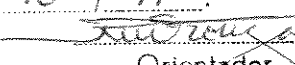


DISSERTAÇÃO DE DOUTORADO
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS – UNICAMP
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO – FEEC
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA - DMO

Este exemplar corresponde a redação final da tese	
defendida por	Mônica de Lacerda
	Rocha
e aprovada pela Comissão	
Julgada em	13 / 10 / 99
	
	Orientador

**ESTUDO DO ATRASO DE GRUPO EM GRADES
COMPENSADORAS DE DISPERSÃO**

ALUNA: MÔNICA DE LACERDA ROCHA
ORIENTADOR: PROF. DR. RUI FRAGASSI SOUZA
CO-ORIENTADOR: PROF. DR. RAMAN KASHYAP
BANCA: PROF. DR. JEAN PIERRE VON DER WEID
PROFA. DRA. MIRIAM REGINA XAVIER DE BARROS
PROF. DR. ATTÍLIO JOSÉ GIAROLA
PROF. DR. HUGO ENRIQUE HERNANDEZ FIGUEROA

CAMPINAS, 13 DE OUTUBRO DE 1999

UNIDADE	B e
N.º CHAMADA:	7/UNICAMP
	R582e
V. Ex.	
TCMBO BC/	40599
PROC.	278100
C ☐ D ☒	
PREÇO	\$ 11,00
DATA	18/03/00
N.º CPD	

CM-00135064-1

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

R582e Rocha, Mônica de Lacerda
Estudo do atraso de grupo em grades compensadoras de dispersão / Mônica de Lacerda Rocha.--Campinas, SP: [s.n.], 1999.

Orientadores: Rui Fragassi Souza, Raman Kashyap.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Grades de difração. 2. Comunicações óticas. 3. Dispersão. I. Souza, Rui Fragassi. II. Kashyap, Raman. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

Sumário

Este trabalho descreve o estudo das grades de Bragg com *chirp*, em fibra, a partir de sua análise, caracterização e aplicação à compensação da dispersão em regime linear, com ênfase no aspecto oscilatório do atraso de grupo de grades não-apodizadas. Seu principal objetivo é o de investigar soluções ao problema deste caráter ondulatório através de simulações numéricas e implementações experimentais. Observou-se boa concordância entre ambas. Resultados de simulações sistêmicas são apresentados e discutidos. A penalidade devida às oscilações do atraso de grupo é avaliada e métodos práticos para seu controle são propostos. A redução destas oscilações, a partir dos métodos sugeridos, encontra aplicação em sistemas ópticos, operando em enlaces longos (acima de 100 km) de fibra convencional, com transmissão em taxas iguais ou superiores a 10 Gb/s.

Abstract

This work describes a study of chirped fibre Bragg gratings, based on their analysis, characterization and application on dispersion compensation, for optical communication systems operating in a linear regime. It concentrates on the group delay oscillatory behaviour, observed in dispersion compensating gratings, known as Group Delay Ripple. The main scope of this work is to investigate possible solutions to that problem, rather than apodisation techniques, using numerical simulations and experimental implementations. A good agreement between both results was observed. Numerical system simulations are presented and discussed. The penalties due to the group delay oscillation is evaluated and new methods for controlling this ripple are suggested. Those techniques can be applied to long haul systems (distances greater than 100 km and bit rates equal or greater than 10 Gb/s) operating with standard singlemode fibre.

Agradecimentos

Ao Dr. Rui F. Souza, da Unicamp, pela paciência e tranquilidade com que orientou esta tese. Ao Dr. Raman Kashyap, do *British Telecom Laboratories*, pela co-orientação e entusiasmo, e pelas grades em fibra, cedidas para término do trabalho no Brasil. Ao Dr. Daniel Pataca, da Fundação CPqD, pelo incentivo e suporte, logístico e técnico, durante todas as etapas de realização da tese. Também da Unicamp, aos Drs. Hugo L. Fragnito e Cláudio Mazzali, atualmente na *Corning Inc.*, pela colaboração durante estágio nos laboratórios de Óptica do IFGW. Também do *BT Labs*, agradeço aos Drs. Richard Wyatt, Paul Gunning, Keith Blow, Jennifer Massicott, Mike Persival, Mike Brieley, Andrew Ellis, Howard Wickes, Julian Lucek, Derek Nasset, Kevin Smith e Fátima Garcia, pelo apoio e inúmeras contribuições durante meu estágio na Inglaterra.

Aos colegas da Fundação CPqD, em especial ao Dr. Alberto Paradisi, braço direito nas simulações usando o *Light-D*, à Dra. Miriam Barros, pelo suporte na automatização da montagem para caracterização de grades em fibra, pelas discussões e comentários construtivos, a Claudemir Coral, atualmente na *MRV Communications*, e Hélio Godoy, pelo projeto e montagem da estrutura de sintonia das grades, a Antonio Sachs e Sandro Rossi, pelo auxílio na etapa de familiarização com o *Light-D*, ao Dr. Sérgio Tsuda, atualmente no laboratório da *Corning*, em New Jersey, pela ajuda no início da montagem experimental no Brasil, a Climério Vieira, pelo empréstimo de equipamentos, aos 'beta-leitores' da tese, Drs. Fernando Pinto, Horiclêa Monteiro, Felipe R. Barbosa e Daniel Pataca, a Mariza Horiuchi e Maria Aparecida D. Santos, pela paciência e suporte durante a elaboração desta dissertação, e ao gerente do grupo de Sistemas Ópticos, Jorge S. Pereira, pelo apoio à realização do trabalho.

Aos membros da banca examinadora da tese, Drs. Jean Pierre Von der Weid, da PUC-Rio, Miriam R.X. de Barros, da Fundação CPqD, Atílio J. Giarola, Hugo E.H. Figueroa, Rui F. Souza e José Manuel M. Rios, da Unicamp, pela revisão criteriosa e detalhada de todo o texto.

A tantos amigos e parentes queridos, que citar nomes e motivos se tornaria um exercício de leitura cansativo, mas a todos agradeço, de coração. Em particular, aos companheiros Daniel, Caluã e Caiame: minha eterna gratidão.

Finalmente, pelo apoio financeiro, agradeço ao CNPq, ao *BT Laboratories*, à Fundação CPqD, ao MCT-Pronex e à Unicamp.

A meus pais
Para Daniel, Caluã e Caiame

Índice

Capítulo 1	Introdução	1
Referências		5
Capítulo 2	Dispersão	7
2.1.	Introdução	7
2.2.	Conceitos	10
2.2.1.	Largura espectral e largura de pulso	10
2.2.2.	Fibra perfil-degrau ideal	11
2.2.3	Modo fundamental	12
2.2.4.	Constante de propagação na fibra	13
2.2.5.	Atraso de grupo	14
2.2.6.	Dispersão	16
2.2.7.	Dispersão material	16
2.2.8.	Dispersão do perfil	17
2.2.9.	Dispersão do guia de onda	17
2.2.10.	Dispersão total	18
2.2.11.	Dispersão de ordem superior	22
2.2.12.	Dispersão da polarização	22
2.2.13.	Regimes de propagação	22
2.3.	Impacto sistêmico	24
2.3.1.	Alargamento de pulsos gaussianos	25
2.3.2.	Fontes com espectro largo, sem <i>chirp</i>	27
2.3.3.	Fontes com espectro estreito, sem <i>chirp</i>	28
2.3.4.	Pulsos com <i>chirp</i>	29
2.3.5.	Penalidade de potência	30
2.3.6.	Compensação da dispersão	31
2.4.	Conclusão	32
Referências		33

Capítulo 3	Grades Compensadoras de Dispersão	35
3.1.	Revisão histórica	35
3.2.	Propriedades fundamentais	38
3.3.	Fotossensibilidade	40
3.4.	Fabricação das grades em fibra	41
3.5.	Análise teórica	43
3.5.1.	Introdução	43
3.5.2.	Teoria dos modos acoplados	44
3.5.3.	Grades com chirp em degrau	48
3.5.4.	Apodização	50
3.5.5.	Compensação da dispersão	53
3.5.6.	Ondulação do atraso de grupo, <i>GDR</i>	59
3.6.	Dispersão do modo de polarização	62
3.7.	Técnicas de sintonia	63
3.8.	Conclusão	63
	Referências	64
Capítulo 4	Caracterização e Sintonia de Grades Compensadoras de Dispersão	69
4.1.	Introdução	69
4.2.	Caracterização experimental	70
4.2.1.	Introdução	70
4.2.2.	Conceitos	71
4.2.3.	Configurações	72
4.2.3.1.	Montagem com voltímetro vetorial	73
4.2.3.2.	Montagem com analisador de rede	77
4.2.3.3.	Discussão sobre a precisão da medida	78
4.2.3.4.	Representação da dispersão	79
4.3.	Simulação numérica	80
4.4.	Sintonia	84
4.4.1.	Introdução	84
4.4.2.	Montagem experimental	85
4.4.3.	Sintonia por temperatura	87

4.4.3.1.	$T_1 = T_2 (\Delta T = 0)$	87
4.4.3.2.	$T_1 > T_2$	90
4.4.3.3.	$T_1 < T_2$	93
4.4.4.	Sintonia por estiramento axial	96
4.4.4.1.	PZT e microposicionador	97
4.4.5.	Discussão dos resultados experimentais	99
4.4.6.	Estudos numéricos	101
4.4.7.	Discussão dos resultados numéricos	104
4.5.	Conclusão	104
	Referências	106
 Capítulo 5 Ondulação do Atraso de Grupo		109
5.1.	Introdução	109
5.2.	Representação da ondulação do atraso de grupo	110
5.3.	Assimetria de apodização [6]	112
5.3.1.	Discussão dos resultados	115
5.4.	Comprimento físico da grade	116
5.4.1.	Introdução	116
5.4.2.	Resultados numéricos	117
5.4.3.	Resultados experimentais	120
5.4.4.	Discussão dos resultados	122
5.5.	Sintonia por temperatura	123
5.5.1.	Resultados numéricos	125
5.5.2.	Resultados experimentais	126
5.5.2.1.	$T_1' = T_2'$	126
5.5.2.2.	$T_1' > T_2'$	128
5.5.2.3.	$T_1' < T_2'$	129
5.5.3.	Discussão dos resultados	130
5.6.	Sintonia por estiramento mecânico	131
5.6.1.	Resultados experimentais	131
5.6.2.	Resultados numéricos	132
5.6.3.	Discussão dos resultados	133
5.7.	Grades com <i>chirp</i> apodizadas	134

5.7.1.	Introdução	134
5.7.2.	Resultados experimentais	136
5.7.3.	Resultados numéricos	137
5.7.4.	Discussão dos resultados	138
5.8.	Impacto sistêmico da linearização de <i>DCGs</i> não-apodizadas	138
5.8.1.	Introdução	138
5.8.2.	Avaliação dos métodos propostos	140
5.8.2.1.	Comprimento da grade	140
5.8.2.2.	Temperatura	141
5.8.2.3.	Estiramento mecânico	142
5.8.2.4.	Apodização	144
5.8.3.	Resposta espectral da contagem de erros	145
5.8.3.1.	<i>DCGs</i> não-apodizadas	145
5.8.3.2.	Comprimento físico da grADE	146
5.8.3.3.	Temperatura	146
5.8.3.4.	Estiramento mecânico longitudinAL	147
5.8.3.5.	Apodização	147
5.8.4.	Discussão dos resultados	148
5.9.	Conclusão	149
	Referências	150
Capítulo 6	Conclusão	153
Apêndice A	Técnicas Passivas e Ativas para Compensação e Gerência da Dispersão	157
A.1.	Técnicas passivas	157
A.1.1.	Grade compensadora da dispersão (<i>DCG</i>)	157
A.1.2.	Fibra compensadora da dispersão (<i>DCF</i>)	161
A.1.3.	Posicionamento dos compensadores a fibra	164
A.1.4.	Figura de mérito	166
A.2.	Técnicas ativas	167
A.2.1.	Pré-chirp	168
A.2.2.	Inversão espectral	169
A.2.3.	Dispersão suportada	170

A.3.	Sólitos com gerenciamento da dispersão	172
A.3.1.	Jitter temporal, induzido por colisão	172
A.3.2.	Dispersão alocada	172
A.4.	Modernização de sistemas	174
A.5.	Conclusão	177
	Referências	178
 Apêndice B Análise de Grades de Bragg em Fibra		183
B.1.	Formalismo da matriz de espalhamento	183
B.2.	Análise de grades em fibra	185
B.2.1.	Introdução	185
B.2.2.	Grade com <i>chirp</i> em degrau	186
	Referências	188
 Apêndice C Laser Sintonizável DFB de 2-Seções		189
C.1.	Introdução	189
C.2.	Princípio de operação	190
C.3.	Resultados experimentais	200
C.4.	Conclusão	204
	Referências	206

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Este capítulo introduz o fenômeno da dispersão e seu efeito em sistemas ópticos de alta capacidade. Apresenta algumas das técnicas de compensação da dispersão num sistema de transmissão, em particular as que se baseiam no uso de fibras e grades compensadoras da dispersão. O estudo das grades de Bragg, com 'chirp', visando sua aplicação em compensação da dispersão, constitui o principal motivador deste trabalho. Ao final do capítulo apresenta-se uma visão geral de como o texto da tese está organizado, visando a discussão desses assuntos.

Um sinal óptico tende a se distorcer à medida em que viaja ao longo de uma fibra. Em regime linear, tal distorção é, em geral, consequência da dispersão, expressa pela variação da velocidade de grupo, i.e. a velocidade com que a energia do modo guiado se propaga pela fibra, em função do comprimento de onda. Este efeito aumenta com a largura espectral da fonte óptica, e se manifesta através da dependência, com a frequência óptica, de parâmetros materiais e geométricos da fibra. A maioria das fibras instaladas em todo o mundo, conhecidas como 'convencionais' ou 'padrão', têm mínima dispersão em torno de 1300 nm. Para comprimentos de onda menores, i.e. à esquerda deste valor, a dispersão assume valores negativos, à direita torna-se positiva, estabelecendo-se assim dois regimes de dispersão: 'normal' e 'anômalo', respectivamente [1, 2]. Um pulso óptico contém um espectro centrado em torno de um valor de comprimento de onda. Em regime de dispersão anômala, à medida em que o pulso se propaga, seus componentes de comprimento de onda mais curtos viajam mais rapidamente do que os mais longos, o inverso ocorrendo em regime de dispersão normal. Este efeito alarga o pulso, podendo distorcer-lo a ponto de, eventualmente, fazê-lo interferir com pulsos adjacentes, introduzindo severas penalidades sistêmicas [3].

À medida em que a velocidade (taxa de bits) e a distância de transmissão dos sistemas ópticos aumentam, os efeitos da dispersão tornam-se mais críticos. Em termos de demonstrações em laboratório, taxas de transmissão de centenas de gigabits por segundo têm sido registradas na literatura mas, em geral, referem-se a experimentos conduzidos, parcial ou totalmente, com dispositivos e fibras especiais [4 - 6]. Em termos das redes de comunicação em operação, baseadas principalmente nas fibras convencionais já instaladas (otimizadas para dispersão nula na segunda janela de comunicação, @ 1300 nm), uma das formas mais promissoras de se atender à demanda por velocidade de transmissão é o aumento das taxas de 2,5 para 10 Gb/s. Grande parte do tráfego nas rotas de alta capacidade atuais é transportado por redes ópticas síncronas operando a 2,5 Gb/s. Tais sistemas tornaram-se viáveis principalmente na terceira janela de comunicação, @ 1550 nm, devido aos progressos na tecnologia de amplificação óptica. Em termos de velocidade de transmissão, apesar dos avanços na eletrônica de alta velocidade [7] e nas técnicas de multiplexação densa por comprimento de onda (*dense wavelength division multiplexing*, *DWDM*), uma transmissão simultânea a 2,5 Gb/s de 16 canais, perfazendo um total 40 Gb/s, já impõe dificuldades práticas [3] devido, principalmente, às restrições de componentes

relacionadas às limitações de banda e à não uniformidade do ganho e da figura de ruído dos amplificadores a fibra dopada com Érbio (*erbium-doped fibre amplifier, EDFA*). Como estes problemas ainda não estão plenamente resolvidos, a transição 2,5 → 10 Gb/s torna-se uma opção razoável para o *upgrade* dos sistemas atuais onde, através de esquemas do tipo *DWDM*, um sistema de 40 Gb/s pode ser implementado com apenas 4 canais.

Embora a evolução 2,5 → 10 Gb/s seja atrativa, esta também depende da resolução de aspectos que degradam o desempenho do sistema e limitam as distâncias de transmissão, como a dispersão e as não-linearidades da fibra. Ao se adaptar os sistemas ópticos existentes para que operem com canais de 10 Gb/s, o uso de esquemas compensadores da dispersão torna-se fundamental. Em regime linear, a transmissão, sem compensação da dispersão, de 10 Gb/s por uma fibra monomodo convencional (dispersão aproximadamente igual a 17 ps/nm.km, com inclinação de ~ 0,07 ps/nm².km @ 1550 nm) é limitada a cerca de 60 km e apresenta ~ 1 dB de penalidade na abertura do diagrama de olho - em taxas superiores a 10 Gb/s esta distância limite torna-se ainda menor [8]. Na ausência de não-linearidades, a compensação da dispersão pode ser obtida passando-se o sinal distorcido através de um dispositivo cuja dispersão seja igual à da fibra transmissora, porém de sinal oposto. Além disso, tal dispositivo deve ter uma banda óptica passante suficientemente larga para que todo o espectro do sinal de informação seja corrigido. As não-linearidades, que tornam a compensação mais complexa, podem classificar-se em duas categorias: os efeitos de monocal - ‘espalhamento Brillouin’ (*stimulated Brillouin scattering, SBS*), ‘auto modulação de fase’ (*self phase modulation, SPM*) e ‘instabilidade de modulação’ (*modulation instability, MI*); e os efeitos de multicanal - ‘modulação de fase cruzada’ (*cross-phase modulation, XPM*), ‘mistura de quatro ondas’ (*four wave mixing, FWM*) e ‘espalhamento Raman estimulado’ (*stimulated Raman scattering, SRS*).

Um esforço considerável tem sido investido na pesquisa de métodos de transmissão por distâncias superiores às limitadas por dispersão e várias soluções têm sido propostas. As mais conhecidas são a ‘fibra compensadora de dispersão’ (*dispersion compensating fibre, DCF*) [9], a ‘grade compensadora de dispersão’ (*dispersion compensating grating, DCG*) [10], ‘inversão espectral’ (*mid-span spectral inversion, MSSI*) [11], ‘*prechirping* do transmissor’ [12], ou simplesmente *prechirping*, ‘transmissão que suporta dispersão’ (*dispersion supported transmission*) [13] dentre outras. Embora algumas destas técnicas sejam interessantes sob o ponto de vista da pesquisa, apenas a *DCF* e a *DCG* têm sido consideradas seriamente como candidatas potenciais para desenvolvimentos práticos.

