruído* e tem extrema importância em sistemas WDM, dado que em tais sistemas não é raro existirem canais sintonizados simetricamente ao zero de dispersão. Podemos observar que o ganho desse termo é muito maior que os ganhos de todos os outros termos.

Se os lasers estão sintonizados de maneira assimétrica com relação à λ_0 , o espectro gerado por $\tilde{P}_{1,2}$ resume-se aos dois picos estreitos em volta dos lasers, com está mostrado na figura 3-9.

Essa grande amplificação de ruído pode ser explicada observando que o termo $\tilde{P}_{1,2}$ possui casamento de fase por uma grande faixa espectral, como nos mostra a figura 3-16. Podemos observar, que $\Delta\beta_{12} \cong 0$, por aproximadamente 30 nm (4 THz).

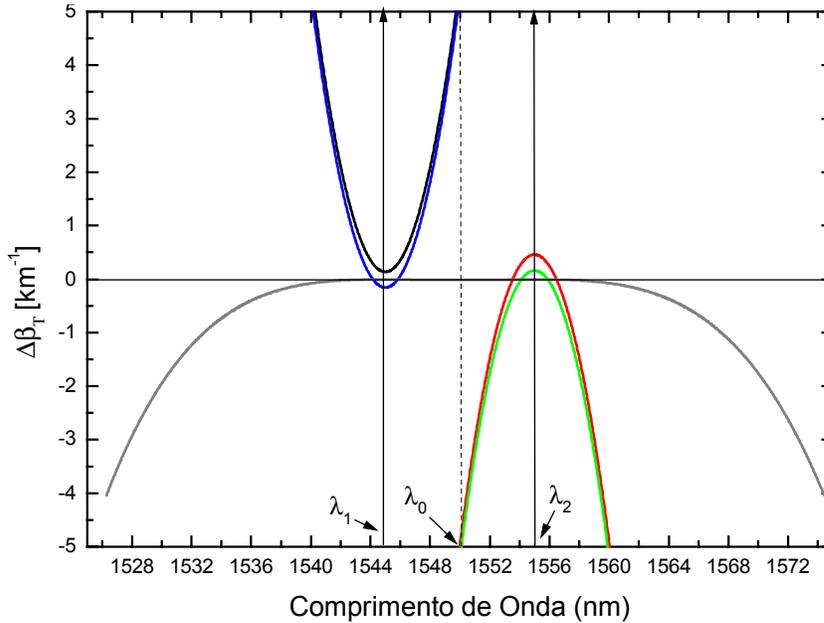


Figura 3-16: $\Delta\beta$'s para os cinco processos quando λ_1 e λ_2 estão sintonizados simetricamente com relação ao zero de dispersão. Observe que o termo $\tilde{P}_{1,2}$ possui casamento de fase por uma grande faixa espectral.

Podemos voltar agora para o estudo das equações 3-84 e 3-86 para o termo $\tilde{P}_{-1,2}$, considerando agora a situação de simetria, onde $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$. Nessa situação é mais fácil escrever 3-84 em função de ω . Dessa maneira teremos:

$$\Delta\beta \cong \frac{\beta_3}{2} (\omega - \omega_1)^2 \Delta\omega, \tag{3-87}$$

onde $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$. Substituindo em 3-84, teremos:

$$\xi(\omega) = \frac{1}{\frac{\beta_3^2 \Delta\omega^2 (\omega - \omega_1)^4}{64\gamma^2 P_0^2} + 1}. \quad (3-87)$$

Podemos recalcular a largura FWHM de $\xi(\omega)$:

$$\Delta\nu^2(\omega) = \frac{16\gamma P_0}{\beta_3 \Delta\omega}. \quad (3-88)$$

Agora ficou mais clara a dependência da largura dos picos e depressões com a dispersão. Vemos que para uma determinada potência, as estruturas tendem a ficar mais estreitas se β_3 ou $\Delta\omega$ ficam maiores. Ao passo que, se $\Delta\omega$ for muito pequeno, ou seja, se os lasers estiverem sintonizados próximos ao zero de dispersão, essas estruturas tendem a se tornar mais largas. Para valores típicos: $P_0 = 50$ mW, $\gamma = 2.3$ (km.W)⁻¹, $\beta_3 = 0.11$ ps³/km e $\Delta\omega = 7.85$ rad-THz (10 nm), teremos $\Delta\nu = 1.46$ rad-THz = 1.85 nm. Portanto, se o espectro inicial não for simétrico (oposto ao caso da figura 3-15), deveremos observar estruturas (picos ou depressões) com forma parecida com uma loretziana, cuja largura pode facilmente ser maior que um nanômetro.

Analisando 3-87, vemos que essa estrutura deve ocorrer exatamente em cima do laser, isto é, $\omega = \omega_1$. O mesmo deve ocorrer para o termo $\tilde{P}_{1,-2}$, que gerará uma estrutura em $\omega = \omega_2$.

Se $P_1 \neq P_2$, devemos incluir na equação 3-87 o termo não linear do casamento de fase. Assim podemos escrever:

$$\Delta\beta_T \cong \frac{\beta_3}{2} (\omega - \omega_1)^2 \Delta\omega + \gamma(P_1 - P_2) e \quad (3-89)$$

$$\xi(\omega) = \frac{1}{\frac{[\beta_3 \Delta\omega(\omega - \omega_1)^2 + \gamma(P_1 - P_2)]^2}{64\gamma^2 P_0^2} + 1}. \quad (3-90)$$

Devemos observar agora que, devido ao acréscimo da parte não linear em $\Delta\beta$, o casamento de fase não ocorrerá mais em $\omega = \omega_1$. Na verdade, $\Delta\beta_T$ agora é nulo em dois pontos em volta de ω_1 :

$$\omega = \omega_1 \pm \delta\Omega, \quad (3-91)$$

onde

$$\delta\Omega = \sqrt{\frac{2\gamma\Delta P}{\beta_3\Delta\omega}}, \quad (3-92)$$

onde ΔP é a diferença de potência entre os lasers.

Essa situação é muito parecida com a que encontramos quando estudamos o caso do MI, cujos máximos podem ser localizados pela equação 3-47. Na verdade a equação 3-92 tem a mesma forma que a equação 3-47. Sendo assim, podemos concluir que, se as condições iniciais forem tais que $\eta(0, \omega') > \eta(0, \omega)$, o termo da polarização não linear $\tilde{P}_{-1,2}$ poderá criar uma estrutura semelhante ao MI em volta de λ_1 , mesmo se este estiver sintonizado no regime de dispersão normal. A figura 3-17 mostra essa situação que será verificada experimentalmente no próximo capítulo.

Como vimos, os espectros obtidos pela propagação não linear de dois lasers é rico em estruturas como depressões e picos estreitos de ruído ou instabilidades em volta dos lasers. Vimos que o termo $\tilde{P}_{1,2}$ pode gerar, teoricamente, mais de 30 dB de ganho de ruído por uma faixa espectral de 4 THZ.

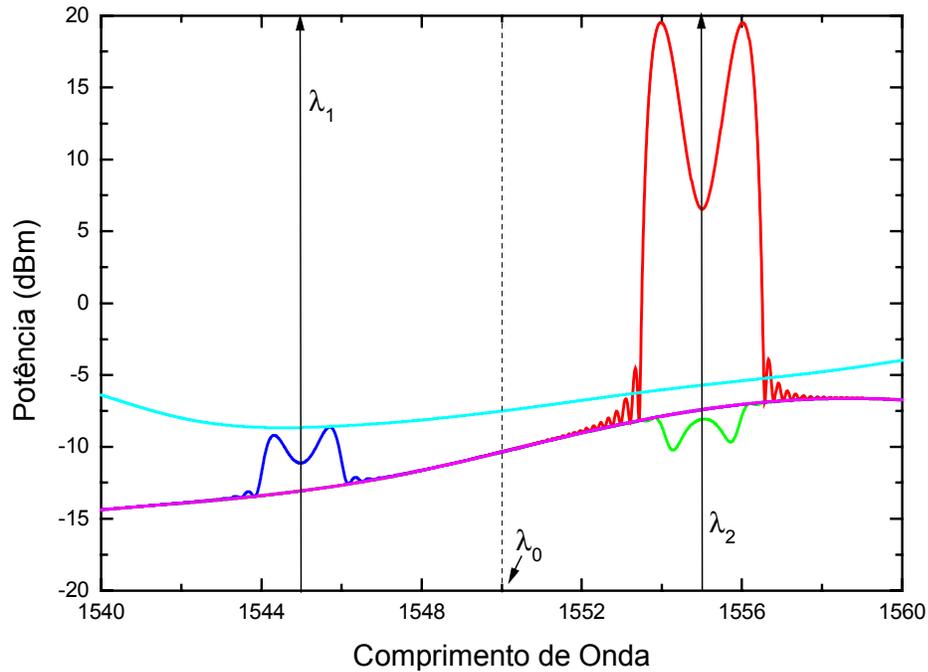


Figura 3-17: Gráfico mostrando a instabilidade gerada em torno de $\lambda_1 = 1545$ nm devido ao termo $\tilde{P}_{-1,2}$. Essa situação só é possível se os lasers estiverem sintonizados simetricamente com relação à λ_0 e se tiverem potências diferentes. Além disso, o espectro inicial deve ser assimétrico. Nos cálculos utilizamos $P_1 = 10$ mW e $P_2 = 60$ mW.

Na realidade, esperamos que o espectro final obtido pela propagação dos lasers seja uma soma de todos esses espectros. Na verdade, essa soma não pode representar a propagação real dos dois lasers, pois como vimos, essas soluções são soluções individuais dos cinco termos que formam a polarização não linear total. Portanto, não esperamos que a figura 3-18, que mostra a média dos cinco espectros mostrados na figura 3-17, represente de forma eficiente os espectros experimentais que serão analisados no próximo capítulo. No entanto, esse método nos permitiu identificar estruturas do espectro final, o que seria muito difícil com a propagação da NLSE.