Conceitualmente, a maneira mais simples de compensação da dispersão total, acumulada num enlace de fibra convencional, é a concatenação desta fibra com uma outra que introduza níveis equivalentes de dispersão de sinal oposto. Tipicamente, as *DCF*s são 5 a 10 vezes mais dispersivas do que uma fibra padrão. Para compensar a dispersão de um enlace de 80 km, por exemplo, um sistema pode requerer cerca de 16 km de *DCF* – o empacotamento deste comprimento de fibra, com garantia de bom desempenho em função de curvaturas da fibra constitui, por si só, um problema prático de encapsulamento. Além disso, este tipo de fibra introduz perdas por atenuação significativas, tipicamente 5 a 8 dB para compensação de um enlace de 80 km. Aqui aparece outro problema: as perdas precisam ser compensadas pelo uso adicional de amplificadores ópticos, o que aumenta o custo do sistema. Para ser altamente dispersiva, uma *DCF* requer um diâmetro de núcleo muito pequeno, cerca de 4 μm (o de uma fibra convencional possui ~ 9 μm), o que aumenta as não-linearidades induzidas e limita o uso desta tecnologia em altas taxas [3].

Nos últimos anos, as grades de Bragg em fibra, com *chirp*, emergiram como uma solução promissora para a compensação da dispersão [14]. As *DCGs* são baseadas na tecnologia destas grades e atuam como um filtro refletivo altamente dispersivo. Uma grade com 10 cm de comprimento pode compensar, ao longo de uma banda passante prática de cerca de 0,5 nm (descontando-se as flutuações por polarização, temperatura, tensão mecânica e envelhecimento), a dispersão introduzida por ~ 80 km de fibra padrão. As grades são dispositivos bastante sensíveis a variações do estado de polarização da luz, de temperatura e de tensão mecânica da fibra, o que ainda dificulta sua fabricação, encapsulamento e estabilização. Numa configuração típica, as *DCGs* atuam como dispositivos refletivos e requerem o uso adicional de um circulador óptico, que separa a entrada e a saída da grade. Este, porém, não é um fator de alto comprometimento ao uso das *DCGs* devido à constante redução do custo, da perda por dependência com o estado de polarização (*polarization dependent loss, PDL*) e da perda por inserção (cerca de 1 dB, entre duas portas consecutivas) dos circuladores ópticos já disponíveis comercialmente. Além disso, a aplicação em compensação da dispersão requer que o compensador tenha uma característica de dispersão linear, i.e. o atraso relativo dos vários componentes de frequência contidos no pulso óptico deve ser linear ao longo da banda do pulso. Infelizmente, as grades de Bragg com *chirp* possuem uma característica de dispersão oscilatória que, embora já possa ser reduzida pela técnica conhecida por ‘apodização’, ainda limita seu uso. Conhecido como ‘ondulação do atraso de grupo’ (*grupo delay ripple, GDR*), o caráter oscilatório das grades causa uma distorção variável do pulso transmitido e motivou o estudo aqui apresentado.

Esta tese descreve o estudo das grades de Bragg com *chirp*, em fibra, a partir de sua análise, caracterização e aplicação à compensação da dispersão em regime linear, com ênfase no aspecto oscilatório do atraso de grupo de grades não-apodizadas. Seu principal objetivo foi o de investigar soluções práticas ao problema da *GDR*, uma das desvantagens das *DCGs* quando comparadas às *DCF*s. Iniciado no *BT Laboratories* e concluído na Fundação CPqD, o presente estudo teve por base grades de Bragg, com *chirp*, com e sem apodização, fabricadas no *BT Labs*.

O texto está organizado no sentido de minimizar referências cruzadas e facilitar a compreensão dos assuntos estudados. O Capítulo 2 provê uma revisão dos conceitos físicos e matemáticos fundamentais ao entendimento do fenômeno da dispersão. O Capítulo 3 trata diretamente das grades de Bragg, cobrindo seus conceitos físicos e matemáticos, as técnicas de sua fabricação e sintonia, focalizando em mais detalhes o tipo que será explorado nos capítulos seguintes: a grade com *chirp*. Destaca também a técnica de apodização que, se por um lado reduz a ondulação do atraso de grupo, por outro reduz a banda passante da grade. Tal caráter de compromisso motivou o estudo para redução da *GDR* através de técnicas que não empreguem apodização [15]. Uma grande dificuldade encontrada residiu na inexistência de um modelo analítico simples que explicasse a *GDR*. O Capítulo 3 apresenta os modelos matemáticos que têm sido empregados nesta busca, e comenta o estudo realizado nesse sentido, que levou à obtenção de um formalismo matemático complexo e de difícil interpretação. Uma vez que não foi possível a obtenção de uma expressão simplificada que auxiliasse as etapas posteriores, experimentais, segue-se, nos demais capítulos, a descrição do trabalho de laboratório, empírico, e de simulações numéricas, com o objetivo de redução da *GDR* em grades não-apodizadas com *chirp*.

O Capítulo 4 introduz a caracterização das grades, descrevendo um procedimento de simulação numérica e uma técnica de medição dos parâmetros refletividade, transmissividade e atraso de grupo capaz de levar a resultados precisos e com alto grau de reprodutibilidade. Baseada numa

medição realizada no domínio elétrico, através tanto de um voltímetro vetorial quanto de um analisador de redes (este, em última instância, também se trata de um voltímetro vetorial), esta técnica provê a simplicidade necessária para que se estabeleça um padrão confiável de caracterização das grades de Bragg. Desta forma, vários experimentos de sintonia de grades compensadoras de dispersão não-apodizadas são descritos, viabilizados pela aplicação de um perfil de temperatura e de tensão mecânica ao longo das mesmas. A necessidade de medidas com resolução da ordem de 1 pm e 1 ps é plenamente justificada pelo estudo apresentado no Capítulo 5, onde são buscados meios práticos de se otimizar a *GDR* ao longo da banda passante das grades. Configurações com arranjos de grades idênticas ou quase-idênticas são descritas, baseadas em técnicas de sintonia e estabilização das grades não-apodizadas a partir de pequenas variações de seu comprimento, de sua temperatura de operação, da tensão mecânica (*stress*) aplicada às fibras e do lado de lançamento da luz (se pelo lado da grade de maior ou menor comprimento de onda), bem como do tipo de apodização (simétrica ou assimétrica). Os resultados experimentais são modelados e simulados no aplicativo *Light-D*, uma ferramenta numérica desenvolvida por um grupo de pesquisadores da Fundação CPqD [16].

As configurações propostas e otimizadas no Capítulo 5 são nele empregadas em simulações sistêmicas, também rodadas na plataforma *Light-D*. Neste estudo, o desempenho das *DCGs* modificadas é comparado ao desempenho de *DCGs* não-modificadas, em um sistema operando em regime linear, com transmissão de um sinal óptico modulado à taxa de 10 Gb/s, por 160 km de fibra monomodo padrão.

O Capítulo 6 apresenta as conclusões deste trabalho, que conta também com três apêndices. O Apêndice A descreve as técnicas mais difundidas e estudadas para compensar a dispersão que fazem uso tanto de elementos passivos quanto de ativos. O Apêndice B descreve o algoritmo, baseado nas equações dos modos acoplados, utilizado pelo programa de simulação das grades. O Apêndice C descreve os lasers semicondutores *DFB* de 2-seções, sintonizáveis, usados como fontes alternativas na caracterização de algumas das grades estudadas (Capítulo 4) e com os quais foram realizados experimentos adicionais.

Em resumo, e como sugestão e roteiro para a leitura da tese: além do presente capítulo, introdutório, os Capítulos 2 e 3 apresentam um sumário de tópicos considerados relevantes para o contexto central deste estudo, descrito em detalhes nos Capítulos 4 e 5. O Capítulo 6 encerra a dissertação. Os apêndices são independentes do corpo central do texto e têm a função de prover uma leitura complementar à dos capítulos. Exceção, talvez, se faça ao Apêndice C. O formalismo matemático ali descrito, desenvolvido para lasers sintonizáveis por corrente elétrica, pode vir a auxiliar, feitas as devidas analogias, a pesquisa de grades compensadoras de dispersão sintonizáveis.

REFERÊNCIAS

- [1] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, 2nd Ed., pp. 86 - 126, 1991.
- [2] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, pp. 7-12, 1989.
- [3] S. K. Juma, "Chirped Bragg gratings compensate for dispersion", *Laser Focus World*, V. 33, N. 10, pp. 125 – 130, 1997.
- [4] H. Taga *et al.*, "A half Tbit/s (50 x 10,66 Gbit/s), over 1600 km transmission experiment using widely gain-flattened EDFA chain", *ECOC 97, Conference Publication N. 488*, © IEE, 1977.
- [5] J-M. P. Delavaux *et al.*, "WDM Repeaterless Bi-directional Transmission of 73 channels at 10 Gbit/s over 126 km of True Wave Fiber", *ECOC 97, Conference Publication N. 488*, © IEE, 1977.
- [6] S Watanabe *et al.*, "Simultaneous wavelength conversion and optical phase conjugation of 200 Gb/s (5 x 40 Gb/s) WDM signal using a highly nonlinear fiber four-wave mixer", *ECOC 97, Conference Publication N. 488*, © IEE, 1977.
- [7] C. Svensson, "The limits of high-speed electronics", *ECOC 97, Conference Publication N. 488*, © IEE, 1977.
- [8] M. Newhouse and Y. Liu, "System needs for dispersion compensation", *OFC'97 Technical Digest*, pp. 233.
- [9] A.M. Vengsarkar, "Dispersion Compensationg Fibres", *OFC'97 Technical Digest*, pp. 233, 1997.
- [10] T. Stephens *et al.*, "Fiber gratings for dispersion compensation", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 71, 1998.
- [11] R.M. Jopson *et al.*, "Polarization-independent mid-system spectral inversion in a 2-channel 10-Gb/s, 560 km transmission system", *OFC'94 Technical Digest*, paper PD22, 1994.
- [12] N. Henmi, T. Saito and T. Ishida, "Prechirp technique as a linear dispersion compensation for ultrahigh-speed long-span intensity modulation directed detection optical communication systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, N. 10, pp. 1706 –1719, 1994
- [13] B. Wedding, B. Franz and B. Junginger, "10-Gb/s Optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, N. 10, pp. 1720 – 1727, 1994.
- [14] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, pp. 311 – 353, 1999.
- [15] M.N. Zervas, K. Ennser and R.I. Laming, "Design of apodised linearly-chirped fiber gratings for optical communications", *Proceedings ECOC'96*, pp. WeP.06, 1996.
- [16] <http://www.cpqd.com>

Capítulo 2

DISPERSÃO

Este capítulo trata do fenômeno da dispersão de um pulso óptico, que se propaga por uma fibra monomodo, e de seu impacto sistêmico.

2.1. INTRODUÇÃO

A implementação prática de amplificadores ópticos, no início dos anos 90, reduziu as limitações impostas pela atenuação da fibra à taxa e à distância de transmissão, em sistemas ópticos operando no comprimento de onda de 1550 nm (terceira janela de comunicações). Vários experimentos pioneiros para a época demonstraram, com recordes de capacidade de transmissão, as vantagens de se substituir a regeneração eletrônica pela amplificação óptica [1]. É certo que esta tecnologia não está totalmente madura, ou seja, apesar da distância de transmissão sem regeneração ter sido significativamente estendida, o uso de amplificadores a fibra dopada com Érbio (*erbium doped fibre amplifier, EDFA*) ainda introduz parâmetros que complicam os projetos sistêmicos e requerem atenção, como o ‘ruído de emissão espontânea’, a limitação de banda e a planicidade de ganho dos amplificadores a fibra. O fato de que a amplificação óptica reduziu o uso de regeneradores, que reformatam o sinal a cada regeneração, tornou o problema da dispersão mais notável. Além disso, considerando-se a planta de fibras ópticas já instaladas mundialmente, o controle/gerenciamento da dispersão pode ser considerado uma tecnologia ainda incipiente e pouco amadurecida.

A origem do fenômeno dispersivo está nas características materiais e estruturais das fibras, que fazem com que cada componente espectral de um mesmo pulso óptico, lançado nestas, viaje a diferentes velocidades. Após uma certa distância de propagação, estes componentes estarão atrasados entre si e o pulso estará temporalmente alargado. A velocidade com que a energia de um pulso viaja pela fibra é denominada ‘velocidade de grupo’, e as diferentes velocidades de propagação dos seus componentes espectrais resultam numa ‘dispersão da velocidade de grupo’ (*group velocity dispersion, GVD*), ou simplesmente ‘dispersão’, que é a medida do alargamento temporal do pulso, numa faixa espectral, após sua propagação por um certo comprimento de fibra. Na terceira janela de comunicações, a dispersão de uma ‘fibra padrão’, ou ‘fibra convencional’, cujas características são especificadas pela norma ITU-T G.652, é da ordem de + 17 ps/nm.km, em oposição ao valor da atenuação, que é mínimo nesta faixa de comprimentos de onda, como ilustra a Figura 2.1. Sob tais condições, o uso de amplificadores ópticos operando em 1550 nm, para modernizar e simplificar a maioria dos sistemas já existentes, fica bastante

limitado pela dispersão do pulso na fibra transmissora, uma vez que a maioria da planta monomodo instalada no mundo (fibras padrão) possui mínima dispersão na janela de 1300 nm.

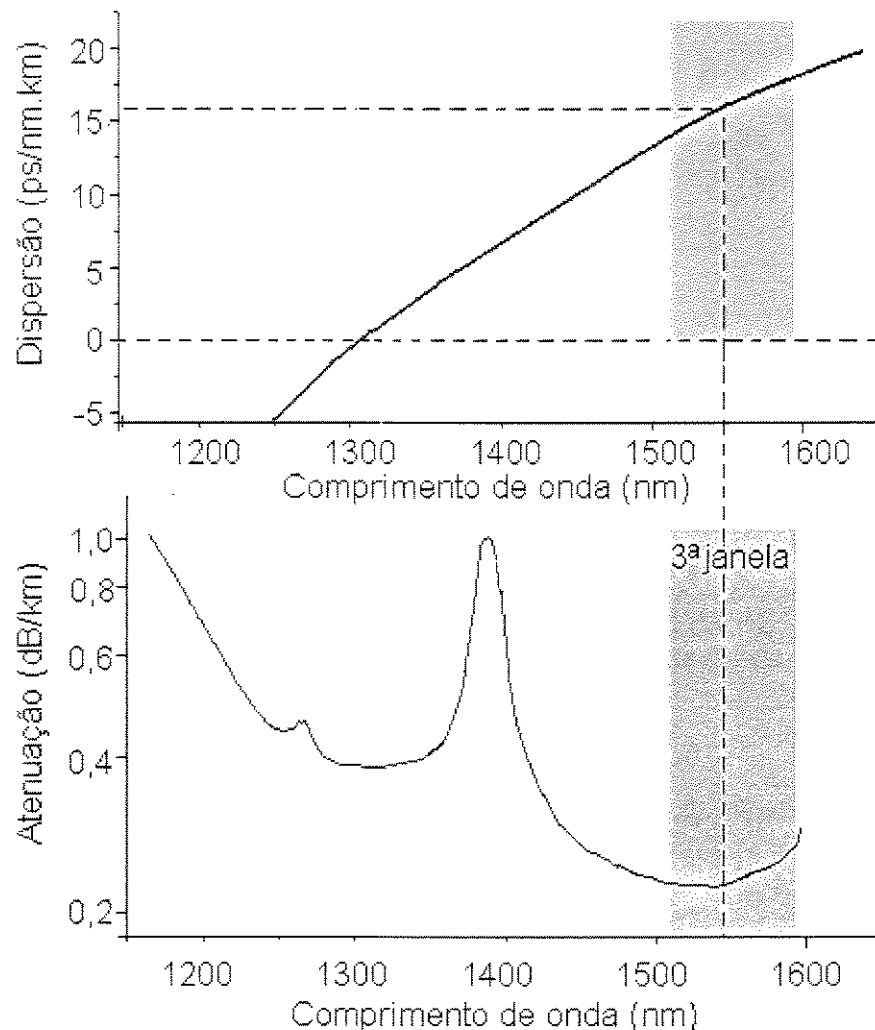


Figura 2.1 – Gráfico esquemático dos parâmetros atenuação e dispersão, em função do comprimento de onda, para uma fibra convencional.

A princípio, também no início da década de 90, pensou-se que este problema poderia ser resolvido, pelo menos em novos sistemas (a serem implantados), pela instalação de uma fibra cuja mínima dispersão fosse deslocada para 1550 nm. Infelizmente, o que se verificou é que a combinação entre amplificadores ópticos e dispersão nula favorece o surgimento de efeitos não-lineares indesejáveis, principalmente em sistemas *WDM* de alta densidade. Lembrar que, seguindo a grade recomendada pelo *ITU-T*, em sistemas *dense WDM*, *DWDM*, os canais adjacentes devem ser espaçados de, pelo menos, 100 GHz, ou seja, de ~ 0,8 nm em 1550 nm, ou de múltiplos inteiros destes valores. Portanto, a nova questão com que se depararam os pesquisadores foi: a substituição das fibras já instaladas, que atualmente correspondem a quase 100 milhões de quilômetros da rede terrestre mundial [2] não é economicamente viável e a fibra

com dispersão deslocada (*dispersion shifted fibre, DS*), especificada pela norma ITU-T G.653, não é a solução ideal para o problema da dispersão – seu controle, portanto, ainda é um desafio tecnológico a ser vencido.

Consequências similares, em termos de degradação do desempenho sistêmico e limitação das distâncias de transmissão, associam-se às não-linearidades ópticas, que podem surgir em decorrência do aumento do nível de potência dos sinais ópticos. Para sistemas de mais altas taxas em regime linear, tipicamente para transmissão linear a partir de 10 Gb/s por uma fibra convencional, a dispersão limita a distância de transmissão a cerca de 60 km, com uma penalidade de potência igual a 1 dB. Contudo, em regime não-linear, os efeitos da dispersão e não-linearidades não podem ser isolados e as limitações da transmissão ficam mais severas.

Para transmissão monocanal, o alargamento espectral causado pelo efeito ‘auto-modulação de fase’ (*self-phase modulation, SPM*), combinado com a dispersão da fibra, pode tanto aumentar a distância de transmissão, numa fibra com dispersão positiva, quanto reduzir a distância, numa fibra com dispersão negativa. Portanto, em termos de *SPM*, o desempenho sistêmico depende da localização de um elemento compensador da dispersão: se como pós-compensador (antes do receptor), se como pré-compensador (após o transmissor) ou como compensador de linha (compensadores distribuídos em pontos intermediários da linha de transmissão). A instabilidade de modulação (*modulation instability, MI*) pode ser problemática em fibras com dispersão positiva, causando alargamento espectral do sinal, por um processo de mistura de quatro ondas (*four-wave mixing, FWM*) parcialmente degenerado e casado em fase pelo processo *SPM*. Neste caso, a dispersão da fibra converte a largura espectral extra em flutuações de amplitude no domínio do tempo. Contudo, através da colocação de um compensador de dispersão antes do receptor ou após cada enlace, os ruídos de amplitude induzidos pelo efeito *MI* podem ser significativamente reduzidos. O processo do espalhamento Brillouin estimulado (*stimulated Brillouin Scattering, SBS*) refere-se a um retro-espalhamento (contra-propagante) e sua interação com o fenômeno da dispersão, no sentido propagante do sinal, inexistente.

Em sistemas *WDM*, os efeitos de diafonia, tais como os efeitos *FWM* e o ‘espalhamento Raman estimulado’ (*stimulated Raman scattering, SRS*) podem ser reduzidos pela transmissão em fibras ‘com dispersão não-nula’, que tanto pode reduzir a distância de interações entre canais (*walk-off*) quanto aumentar o descasamento de fase para o processo *FWM*. Contudo, analogamente ao efeito *SPM*, a dispersão finita se combinará ao efeito ‘modulação de fase cruzada’ (*cross-phase modulation, XPM*) e, portanto, um compensador é necessário para reduzir o impacto desta degradação. Como o processo *XPM* induz tanto deslocamentos de frequência positivos quanto negativos, aleatoriamente, o uso de compensadores de linha é recomendável para que se otimize o desempenho sistêmico [3].

O efeito da dispersão nunca desaparece completamente, mesmo no valor de comprimento de onda ‘de dispersão nula’. Os pulsos ópticos experimentam alargamento temporal devido a efeitos dispersivos de ordem superior, o que pode ser entendido pela idéia de que a dispersão não se anula para todos os comprimentos de onda contidos no espectro de um pulso, centrados no comprimento de onda de dispersão nula. Em sistemas *DWDM* com compensação de dispersão, e que utilizam toda a banda de ganho dos amplificadores de Érbio, a dispersão de ordem superior, governada pela inclinação da curva da dispersão de primeira ordem, também pode limitar a distância de transmissão.

Várias soluções têm sido propostas para resolver o problema da dispersão e podem ser classificadas em técnicas de ‘compensação ativa’, que envolvem manipulação no domínio do tempo de algum aspecto do pulso óptico, e técnicas de ‘compensação passiva’, que se baseiam em propriedades de um elemento óptico, independentes do tempo [4]. Soluções ativas para transmissão digital incluem, por exemplo, as técnicas do *prechirp*, da inversão espectral no meio do enlace, e a que usa a dispersão existente para converter um sinal modulado em frequência, no transmissor, em um sinal modulado em amplitude, no receptor. Técnicas passivas incluem, por exemplo, o uso de uma grade de Bragg, com *chirp*, impressa em fibra, ou de uma fibra altamente dispersiva (com dispersão negativa), ou de um filtro interferométrico ou ainda de um acoplamento dependente do comprimento de onda em estruturas com múltiplos núcleos, dentre outras.

Este capítulo descreve os parâmetros relacionados à dispersão de pulsos ópticos numa fibra e a importância do uso de compensadores de dispersão. Antes, porém, de iniciar o estudo do fenômeno da dispersão, cabe mencionar que vários livros e artigos técnicos referem-se ao assunto com nomenclaturas ligeiramente diferentes entre si [5 - 10]. Para evitar o uso de termos, por alguns, considerados incorretos ou redundantes, este texto seguirá as definições constantes de um documento normativo – o glossário norte-americano conhecido como *Federal Standard 1037C - Glossary of Telecommunication Terms* [11].

2.2. CONCEITOS

2.2.1. LARGURA ESPECTRAL E LARGURA DE PULSO

Idealmente, um pulso óptico monocromático deveria possuir um único componente espectral, ω_0 , correspondendo a um único comprimento de onda, λ_0 , no qual toda a energia do pulso estaria contida. Na realidade, apesar da evolução na fabricação de fontes de luz, tais como os lasers semicondutores monomodo com realimentação distribuída, do tipo *DFB* ou *DBR* (ver Apêndice C), ou com mecanismos de acoplamento à cavidade, estes lasers são capazes de gerar pulsos com largura espectral, $\Delta\nu$, tipicamente da ordem de 10 – 100 MHz, para lasers com realimentação distribuída operando a níveis de potência óptica inferiores a 10 mW, ou de ~ 10 kHz, para lasers com cavidade externa. A partir de uma relação fundamental, $c = \lambda\nu$, onde c é a velocidade da luz no espaço livre, λ é seu comprimento de onda e ν é sua frequência, o espalhamento da frequência óptica, $\Delta\nu$, também conhecido como ‘largura espectral’ ou ‘largura de linha’, pode ser definido como:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}, \quad (2.1)$$

o que faz com que uma banda, $\Delta\lambda$, de 1 a 5 nm, na terceira janela de comunicações, corresponda a larguras espectrais na faixa de 125 a 625 GHz. Para sistemas de detecção direta transmitindo a uma taxa de 10 Gb/s, por exemplo, a largura de linha de lasers *DFB* é, no mínimo, uma ordem de grandeza superior à da banda de dados [5].

Um pulso real (não monocromático), tem duração temporal, ou ‘largura de pulso’ finita. Seja um pulso óptico gaussiano, cuja amplitude é dada por [6]:

$$A(0,t) = A_0 \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

onde A_0 é a amplitude de pico da envoltória do pulso, o parâmetro T_0 representa a metade da largura inicial total do ponto onde a amplitude decai a $1/e$ do valor de pico e C governa a varredura de frequência imposta sobre o pulso. Numa escala de tempo normalizada, a largura ‘ T ’ de um pulso gaussiano pode ser apresentada como $\tau = T/T_0$. Na prática, é costume o uso da ‘largura total à metade do máximo’ (*full width at half maximum, FWHM*), no lugar de T_0 . Para um pulso Gaussiano, as duas se relacionam por:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 = 1,665 T_0. \quad (2.3)$$

Nota: A notação analítica mais apropriada para a largura de pulso é o valor eficaz (*root-mean-square, rms*), definido como $\sigma_{T_0} = [\langle T_0^2 \rangle - \langle T_0 \rangle^2]^{1/2}$, onde $\langle \rangle$ denota média em relação ao perfil de amplitude. Para um pulso gaussiano, tem-se que $\sigma_{T_0} = T_0 / (2)^{1/2}$.

Um exemplo onde ocorre uma varredura de frequência, ou *chirp*, é na modulação direta da corrente de polarização do laser (em geral, um laser *DFB*). A varredura de frequência é caracterizada pela variação da frequência portadora com o tempo. No caso de um *chirp* linear, esta é dada por:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{C}{T_0^2} t, \quad (2.4)$$

onde ϕ representa a fase do campo complexo A . Tomando-se a transformada de Fourier de (2.2), tem-se:

$$\tilde{A}(0,\omega) = A_0 \left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+iC)} \right]. \quad (2.5)$$

Pela equação anterior, verifica-se que o espectro apresenta uma meia-largura no ponto $1/e$, dada por:

$$\Delta\omega_0 = \frac{(1+C^2)^{1/2}}{T_0}. \quad (2.6)$$

Se $C = 0$, i.e. na ausência de *chirp*, a largura espectral satisfaz à relação $\Delta\omega T_0 = 1$. O pulso que satisfaz a essa condição representa aquele com a menor largura espectral possível de ser obtido e é dito ‘limitado por transformada’.

2.2.2. FIBRA 'PERFIL-DEGRAU' IDEAL

A estrutura de uma fibra de perfil 'degrau' ideal é vista na Figura 2.2, bem como o sistema de coordenadas cilíndricas a ser usado por todo o texto da tese. O 'índice de refração' $n(r)$, a uma distância radial r é dado por [8]:

$$\begin{aligned} n(r) &= n_1 & 0 \leq r \leq a \\ n(r) &= n_2 & b \geq r > a \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e casca, respectivamente, a é o raio do núcleo e, para efeito de análise, assume-se que a casca estende-se até o infinito.

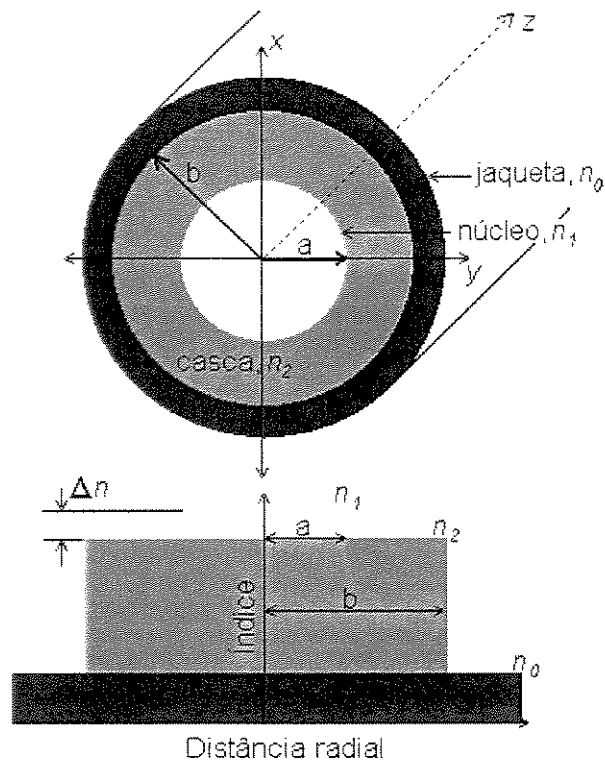


Figura 2.2 – Sistema de coordenadas, estrutura e perfil do índice de refração de uma fibra índice 'degrau' ideal.

A 'diferença entre índices', Δn , e a 'diferença relativa entre índices' (ou 'contraste do índice de refração'), Δ , são dadas por:

$$\Delta n = n_1 - n_2; \quad \Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \cong \frac{\Delta n}{n_1} \ll 1. \quad (2.8)$$

No glossário de termos para telecomunicações [11], Δ é definido como a medida da diferença relativa entre os índices de refração do núcleo e da ‘casca homogênea’ (i.e., região da casca onde o índice de refração nominal é constante) sendo, em geral, menor que 1 %.

2.2.3. MODO FUNDAMENTAL

A ‘frequência normalizada’, V , é um parâmetro adimensional, que depende apenas das características do guia e da frequência, definida como [8]:

$$V = u^2 + v^2 = a k \left(n_1^2 - n_2^2 \right)^{1/2} \cong a k (2 n_1 \Delta n)^{1/2} = a k n_1 (2 \Delta)^{1/2}, \quad (2.9)$$

onde u/a e v/a são as constantes ‘de propagação transversal’ e ‘de decaimento transversal’, respectivamente, normalizadas em relação ao raio do núcleo, a . Além disso, $k (= 2 \pi / \lambda)$ é a ‘constante de propagação no espaço livre’ da luz, de comprimento de onda λ .

O parâmetro V determina o número de modos suportados pela fibra. Uma fibra índice ‘degrau’ é dita monomodo se $0 \leq V < 2,405$, e apenas os dois modos HE_{11} (ou LP_{01}) podem propagar-se pela fibra (um polarizado ao longo de $0x$ e o outro polarizado ao longo de $0y$). Considerando-se o núcleo da fibra perfeitamente circular, estes dois modos são perfeitamente degenerados (i.e. têm a mesma constante de propagação) e a condição $V < 2,405$ define o então chamado ‘regime monomodo’.

A partir do parâmetro V , define-se também o ‘comprimento de onda de corte’, λ_c , como o comprimento de onda acima do qual uma dada fibra torna-se monomodo:

$$\lambda_c = \frac{V \lambda}{2,405}. \quad (2.10)$$

2.2.4. CONSTANTE DE PROPAGAÇÃO NA FIBRA

Os efeitos da dependência do índice de refração da fibra em relação à frequência óptica podem ser analisados através da expansão da ‘constante de propagação na fibra’, β , numa série de Taylor centrada na frequência ω_0 [7]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots, \quad (2.11)$$

onde

$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m=0,1,2,\dots) \quad (2.12)$$

e, longe das ressonâncias do meio, o índice de refração pode ser aproximado pela equação de Sellmeier [6]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^M \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (2.13)$$

onde ω_j é uma frequência de ressonância e B_j representa os coeficientes de Sellmeier. Aqui, n representa tanto n_1 quanto n_2 , dependendo das propriedades dispersivas do núcleo ou da casca estarem sendo consideradas. A somatória estende-se sobre todas as ressonâncias materiais na faixa de frequência de interesse. No caso de fibras ópticas, os parâmetros B_j e ω_j são obtidos empiricamente com $M = 3$ e dependem dos dopantes utilizados. Para sílica pura, valem as aproximações: $B_1 = 0,6961663$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 684,043$ nm, $\lambda_2 = 1162,414$ nm e $\lambda_3 = 9896,161$ nm, onde $\lambda_j = 2\pi c / \omega_j$ ($j = 1, 2, e 3$) [6].

A constante de propagação na fibra, β , relaciona-se aos parâmetros, u , v e V por [8]:

$$\beta^2 = k^2 n_1^2 - \frac{u^2}{a^2} = k^2 n_2^2 + \frac{v^2}{a^2}. \quad (2.14)$$

Ao invés de considerar as variações absolutas de β , é comum o uso da constante de propagação normalizada, que varia entre 0 e 1, definida como:

$$b(V) = \frac{\beta^2 - k^2 n_2^2}{k^2 n_1^2 - k^2 n_2^2} = \left(\frac{v}{V} \right)^2 = 1 - \left(\frac{u}{V} \right)^2. \quad (2.15)$$

Usando-se o fato de que o contraste de índice é pequeno, tem-se:

$$\beta \cong k n_2 (1 + b \Delta). \quad (2.16)$$

Uma outra aproximação bastante útil estabelece que [8]:

$$b(V) \cong \left(1,1428 - \frac{0,9960}{V} \right)^2 = \left(1,1428 - 0,4141 \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2, \quad (2.17)$$

onde o erro relativo é menor que 0,2 % para $1,5 \leq V \leq 2,5$ e menor que 2 % para $1 \leq V \leq 3$. Embora a curva para $b(V)$ seja equivalente à de $\beta(\omega)$, o uso da constante de propagação normalizada permite uma visualização mais precisa das variações da constante de propagação, e $b(V)$ tem a vantagem de ser uma curva universal, independente dos outros parâmetros da fibra [8].

2.2.5. ATRASO DE GRUPO

Seja um sinal óptico, modulado, com todos os seus modos excitados igualmente, à entrada de um fibra. Cada modo deve carregar a mesma quantidade de energia por toda a fibra, além de conter todos os componentes espectrais, na banda de comprimentos de onda emitidos pela fonte óptica, modulados da mesma maneira. À medida em que o sinal se propaga pela fibra, assume-se que cada componente espectral viaja independentemente, e submete-se a um atraso temporal, ou 'atraso de grupo', por unidade de comprimento, dado por:

$$\frac{\tau_g}{L} = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda}, \quad (2.18)$$

onde L é a distância viajada pelo pulso, e a ‘velocidade de grupo’,

$$v_g = c \left(\frac{d\beta}{dk} \right)^{-1}, \quad (2.19)$$

é a velocidade na qual a energia do pulso viaja através da fibra.

Seja o parâmetro ‘índice de refração de grupo’, n_{gj} , no meio j , com índice de refração n_j , definido como:

$$n_{gj} = \frac{d(k n_j)}{dk}. \quad (2.20)$$

Considerando que, para a sílica na faixa de frequência usual das comunicações, a diferença relativa entre n_{gj} e n_j é menor que 1,5 % [8]. A partir das Equações (2.15), (2.19) e (2.20) em (2.18) obtém-se, para a primeira ordem de Δ :

$$\tau_g = \frac{n_j}{c} [1 + \Delta(Vb)'] - \frac{n_j \Delta}{c} P \left[\frac{b + (Vb)'}{2} \right], \quad (2.21)$$

onde $[(Vb)'] = d(Vb) / dV$ e P expressa a diferença de propriedades dispersivas entre o núcleo e a casca:

$$P = \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda}. \quad (2.22)$$

Quando o parâmetro P é desprezado, a Equação (2.21) torna-se similar à Equação (2.18), o que leva à definição de $(Vb)'$ como sendo o ‘atraso de grupo normalizado’. A aproximação ($P \sim 0$), $[(Vb)'] = 0$ significa que o sinal se propaga à velocidade de grupo de uma onda plana na casca, enquanto que ($P = 1$) implica na velocidade de grupo de uma onda plana no núcleo. Como ($|P| \leq 0,1$) para o dopante mais comum em fibras (GeO_2), na faixa de comprimentos de onda de interesse, um cálculo prático de τ_g pode ser limitado ao primeiro termo da Equação (2.21). Para o cálculo de $(Vb)'$, é útil a expressão [8]:

$$(Vb)' \cong 1,3060 - \left(\frac{0,9960}{V} \right)^2 = 1,3060 - \left(0,4141 \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2. \quad (2.23)$$

Esta aproximação dá um erro menor que 1 % para $1,6 \leq V \leq 2,4$ e menor que 4 % para $1 \leq V \leq 3$.

Como o atraso de grupo depende do comprimento de onda, cada componente espectral do sinal óptico leva um tempo distinto para viajar uma certa distância. Em consequência desta diferença em atrasos de grupo, o sinal se alarga temporalmente, à medida em que é transmitido pela fibra. O valor de interesse é, portanto, a quantidade de alargamento do pulso, decorrente desta variação do atraso de grupo.

Se a largura de linha da fonte óptica não for muito grande, a diferença de atraso por unidade de comprimento de onda, ao longo do caminho de propagação, é aproximadamente igual a $(d\tau_g/d\lambda)$. Para componentes espectrais que forem separadas de $\delta\lambda$, e que estiverem $(\delta\lambda/2)$ acima e abaixo do comprimento de onda central, λ_0 , a diferença de atraso total, $\delta\tau$, em uma distância L , é dada por [5]:

$$\delta\tau = \frac{d\tau_g}{d\lambda} \delta\lambda. \quad (2.24)$$

Se a largura espectral, $\delta\lambda$, de uma fonte óptica, for caracterizada por seu valor *rms*, σ_λ , então o alargamento temporal do pulso pode ser aproximado por sua largura temporal *rms*:

$$\sigma_{\tau_g} = \frac{d\tau_g}{d\lambda} \sigma_\lambda = -\frac{L\sigma_\lambda}{2\pi c} \left(2\lambda \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right). \quad (2.25)$$

2.2.6. DISPERSÃO

Quando a fibra é usada com uma fonte de luz emitindo vários comprimentos de onda diferentes, a variação do atraso de grupo em relação ao comprimento de onda, em torno do comprimento de onda central, é um parâmetro importante. O fator:

$$D = \frac{1}{L} \frac{d\tau_g}{d\lambda} \quad (2.26)$$

é designado como ‘dispersão’, e define o alargamento do pulso em função do comprimento de onda, medido em pico-segundos por quilômetro por nanômetro. Em geral, qualquer fenômeno onde a velocidade de propagação de uma onda eletromagnética é dependente do comprimento de onda é conhecido como dispersão, conforme as convenções [11]:

- Em tecnologia de comunicação, o termo ‘dispersão’ é usado para descrever qualquer processo pelo qual um sinal eletromagnético, propagando-se por um meio físico, é degradado devido ao fato de que os vários componentes (i.e. frequências) do sinal têm velocidades de propagação diferentes naquele meio.
- Numa fibra óptica, ocorrem vários efeitos de dispersão significativos, tais como ‘dispersão material’, ‘dispersão do perfil’ e ‘dispersão do guia de onda’, que degradam o sinal.
- Em comunicações por fibra óptica, os termos incorretos ‘dispersão multimodo’ e ‘dispersão intermodal’ não deveriam ser usados como sinônimos para o termo correto ‘distorção modal’.
- Em óptica clássica, o termo ‘dispersão’ é usado para denotar a dependência que o índice de refração do meio possui em relação ao comprimento de onda $(dn/d\lambda)$, onde n é o índice de refração e λ é o comprimento de onda, causada pela interação entre a matéria e a luz. ‘Dispersão’, como usado em comunicações por fibras ópticas, não deve ser confundido com ‘dispersão’, como usado por projetistas de lentes ópticas.