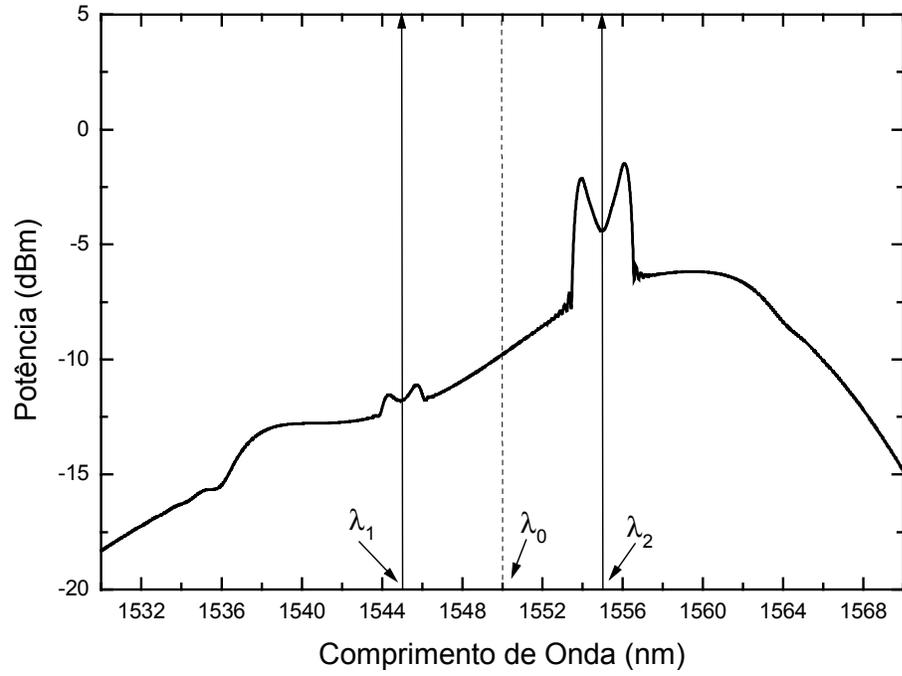


Figura 3-18: Soma dos cinco processos mostrados na figura 3-17. Usamos: $\lambda_1=1545$ nm, $\lambda_2=1555$ nm, $\lambda_0=1550$ nm, $P_1 = 10$ mW e $P_2 = 60$ mW.

Interação Sinal-Ruído: EXPERIMENTOS

4.1 INTRODUÇÃO

Esse capítulo discute os resultados experimentais e os compara com os resultados teóricos obtidos no capítulo anterior. Inicialmente, na seção 4.2, daremos uma visão de como obter os parâmetros intrínsecos das fibras de maneira experimental. Esses parâmetros serão utilizados nas simulações e por isso, devem ser obtidos da maneira mais precisa possível. Em seguida, na seção 4.3, vamos comparar os resultados medidos com os resultados das simulações, para um laser. As divergências entre os resultados experimentais e teóricos para dois lasers levam ao estudo da variação do zero de dispersão na seção 4.4. Os novos resultados teóricos são novamente comparados. Ainda na seção 4.4, veremos as limitações do método no estudo da propagação de dois lasers e identificaremos as estruturas encontradas nos espectros experimentais.

4.2 OBTENÇÃO DE PARÂMETROS INTRÍNSECOS DA FIBRA

Para podermos testar o modelo descrito no capítulo anterior, necessitamos comparar os resultados experimentais com os resultados teóricos. Para isso, precisamos utilizar parâmetros confiáveis nas simulações, correspondentes à fibra que estamos estudando. Portanto, nessa seção, iremos descrever métodos experimentais para se obter os parâmetros necessários para o nosso modelo, como a atenuação e o zero de dispersão.

4.2.1 OBTENÇÃO DO PARÂMETRO DE ATENUAÇÃO

O parâmetro de atenuação, α , é o parâmetro intrínseco da fibra mais fácil de se medir experimentalmente. Em geral, utilizamos um segmento de fibra com comprimento conhecido e injetamos um laser de potência inicial conhecida. Medimos então, na outra ponta da fibra, a potência resultante e a partir da equação 3-54, obtemos o parâmetro α . Esse método é simples, porém está limitado à nossa precisão de se conhecer o comprimento exato de um carretel de fibra (aproximadamente 25 km) e a potência inicial do laser.

Uma outra maneira mais eficaz é utilizar um equipamento denominado *OTDR* (*Optical Time Domain Reflectometer*), que consiste em uma fonte de pulsos de laser, com duração temporal conhecida, que são injetados na fibra. O equipamento então mede a luz que é refletida de volta e calcula a distância propagada pelo pulso e a perda sofrida durante a propagação. Com esse equipamento, temos simultaneamente uma medida precisa do comprimento do carretel utilizado e

também da atenuação dessa fibra. A figura 4-1 mostra o traço OTDR obtido para uma fibra DS, a qual utilizamos nos experimentos.

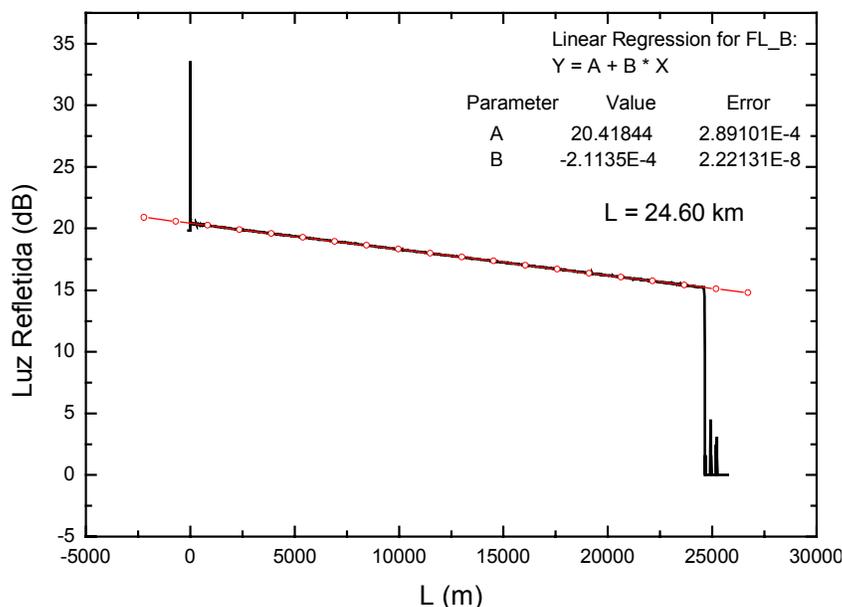


Figura 4-1: Traço OTDR obtido para o carretel de fibra DS utilizada nos experimentos. Os valores obtidos foram: L = 24.60 km e $\alpha = 0.21$ dB/km. O equipamento utilizado foi um OTDR da *Tektronix*, modelo *TekRanger2 TFS3031*.

Os picos no início e no final da curva correspondem respectivamente à reflexão na entrada e no final da fibra. Concluímos, portanto que a fibra utilizada possui 24.60 km de comprimento. O parâmetro de atenuação é determinado à partir da inclinação da reta. Esse valor é fornecido diretamente pelo equipamento e para essa fibra é $\alpha = 0.2135$ dB/km. Para o uso nas simulações, será conveniente converter esse valor em unidades de km^{-1} . A conversão é facilmente obtida se escrevermos a equação 3-54 em unidades de dB's:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P(L)}{P_0}\right) = 4.343\alpha. \quad (4-1)$$

Portanto, nas simulações usaremos $\alpha = 0.049 \text{ km}^{-1}$.

4.2.2 OBTENÇÃO DO COEFICIENTE NÃO LINEAR¹⁹

Um outro parâmetro a ser determinado é o coeficiente não linear (γ). O método que utilizaremos é na verdade um método não linear e consiste na obtenção dos ganhos máximos do MI.

Vimos que o coeficiente de ganho paramétrico possui, para o caso do MI, um valor máximo, determinado na seção 3.3, dado por $g_{\text{máx}} = 2\gamma P_L$. O ganho espectral, isto é, o ganho em potência no espectro é basicamente a razão entre o espectro de saída pelo espectro de entrada:

$$G = \frac{\eta(L, \omega)}{\eta(0, \omega)}. \quad (4-2)$$

Portanto, segundo a solução 3-41, podemos escrever:

$$G = |J|^2 + |K|^2, \quad (4-3)$$

onde utilizamos $\eta(0, \omega) = \eta(0, 2\omega_L - \omega)$.

Para fibras com comprimento da ordem de dezenas de quilômetros, podemos escrever o ganho espectral, como:

$$G = \exp[gL_{\text{eff}}], \quad (4-4)$$

onde $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$.

Essa aproximação é facilmente obtida se notarmos que os termos de $|J|^2$ e $|K|^2$ que são proporcionais a $\exp[-gL_{\text{eff}}/2]$, podem ser desprezados quando gL_{eff}

>> 1. Para um carretel de 25 km e $\alpha = 0.2$ dB/km temos, $L_{\text{eff}} \cong 13$ km.

O ganho espectral máximo é descrito pela equação 4-4 quando $g = g_{\text{máx}}$, ou seja,

$$G_{\text{máx}} = \exp[2\gamma P_L L_{\text{eff}}]. \quad (4-5)$$

Portanto, podemos medir experimentalmente o ganho espectral para diversas potências de entrada e fazer um ajuste com a expressão 4-5. A figura 4-2 mostra as curvas experimentais obtidas para a medida de γ , na fibra em que estamos trabalhando.

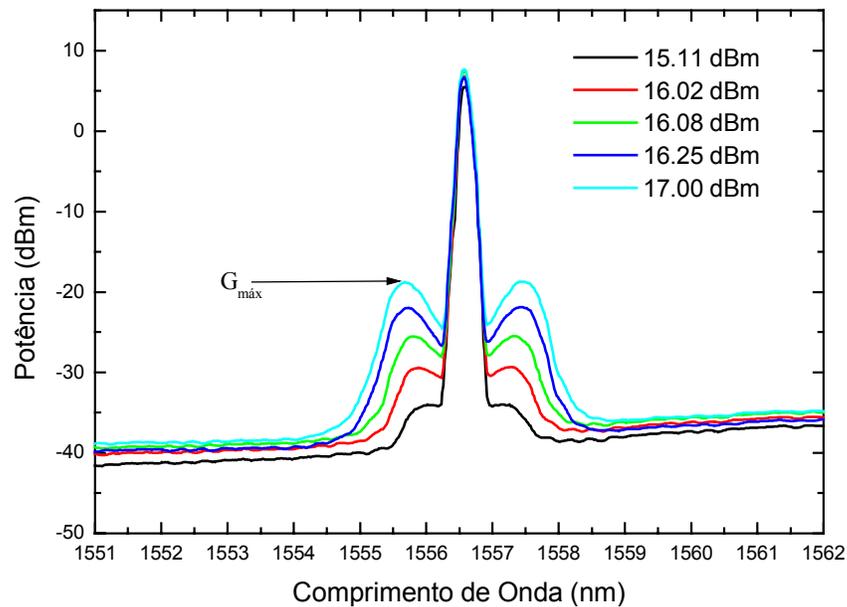


Figura 4-2: Espectros experimentais de MI para a medida de γ da fibra DS utilizada nos experimentos. A figura mostra diversos espectros de MI para diferentes potências de entrada.