Três formas de dispersão, relacionadas a fibras ópticas, são definidas como se segue:

2.2.7. DISPERSÃO MATERIAL

Em comunicação por fibra óptica, a dispersão material consiste na dependência, com o comprimento de onda, da velocidade de propagação (do sinal óptico) através do material do qual a fibra é feita. Como todo sinal óptico possui uma largura espectral não-nula, a dispersão material causa espalhamento do sinal. O uso do termo redundante ‘dispersão cromática’ é desencorajado [11]. Em sílica pura, o material base para a maioria das fibras usadas em telecomunicações, a dispersão material é mínima para comprimentos de onda próximos de 1270 nm (e ligeiramente acima deste valor, nas fibras práticas).

O atraso de grupo resultante da dispersão material pode ser escrito como [5]:

$$\tau_{mat} = \frac{L}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (2.27)$$

Usando-se a Equação (2.27), o alargamento de pulso $\sigma_{\tau_{mat}}$, para uma fonte com largura espectral σ_λ , é obtido diferenciando-se este atraso de grupo em relação ao comprimento de onda e multiplicando-se o resultado por σ_λ , obtendo-se:

$$\sigma_{\tau_{mat}} = \frac{d\tau_{mat}}{d\lambda} \sigma_\lambda = -\frac{L}{c} \lambda \frac{d^2 n_j}{d\lambda^2} \sigma_\lambda = D_{M_j}(\lambda) L \sigma_\lambda, \quad (2.28)$$

onde D_{M_j} é o parâmetro ‘dispersão material’, que pode ser definido como [8]:

$$D_{M_j} = \frac{1}{c} \frac{dn_{g_j}}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_j}{d\lambda^2}. \quad (2.29)$$

2.2.8. DISPERSÃO DO PERFIL

Numa fibra óptica, esta é a dispersão atribuída à variação do contraste do índice de refração (ou diferença de índice relativa) em função do comprimento de onda. A dispersão de perfil, expandida a partir da definição da dispersão total [8], a ser apresentada adiante, pode ser expressa como:

$$D_P = \frac{n_j \Delta}{c \lambda} \left[P + P \frac{3(Vb)' - b}{2} - \lambda \frac{dP}{d\lambda} \frac{b + (Vb)'}{2} \right]. \quad (2.30)$$

Notar que muitos autores omitem este termo, uma vez que, em geral, $|P| \ll 1$, aproximação que também será adotada posteriormente neste texto.

2.2.9. DISPERSÃO DO GUIA DE ONDA

É uma dispersão de importância apenas em fibras monomodo, causada pela dependência da fase e das velocidades de grupo em relação ao raio do núcleo, à abertura numérica e ao comprimento de onda. Em guias circulares, esta dependência ocorre em relação à razão (a/λ) , onde a é o raio do núcleo. As fibras monomodo práticas são, em geral, projetadas de maneira que a dispersão material cancele a dispersão de guia de onda no comprimento de onda de interesse.

A partir da Equação (2.18), obtém-se a seguinte expressão para o atraso de grupo, τ_{wg} , [5, 8]:

$$\tau_{wg} = \frac{L}{c} \left[n_j + n_j \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right] = \frac{L n_j}{c} (1 + \Delta (Vb)'). \quad (2.31)$$

O primeiro termo em (2.31) é uma constante e o segundo termo representa o atraso de grupo decorrente da dispersão do guia de onda, (curvatura da curva $\beta(\omega)$), dada por:

$$D_W \equiv \frac{n_j \Delta}{c \lambda} V \frac{d^2 (Vb)}{dV^2} \quad (2.32)$$

O alargamento de um pulso, $\sigma_{\tau_{wg}}$, ocorrendo sobre uma distribuição de comprimentos de onda, σ_λ , é obtida a partir da derivada do atraso de grupo em relação ao comprimento de onda [5]:

$$\sigma_{\tau_{wg}} = \sigma_\lambda \frac{d\tau_{wg}}{d\lambda} = \sigma_\lambda L D_W(\lambda) = -\frac{V}{\lambda} \sigma_\lambda \frac{d\tau_{wg}}{dV} = -\frac{n_j L \Delta \sigma_\lambda}{c \lambda} V \frac{d^2 (Vb)}{dV^2}. \quad (2.33)$$

Uma aproximação empírica para a dispersão de guia de onda na faixa usual de operação, útil em cálculos numéricos, estabelece que [8]:

$$D_W = V(Vb)'' \cong 0,80 + 0,549(2,834 - V)^2 = 0,80 + 0,549 \left(2,834 - 2,405 \frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2. \quad (2.34)$$

O erro relativo é menor que 5 % para $1,3 \leq V \leq 2,6$.

2.2.10. DISPERSÃO TOTAL

Em fibra monomodo, a dispersão total, por convenção simplesmente ‘dispersão’, resulta da soma das dispersões material, de perfil e de guia de onda, podendo ser escrita, numa primeira ordem de Δ e P como [8]:

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = D_{M_j} [1 + (Vb)'\Delta] - \frac{n_j \Delta}{c \lambda} \left[\left(\frac{N_2}{n_2} - \frac{P}{2} \right)^2 V(Vb)'' - \frac{N_j}{n_j} P \frac{3(Vb)' - b}{2} + \lambda \frac{dP}{d\lambda} \frac{b + (Vb)'}{2} \right], \quad (2.35)$$

ou, de modo mais esquemático,

$$D = D_M \left(1 + \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right) + D_w + D_p \quad (2.36)$$

que descreve a dispersão total como tendo um termo que se deve puramente à dispersão material, outro termo que corresponde a uma contribuição exclusiva da dispersão do guia de onda, um termo da dispersão do perfil, e um termo que resulta de uma combinação das contribuições do material e do guia de onda. Por convenção neste texto, a largura *rms* de um pulso, à entrada da fibra, é representada por σ_{T0} , a largura *rms*, à saída da fibra, por σ_r , e o alargamento *rms* de um pulso, induzido pela dispersão total, D , é denotado como σ_{TD} .

A envoltória de um pulso propagante move-se à velocidade de grupo $v_g = 1 / \beta_1$, enquanto que o parâmetro β_2 é responsável pelo alargamento do pulso. Os parâmetros β_1 e β_2 relacionam-se ao índice de refração n_j e às suas derivadas através das relações [7]:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left[n_j + \omega \frac{dn_j}{d\omega} \right] = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}, \quad (2.37)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[2 \frac{dn_j}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_j}{d\omega^2} \right] \cong \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n_j}{d\omega^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n_j}{d\lambda^2}. \quad (2.38)$$

As Figuras 2.3 (a) [12] e (b) [7] mostram a variação de n_j , n_g e β_2 em função de λ , para a sílica fundida, usando-se o tratamento matemático descrito anteriormente. Para o cálculo de n_g utiliza-se a expressão: $[n_g = n_l - (\lambda \, dn_l/d\lambda)]$.

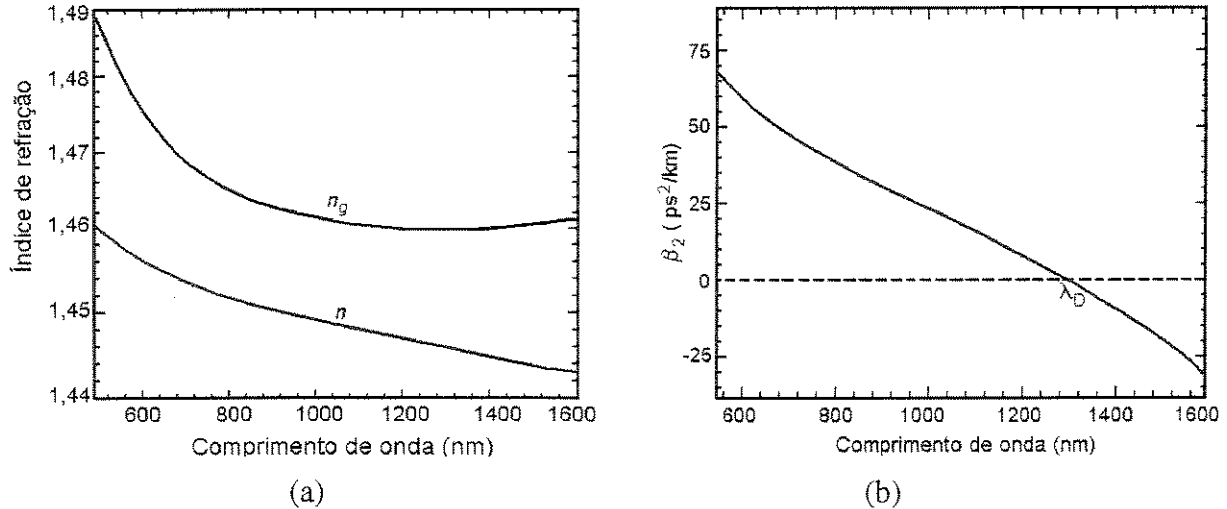


Figura 2.3 – (a) Variação do índice de refração n e do índice de grupo n_g em função do comprimento de onda, em sílica fundida [12]; (b) variação de β_2 em função do comprimento de onda, em sílica fundida. O parâmetro de dispersão $\beta_2 = 0$ @ ~ 1270 nm [7].

Um fato notável, na Figura 2.3 (b), é que β_2 se anula próximo de $\lambda = 1270$ nm e torna-se negativo para comprimentos de onda mais longos. O comprimento de onda no qual $\beta_2 = 0$ é conhecido como ‘comprimento de onda de dispersão nula’, λ_D (também denotado por ‘ λ_0 ’). Entretanto, rigorosamente falando, a dispersão não é nula em λ_D : a propagação próxima a λ_D requer a inclusão do termo cúbico na Equação (2.11). Tal dispersão de mais alta ordem pode distorcer pulsos ultra-curtos tanto em regime linear quanto em regime não-linear. Sua inclusão, contudo, é necessária apenas em alguns casos como, por exemplo, quando o comprimento de onda do pulso se aproxima de λ_D por poucos nanômetros.

As curvas mostradas na Figura 2.3 são para sílica fundida em *bulk*. O comportamento de fibras de vidro reais se desvia do mostrado naquelas figuras por dois motivos. Primeiro, o núcleo da fibra pode possuir pequenas quantidades de dopantes tais como GeO_2 e P_2O_5 e, neste caso, a Equação (2.38) deve ser usada com parâmetros apropriados ao nível de dopantes. Segundo, devido ao guiamento dielétrico, o índice de modo efetivo é ligeiramente menor que o índice do material $n(\omega)$, sendo que a própria redução no índice é dependente da frequência. Este é o motivo pelo qual a contribuição do guia de onda deve ser adicionada à contribuição do material para que se obtenha a dispersão total. A Figura 2.4 mostra como $(Vb)'$ e $V(Vb)''$ variam em função de V . Como ambas as derivadas são positivas, D_W é negativa na faixa 0 – 1600 nm [5]. Por outro lado, D_M é negativa para comprimentos de onda abaixo de λ_D e torna-se positiva acima deste. Desta forma, a dispersão total manifesta um comportamento qualitativamente diferente, dependendo de seu sinal. Para comprimentos de onda à esquerda de λ_D , ela assume valores negativos, à direita torna-se positiva, estabelecendo-se assim dois regimes de dispersão: ‘normal’ e ‘anômala’, respectivamente. Em regime de dispersão normal, os componentes de frequência mais alta (comprimentos de onda deslocados para o azul) de um pulso propagam-se a uma velocidade menor do que a dos componentes de frequência mais baixa (comprimentos de onda deslocados para o vermelho). O oposto ocorre em regime de dispersão anômala, que é o de maior interesse no estudo de efeitos não-lineares, pois é nesta condição que as fibras podem suportar sólitons, através do balanço entre efeitos dispersivos e não-lineares.

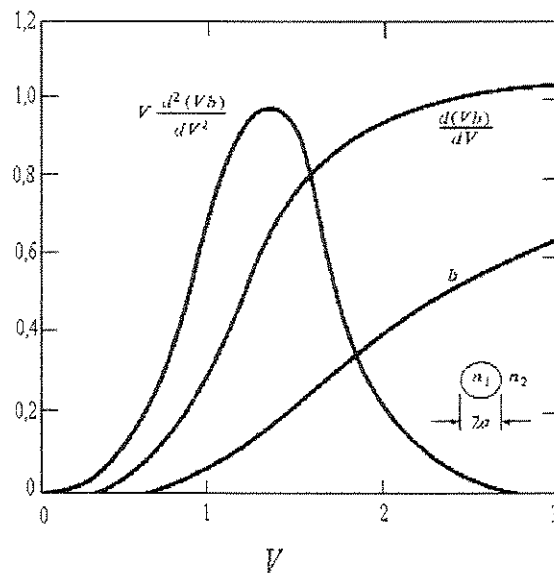


Figura 2.4 – Variação de b e de suas derivadas em relação ao parâmetro V [5].

Um dos principais efeitos da contribuição do guia é deslocar λ_D ligeiramente para maiores comprimentos de onda; $\lambda_D = 1310$ nm para uma fibra monomodo típica, cuja curva de dispersão, $D(\lambda)$, é apresentada na Figura 2.5 [12]. Em comprimentos de onda até da ordem de ~ 1000 nm, a dispersão material domina. Entretanto, já na segunda janela de comunicações (1300 nm), que é a região espectral de dispersão material na sílica extremamente baixa, a dispersão de guia de onda torna-se dominante no mecanismo de distorção do pulso. Um dos principais efeitos da dispersão de guia é que sua contribuição a D depende dos parâmetros de projeto da fibra, tais como raio do núcleo, a , e a diferença relativa entre índices, Δ . Esta característica pode ser usada para se deslocar o comprimento de onda de dispersão nula, λ_D , para as proximidades de 1550 nm, onde as perdas da fibra são mínimas. É também possível projetar fibras com dispersão plana, com valores de dispersão relativamente baixos ao longo das duas janelas de comunicação, i.e. de 1300 a 1600 nm.

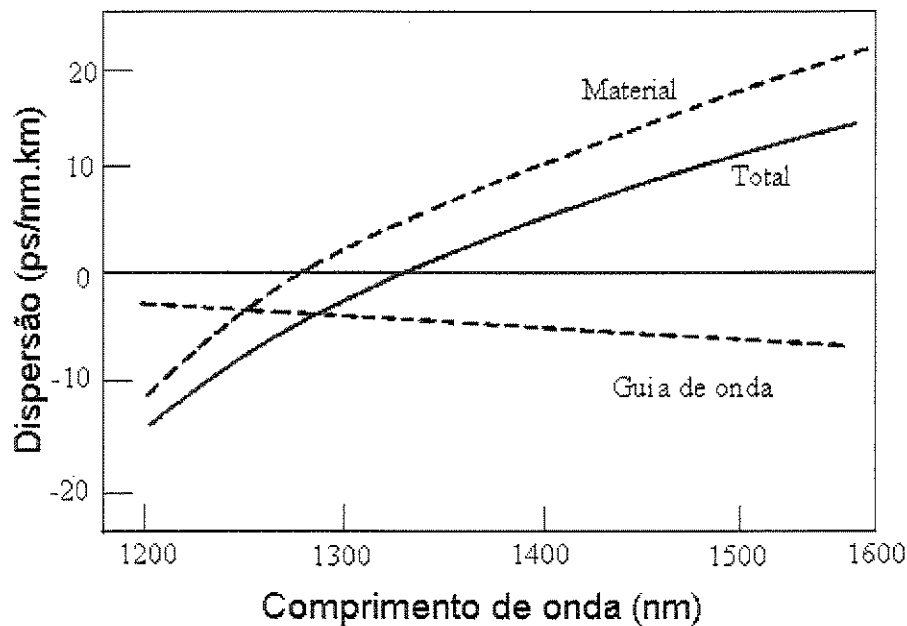


Figura 2.5 – Dispersão total, D , em função do comprimento de onda, numa fibra monomodo padrão e as contribuições relativas da dispersão material e de guia de onda, desprezando-se a contribuição da dispersão de perfil [12].

A Figura 2.6 mostra exemplos típicos da dependência espectral de D para fibras padrão (convencional), de dispersão deslocada (*dispersion shifted, DS*) e de ‘dispersão plana’ (*dispersion-flattened*) [6].

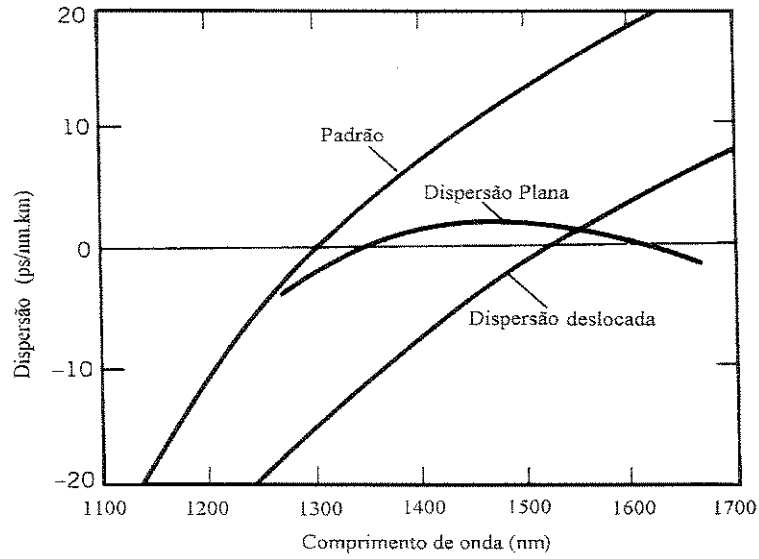


Figura 2.6 – Dependência típica, em relação ao comprimento de onda, da dispersão em fibras padrão, de dispersão deslocada e de dispersão plana [6].

2.2.11. DISPERSÃO DE ORDEM SUPERIOR

Como dito anteriormente, os efeitos dispersivos não desaparecem completamente em λ_D , pois os pulsos ópticos ainda experimentam alargamento devido aos efeitos dispersivos de ordem superior e D não pode ser zero em todos os comprimentos de onda contidos num pulso, cujo espectro esteja centrado no comprimento de onda de dispersão nula, λ_D . A dispersão de ordem superior é governada pelo parâmetro ‘inclinação da dispersão’ (*dispersion slope*, S), $S = dD / d\lambda$, também conhecido como ‘dispersão diferencial’ ou ‘dispersão de terceira ordem’, dado por [6]:

$$S = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \left(\frac{4\pi c}{\lambda^3} \right) \beta_2, \quad (2.39)$$

onde ($\beta_3 = d\beta_2 / d\omega = d^3\beta / d\omega^3$). Em λ_D , $\beta_2 = 0$ e S é proporcional a β_3 .

Embora a contribuição do termo β_2 , proporcional à dispersão de primeira ordem na expansão em (2.11), seja dominante na maioria dos casos práticos de interesse às comunicações, algumas vezes é interessante a inclusão do termo proporcional a β_3 naquela expansão. Por exemplo, se o comprimento de onda do pulso coincide, aproximadamente, com λ_D , $\beta_2 \approx 0$; assim β_3 provê a contribuição dominante dos efeitos da dispersão. Para pulsos ultra curtos, com larguras $T_0 < 0,1$ ps, é costume incluir-se o termo de β_3 , mesmo quando $\beta_2 \neq 0$ [7].

2.2.12. DISPERSÃO DA POLARIZAÇÃO

Uma fonte possível de alargamento de pulso relaciona-se à birrefringência da fibra. Conceitualmente, variações – ainda que pequenas – na geometria cilíndrica da fibra (núcleo elíptico, curvaturas, etc.) causam a birrefringência: diferentes índices modais associam-se aos componentes ortogonalmente polarizados do modo fundamental. Se, na entrada da fibra, as duas polarizações de um pulso forem igualmente excitadas, com a presença de efeitos birrefringentes, à saída da fibra, o pulso estará alargado pois os componentes da polarização terão sido dispersados diferentemente ao longo da fibra devido à diferença de velocidade (de grupo) com que viajaram por ela. Este fenômeno é conhecido como ‘dispersão da polarização’, $\Delta T_P / L$, onde ΔT_P , o atraso de grupo para uma fibra de comprimento L , é dado por [6]:

$$\Delta T_P = \left| \frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}} \right| = L \left| \frac{d\beta_x}{d\omega} - \frac{d\beta_y}{d\omega} \right|, \quad (2.40)$$

onde os subscritos x e y representam as direções da polarização linear, dada a geometria não-ideal das fibras.

2.2.13. REGIMES DE PROPAGAÇÃO

Para pulsos com largura temporal $\geq 0,1$ ps, a equação que governa sua propagação através de fibras ópticas monomodo, também conhecida como ‘equação não-linear de Schrödinger’, pode ser escrita como [7]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.41)$$

onde γ é o ‘coeficiente não-linear’ e A é a amplitude da envoltória do pulso, num quadro de referência que se move com o pulso, à velocidade de grupo v_g ($T = t - z/v_g$). Os três termos no lado direito de (2.41) governam, respectivamente, os efeitos de atenuação, dispersão e não-linearidade durante a propagação do pulso pela fibra. Dependendo dos valores iniciais da largura inicial, T_0 , e da potência de pico, P_0 , do pulso incidente na fibra, tanto os efeitos dispersivos, quanto os não-lineares podem dominar a evolução do pulso ao longo da fibra. É comum o uso de duas escalas de comprimento conhecidas como ‘comprimento de dispersão’, L_D , e ‘comprimento não-linear’, L_{NL} . Dependendo dos valores relativos de L_D , L_{NL} e do comprimento da fibra, L , a evolução do pulso pode ser categorizada em quatro regimes de propagação distintos.

Seja a escala de tempo normalizada, para um pulso com largura inicial T_0 , definida como:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}, \quad (2.42)$$

e uma amplitude normalizada, U , definida como:

$$U(z, \tau) = \frac{A(z, \tau)}{\sqrt{P_0} \exp\left(-\alpha z/2\right)}, \quad (2.43)$$

onde o fator exponencial corresponde à perda por atenuação. A amplitude normalizada $U(z, \tau)$ satisfaz à equação de propagação na forma:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sinal}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (2.44)$$

onde o sinal de β_2 pode tanto ser positivo como negativo [$\text{sinal}(\beta_2) = \pm 1$], dependendo do regime de dispersão, normal ou anômala, respectivamente. Além disso, tem-se:

$$\begin{aligned} L_D &= \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, & L_{NL} &= \frac{1}{\gamma P_0}, \\ \gamma &= \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, & A_{eff} &= \pi w^2. \end{aligned} \quad (2.45)$$

O parâmetro w depende dos parâmetros da fibra e pode ser obtido gráfica e/ou numericamente. A área efetiva típica para fibras padrão está na faixa de $50 - 80 \mu\text{m}^2$, na região de 1550 nm , resultando num coeficiente não-linear, γ , na faixa de $2 - 30 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ [7].

Quando o comprimento da fibra, L , é tal que $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$, os efeitos não-lineares e dispersivos não atuam significativamente durante a propagação do pulso e, em consequência, o pulso manterá sua forma por todo o percurso. A fibra atua passivamente neste regime, agindo como um mero transportador de pulsos ópticos, apenas reduzindo a energia dos pulsos devido às perdas por atenuação. Tipicamente, em sistemas @ 1550 nm , com ($T_0 \geq 100 \text{ ps}$), ($P_0 < 0,1 \text{ mW}$), ($|\beta_2| \approx 20 \text{ ps}^2/\text{km}$) e ($L < 50 \text{ km}$), para se ter uma transmissão livre de distorção, os comprimentos L_D e L_{NL} devem ser $\geq 500 \text{ km}$. Por outro lado, L_D e L_{NL} são da ordem de 50 m para ($T_0 = 1 \text{ ps}$) e ($P_0 = 1 \text{ W}$), indicando que, neste caso, ambos os efeitos devem ser considerados se o comprimento da fibra exceder a poucos metros.

Quando o comprimento da fibra é tal que $L \ll L_{NL}$ mas $L \geq L_D$, o último termo de (2.44) é desprezível em comparação aos outros dois. A evolução do pulso é, assim, governada pela dispersão. O regime de dispersão dominante é aplicável sempre que os parâmetros da fibra e do pulso forem tais que:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (2.46)$$

Numa estimativa grosseira, para que a dispersão seja dominante sobre as não-linearidades em pulsos com 1 ps de duração, tem-se que ($P_0 \ll 1 \text{ W}$) para valores típicos de γ e de $|\beta_2|$, em 1550 nm .

Se $L \ll L_D$ mas $L \geq L_{NL}$, a dispersão torna-se desprezível em comparação ao termo não-linear. O regime onde as não-linearidades são dominantes é aplicável sempre que:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} > 1. \quad (2.47)$$

Esta condição é satisfeita para pulsos relativamente largos ($T_0 > 100$ ps) com uma potência de pico $P_0 \geq 1$ W. Notar que, se a ação das não-linearidades sobre o pulso for muito intensa, mesmo na presença de uma dispersão relativamente fraca [(Equação (2.47))], esta pode tornar-se importante, devido ao alargamento espectral, e deve ser considerada na propagação.

Finalmente, quando o comprimento da fibra é longo ou comparável a ambos os comprimentos, L_D e L_{NL} , os efeitos dispersivos e não-lineares atuarão em combinação, podendo tanto comprometer mais seriamente o desempenho sistêmico quanto levá-lo a um comportamento qualitativamente diferente, como é o caso de uma transmissão de sólitons em regime de dispersão anômala.

2.3. IMPACTO SISTÊMICO

Em sistemas de comunicação óptica, a informação é transmitida sobre uma fibra usando-se uma seqüência codificada de pulsos ópticos, cuja largura temporal é determinada pela taxa de bits, B , do sistema. O alargamento induzido pela dispersão de tais pulsos é indesejável e interfere no processo de detecção, podendo levar a erros no padrão de bits recebido. A dispersão, portanto, limita a taxa de bits, B , e a distância, L , de um sistema óptico. Uma medida útil da capacidade de transmissão de informação é o produto taxa de bits x distância, BL , algumas vezes incluindo um terceiro termo, a largura espectral *rms* do feixe óptico (σ_λ).

O projeto de um sistema óptico requer, dentre outras, a definição clara das limitações impostas pelas perdas e pela dispersão da fibra. Como ambos os parâmetros variam com o comprimento de onda de operação, a escolha deste é um bom ponto de partida para o projeto. A distância de transmissão depende da taxa de bits por causa da dispersão, o que justifica o fato do produto destes parâmetros ser uma boa medida do desempenho de um enlace do tipo ‘ponto a ponto’ (transmissor – meio (fibra) – receptor), que corresponde ao tipo básico tratado nesta tese. A Figura 2.7 ilustra a dependência de L e B , calculada para a terceira janela de comunicação (1550 nm), para uma perda por atenuação de cerca de 0,25 dB/km, potência média transmitida de 1 mW [13]. Quando a distância limitada pela dispersão é menor do que a limitada pelas perdas, o sistema é dito ‘limitado por dispersão’. Para as curvas apresentadas na Figura 2.7, a operação na terceira janela tira vantagem do fato de que nesta região ocorre a menor perda da fibra e a dispersão, D , torna-se o maior problema. Num sistema ideal, este limite é dado por $[B^2 L < (16 |\beta_2|)^{-1}]$, onde o parâmetro β_2 relaciona-se a D por $[D = - (2\pi c / \lambda)^2 \beta_2]$. Pela figura, um sistema com transmissor ideal (sem varredura em frequência) torna-se limitado por dispersão acima de 10 Gb/s mas, na prática, o efeito do *chirp* de frequência, imposto ao sinal pelo processo de modulação direta, provê limitações mais severas, chegando ao valor de um limite de cerca de 50 km, para $B = 2$ Gb/s.

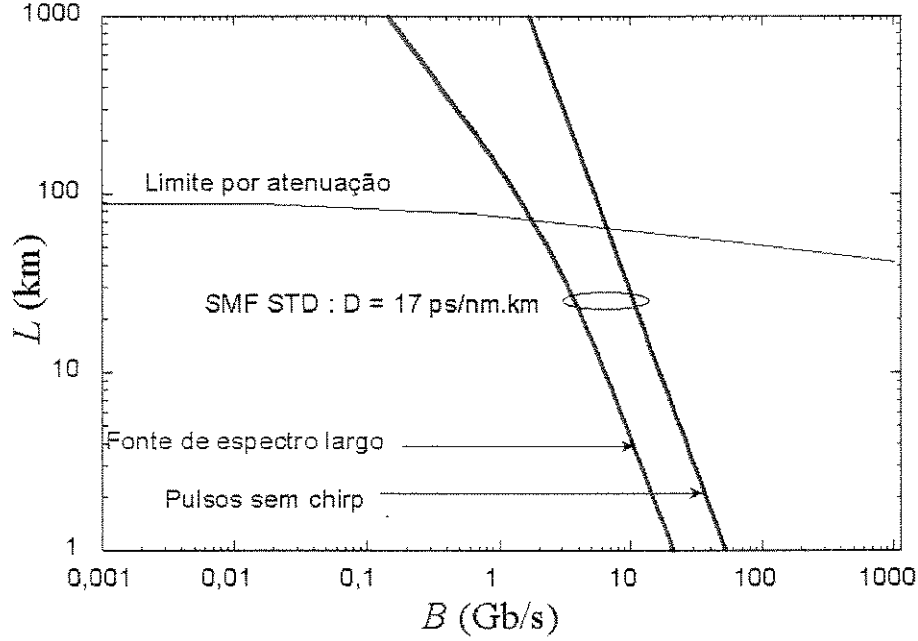


Figura 2.7 – Limite da perda e da dispersão sobre o comprimento do enlace, L , em função da taxa de bit, B , num sistema com fonte ideal (sem chirp), operando em 1550 nm (Cortesia do Dr. Hugo Fragnito).

2.3.1. ALARGAMENTO DE PULSOS GAUSSIANOS

Na Equação (2.6), apresentou-se a largura espectral a meia-largura no ponto $1/e$, $\Delta\omega_0$, para um pulso com varredura de frequência linear, i.e. na presença de *chirp* (parâmetro C). Quando se compara este caso com o de um pulso na ausência de *chirp* ($C = 0$), verifica-se que o espectro de Fourier apresenta uma largura espectral maior por um fator de $(1 + C^2)^{1/2}$.

Considerando-se o caso onde o comprimento de onda da portadora está longe de λ_D , a Equação (2.41), de propagação de um pulso, pode ser resolvida com condições iniciais dadas por (2.6), levando à seguinte solução analítica [7]:

$$A(z,t) = \left(\frac{A_0 T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]^{1/2}} \right) \exp \left[-\frac{(1+iC)t^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]^{1/2}} \right]. \quad (2.48)$$

A Equação (2.48) mostra que um pulso gaussiano se mantém gaussiano durante a propagação e que sua largura temporal varia com a distância, z , como:

$$\tau_1 = \frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.49)$$

onde T_1 corresponde à metade da duração do pulso onde a intensidade decai de $1/e$, definido de maneira similar a T_0 .

Pelas Equações (2.45) e (2.49), verifica-se que um pulso sem *chirp* ($C = 0$) se alarga por um fator de $[1 + (z/L_D)^2]^{1/2}$ e que, para um comprimento de propagação igual a L_D , a largura do pulso aumenta em cerca de 1/4. Por outro lado, um pulso com *chirp* pode tanto ser alargado quanto comprimido, dependendo de β_2 e C terem o mesmo sinal ou sinais diferentes, respectivamente. Se ambos forem positivos, o pulso irá se alargar monotonicamente a uma taxa maior do que um pulso sem *chirp*. Se $(\beta_2 \cdot C < 0)$, o pulso sofrerá uma compressão inicial até atingir uma mínima largura, em $\{z_{min} = [C/(1 + C^2)] L_D\}$. Esta análise é válida para comprimentos de onda longe do λ_D .

Num caso geral, que inclui a dispersão de ordem superior (contribuição de β_3), o alargamento *rms* do pulso, σ_τ , normalizado em relação à largura *rms* inicial do pulso, σ_{T_0} , sendo $\sigma_{T_0} = T_0/\sqrt{2}$, é dado por [6]:

$$\frac{\sigma_\tau}{\sigma_{T_0}} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_{T_0}^2} \right)^2 + \left[1 + (2\sigma_\omega \sigma_{T_0})^2 \right] \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_{T_0}^2} \right)^2 + \left[1 + C^2 + (2\sigma_\omega \sigma_{T_0})^2 \right] \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_3 L}{4\sigma_{T_0}^3} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.50)$$

onde σ_ω é a largura espectral *rms* de uma fonte gaussiana. A Equação (2.50), que provê o alargamento, induzido por dispersão, de pulsos gaussianos sob condições gerais, costuma ser a base analítica para a obtenção do limite da taxa de bits em sistemas ópticos operando com fibras monomodo.

O alargamento temporal experimentado por um pulso gaussiano, sem *chirp*, propagando-se em regime linear, pode ser obtido partir da Equação (2.41). A Figura 2.8, obtida a partir do programa descrito em [14], ilustra este efeito para o caso de uma fibra padrão.

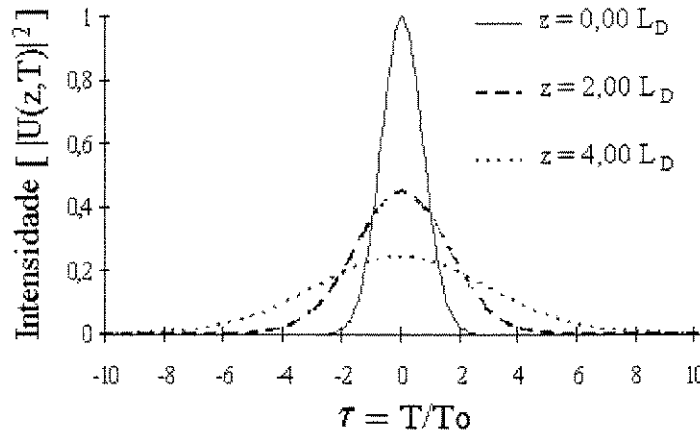


Figura 2.8 – Alargamento de um pulso gaussiano, devido à dispersão, após a propagação por 2 vezes o comprimento L_D de uma fibra convencional (linha tracejada) e 4 vezes o mesmo comprimento (linha pontilhada). A linha cheia corresponde ao pulso incidente em $z=0$. O comprimento de dispersão $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$, onde β_2 é o parâmetro GVD (group velocity dispersion).

2.3.2. FONTES COM ESPECTRO LARGO, SEM CHIRP

Esta situação corresponde à operação do sistema com modulação direta do laser, que consiste na aplicação da corrente de modulação sobreposta à corrente de polarização do laser. Na prática, a modulação direta impõe uma varredura de frequência ao sinal, o que torna esta técnica de modulação inviável para sistemas de mais altas taxas de transmissão (acima de 2,5 Gb/s). Inicialmente, numa análise simplificada que não representa uma situação real, assume-se um transmissor sem *chirp* ($C = 0$), num sistema operando longe de λ_D ($\beta_3 \approx 0$), o alargamento do pulso de saída pode ser simplificado para [6]:

$$\frac{\sigma_\tau}{\sigma_{T_0}} = \left[1 + \left(\frac{\beta_2 L \sigma_\omega}{\sigma_{T_0}} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[1 + \left(\frac{D L \sigma_\lambda}{\sigma_{T_0}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.51)$$

A largura *rms* do pulso de saída é, portanto, dada por:

$$\sigma_\tau = (\sigma_{T_0}^2 + \sigma_{T_D}^2)^{1/2}, \quad (2.52)$$

onde ($\sigma_{T_D} = |D| L \sigma_\lambda$) é a medida do alargamento induzido pela dispersão.

Para relacionar σ_τ à taxa de bits, B , considerando-se que o pulso alargado deve permanecer alocado na janela de tempo ($T_B = 1/B$), é comum usar-se o critério ($\sigma_\tau \leq T_B/4$), que, para pulsos gaussianos, garante que pelo menos 95 % da energia do pulso permanecerá dentro do período do bit. Desta condição, a taxa de bit ficará limitada a ($4 \sigma_\tau \leq 1/B$). Para pulsos curtos, ($\sigma_\tau \approx |D| L \sigma_\lambda$), ou seja,

$$B \leq 0,25 \frac{1}{L |D| \sigma_\lambda}. \quad (2.53)$$

Caso o sistema opere próximo a λ_D , também para o caso de $C = 0$, tem-se [6]:

$$B \leq \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{1}{L |S| (\sigma_\lambda)^2}, \quad (2.54)$$

onde S corresponde à inclinação da curva de dispersão (dispersão de ordem superior).