Com os dados mostrados na figura 4-2, construímos o gráfico da figura 4-3, onde, por um ajuste da equação 4-5, obtivemos um valor para o coeficiente não linear, $\gamma = 2.31 \text{ (W.km)}^{-1}$.

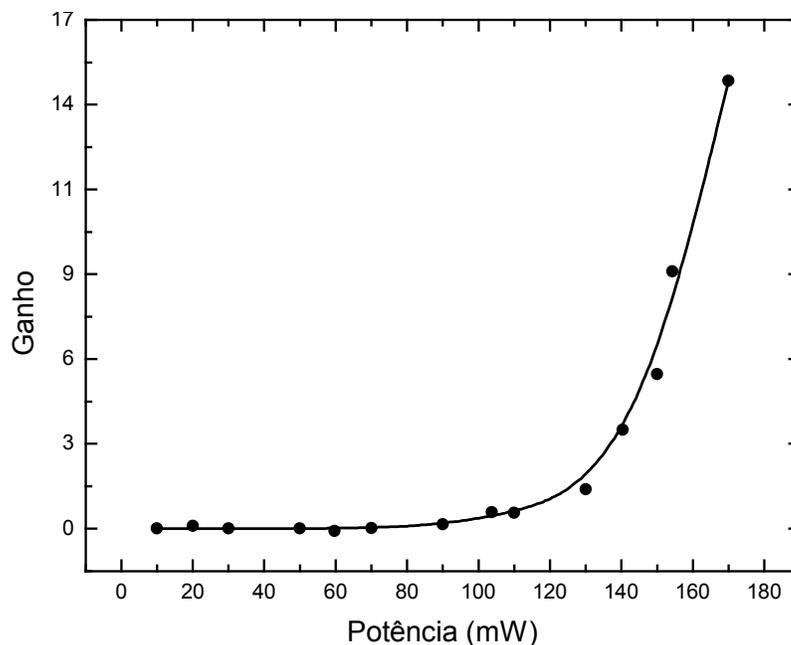


Figura 4-3: Ganhos máximos para os lóbulos do MI em função da potência. A curva sólida é o ajuste teórico por onde obtemos um valor de 2.31 (W.km)^{-1} para a fibra em teste.

Devemos lembrar que γ depende da polarização, já que é proporcional ao índice de refração não linear da fibra que por sua vez se relaciona com $\chi_{xyxy}^{(3)}$ pela equação 2-29. Assim, podemos escrever uma relação entre γ e $\chi^{(3)}$, dada por:

$$\gamma_{xyxy} = \frac{3\omega\chi_{xyxy}^{(3)}}{4c\epsilon_0 n_0^2 A_{eff}} \quad (4-6)$$

Como o ruído é despolarizado, esperamos que o valor de γ obtido com o método descrito nessa seção, seja um valor médio, tomado sobre todas as polarizações. Portanto, o valor obtido se refere a um estado de polarização aleatória do ruído. Esse valor pode ser convertido para o caso de polarizações paralelas entre laser e ruído apenas multiplicando esse valor por $9/8$ ¹⁹, dando $\gamma = 2.60 \text{ (W.km)}^{-1}$.

4.2.3 OBTENÇÃO DO ZERO DE DISPERSÃO²⁰

Diversos métodos já foram propostos para determinar o zero de dispersão de fibras ópticas. Quase todos esses métodos consistem em utilizar um ou mais efeitos não lineares para determinar o valor de λ_0 . Um desses métodos²¹⁻²³ consiste em medir a eficiência do FWM refletido ao longo da fibra, gerado por dois lasers pulsados. Essa técnica OTDR permite medir a variação da dispersão ao longo da fibra e conseqüentemente a obtenção de λ_0 .

O método utilizado nessa tese consiste em considerar a Instabilidade Modulacional e sua relação entre o máximo ganho e o valor da dispersão dado pela equação 3-47.

Portanto, utilizando um laser contínuo de potência constante (frequência $\omega_{\text{laser}} = 2\pi c/\lambda$), propagando na região de dispersão anômala de nossa fibra DS, podemos obter diversas curvas de MI em função de λ . Essas curvas são mostradas na figura 4-4.

Podemos escrever para o parâmetro de dispersão:

$$D = S_0(\lambda - \lambda_0), \quad (4-7)$$

onde S_0 é a inclinação da dispersão.

Essa equação vale para fibras com dispersão praticamente linear em λ , na região próxima ao zero de dispersão. Para fibras DS, podemos observar pela figura 2-4 que essa aproximação é bastante razoável.

Utilizando 4-7, podemos reescrever a equação 3-47 e obtermos uma equação para ω_{MI}^{-2} em função de λ :

$$\omega_{MI}^{-2} = \frac{S_0}{4\pi c \gamma P} \lambda^2 (\lambda - \lambda_0). \quad (4-8)$$

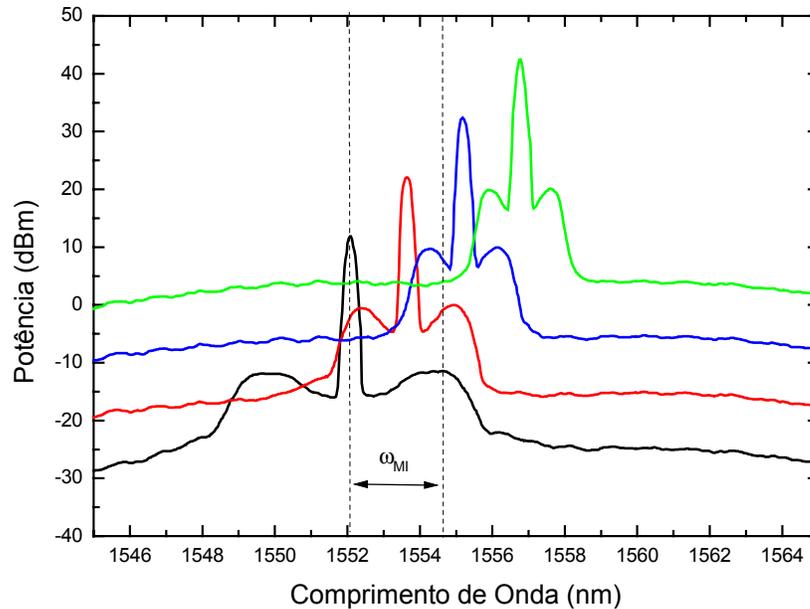


Figura 4-4: Espectro de potência de saída para a fibra DS utilizada para alguns valores de λ .

Um ajuste linear dos dados experimentais nos fornece os valores de λ_0 e da razão γ / S_0 . Na verdade, a equação 4-8 é um polinômio cúbico em λ mas, pode ser verificado que um ajuste feito com um polinômio cúbico ou linear dão os mesmos valores dentro da faixa de erro experimental.

A figura 4-5 mostra os dados experimentais e o respectivo ajuste linear. Para a fibra utilizada, obtemos $\lambda_0 = 1551.4$ nm e $\gamma / S_0 = 32$ nm²/Wps. Utilizando o valor de γ encontrado na seção anterior obtemos $S_0 = 0.071$ ps/nm².km. O erro no valor de λ_0 está estimado como ± 0.24 nm. O erro surge da incerteza na determinação do pico de MI limitada pela resolução do nosso espectrômetro (0.1 nm).

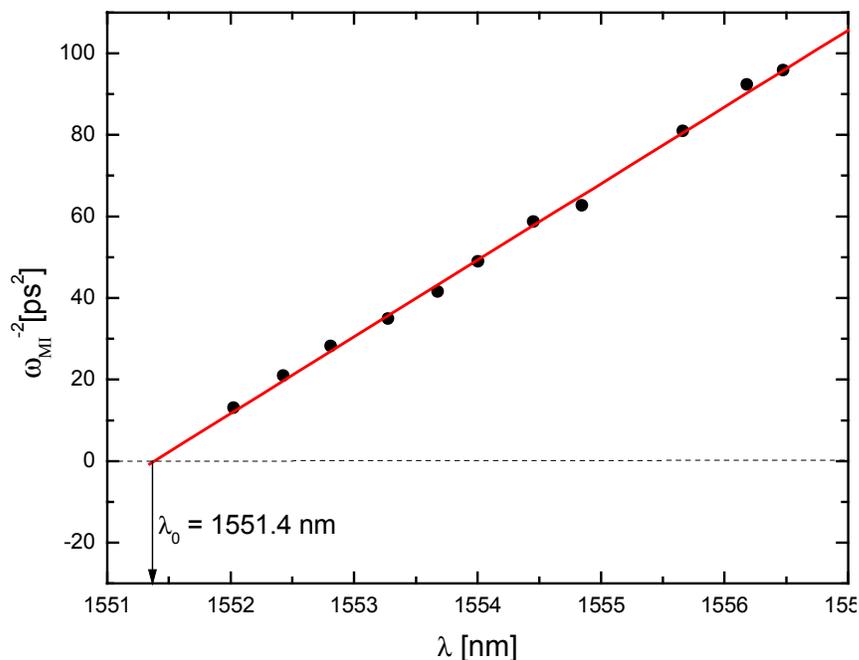


Figura 4-5: ω_{MI}^{-2} em função do comprimento de onda λ . Os pontos foram tirados dos dados experimentais mostrados na figura 4-4.

Uma vantagem desse método, com relação aos métodos baseados em FWM é que o ruído do amplificador (ASE) não limita a precisão das medidas. Na verdade, quanto mais ruído estiver presente, maior serão os picos do MI e melhor serão nossos resultados.

Para uso nas simulações, será conveniente obter os valores de β_3 . Para isso, lembremos que pela definição:

$$S_0 = \left(\frac{dD}{d\lambda} \right)_{\lambda_0} = \left(\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \right)^2 \beta_3. \quad (4-9)$$

Portanto, utilizando o valor encontrado para S_0 , encontramos o valor $\beta_3 = 0.11$ ps³/km.