2.3.3. FONTES COM ESPECTRO ESTREITO, SEM CHIRP

Em geral, esta é uma situação que pode ser verificada na prática, onde o sinal óptico é modulado externamente ao laser (normalmente um laser *DFB*) e, neste caso, o produto ($2 \sigma_\omega \sigma_{T_0}$) $\ll 1$, na Equação (2.50), e a largura espectral da fonte, σ_ω , é muito menor do que a largura espectral do pulso. Inicialmente, para $C = 0$ e operação longe de λ_D , tem-se [6]:

$$\sigma_\tau = \left[\sigma_{T_0}^2 + \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_{T_0}} \right)^2 \right]^{1/2} = (\sigma_{T_0}^2 + \sigma_{T_D}^2)^{1/2}. \quad (2.55)$$

Uma comparação entre (2.52) e (2.55) revela uma diferença entre ambas: no caso de uma fonte de espectro estreito, o alargamento induzido pela dispersão depende da largura inicial, σ_{T_0} , enquanto independe deste valor quando a largura espectral da fonte domina, como é o caso em (2.52). No caso de espectro estreito, σ_τ pode ser minimizado pela escolha de um valor ótimo de σ_{T_0} . O mínimo valor de σ_τ ocorre quando $[\sigma_{T_0} = \sigma_{T_D} = (|\beta_2| L / 2)^{1/2}]$ e é dado por $[\sigma_\tau = (|\beta_2| L)^{1/2}]$. O limite para a taxa de bits pode ser obtido pelo critério de $(4 B \sigma_\tau \leq 1)$, e leva à condição:

$$B \sqrt{|\beta_2| L} \leq 0,25. \quad (2.56)$$

No caso de operação no zero de dispersão, $\beta_2 = 0$, sem *chirp* ($C = 0$), a largura do pulso pode ser dada por [6]:

$$\sigma_\tau = \left[\sigma_{T_0}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_3 L}{4\sigma_{T_0}^2} \right)^2 \right]^{1/2} = (\sigma_{T_0}^2 + \sigma_{T_D}^2)^{1/2}. \quad (2.57)$$

De maneira similar ao caso em (2.55), σ_τ pode ser minimizada otimizando-se a largura do pulso de entrada, σ_{T_0} . O valor mínimo de σ_{T_0} ocorre para $[\sigma_{T_0} = (|\beta_3| L / 4)^{1/3}]$ e é dado por [6]:

$$\sigma_{T_0 \text{ min}} = \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left(\left| \frac{\beta_3 L}{4} \right| \right)^{1/3}. \quad (2.58)$$

O limite da taxa de bits é obtido, usando-se a condição $(4 B \sigma_\tau \leq 1)$, através de:

$$B(|\beta_3| L)^{1/3} \leq 0,324. \quad (2.59)$$

2.3.4. PULSOS COM CHIRP

Os dois casos anteriores consideraram que o pulso de entrada, gaussiano de largura inicial σ_{T_0} , não estava submetido a varredura de frequência (*chirp*), o que não corresponde a uma situação real. Na prática os pulsos são não-gaussianos e exibem um *chirp* ($C \neq 0$) considerável, principalmente no caso de modulação direta, em intensidade, de lasers semicondutores. Neles o *chirp*, i.e. uma variação de fase dependente do tempo, é intrínseco, ou seja, a variação de amplitude do sinal, é acompanhada por uma modulação de fase. Como resultado do *chirp* imposto ao pulso óptico, seu espectro é consideravelmente alargado e tal alargamento afeta o formato do pulso à saída da fibra, devido à dispersão, degradando o desempenho sistêmico.

Um cálculo exato da penalidade de potência induzida pelo *chirp* é difícil pois a varredura de frequência depende da forma e da largura do pulso. Para um pulso aproximadamente retangular, medidas experimentais do espectro de um pulso mostram que o *chirp* de frequência ocorre,

principalmente, perto das bordas do pulso, de modo que a borda frontal do pulso se desloca em direção ao azul (para a esquerda) e a traseira em direção ao vermelho (para a direita). No domínio do tempo, devido a este deslocamento espectral, a potência contida nas porções com *chirp* do pulso fica fora da duração do pulso, à medida em que este se propaga pela fibra. A limitação à taxa de bits, imposta pela dispersão com a inclusão do parâmetro C , em geral, é estudada a partir de análises numéricas que usam modelos de pulsos gaussianos e super-gaussianos. Neste último caso, a expressão da amplitude inicial do pulso fica dada por [7]:

$$A(0,t) = A_0 \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{1}{T_0} \right)^{2m} \right], \quad (2.60)$$

onde o parâmetro m controla a forma do pulso. Pulsos gaussianos correspondem a $m = 1$. Para valores de m maiores que 1, o pulso vai tornando-se aproximadamente quadrado, com as bordas mais acentuadas. Numa análise numérica, o limite do produto BL pode ser obtido, desde que a largura *rms* do pulso não aumente acima de um valor, dito de ‘tolerância’.

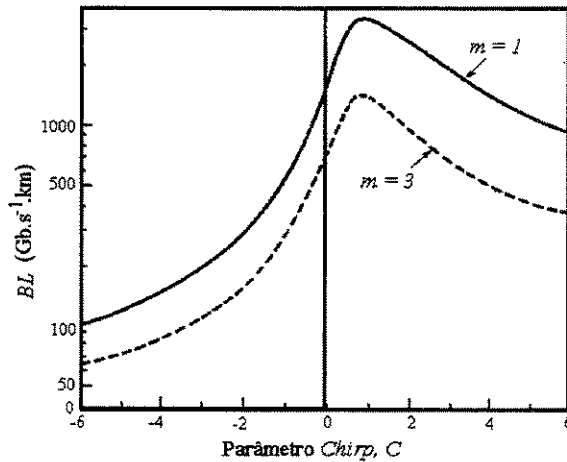


Figura 2.9 – Limite do produto BL em função do parâmetro do ‘chirp’, C , para pulsos de entrada gaussianos (curva sólida) e super-gaussiano (curva tracejada).

A Figura 2.9 mostra o produto BL em função do parâmetro C , para pulsos de entrada do tipo gaussiano ($m = 1$) e super-gaussiano ($m = 3$), com uma tolerância de alargamento do pulso de 20 %, para ($T_0 = 125$ ps) e ($\beta_2 = -20$ ps² / km) [7]. Nota-se que o produto BL decresce rapidamente para valores negativos de C , e, na prática, isso é o que ocorre normalmente para laser semicondutores, onde o valor típico de C , em 1550 nm, é de cerca de -6 . Portanto, a partir de cerca de 2 Gb/s, com a distância, L , limitada em ~ 50 km devido à dispersão, o uso de esquemas de modulação direta do laser não é recomendável, pois o *chirp* imposto ao pulso por esta técnica de modulação é proibitivo.

2.3.5. PENALIDADE DE POTÊNCIA

Como foi visto, o produto BL depende da largura espectral da fonte, σ_λ , e é limitado pela dispersão, que alarga os pulso para além da duração temporal do bit. Tal alargamento, induzido pela dispersão, por sua vez, pode afetar a sensibilidade do receptor de duas maneiras. Primeiro, uma parte da energia do pulso se espalha para além da janela alocada para o bit, causando interferência intersimbólica (*intersymbol interference, ISI*). Na prática, o projeto do sistema deve prever este efeito e minimizá-lo. Segundo, a energia do pulso, na janela do bit (*bit slot*), é reduzida quando o pulso se alarga, o que reduz a relação ‘sinal-ruído’ (*signal-to-noise ratio, SNR*) no circuito de decisão do receptor. Como o parâmetro SNR deve permanecer constante para que o desempenho do sistema não seja comprometido, o receptor requer mais potência média de sinal, sendo esta, portanto, a origem da penalidade induzida pela dispersão, δ_D . Um cálculo exato de δ_D é difícil, pois depende de muitos detalhes, tais como a extensão da forma do pulso no receptor. Uma estimativa grosseira de δ_D , definido como o aumento de potência (em dB) do receptor, necessário para compensar a redução da potência de pico do pulso, devida à dispersão, estabelece que [6]:

$$\delta_D = 10 \log_{10} f_b, \quad (2.61)$$

onde f_b é o ‘fator de alargamento de pulso’ (*pulse broadening factor*). Como exemplo, quando o alargamento é, principalmente, devido a um espectro largo na saída do transmissor, f_b é dado por:

$$f_b = \frac{\sigma_\tau}{\sigma_{T_0}} = \left[1 + \left(\frac{DL\sigma_\lambda}{\sigma_{T_0}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.62)$$

Neste caso, a interferência intersimbólica é minimizada para uma taxa de bit ($4B\sigma_\tau \leq 1$), quando bem pouco da energia do pulso se estende para além da sua duração ($T_B = 1/B$). Usando-se ($\sigma_{T_0} = 1/4B$), a Equação (2.62) pode ser escrita como:

$$f_b^2 = 1 + (4BLD\sigma_\lambda)^2. \quad (2.63)$$

Resolvendo esta equação para f_b e substituindo-o em (2.61), a penalidade de potência fica sendo:

$$\delta_D = 5 \log_{10} \left[1 + (4BLD\sigma_\lambda)^2 \right]. \quad (2.64)$$

A Figura 2.10 mostra a penalidade de potência em função do produto ($BLD\sigma_\lambda$), conhecido como ‘dispersão adimensional’. Embora a penalidade seja desprezível (0,38 dB) para ($BLD\sigma_\lambda = 0,1$), esta aumenta para 2,2 dB quando ($BLD\sigma_\lambda = 0,2$) e torna-se infinita quando ($BLD\sigma_\lambda = 0,25$) [6]. A maioria dos sistemas ópticos é projetada de modo que se tenha ($BLD\sigma_\lambda < 0,2$), o que leva a uma penalidade máxima de 2 dB. Porém, deve-se lembrar que (2.64) é uma estimativa grosseira, pois sua dedução baseia-se em várias simplificações, tais como a forma gaussiana do pulso e o espectro gaussiano da fonte que, em geral, não são satisfeitas na prática. Além disso, a equação

baseia-se na condição de que ($4 B \sigma_\lambda \leq 1$), que corresponde à situação na qual o pulso está praticamente todo contido na janela temporal do bit.

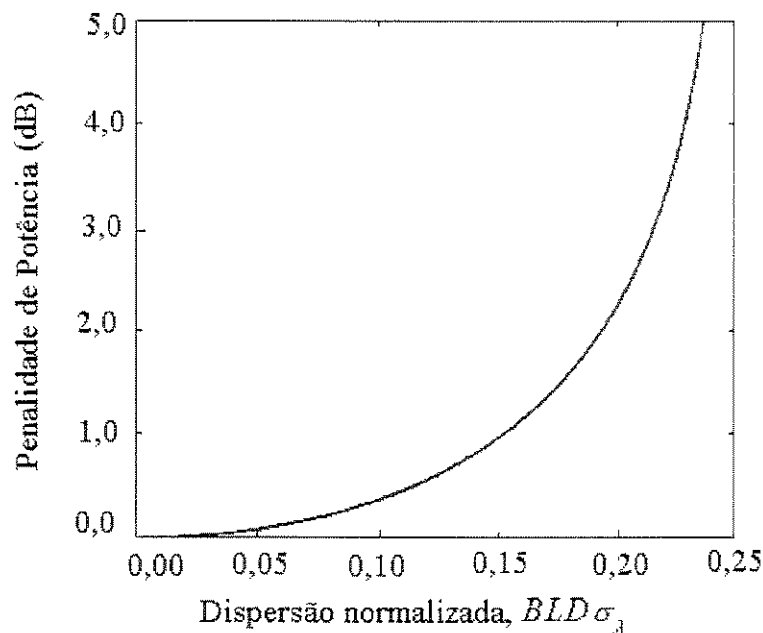


Figura 2.10 – Penalidade de potência em função da dispersão adimensional, $BLD\sigma_\lambda$ para o caso de um pulso gaussiano, alargado pela dispersão da fibra. O espectro da fonte é considerado gaussiano, com largura σ_λ .

2.3.6. COMPENSAÇÃO DA DISPERSÃO

Antes de se preocupar com o gerenciamento e/ou compensação da dispersão, o projetista de sistemas ópticos de longa distância deve tomar alguns cuidados básicos que minimizarão o problema. Por exemplo, a escolha do tipo de fibra e do esquema de modulação do sinal óptico, geralmente via modulador externo, bem como o cálculo do nível da potência ao longo da linha de transmissão, contribuem para reduzir a complexidade do gerenciamento da dispersão. As técnicas de compensação da dispersão são ferramentas poderosas para a ampliação da capacidade dos sistemas ópticos de transmissão (em geral acima de 10 Gb/s), operando com fibras padrão. O grande potencial destas técnicas tem sido extensivamente demonstrado em muitos experimentos de laboratório e algumas delas já estão prontas para serem testadas e/ou usadas em campo. Além do uso em sistemas que operam com fibras convencionais, os compensadores da dispersão (*dispersion compensators, DCs*) também encontram extensa aplicação para equalizar os canais, tipo $N \times 10$ Gb/s, em sistemas *WDM* de ultra alta capacidade (acima de 40 Gb/s) e operando com fibras modernas, como as *NZ-DS*, que requerem uma dispersão residual, para diminuir problemas decorrentes da mistura de quatro ondas, *FWM*. Mesmo em sistemas solitônicos (em fibras convencionais), os compensadores proporcionam um melhor desempenho sistêmico, tornando possível a transmissão de taxas de bits ultra rápidas, através da multiplexação por divisão temporal feita no domínio óptico (*optical time-division multiplexing, OTDM*).

Vários tipos de compensadores vêm sendo propostos ao longo dos últimos anos. Dentre eles, os que se baseiam nas grades compensadoras da dispersão (*dispersion compensating gratings*,

DCG) e nas fibras compensadoras da dispersão (*dispersion compensating fibres, DCF*) são vistos, por muitos, como as melhores opções para sistemas de alta capacidade. Conceitualmente, ambos são simples, operam linear e passivamente e são plenamente compatíveis com o meio de transmissão, i.e. as fibras ópticas. De uma maneira simplista, ambas são projetadas para impor uma dispersão de sinal contrário ao da dispersão induzida pela fibra transmissora, embora tenham princípios de operação distintos (as grades são filtros reflexivos, que requerem o uso de um circulador óptico, enquanto as fibras operam no modo de transmissão do sinal).

Outros meios de compensar a dispersão consistem no uso de técnicas especiais, como a da inversão espectral do sinal no meio do enlace, e métodos particulares de modulação, por exemplo: *prechirping* do sinal, codificação duobinária e transmissão que aceita a dispersão (*dispersion supported transmission, DST*). O uso destas técnicas de modulação, contudo, é limitado a distâncias relativamente curtas (120 a 150 km) [15].

2.4. CONCLUSÃO

Foi apresentada uma ampla revisão sobre os parâmetros relacionados à dispersão de pulsos ópticos numa fibra. Foram descritos vários aspectos do impacto sistêmico provocado pelos efeitos dispersivos, como as penalidades de potência e as limitações às taxas de bits e às distâncias de transmissão.

REFERÊNCIAS

- [1] N.S. Bergano *et al.*, “9000 km, 5 Gb/s NRZ transmission experiment using 274 erbium-doped fiber-amplifiers”, *OSA Optical Amplif. Appl. Techn. Digest*, Vol. 17, post-dead line paper 11, 1992.
- [2] A.M. Vengsarkar, “Dispersion compensating fibers”, *OFC’97 Technical Digest*, pp. 233 – 234, 1997.
- [3] M. Newhouse and Y. Liu, “System needs for disperion compensation”, *OFC’97 Technical Digest*, pp. 233, 1997.
- [4] A. Joseph and D.K. Smith, “Design and characterization of dispersion compensating fiber based on the LP₀₁ Mode”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, N. 10, pp. 1739 – 1745, 1994.
- [5] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill International Editions, 1991.
- [6] G.P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons, 1992.
- [7] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 1989.
- [8] L.B. Jeunhomme, *Single-Mode Fiber Optics*, Marcel Dekker, 1983.
- [9] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Principles and Applications*, John Wiley & Sons, 1994.
- [10] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements*, Academic Press, 1981.
- [11] <http://www.its.bldrdoc.gov/fs-1037/fs-1037c.htm>, *Federal Standard 1037C – Glossary of Telecommunication Terms*, Versão híper texto, 1996.
- [12] D.M. Pataca, M.L. Rocha, H.L. Fragnito and R.F. Souza, “An optical fibre chromatic dispersion program”, *DMO/FEE/Unicamp Report*, Março 1994.
- [13] C.D. Poole, “Dispersion Compensation in Lightwave Systems”, *OFC’94 Technical Digest*, Tutorial Session, pp. 124 –144, 1994.
- [14] D.M. Pataca, M.L. Rocha, K. Smith, H.L. Fragnito and R.F. Souza, “ Actively mode-locked fibre laser: a numerical approach – Part I”, *RT-027 DMO/FEE/Unicamp PUB.FEE 07/94*, 1994.
- [15] M. Artiglia, “Comparison of dispersion-compensation techniques for lightwave systems”, *OFC’98 Technical Digest*, pp. 364-365, 1998.

Capítulo 3

GRADES COMPENSADORAS DE DISPERSÃO

Este capítulo descreve os princípios que explicam a formação de grades, ou redes, de Bragg em fibras ópticas. Descreve o comportamento destes dispositivos a partir do fenômeno da fotossensibilidade das fibras e da teoria dos modos acoplados empregada nas simulações dessas estruturas periódicas guiadas. Descreve técnicas de fabricação de grades em fibra e destaca o tipo mais empregado em compensação da dispersão: a grade com “chirp”. Introduz conceitos associados à ondulação do atraso de grupo, observada nesses filtros refletivos, e discute alguns aspectos sistêmicos desse efeito.

3.1. REVISÃO HISTÓRICA

Uma grade de Bragg numa fibra óptica consiste de uma perturbação periódica do índice de refração do núcleo ao longo do eixo longitudinal da fibra, formada pela exposição do núcleo a um padrão de interferência intenso. A formação de grades permanentes foi demonstrada por Hill *et al.* em 1978 [1] [2], num experimento onde observou que um feixe intenso de luz azul-verde (laser de argônio), propagando-se por uma fibra de sílica dopada com Germânio, interfere com a luz contra-propagante, proveniente de uma reflexão distante, causando mudanças nas características de transmissão da fibra. Através de medidas espectrais, Hill e seus colaboradores confirmaram que um filtro de Bragg muito estreito havia sido formado por todo o comprimento da fibra (1 metro).

Este efeito é ilustrado na Figura 3.1: parte da luz lançada na fibra é refletida de volta, causando uma interferência entre as ondas contra-propagantes. O padrão de onda estacionária, assim formado, induz uma grade no índice de refração cujo período é igual à metade do comprimento de onda da luz lançada. A troca de energia entre as ondas propagante e contra-propagante aumenta com o tempo, e a modulação do índice de refração aumenta até que toda a luz seja refletida pela fibra, ou seja, cerca de 100 % de refletividade seja alcançada. Os comprimentos de onda usados nesses experimentos foram 488 nm e 514,5 nm e, como a condição de Bragg era satisfeita apenas para o comprimento de onda da luz incidente, a descoberta da fotossensibilidade da fibra dopada com Germânio despertou enorme interesse acadêmico mas não suscitou, na época, muitas aplicações em comunicações.

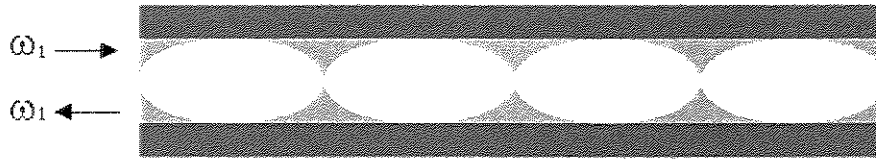


Figura 3.1 – Experimento de Hill et al.: uma luz propagando-se pelo núcleo da fibra é parcialmente refletida pela extremidade desta, formando com a luz contra-propagante um padrão de interferência estacionário. Desse efeito resulta uma modulação periódica do índice de refração do núcleo da fibra [3].