4.3 RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA UM LASER

Antes de compararmos os resultados experimentais com os teóricos, obtidos no capítulo 3, vamos descrever nossa montagem experimental e comentar suas características mais relevantes.

A montagem utilizada nos experimentos é bem simples e está esquematizada na figura 4-6. O sistema consiste em um ou dois lasers sintonizáveis que são acoplados diretamente, por meio de um acoplador 3dB, a um modulador de fase (MF), que utilizamos para evitar o espalhamento Brillouin estimulado, descrito no capítulo 2, seção 2-4. O uso do modulador de fase é opcional, já que os lasers possuem um controle de coerência baseado numa modulação de baixa frequência (MHz) da corrente. No entanto, os melhores resultados são obtidos com o uso em conjunto de ambos.

Os controladores de polarização CP são utilizados apenas para maximizar a luz que é inserida no modulador de fase, já que este é sensível à polarização.

Os lasers são então amplificados pelo amplificador AFDE e depois inseridos na fibra DS a ser estudada. Podemos observar o espectro de saída através do analisador de espectro óptico (OSA) e os pontos podem ser coletados, via interface GPIB, pelo computador. No caso de estarmos trabalhando com apenas um laser, o acoplador 3dB pode ser retirado e o laser é acoplado diretamente no modulador de fase.

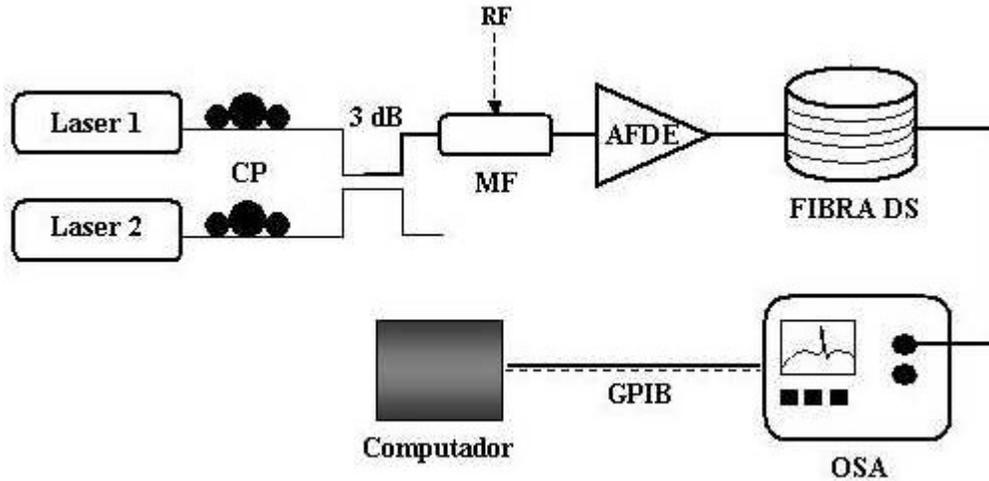


Figura 4-6: Montagem experimental para o estudo da interação sinal-ruído.

O AFDE representado na figura representa na verdade dois amplificadores ligados em série. Essa medida faz com que a ASE dos amplificadores tenha um espectro mais plano, o que é conveniente na maioria dos casos.

A figura 4-7 compara a curva experimental com a curva teórica simulada para o caso de um laser propagando no regime de dispersão anômala com $\lambda = 1560$ nm e potência de 19.24 dBm. Os valores dos parâmetros da fibra utilizada foram os valores encontrados na seção anterior. Podemos observar que existe um excelente acordo entre o resultado experimental e o resultado teórico.

A figura 4-8 mostra o caso de dispersão normal. O laser, agora com $\lambda = 1550.6$ nm e potência de 22 dBm, propaga na mesma fibra. Vemos que também existe um acordo muito bom.

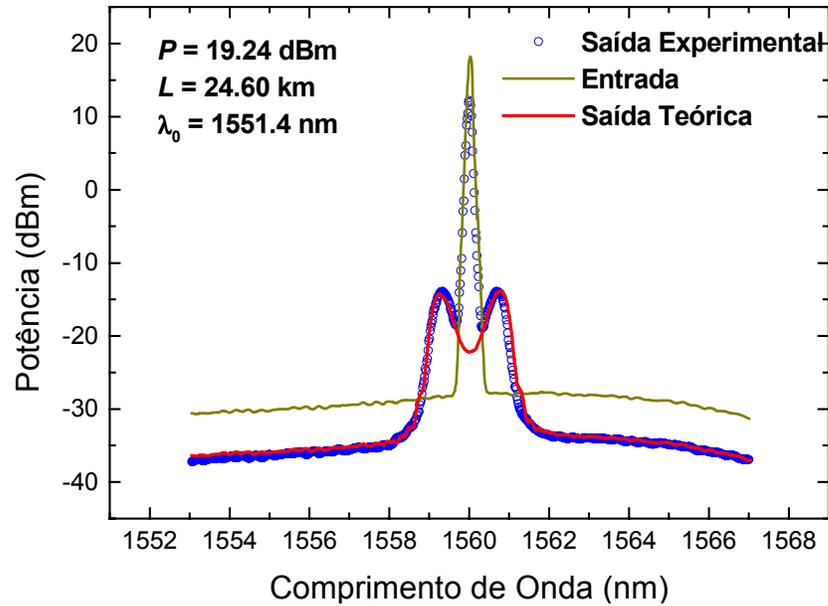


Figura 4-7: Comparação entre os resultados teórico e experimental, para um laser propagando na fibra DS com $\lambda = 1560 \text{ nm}$. Os parâmetros utilizados na simulação foram encontrados na seção anterior.

Na seção 3.2 vimos que a polarização não linear escrita para apenas um laser é formada por três termos (eq. 3-12) sendo que um deles pode ser desprezado. Os dois outros termos restantes são responsáveis por todos os efeitos não lineares causados pela propagação do laser. Como só temos um termo que fornece ganho ao ruído, a propagação da equação 3-29 é suficiente para explicar todos os fenômenos, ou seja, a Instabilidade Modulacional para dispersão anômala e a formação de franjas para a dispersão normal. Sendo a equação 3-29 quase exata para esse caso, já podíamos esperar que os resultados teóricos tivessem uma boa concordância com os resultados experimentais, como nos mostram as figuras 4-7 e 4-8.

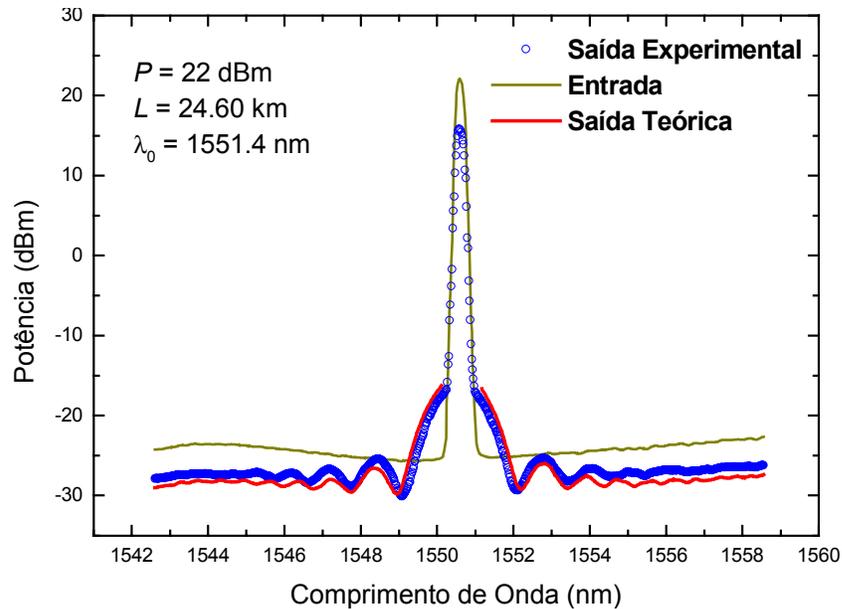


Figura 4-8: Comparação entre os resultados teórico e experimental, para um laser propagando na fibra DS com $\lambda = 1550.6$ nm com dispersão normal.

Tendo em vista os bons resultados obtidos com o modelo teórico para um único laser, podemos pensar em usar esse método (o algoritmo numérico), para determinar os parâmetros intrínsecos de uma fibra DS qualquer. Se tivermos um bom controle sobre a potência do laser na entrada da fibra, podemos testar diferentes valores de γ , α e λ_0 e determinarmos, comparando os resultados, quais são os melhores valores para a fibra. Portanto, esse modelo pode servir com uma ferramenta que substitui de maneira bem menos trabalhosa, alguns dos métodos mostrados na seção anterior para a determinação dos coeficientes intrínsecos da fibra.

4.4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA DOIS LASERES

Vimos no capítulo 3 que os resultados teóricos para dois lasers não podem ser exatos, como no caso obtido para um laser. No entanto, o método descrito nessa tese nos permite identificar os processos responsáveis por algumas estruturas características do espectro propagado.

Vamos inicialmente comparar os resultados experimentais correspondentes ao caso em que os dois lasers estão sintonizados de maneira simétrica com relação ao zero de dispersão. Nesse caso, como nos mostrou a figura 3-9, o termo da polarização não linear $\tilde{P}_{1,2}$ gera uma quantidade imensa de ganho²⁴ no ruído que suprime todos os outros ganhos correspondentes aos outros termos de \tilde{P} .

A figura 4-9 mostra uma situação em que $\lambda_1 = 1543.63$ nm e $\lambda_2 = 1559.24$ nm, ou seja, estão simetricamente sintonizados com relação à $\lambda_0 = 1551.4$ nm. Podemos observar que o ruído foi amplificado por quase 10 dB na região do espectro entre os dois lasers. Em oposição, a figura 4-10 mostra uma situação em que os dois lasers estão sintonizados assimetricamente com relação à λ_0 . Podemos observar que não existe mais o ganho catastrófico do ruído e o espectro final apresenta apenas MI em torno de $\lambda_2 = 1559.25$ nm e as franjas em torno de $\lambda_1 = 1547.1$ nm.