Em 1981, estudos de filtros em fibras monomodo mostraram que a força refletiva da grade crescia com o quadrado da intensidade da luz, sugerindo como mecanismo de sua formação um processo de dois-fótons [4]. Em 1986, Österberg e Margulis reportaram que uma fibra monomodo padrão, que havia sido acidentalmente iluminada, durante várias horas, por uma luz pulsada de alta potência, proveniente de um laser Nd:YAG (1064 nm), emitia luz verde, i.e. no comprimento de onda correspondente ao dobro da frequência da luz incidente (532nm) [3]. Constatou-se assim que aquela fibra havia experimentado algum tipo de transformação física, a qual permitia um fenômeno que, em geral, é intrinsicamente proibido a um material vítreo, ou seja, a geração de segunda harmônica, que corresponde a uma duplicação da frequência óptica. Para sua explicação, usou-se o conhecimento de que a aplicação de campos elétricos pode permitir o fenômeno da duplicação de frequência no vidro, o que sugeria que cargas elétricas poderiam estar sendo libertadas na fibra, sob a influência da luz incidente em seu núcleo. Este, por sua vez, estaria se auto-organizando para criar um campo interno que permitiria a duplicação da frequência. Como o índice de refração em 532 nm é diferente do índice em 1064 nm, assumiu-se que a troca de energia do infra-vermelho para o verde só seria possível se a diferença entre as velocidades de grupo dos sinais, nos dois comprimentos de onda, pudesse ser compensada por reajustes periódicos da diferença de fase entre os dois comprimentos de onda, à medida em que eles se propagavam pela fibra. Esta idéia deu origem ao conceito da grade auto-organizada internamente, com se um campo elétrico fosse espaçado periodicamente no núcleo da fibra [3]. A Figura 3.2 ilustra este princípio, onde um campo elétrico, gerado internamente, experimenta uma mudança de sentido que ocorre exatamente na distância que cancela o efeito da diferença entre velocidades de grupo. Uma grade assim ‘auto-organizada’ é uma possível explicação para o fenômeno do ‘casamento de fase’, como o que ocorre em redes de difração de Bragg típicas.

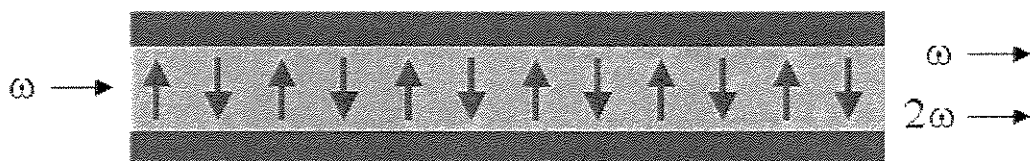


Figura 3.2 – Experimento de Österberg e Margulis (grade ‘auto-organizada’): um campo elétrico interno alternado, de período exato para o casamento de fase entre sinais com comprimentos de onda diferentes (ω e 2ω) é gerado por interações não-lineares do campo no infra-vermelho (ω) com o campo de sua frequência dobrada (2ω) [3].

A partir daí, renovou-se o interesse na fotossensibilidade das fibras ópticas, reconhecendo-se que as grades em fibras poderiam ter muitas aplicações em comunicações ópticas, por exemplo, no uso como espelhos de realimentação para um diodo laser, ou como sensores para tensão mecânica sobre uma fibra. Embora estas descobertas revelassem o potencial da fotossensibilidade das fibras, as primeiras grades impressas não possuíam o período nas janelas de interesse para as comunicações ópticas. Além disso, o mecanismo de formação das grades não havia sido satisfatoriamente entendido, apesar de se reconhecer que um defeito particular, associado ao Germânio (dopante do núcleo), que tem uma característica de absorção em 240 nm (*ultra-violet, uv*), era a provável fonte da carga elétrica (auto-organização) e também das mudanças observadas no índice de refração (modulação periódica).

A limitação espectral das grades foi superada por Meltz *et al.* [5], que demonstraram que a interferência de dois feixes de radiação ultra-violeta, próximos de 245 nm, formam grades de reflexão para uso em 647 nm. Esta técnica, conhecida como 'holográfica transversal', é possível porque a casca da fibra é transparente à luz ultra-violeta, porém o núcleo é altamente absorvedor de luz *uv*. A importância desse experimento está nos fatos de que grades de Bragg foram foto-impressas no núcleo da fibra sem a remoção de sua casca e de que o período das grades foto-induzidas dependeu do ângulo entre os dois feixes de luz *uv* interferentes. Como extensão destes resultados, Kashyap *et al.* reportaram a foto-impressão de grades de Bragg na terceira janela de comunicações [6], estimulando intensa atividade no campo da fotossensibilidade em fibras e causando enorme impacto nas comunicações ópticas.

Uma grade em fibra típica consiste de uma sequência periódica de regiões com índices de refração altos e baixos, ao longo da fibra, e comportamento refletivo dentro de uma banda estreita de comprimentos de onda. O comprimento de onda central refletido é igual ao dobro do período da grade, multiplicado pelo índice de refração da fibra. Por exemplo, uma grade refletindo em 1560 nm tem um período de cerca de 535 nm.

Três parâmetros caracterizam as grades: refletividade, período e comprimento [7]. Os dois primeiros podem ser controlados para que variem ao longo da grade, e através de sua seleção apropriada torna-se possível a fabricação de grades com características diversas, para diferentes aplicações.

O comprimento da grade – apesar de haver demonstrações de grades com mais de 1 m [8] – é limitado pelas dimensões do sistema de fabricação, normalmente restrito a poucos centímetros. A largura espectral da grade também fica limitada, pois a banda de reflexão de uma grade uniforme depende de seu comprimento, como será visto adiante.

A força da grade também é limitada. Nesse caso, a restrição é determinada pela variação do índice de refração, induzida no núcleo da fibra pela luz *uv*. O período da grade pode ser variado ao longo da grade, através de um *chirp* (linear ou não-linear), o que aumenta a resposta espectral do filtro (por exemplo, associações de grades com *chirp* permitem a cobertura de até dezenas de nanômetros).

3.2. PROPRIEDADES FUNDAMENTAIS

A perturbação do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica é uma estrutura periódica que age como um filtro rejeita-faixa. Assim, uma faixa espectral estreita de um campo óptico, incidente através de uma fibra, é refletida por espalhamentos sucessivos, coerentes, causados pelas variações do índice. A interação mais forte, i.e. o acoplamento mais intenso entre modos, ocorre no comprimento de onda de Bragg, λ_B , na condição dita ‘de casamento de fase’, definida como:

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda n_{eff}}{N}, \quad (3.1)$$

onde n_{eff} é o índice efetivo do núcleo da fibra (também conhecido como ‘índice modal’), Λ é o período da grade e N é um inteiro que indica a ordem de interação entre modos. Cada reflexão, devida a uma crista na perturbação do índice está em fase com a próxima reflexão em λ_B , como mostra a Figura 3.3, e qualquer mudança nas propriedades da fibra, tais como tensão mecânica, temperatura, ou polarização, que altere o índice modal ou o período da grade, irá alterar o comprimento de onda de Bragg. Intrinsecamente, a grade é um sensor que muda o espectro de um sinal incidente, acoplando sua energia a outros modos da fibra.

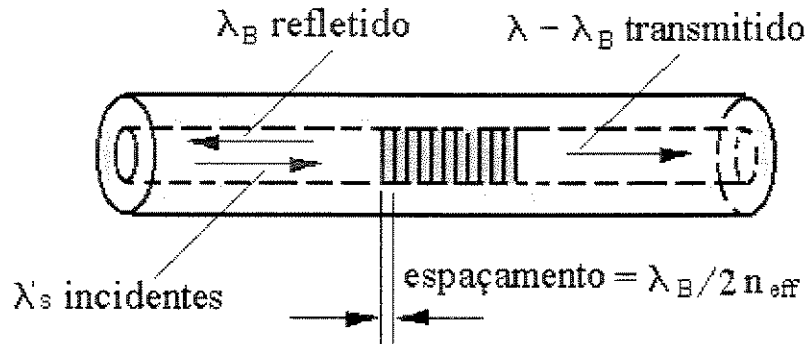


Figura 3.3 – A ressonância de Bragg, para a reflexão do modo incidente, ocorre no comprimento de onda para o qual o período da grade, ao longo do eixo da fibra, é proporcional à metade do comprimento de onda modal, dentro do núcleo da fibra. Os retro-espalhamentos provenientes de cada crista da perturbação do índice de refração estarão em fase, e a intensidade do espalhamento será cumulativa, à medida em que a onda incidente é acoplada à onda contra-propagante [1].

A refletividade máxima, para uma grade de comprimento L , pode ser calculada pela expressão:

$$R = \tanh^2(\kappa L), \quad (3.2)$$

onde κ é o coeficiente de acoplamento, definido como [12]:

$$\kappa = \frac{\pi n_2 \Delta n \eta}{\lambda_B n_{eff}}. \quad (3.3)$$

Aqui, n_2 é o índice da casca, η é a integral de sobreposição dos modos propagantes e contra-propagantes ao longo da região de perturbação do índice (comprimento L), e Δn é a amplitude da modulação do índice de refração.

Para o modo fundamental, acoplado sincronamente (como explicado pela Figura 3.3), a integral de sobreposição é definida como [12]:

$$\eta = \frac{\pi A_N w^2 \int_0^1 J_0^2(u\alpha) d\alpha}{v^2 |J_1(u)|^2}, \quad (3.4)$$

onde J_0 é a função de Bessel que descreve a distribuição do modo fundamental no núcleo, e u , v e w são parâmetros normalizados de guia, definidos no Capítulo 2. O valor desta integral é menor que a unidade, pois ela representa a sobreposição de campos apenas no núcleo, embora os campos estejam significativamente presentes também na casca da fibra [12].

A_N é o coeficiente de Fourier para o índice de refração modulado espacialmente, definido como [12]:

$$\Delta n(z) = \frac{1}{2} \sum_{N=1}^{\infty} A_N \Delta n \exp\left(\frac{-i 2\pi N z}{\Lambda} + \phi\right) + cc, \quad (3.5)$$

onde ϕ é a fase em $z = 0$. Uma notação usual relaciona a constante de propagação de onda, β , e o índice de refração efetivo do núcleo (sem modulação), n_{eff} , ao período da grade:

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}, \quad \beta_B = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3.6)$$

o que leva a:

$$\Delta\beta = \beta - \beta_B, \quad (3.7)$$

onde $\Delta\beta$ é o descasamento total de fase ($\Delta\beta = 0$ corresponde à condição de casamento de fase).

Embora se assuma que a modulação do índice de refração é uniforme ao longo da fibra, basta que se modifique a Equação (3.5) para que se considere não-uniformidades. Em grades uniformes, o usual é manter-se o termo de sincronismo, que satisfaz à condição de casamento de fase (Equação (3.1)). De maneira mais simplificada, costuma-se representar a variação quase-senoidal do índice de refração (Equação (3.5)) por:

$$n(z) = n_0 + n_1 \cos(2\beta_B z + \phi). \quad (3.8)$$

Como n_I e ϕ , são funções que variam lentamente em z , comparadas ao período da grade, Λ , $n(z)$ é modulado, em amplitude, por n_I e em fase, por ϕ . Finalmente, a banda total, $\Delta\lambda$, para os dois primeiros zeros do espectro refletido, pode ser calculada por [12]:

$$\Delta\lambda = \lambda_B^2 \frac{[\pi^2 + (\kappa L)^2]^{1/2}}{(2 n_{eff} L)}. \quad (3.9)$$

3.3. FOTOSSENSIBILIDADE

Quando um feixe de luz ultra-violeta é radiado sobre uma fibra óptica, o índice de refração do núcleo da fibra é alterado permanentemente: este efeito é conhecido como ‘fotossensibilidade’. Tal mudança no índice de refração será permanente no sentido de que deverá durar por décadas (há predições de um tempo de vida de 25 anos), desde que o guia óptico receba tratamento térmico adequado após a exposição, i.e. seja aquecido, por poucas horas, a temperaturas não muito elevadas (até cerca de 50°C acima de seu ponto de operação) [9]. Inicialmente, pensou-se que o fenômeno da fotossensibilidade estaria associado às fibras dopadas com Germânio. Subsequentemente, ele tem sido observado numa ampla variedade de fibras, muitas das quais não contêm Germânio como dopante [10, 11]. Como exemplo, Cério, Európio e Érbio-Germânio apresentam graus variáveis de sensibilidade quando usados como dopantes de uma fibra de sílica, mas nenhum apresenta um grau tão elevado quanto o do Germânio [12]. Portanto, as fibras ópticas com núcleo dopado com Germânio continuam a ser o material mais importante para a fabricação das grades em fibra.

A amplitude da mudança do índice de refração (Δn) depende de vários fatores, como as condições de radiação (comprimento de onda, intensidade e dosagem total de radiação), da composição do núcleo e de qualquer processamento da fibra, anterior à impressão da grade. Uma grande variedade de fontes laser de luz contínua e pulsada, com comprimentos de onda variando na faixa do ultra-violeta, podem ser usadas para foto-induzir mudanças do índice de refração em fibras ópticas. Na prática, as mais comuns são lasers *excimer* KrF e ArF, que geram pulsos ópticos em, respectivamente, 248 e 193 nm (largura de pulso de cerca de 10 ns), a uma taxa de repetição situada na faixa compreendida entre 50 e 75 Hz. As condições de radiação típicas correspondem a uma exposição à luz *uv* por poucos minutos, sob intensidades que variam de 100 a 1000 mJ/cm². Sob tais condições, Δn é positivo em uma fibra monomodo dopada com Germânio, com amplitude variando entre 10⁻⁵ a 10⁻³. O uso de técnicas, como o ‘carregamento com Hidrogênio ou Deutério’ e ‘*flame brushing*’, usadas na preparação da fibra para o processo de radiação *uv*, permite o aumento de Δn para valores da ordem de 10⁻². Se a fibra for irradiada por níveis de energia superiores a 1000 mJ/cm², ela sofrerá um processo de fotossensibilidade não-linear [9].

Os mecanismos físicos relativos à fotossensibilidade, ainda não muito bem compreendidos, podem ser associados aos centros de cor dos materiais vítreos. Por exemplo, a foto-excitação dos estados de vacância defeituosa de oxigênio, contidos em fibras Ge-SiO₂, formam centros paramagnéticos que contribuem para a mudança do índice de refração [12]. Existe, também, evidência de que o re-arranjo estrutural da matriz do vidro, possivelmente densificação, esteja

relacionado ao aumento do índice [9]. O resultado destas mudanças foto-induzidas é a mudança permanente do índice de refração do material vítreo, num comprimento de onda distante daquele da luz ultra-violeta sobre ele radiada.

3.4. FABRICAÇÃO DAS GRADES EM FIBRA

Historicamente, as primeiras grades de Bragg em fibra foram fabricadas através das técnicas de escrita interna [1] e holográfica [5]. Ambos os métodos foram amplamente superados pela técnica da máscara de fase, ilustrada esquematicamente na Figura 3.4. Uma máscara de fase típica é fabricada numa placa plana de vidro de sílica, que é transparente à luz ultra-violeta. Numa das superfícies desta placa a grade é gravada quimicamente através de técnicas foto-litográficas ou de litografia por feixe de elétrons, onde é gravado um padrão periódico que se aproxima de um perfil de onda quadrada. Para a fotogração da grade numa fibra, esta é colocada quase em contato com as corrugações da máscara. Um feixe de luz uv incide perpendicularmente à máscara de fase atravessando-a e sendo, então, difratado pelas corrugações nela existentes. Em geral, a maior parte da luz difratada está contida nas ordens de difração 0, +1 e -1. Contudo, a máscara de fase é projetada para suprimir a difração de ordem zero através do controle da profundidade de suas corrugações. Na prática, a luz difratada de ordem zero é reduzida a cerca de menos de 5 % da incidente, com aproximadamente 40 % da intensidade total da luz uv dividida, igualmente, entre as ordens ± 1 . Estes dois feixes difratados interferem e produzem um padrão periódico que foto-imprime uma grade na fibra óptica. Se o período da grade da máscara de fase for igual a $\Lambda_{máscara}$, o período da grade de índice foto-impressa na fibra será de $\Lambda_{máscara} / 2$. Notar que este período independe do comprimento de onda da luz uv ; entretanto, a profundidade da corrugação, necessária para reduzir o feixe difratado de ordem zero, é uma função das características da luz radiante e da dispersão óptica da sílica [9].

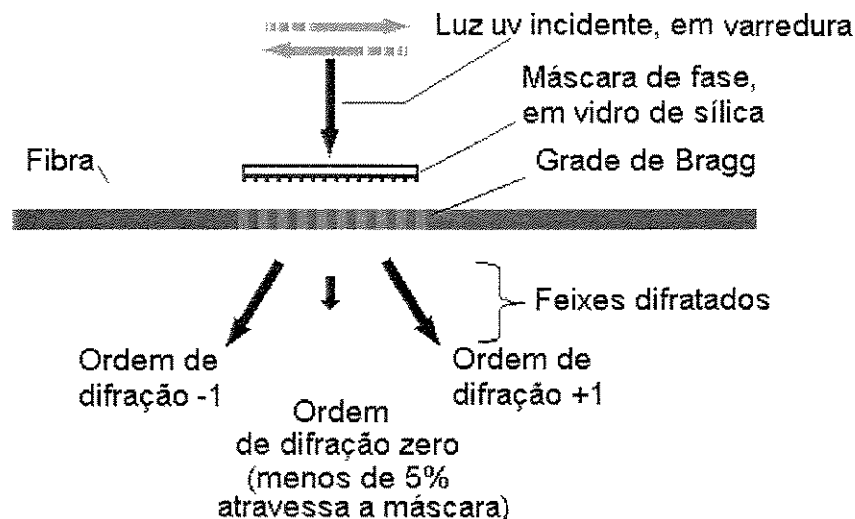


Figura 3.4 – Formação de uma grade de índices de refração no núcleo de uma fibra, exposta à radiação de feixes uv, difratados por uma máscara de fase.

A técnica da máscara de fase simplifica bastante o processo de fabricação das grades em fibra, por exemplo, em termos de alinhamento da fibra para a foto-impressão, de requisitos sobre a estabilidade do aparato de impressão das grades e de requisitos de coerência do feixe de luz *uv*. Além disso, gera grades com alto grau de desempenho e repetibilidade. Uma das dificuldades desta técnica é que ela requer uma máscara de fase específica para cada comprimento de onda de Bragg. Entretanto, é possível a obtenção de uma sintonia de comprimento de onda (de 1 a 2 nm), durante o processo de fabricação da grade, ao se aplicar, por exemplo, uma tensão mecânica à fibra [9].

Uma variação da técnica da máscara de fase refere-se ao tipo de radiação da luz *uv* sobre a fibra: o feixe pode ter uma largura de linha correspondente ao comprimento desejado da grade, ou ser mais estreito e ser transladado para frente e para trás, ao longo da máscara de fase. O método de varredura do feixe é preferível pois torna a grade independente da forma e da largura do feixe *uv*, além de prover um maior controle sobre o perfil e a profundidade de modulação da grade de refração.