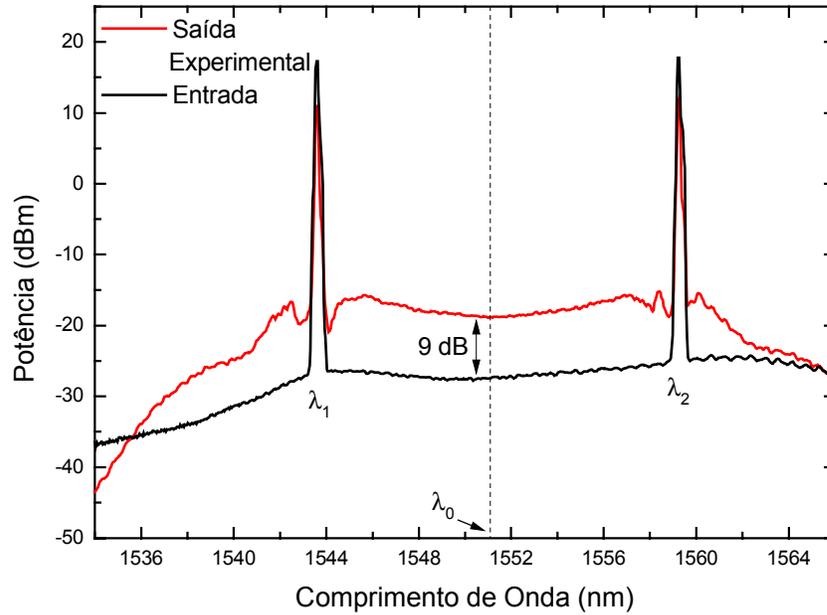


Figura 4-9: Resultado experimental mostrando a amplificação catastrófica do ruído. Os lasers estão simetricamente sintonizados com relação à λ_0 : $\lambda_1 = 1543.63$ nm, $\lambda_2 = 1559.25$ nm e $\lambda_0 = 1551.4$ nm, com $P_1 = P_2 = 17$ dBm.

Na verdade, se compararmos os gráficos das figuras 4-9 e 4-10, podemos concluir que o ganho bruto de ruído para o caso simétrico é da ordem de 15 dB já que durante a propagação, o ruído é atenuado aproximadamente 5 dB.

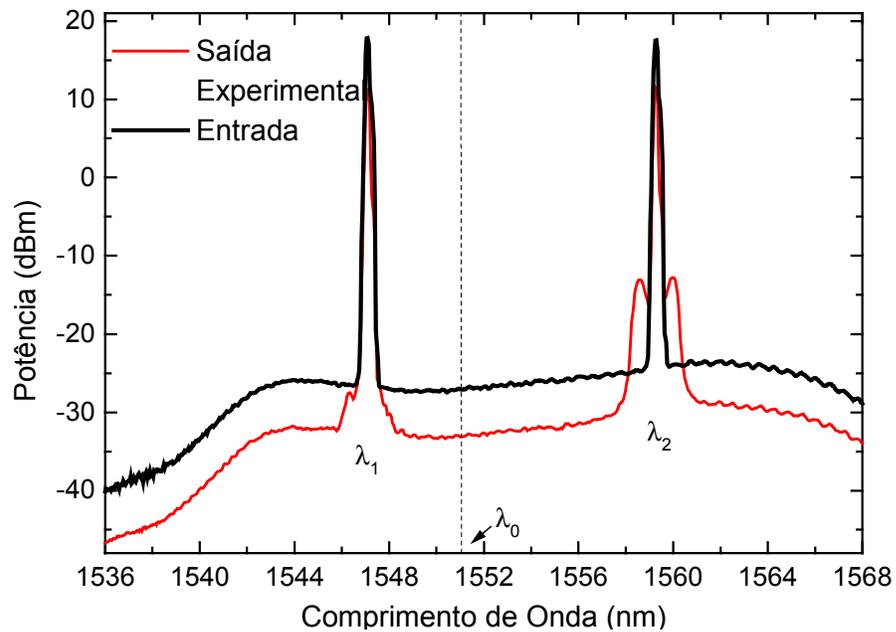


Figura 4-10: Resultado experimental mostrando os lasers sintonizados de maneira não

simétrica com relação à λ_0 . Nesse caso não observamos a amplificação catastrófica do ruído.

A figura 4-11 mostra o mesmo gráfico da figura 4-9 comparada com o espectro teórico. A curva teórica (em verde) corresponde apenas ao espectro de $\tilde{P}_{1,2}$, já que este é muito maior que o espectro dos demais termos. Vemos que o acordo não é muito bom e que as curvas só se aproximam na região central do espectro.

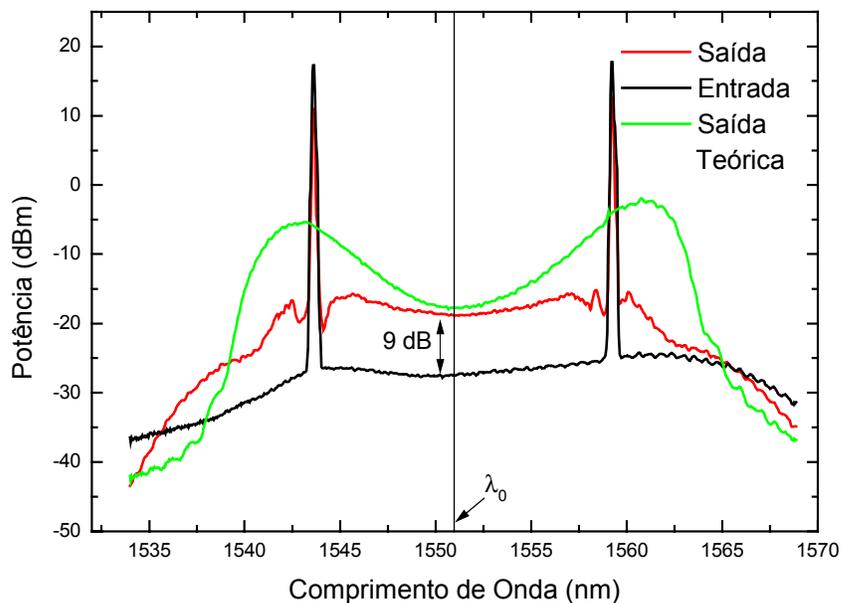


Figura 4-11: Comparação do espectro experimental, para o caso simétrico, com o espectro teórico de $\tilde{P}_{1,2}$. Observe que as curvas só se aproximam na região central do espectro.

Para entendermos as diferenças entre o espectro experimental e teórico mostrados acima devemos levar em consideração a variação do zero de dispersão. Existem diversos experimentos que nos permite concluir que o zero de dispersão varia ao longo da fibra. Um desses experimentos é a própria medida de λ_0 explicada na seção 4.2.3. Eventualmente, se medirmos λ_0 considerando primeiramente uma das pontas da fibra como entrada, obtemos

um valor que é diferente do valor encontrado de considerarmos a outra ponta da fibra como entrada. Essa variação pode ser explicada como sendo consequência de pequenas variações geométricas ou da concentração de dopantes ao longo da fibra.

O método descrito na seção 4.2.3 mostra o valor médio de λ_0 para os primeiros 13 quilômetros de fibra, onde a potência pode ser considerada alta. Para uma melhor descrição da variação de λ_0 ao longo da fibra, devemos utilizar métodos que nos fornecem informações locais da fibra, como os métodos OTDR's das referências [21-23]. Recentemente, um trabalho envolvendo estudos dessas estruturas do espectro (picos ou depressões), cujo comprimento de onda dependem da localização do zero de dispersão, foram propostos fornecendo métodos para a fácil obtenção do mapa de dispersão da fibra²⁵.

Poderíamos supor que o zero de dispersão varia de maneira randômica ao longo da fibra, com valor médio igual ao obtido pelo método descrito nesse capítulo. Nesse caso, a figura 4-12 mostra que o ganho no ruído causado por $\tilde{P}_{1,2}$ é praticamente extinto.

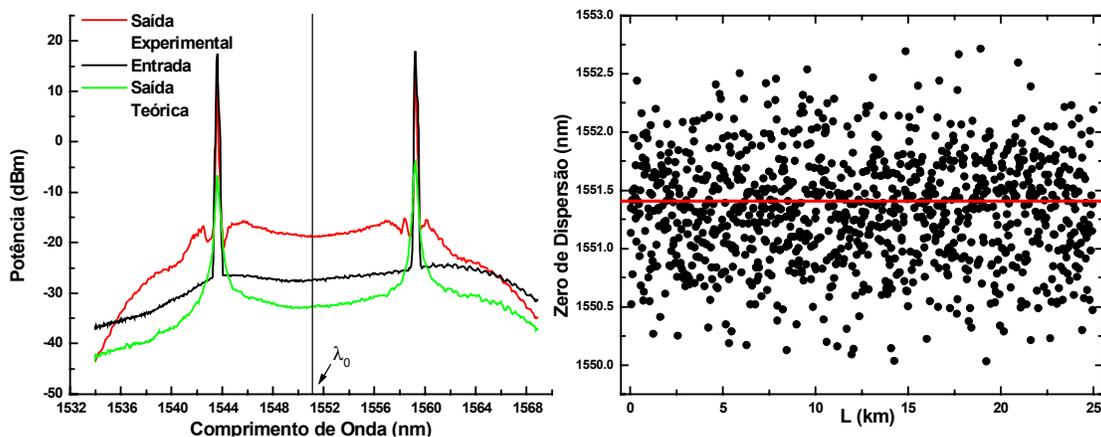


Figura 4-12: Comparação entre o resultado teórico e experimental considerando uma variação

randômica do zero de dispersão da fibra. A linha vermelha mostra o valor médio, $\lambda_0 = 1551.4$ nm. Observe que para esse caso, praticamente não existe ganho no ruído (curva verde).

A figura 4-12 mostra que o ganho no ruído causado pelo termo $\tilde{P}_{1,2}$ é muito dependente da variação do zero de dispersão. Já podíamos prever essa condição considerando o gráfico da figura 3-10, que mostra que esse termo possui casamento de fase por uma longa faixa espectral. Com a variação do zero de dispersão, essa condição é perdida e o ganho não será muito alto, devido ao aumento de $\Delta\beta$. Da mesma maneira, podemos prever que para os outros termos, que possuem casamento de fase em dois pontos do espectro, a variação do zero de dispersão não altere muito os respectivos espectros.

Uma variação randômica do zero de dispersão não é uma boa descrição das fibras reais. Na verdade, esperamos que o zero de dispersão varie duas ou três vezes em longos segmentos de fibras. A figura 4-13 mostra a mesma comparação para o caso em que o zero de dispersão muda três vezes ao longo da fibra. Podemos observar que o acordo entre os gráficos é bem melhor, validando o mapa de zero de dispersão utilizado. A curva teórica mostra oscilações em torno dos lasers. Essas oscilações dependem do fato do mapa de zero de dispersão utilizado ter descontinuidades ou não. Em geral, se o mapa apresentar uma curva contínua, a curva teórica pode apresentar menos oscilações. Esse fato pode ser confirmado pelos gráficos da figura 4-14.

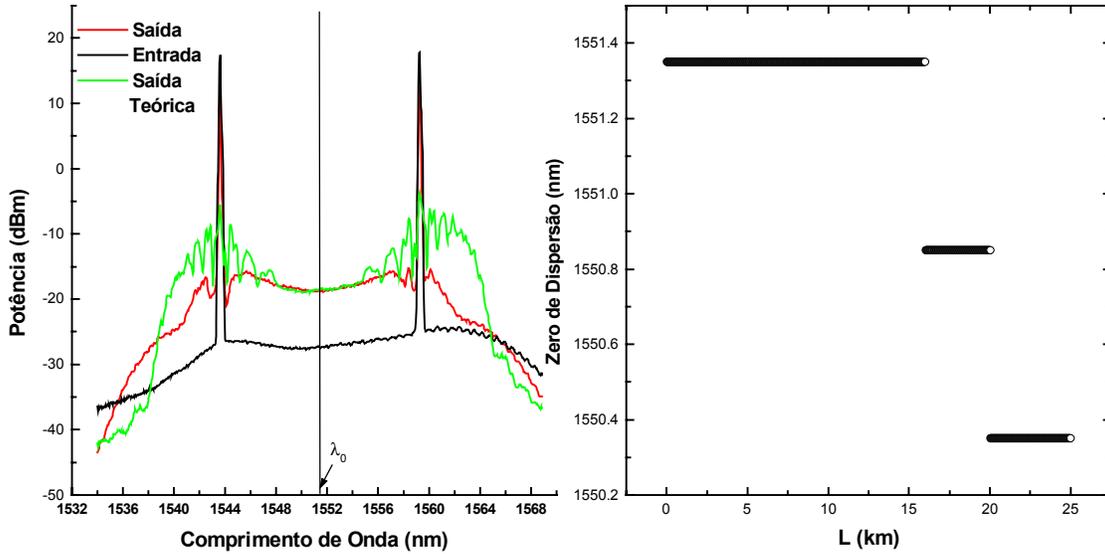


Figura 4-13: Um melhor acordo entre a curva teórica e experimental é obtido se considerarmos uma variação de zero de dispersão por segmentos.

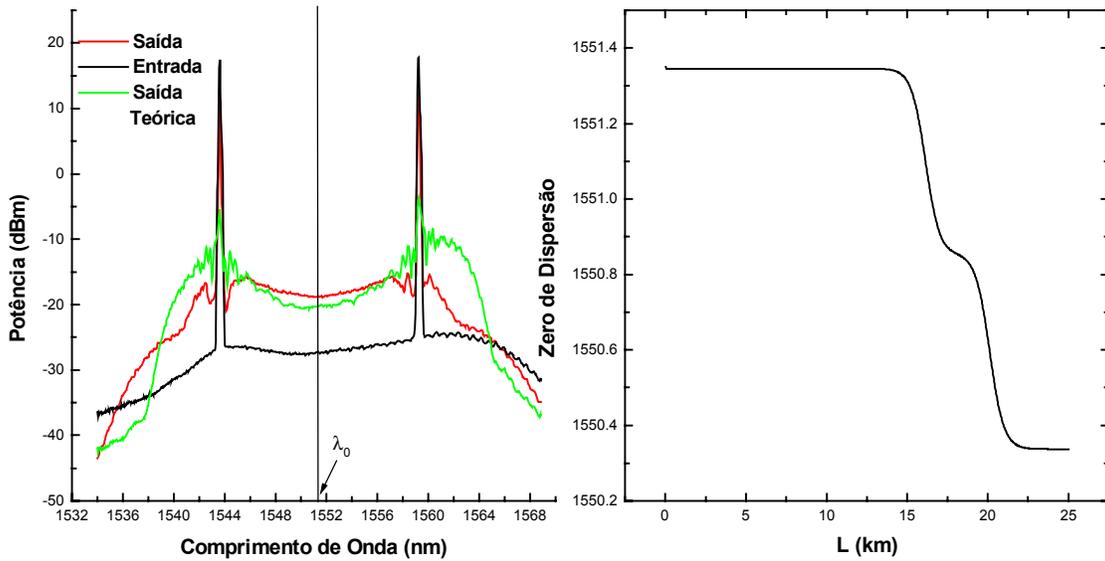


Figura 4-14: Mesmo caso da figura 4-13, porém considerando a variação do zero de dispersão uma função contínua. Observe que as oscilações ficaram menores em volta das linhas dos lasers.

Até agora estudamos um dos aspectos obtidos pela propagação não linear de dois lasers em uma fibra de baixa dispersão. A partir do método descrito no capítulo 3, conseguimos identificar o processo responsável pela amplificação catastrófica do ruído, cujos espectros experimentais estão nas figuras 4-11 a 4-14.

Também vimos no capítulo anterior que os espectros teóricos para dois lasers apresentam outras estruturas como picos e outras instabilidades em volta dos lasers. Essas instabilidades são basicamente componentes espectrais do ruído amplificadas pelos processos que envolvem os termos $\tilde{P}_{-1,2}$ e $\tilde{P}_{1,-2}$ (equações 3-74 e 3-75).

A figura 4-15 mostra o espectro experimental obtido quando os dois lasers estão sintonizados simetricamente com relação à λ_0 . Porém, para que não caíssemos no mesmo caso anterior, onde estudamos a amplificação catastrófica do ruído, o laser $\lambda_1 = 1549.3$ nm foi ajustado com potência muito baixa, $P_1 = 1$ mW. O gráfico nos mostra que existem dois lóbulos de ruído²⁶⁻³³ amplificado em volta de λ_1 . Como esse laser está sintonizado na região de dispersão normal da fibra, esses lóbulos não podem ser formados pelo mesmo processo que gera o MI em λ_2 .

O resultado teórico, mostrado na figura 4-16, indica que esses lóbulos são formados pelo processo que envolve o termo $\tilde{P}_{-1,2}$ (curva em azul).

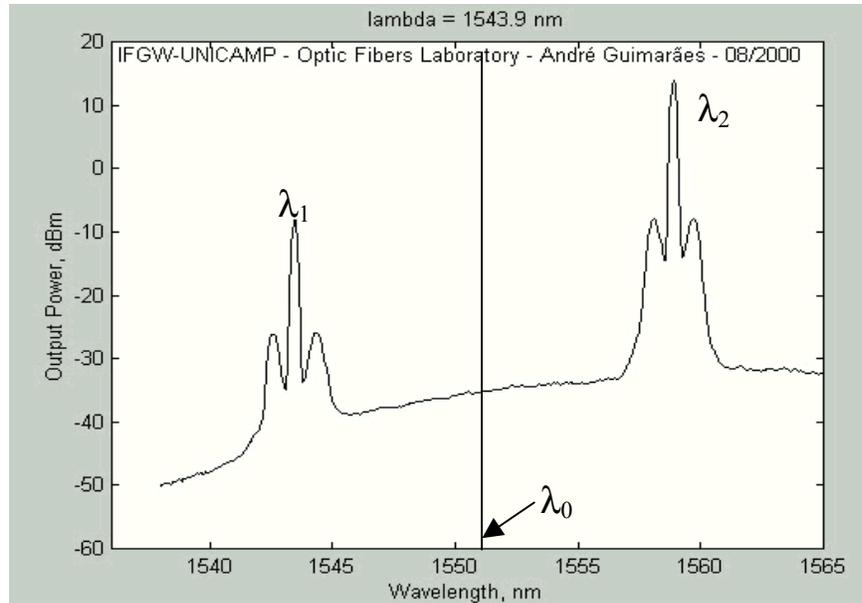


Figura 4-15: Resultado experimental mostrando o laser λ_1 sintonizado na região de dispersão normal e exibindo dois lóbulos de ruído. Esse lóbulos não são formados pelo processo que forma o MI, mas sim pelo processo que envolve o termo $\tilde{P}_{-1,2}$.

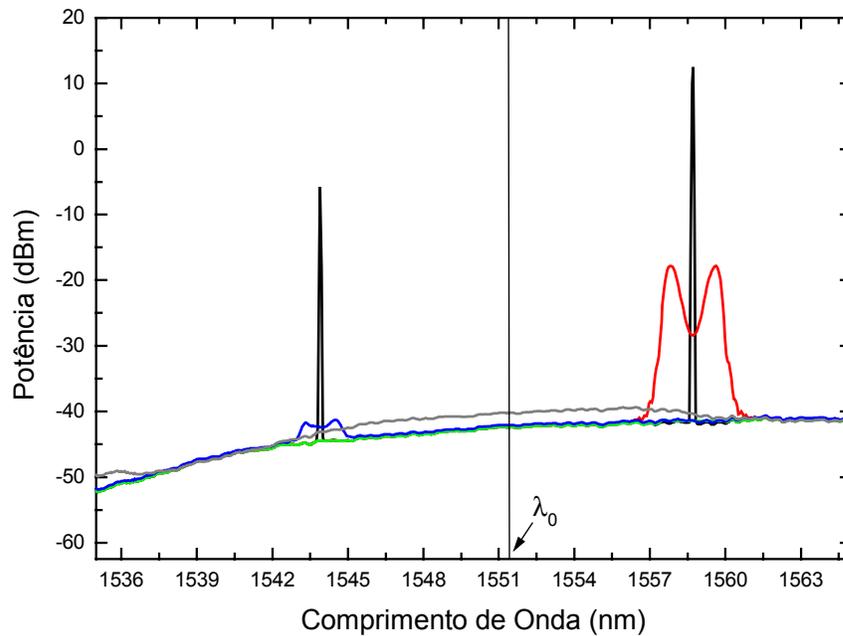


Figura 4-16: Resultado teórico mostrando que os lóbulos em λ_1 na figura 4-15 é na verdade uma instabilidade gerada pelo termo $\tilde{P}_{-1,2}$ (curva azul).

Para o caso não simétrico, vimos no capítulo 3 (figura 3-7) que o espectro apresenta estruturas ou picos de ruído amplificado. Para verificar essa situação experimentalmente, sintonizamos os lasers de maneira não simétrica $\lambda_1 = 1548.9$ nm e $\lambda_2 = 1558.7$ nm. A figura 4-17 mostra que o espectro experimental apresenta agora duas estruturas que foram circundadas em vermelho. A primeira estrutura é um pico localizado em $\lambda_a \approx 1545$ nm. A outra estrutura é um “depressão” localizada em $\lambda_b \approx 1555$ nm.

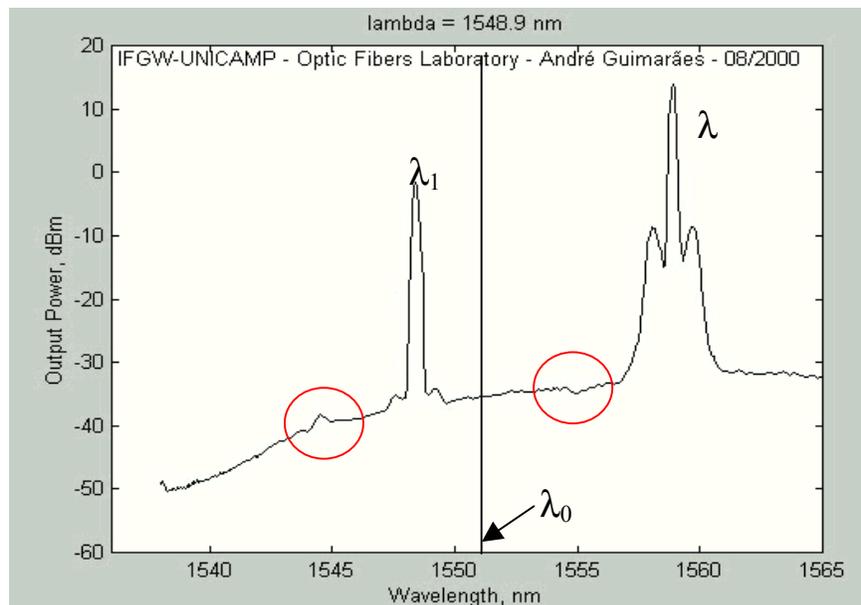


Figura 4-17: Resultado experimental mostrando duas estruturas que são formadas quando os lasers estão sintonizados de maneira não simétrica com relação à λ_0 .

O equivalente teórico da situação mostrada acima pode ser visto na figura 4-18. O gráfico teórico mostra que as duas tênues estruturas também são formadas pelos termos $\tilde{P}_{-1,2}$ e $\tilde{P}_{1,-2}$. No entanto, teoricamente as duas estruturas são mais pronunciadas como podem ser observadas na figura 4-17. Esse fato pode ser visto com uma limitação do nosso método, já que os

resultados teóricos são apenas aproximados. Esses resultados nos levam a concluir que existe um balanço de energia entre os processos, onde há transferência de fótons de uma componente espectral do ruído com maior potência (onde se encontra a depressão) para uma outra região com menor potência (onde se encontra o pico). Em outras palavras, os processos que envolvem os termos $\tilde{P}_{-1,2}$ e $\tilde{P}_{1,-2}$ tendem a equalizar as assimetrias no espectro de ruído.

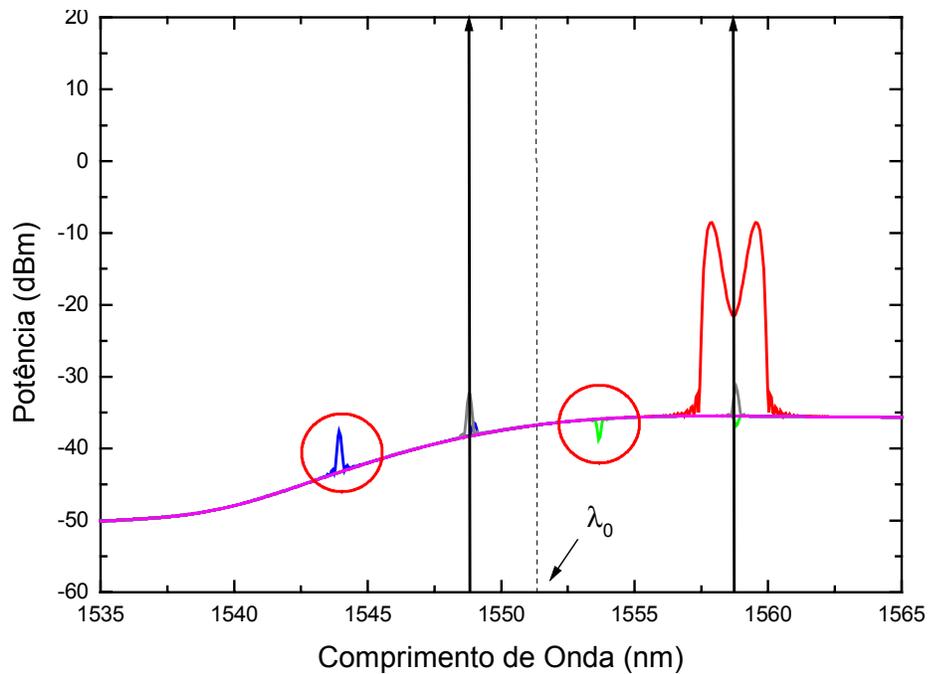


Figura 4-18: Resultado teórico correspondente ao espectro experimental mostrado na figura 4-17.

É importante lembrarmos que essas estruturas surgem independentemente dos lasers estarem sintonizados na região de dispersão normal ou anômala. As figuras 4-19 e 4-20 mostram o caso experimental e o caso teórico quando os dois lasers estão sintonizados na região de dispersão anômala. Podemos observar que as duas estruturas ocorrem agora na região de

dispersão normal. Esse é um fato importante e deve ser considerado nos projetos de sistemas WDM, pois eventualmente, algumas dessas estruturas podem coincidir com canais de informação, gerando erros e *cross-talk*.

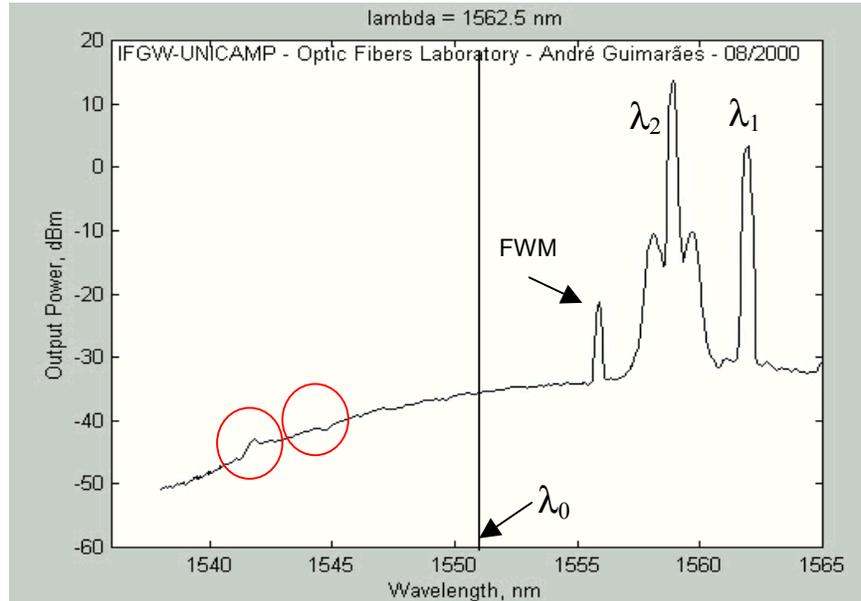


Figura 4-19: Espectro experimental mostrando que as estruturas independem do fato dos lasers estarem sintonizados na região de dispersão normal ou anômala. Observe que ambas estruturas ocorrem na região normal se os lasers estiverem sintonizados na região de dispersão anômala.

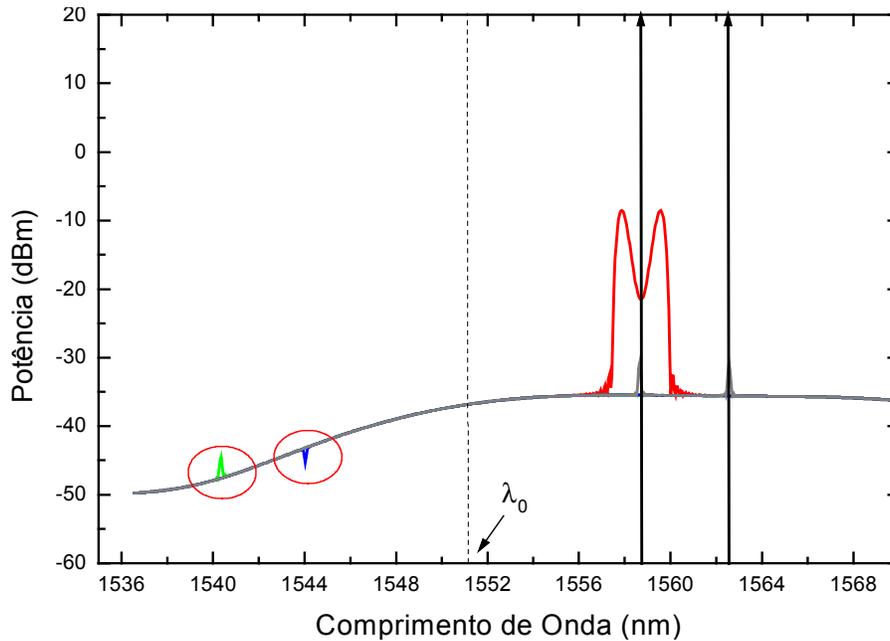


Figura 4-20: Equivalente teórico para o gráfico da figura 4-19.

Com esses últimos gráficos devemos lembrar novamente das limitações do nosso método. Essas limitações surgem do fato de que, durante a propagação, todos os termos contribuem com a propagação, e em geral o efeito de um termo pode interferir nos efeitos dos demais. Assim, muitas das características experimentais dos espectros podem surgir de efeitos em cascata de cada termo sobre os demais. Uma solução teórica exata exige a simulação de todos os termos e deve ser obtida através da NLSE. No entanto, com o nosso método, podemos prever, com certa exatidão, em que regiões do espectro devemos ter cuidado quando estivermos trabalhando com muitos canais de informação.

CONCLUSÃO

5.1 INTERAÇÃO SINAL-RUÍDO EM FIBRAS DE BAIXA DISPERSÃO

O principal objetivo dessa tese era estudar a interação sinal-ruído em fibras de baixa dispersão, isto é, fibras que apresentam o zero de dispersão próximo à terceira janela de comunicações ópticas ($1.55 \mu\text{m}$). Para isso, foi desenvolvido um método baseado em soluções da equação de onda. Esse método, descrito no capítulo 3, permitiu o desenvolvimento de um algoritmo rápido que fornece resultados quase exatos para a propagação de um laser e resultados qualitativos aproximados para a propagação de dois ou mais lasers. Ao contrário de outros métodos, principalmente os baseados em soluções da Equação Não Linear de Schroedinger, este método permite identificar os processos não lineares responsáveis por cada característica do espectro propagado. Com isso, podemos identificar os processos responsáveis pela amplificação catastrófica do ruído e pela formação da Instabilidade Modulacional no regime de dispersão normal.

A excelente concordância entre os resultados teóricos e experimentais obtidos para um laser e mostrados no capítulo 4, nos dá garantias de que podemos utilizar o método para determinar os parâmetros intrínsecos de fibras em estudo.

O método descrito nesta tese não é uma alternativa para simulações de sistemas. Nós tratamos de fenômenos básicos que ocorrem na propagação não linear de lasers com ruído. Os mesmos fenômenos podem ser estudados, como já foi dito, com a NLSE, mas nesse caso o processo é mais lento.

Apesar do objeto central de estudo não ter sido redes WDM, as condições experimentais foram escolhidas para representar situações típicas, ou pelo menos prováveis, em sistemas práticos.

Talvez, o mérito desse trabalho, tenha sido dar uma visão mais unificada dos efeitos não lineares que envolvem o ruído, principalmente a Instabilidade Modulacional. Ao tratar o problema como a propagação do ruído, baseada em um termo específico da polarização não linear, unificamos todos esses efeitos como FWM, onde tratamos do caso coerente (FWM entre canais) ou do não coerente (MI), dependendo do termo da polarização não linear que escolhemos.

Uma possível continuação desse trabalho poderia tratar das diferenças quantitativas entre esse método e a NLSE. Nesse contexto, poderíamos estudar como os diferentes processos aqui tratados, se interferem entre si durante a propagação. Com esse estudo poderíamos estabelecer as correções necessárias para que esse método se torne tão eficaz como a NLSE.

Também esperamos que essa tese possa servir como base em um estudo mais aprofundado dos efeitos não lineares em sistemas de comunicações ópticas, onde possa ser medido o impacto dessas estruturas em forma de taxas de erro ou diagramas de olho.

5.2 REFERÊNCIAS

- 1 J. HECHT. "City of Light: The Story of Fiber Optics" 1 ed. **Oxford University Press**, 1999.
- 2 GOVIND P. AGRAWAL, Nonlinear Fiber Optics 2 ed. **Academic Press**, 1995.
- 3 Y. R. SHEN, The Principles of Nonlinear Optics, **Wiley**, New York, 1984.
- 4 R. W. BOYD, Nonlinear Optics, **Academic Press**, Boston, 1992.
- 5 D. MARCUSE, "Single-channel operation in very long nonlinear fibers with optical amplifiers at zero dispersion," J. of Lightwave Technol., **9**, 356, 1991.
- 6 R.W.TKACH, A. R. CHRAPLYVY, F. FORGHIERI, A. H. GNAUCK, and R. M. DEROSIER, "Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems", J. of Lightwave Technol., **13**, 841-849, 1995.
- 7 S. WATANABE, S. TAKEDA, and T. CHIKAMA, "Interband Wavelength Conversion of 320 Gb/s (32*10 Gb/s) WDM Signal using a Polarization-Insensitive Fiber Four-Wave Mixer," IOOC/ECOC'98, PD Paper, 83-87, 1998.
- 8 F. FORGHIERI, R.W. TKACH, and A.R. CHRAPLYVY, "Fiber Nonlinearities and Their Impact on Transmission Systems," Optical Fiber Telecommunications III, I. P. Kaminow and T.L. Koch, Ed. New York: Academic, 1997.

-
- 9 D. F. GROSZ, C. MAZZALI, S. CELASCHI, A. PARADISI, and H. L. FRAGNITO, "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave Mixing Effects in WDM Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 379-381, 1999.
- 10 N. SHIBATA, R. P. BRAUM, and R. G. WAARTS, "Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber," *IEEE J. of Quantum Electron.*, **QE-23**, 1205-1210, 1987.
- 11 S. TARIQ AND J. C. PALAIS. "Stimulated Raman Scattering in Fiber Optic Systems" **Fiber and Integrated Optics.** , 15, 335-352., 1996.
- 12 T. YAMAMOTO and M. NAKAZAWA, "Highly Efficient Four-Wave Mixing in an Optical Fiber with Intensity Dependent Phase Matching," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 327-329, 1997.
- 13 K. TAI, A. HASEGAWA, AND A. TOMITA. "Observation of Modulational Instability in Optical Fibers" **Phys. Rev. Lett.** , 56, 2, 135-138., 1986.
- 14 A. R. CHRAPLYVY. "Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical-Fiber Nonlinearities" **J. Lightwave Technol.** , 8, 10, 1548-1557., 1990.
- 15 D. F. GROSZ, C. MAZZALI, S. CELASCHI, A. PARADISI, AND H. L. FRAGNITO. "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave Mixing in WDM Systems" **IEEE Photon. Technol. Lett.** , 11, 3, 379-381., 1999.
- 16 M. YU, C.J. MCKINSTRIE, and G.P. AGRAWAL, " Pump-Wave Effects on the Propagation of Noisy Signals in Nonlinear Dispersive Media," *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1126-1132, 1995.
- 17 R. HUI AND M. O'SULLIVAN. "Noise squeezing due Kerr effect nonlinearities in optical fibres with negative dispersion" **Electron. Lett.** , 32, 21, 2001-2003., 1996.
- 18 R. HUI, D. CHOWDHURY, M. NEWHOUSE, M. O'SULLIVAN AND M. POETTCKER. "Nonlinear Amplification of Noise in Fibers with Dispersion and Its Impact in Optically Amplified Systems" **IEEE Photon. Technol. Lett.** , 9, 3, 392-394, 1997.

-
- 19 M. ARTIGLIA, E. CIARAMELLA AND B. SORDO. *Using Modulation Instability to Determine Kerr Coefficient in Optical Fibres* **Electronics Letters**. ,31,12, 1012-1013, 1995.
- 20 C. MAZZALI, D. F. GROSZ, AND H. L. FRAGNITO. "Simple Method for Measuring Dispersion and Nonlinear Coefficient Near the Zero-Dispersion Wavelength of Optical Fibers" **IEEE Photon. Technol. Lett.** , 11, 2, 251-253., 1999.
- 21 L. F. MOLLENAUER, P.V. MAMYSHEV AND M. J. NEUBELT. "Method for facile and accurate measurement of optical fiber dispersion maps," **Opt. Lett.** , 21, 21, 1724-1726, 1996.
- 22 S. NISHI AND M. SARUWATARI. "Technique for measuring the distributed zero dispersion wavelength of optical fibres using idler pulse generation caused by modulation instability" **Electron. Lett.** , 32, 6, 579-581., 1996.
- 23 S. NISHI AND M. SARUWATARI. "Technique for measuring the distributed zero dispersion wavelength of optical fibres using pulse amplification caused by modulation instability" **Electron. Lett.** , 31, 3, 225-226., 1995.
- 24 J.M. CHAVEZ BOGGIO and H.L. FRAGNITO, "Broadband Noise Amplification Pumped by Two Lasers in Optical Fibers," submitted to Journal of Optical Society of America B.
- 25 J.M. CHAVEZ BOGGIO, S. TENEMBAUM, A. GUIMARÃES, and H.L. FRAGNITO, "Observation of a Dip in the Spectrum of Noise After Propagation in an Optical Fiber," CLEO/EUROPE 2000 (Nice, September 10-15, 2000).
- 26 J. E. ROTHENBERG. "Modulational instability for normal dispersion" **Phys. Rev. A**. , 42, 1, 682-685., 1990.

-
- 27 M. YU, C. J. MCKINSTRIE, G. P. AGRAWAL. "*Instability due to cross-phase modulation in the normal-dispersion regime*" **Phys. Rev. E.** , 48, 3, 2178-2186., 1993.
- 28 G.P. AGRAWAL "*Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation,*" Phys. Rev. Lett., **59**, pp. 880-883, 1987.
- 29 G. MILLOT, S. PITOIS, P. TCHOFO DINDA, and H. HAELTERMAN "*Observation of Modulation Instability Induced by Velocity-Matched Cross-Phase Modulation in a Normally Dispersive Bimodal Fiber,*" Opt. Lett., **22**, pp. 1686-1688, 1997.
- 30 E. SEVE, P. TCHOFO DINDA, G. MILLOT, M. REMOISSENET, J. M. BILBAULT, and M. HAELTERMAN "*Modulation Instability and Critical Regime in a Highly Birefringent Fiber,*" Phys. Rev. A, **54**, pp. 3519-3534, 1996.
- 31 P.D. DRUMMOND, T.A.B. KENNEDY, J.M. DUDLEY, R. LEONHARDT, and J.D. HARVEY, "*Cross-Phase Modulation Instability in High-Birefringence Fibers,*" Opt. Comm., **78**, pp. 137-142, 1990.
- 32 W. HUANG and J. HONG "*A Coupled-Mode Analysis of Modulation Instability in Optical Fibers,*" J. of Lightwave Technol., **10**, pp. 156-162, 1992.
- 33 M. Yu, C.J. MCKINSTRIE, and G.P. AGRAWAL "*Instability Due to Cross-Phase Modulation in the Normal-Dispersion Regime*" Phys. Rev. E, **48**, pp. 2178-2186, 1993.