Em geral, o comprimento da grade é limitado pelo comprimento da máscara. Quando fabricada por técnica fotolitográfica, as dimensões do aparato óptico impõem um limite prático ao tamanho da máscara de cerca de 50 mm de diâmetro; acima deste valor o custo de fabricação torna-se proibitivo. Por outro lado, se fabricada pela técnica da litografia de feixe de elétrons, máscaras com até 140 mm de comprimento são viáveis. Neste processo, o padrão da máscara, coberta por um *photoresist*, é dividido em campos e, dentro de cada campo, linhas paralelas separadas pelo período da grade são escaneadas por um feixe de elétrons. O processo é então repetido para o campo adjacente até que toda a máscara seja escrita [13]. Embora permita a fabricação de máscaras mais longas, este procedimento costuma resultar em saltos de fase, conhecidos como *stitch errors*, entre os campos da grade. A Figura 3.5 apresenta as respostas espectrais de reflexão e transmissão de uma grade uniforme com 30 mm de comprimento, onde tais erros da máscara de fase podem ser observados.

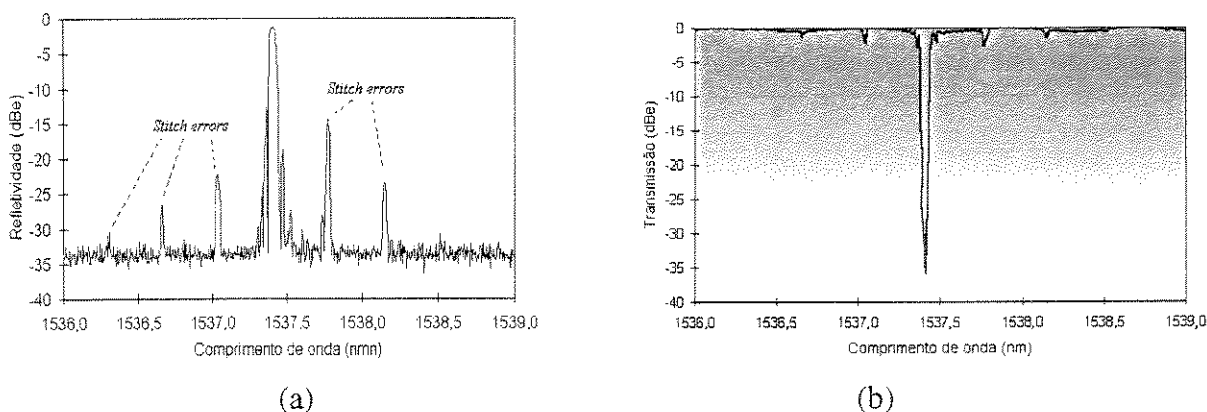


Figura 3.5 – Resposta espectral nos modos de (a) reflexão e (b) transmissão, de uma grade uniforme de 30 mm de comprimento. Os *stitch errors* da máscara de fase resultam em múltiplos picos, de reflexão ou transmissão, na resposta da grade (cortesia do Dr. R. Kashyap, BT Labs).

Oullette *et al.*, caracterizando algumas grades uniformes escritas com máscaras de fase longas (14 cm), observaram que, embora existam tais erros na máscara de fase, estes são constantes para todos os campos, resultando em bandas laterais de reflexão cuja intensidade depende do valor do deslocamento de fase entre os campos. Além disso, concluíram que a máscara de fase apresenta

uma variação na intensidade difratada, resultando numa modulação senoidal da amplitude da grade [13].

3.5. ANÁLISE TEÓRICA

3.5.1. INTRODUÇÃO

O conceito de espalhamento de ondas guiadas, devido à perturbação de um dado parâmetro do guia, é empregado no estudo teórico de filtros refletivos, em diversas aplicações, tais como compensação de dispersão [14, 15], laser com realimentação distribuída [16], filtragem óptica e acopladores direcionais [17]. Uma síntese destas grades consiste, essencialmente, em se determinar seu período e amplitude em função de sua posição na fibra, através de técnicas como a do espalhamento inverso, associado à transformada de Fourier e à teoria dos modos acoplados [18, 19].

A propagação de ondas eletromagnéticas através de fibras ópticas pode ser analisada resolvendo-se as equações de Maxwell, com condições de contorno apropriadas. O problema de se encontrar soluções às equações de propagação de ondas pode ser simplificado assumindo-se um guiamento fraco, o que permite a decomposição dos modos guiados numa série de modos ortogonais polarizados transversalmente [20 - 22]. Estas soluções fornecem as distribuições de campo dos modos radiados no guia de onda e nos contornos. Na ausência de perturbação (que pode ser, por exemplo, uma curvatura do guia) estes modos propagam-se sem acoplamento. Um acoplamento entre os modos pode ocorrer se o guia de onda tiver uma perturbação de fase e/ou amplitude que seja periódica. A teoria dos modos acoplados é a técnica normalmente empregada para resolver este tipo de problema, assumindo que os campos dos modos de um guia não-perturbado permanecem inalterados na presença de uma perturbação fraca. Tal abordagem provê uma série de equações diferenciais de primeira ordem que descrevem, analiticamente, a mudança da amplitude dos campos ao longo da fibra, para o caso de uma perturbação senoidal periódica.

Uma grade de Bragg em fibra, consistindo de uma modulação do índice de refração com período constante possui, portanto, uma solução analítica. Uma grade complexa pode ser considerada uma concatenação de várias seções pequenas, cada uma com período constante e modulação do índice de refração específica. Assim, o modelamento das funções de transferência de grades de Bragg em fibra torna-se uma questão relativamente simples, e a aplicação do método da matriz de transferência provê uma técnica simples e rápida para análise de estruturas mais complexas.

Outra técnica para obtenção da função de transferência de grades de Bragg em fibra emprega um esquema proposto por Rouard [23] e aplicado por Weller-Brophy e Hall [24]. Por este método, os campos transmitidos e refletidos são calculados numa interface entre duas barras dielétricas com índices de refração diferentes. A refletividade e a fase equivalentes substituem a barra dielétrica e, através de um método matricial, a reflexão e a fase de um período podem ser, então, calculadas.

Outra abordagem, a teoria de Bloch [25], que resulta nas soluções exatas dos auto-modos de estruturas periódicas, também tem sido usada na análise de grades complexas. Este método pode

levar a uma interpretação física mais sofisticada das características dispersivas das grades. Um técnica mais recente, usada por Peral *et al.* [26, 27], emprega as equações integrais acopladas de Gel'Fand-Levitan-Marchenko para resolver, exatamente, o problema do espalhamento inverso aplicado ao projeto de filtros. Neste método, são combinados os atributos da técnica da transformada de Fourier (útil para coeficientes de reflexão baixos, que não considera efeitos de ressonância dentro da grade) e da otimização do espalhamento inverso. O resultado desta combinação é um novo método que permite o projeto de grades a partir de especificações tanto de fase quanto de reflexão. Para efeitos práticos, contudo, o método da matriz de transferência - usado na tese - provê um modelamento de alta precisão no domínio da frequência, podendo analisar grande variedade de grades de Bragg em fibra realizáveis na prática.

Embora satisfatórios em muitas aplicações, todos estes métodos não provêm uma descrição analítica simples para as múltiplas reflexões que aparecem nestas estruturas periódicas. O problema é particularmente crítico em síntese de grades compensadoras de dispersão. Neste caso, a abordagem clássica é insuficiente e várias linhas alternativas vêm sendo propostas, [15], [28, 29], às vezes usando outras teorias, como as da difração de Fresnel e da espiral de Cornu [30].

Esta seção introduz as equações de modos acoplados, que é a base para o programa de simulação de grades usado na tese, descreve o estudo desenvolvido na tentativa de se obter uma expressão analítica para a ondulação do atraso de grupo em grades com *chirp* (*group delay ripple*, *GDR*), e descreve o princípio de apodização das grades, com ênfase em sua eficiência na redução da *GDR*. O código empregado nas simulações, cujo modelo (baseado no espalhamento inverso de modos) é melhor descrito no Apêndice B, faz parte da biblioteca do *software* "LightD" (® FCPqD – Fundação Centro de Pesquisa e Desenvolvimento em Telecomunicações) [31].

3.5.2. TEORIA DOS MODOS ACOPLADOS

A teoria de grades de Bragg em fibra pode ser desenvolvida considerando-se os modos de propagação numa fibra óptica. Uma dedução detalhada, partindo da propagação de onda, passando por uma descrição analítica do guia de onda e da teoria dos modos acoplados é feita por Kashyap em [32]. O acoplamento entre dois modos guiados pode resultar em ondas que crescem ou decrescem com a distância. Tal comportamento, típico de vários dispositivos - filtros refletivos, inclusive - foi analisado por J.R. Pierce, em 1954 [33], em regime linear, sem perdas e com conservação de energia. Nesta análise, o autor propõe que o sistema estudado seja tratado como um transdutor, i.e. com as mesmas propriedades de uma rede de quatro terminais (quadripolo), bastante conhecida por engenheiros de microondas. Dentre as contribuições relevantes do estudo de Pierce, destaca-se a associação entre os conceitos de movimento de um meio e do fluxo de energia de uma onda, em outras palavras do acoplamento entre modos de ondas propagantes e/ou contra-propagantes.

Diferentes modos em um guia podem ser tratados separadamente, porém, quando a luz se propaga por um meio cujo índice de refração varia como uma função (quase-) periódica, torna-se inválido considerar os modos propagantes e contra-propagantes separadamente, já que eles irão se acoplar e exercer uma influência mútua, e a presença de um influenciará os demais. Seguindo este princípio, as características da grade podem ser compreendidas e modeladas a partir de várias abordagens [1]. A teoria dos modos acoplados, normalmente a base para muitas destas

computações, em sua forma mais simples, é uma análise que leva a uma equação diferencial de Ricatti para uma refletividade local modificada. Muitos estudos, ao longo das últimas décadas, contribuíram para a elaboração deste formalismo matemático, mas destacam-se na literatura algumas demonstrações marcantes, como as de H. Kogelnik, em 1969, para o caso de difração da luz por grades holográficas de Bragg (padrão de franja senoidal) [34], de A. Yariv, em 1973, para o caso de propagação e interação óptica em guias dielétricos com corrugação uniforme [35], de M. Matsuhara *et al.*, em 1975, para a síntese de filtros ópticos guiados [36] e, novamente, de Kogelnik, em 1976, para estruturas quase-periódicas [37].

Segundo o formalismo de Pierce, considere-se dois modos eletromagnéticos, $a(z,x,t)$ e $b(z,x,t)$, com frequências diferentes, cujas amplitudes complexas são representadas por A e B . Na presença de uma perturbação (por exemplo, um campo eletromagnético periódico, uma onda acústica ou uma superfície corrugada), ocorre uma troca de potência entre os modos a e b . As amplitudes complexas A e B , neste caso, não são constantes mas dependentes de z , obedecendo às relações:

$$\begin{cases} \frac{dA}{dz} = \kappa_{ab} B e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{dB}{dz} = \kappa_{ba} A e^{+i\Delta\beta z} \end{cases}, \quad (3.10)$$

onde o descasamento de fase, $\Delta\beta$, depende tanto das constantes de propagação, β_a e β_b , quanto da variação espacial do acoplamento da perturbação. Os coeficientes de acoplamento, κ_{ab} e κ_{ba} , são determinados pela situação física considerada (por exemplo, acoplamento co-direcional ou contradirecional).

No caso de interesse, i.e. de acoplamento contra-direcional, a propagação por um meio não-perturbado é descrita por [35]:

$$\begin{cases} a = A' e^{i(\omega_a t + \beta_a z)} \\ b = B' e^{i(\omega_b t - \beta_b z)} \end{cases}, \quad (3.11)$$

onde A' e B' são constantes. O modo a corresponde a uma onda que se propaga para a esquerda ($-z$), enquanto b viaja para a direita. Uma perturbação periódica no espaço-tempo pode levar a uma troca de potência entre os modos. Aplicando-se a conservação de energia, a potência total pode ser expressa por [35]:

$$\frac{d}{dz} (|A|^2 - |B|^2) = 0, \quad (3.12)$$

que é satisfeita pela Equação (3.10), desde que:

$$\kappa_{ab} = \kappa_{ba}^*, \quad (3.13)$$

de forma que:

$$\frac{dA}{dz} = \kappa_{ab} B e^{-i\Delta\beta z} \quad \text{e} \quad \frac{dB}{dz} = \kappa_{ab}^* A e^{+i\Delta\beta z}. \quad (3.14)$$

Neste caso, assume-se que o modo b , com amplitude $B(0)$, incide, em $z = 0$, na região da perturbação que vai de $z = 0$ a $z = L$. Como o modo a é gerado pela perturbação, tem-se que $a(L) = 0$. Com estas condições de contorno, a solução da Equação (3.12) é dada por:

$$\begin{cases} A(z) = B(0) \frac{2i\kappa_{ab} e^{-i(\Delta\beta z/2)}}{-\Delta\beta \sinh \frac{\Omega L}{2} + i\Omega \cosh \frac{\Omega L}{2}} \sinh \left[\frac{\Omega}{2}(z-L) \right] \\ B(z) = B(0) \frac{e^{i(\Delta\beta z/2)}}{-\Delta\beta \sinh \frac{\Omega L}{2} + i\Omega \cosh \frac{\Omega L}{2}} \cdot \left\{ \Delta\beta \sinh \left[\frac{\Omega}{2}(z-L) \right] + i\Omega \cosh \left[\frac{\Omega}{2}(z-L) \right] \right\} \end{cases} \quad (3.15)$$

sendo

$$\Omega \equiv \sqrt{4\kappa^2 - (\Delta\beta)^2} \quad \text{e} \quad \kappa \equiv |\kappa_{ab}|. \quad (3.16)$$

Na condição de casamento de fase ($\Delta\beta = 0$), tem-se que:

$$\begin{cases} A(z) = B(0) \frac{\sinh[\kappa(z-L)]}{\cosh(\kappa L)} \\ B(z) = B(0) \frac{\cosh[\kappa(z-L)]}{\cosh(\kappa L)} \end{cases} \quad (3.17)$$

As variações das potências $|B(z)|^2$ e $|A(z)|^2$, em função da posição, são ilustradas na Figura 3.6. Para valores dos argumentos das funções $\cosh$ e $\sinh$, na Equação (3.17), a potência do modo incidente decai exponencialmente ao longo da região de perturbação. Tal decaimento, contudo, não é devido ao fenômeno de absorção mas, sim, à potência refletida do modo a , em contra-propagação.

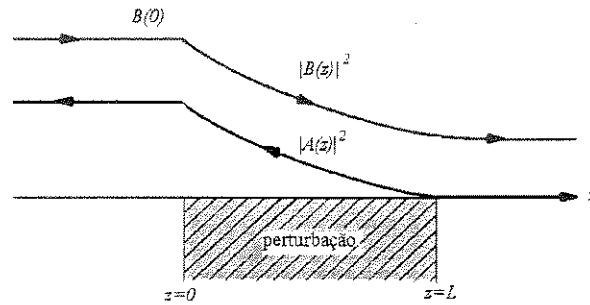


Figura 3.6 - Transferência de potência de uma onda incidente, propagante, $B(z)$, para uma onda refletida, $A(z)$, no caso de acoplamento contra-direcional.

As condições de contorno ilustradas pela Figura 3.6 levam às expressões dos coeficientes de reflexão e de transmissão que tomam a forma de:

$$r = \frac{A(0)}{B(0)} = \frac{-i\kappa \sinh(\Omega L)}{\Omega L \cosh(\Omega L) + i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh(\Omega L)} e^{-i\beta_B L} \quad (3.18)$$

$$t = \frac{B(L)}{B(0)} = \frac{(\Omega L)}{\Omega L \cosh(\Omega L) + i \frac{\Delta\beta}{2} \sinh(\Omega L)} e^{-i\beta_B L} \quad (3.19)$$

onde $\beta_B = (2\pi n_{eff} / \lambda_B)$.

Segue-se que a amplitude do coeficiente de potência refletida, R, cuja característica espectral é ilustrada na Figura 3.7, é dada por:

$$R = r^2 = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\Omega L)}{\Omega^2 \cosh^2(\Omega L) + (\frac{\Delta\beta}{2})^2 \sinh^2(\Omega L)} \quad (3.20)$$

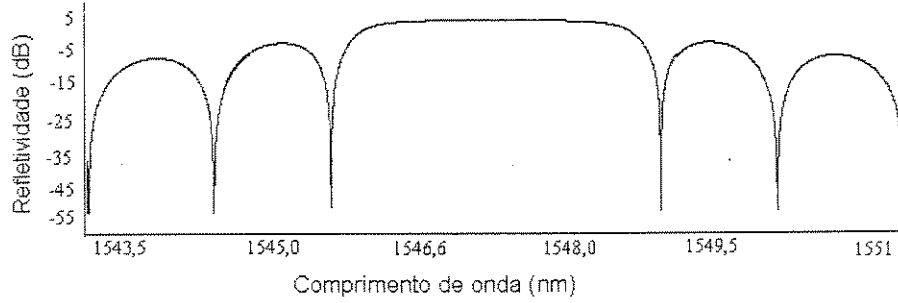


Figura 3.7 – Amplitude da refletividade, obtida a partir da Equação (3.20).

As mudanças de fase do coeficiente de reflexão, ilustradas na Figura 3.8, são calculadas considerando-se o argumento da Equação (3.20):

$$\varphi(\lambda) = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1}\left(\frac{\Delta\beta}{2\Omega} \tanh(\Omega L)\right) \quad (3.21)$$

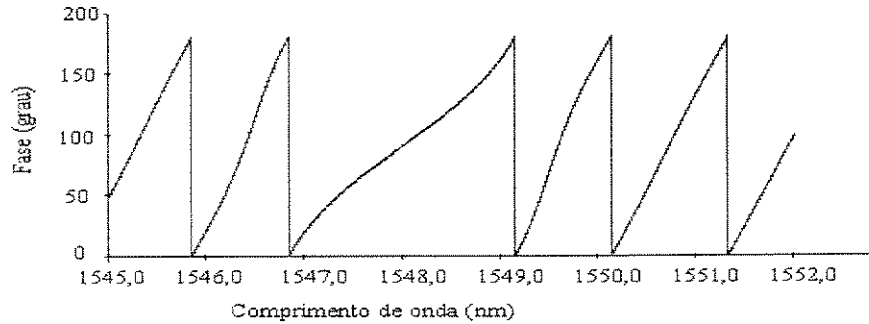


Figura 3.8 – Característica espectral da fase do coeficiente de reflexão, obtida a partir da Equação (3.21).

Notar que, se $(\Omega L)^2 < 0$, então a Equação (3.21) se reduz a $\varphi(\lambda) \approx \frac{\pi}{2} - \text{tg}^{-1} \left[\frac{\Delta\beta}{2\Omega} \text{tg}(\Omega L) \right]$.

3.5.3. GRADES COM CHIRP EM DEGRAU

“Chirp” é o termo em inglês empregado para descrever o som, de frequência alta e variada, emitido por certos pássaros, insetos e morcegos. Por analogia, grades que possuem um período não-uniforme ao longo de seu comprimento são conhecidas como grades com *chirp*. A forma que tal varredura em frequência (*chirp*) pode tomar é variada: o período pode variar simetricamente, tanto crescendo quanto decrescendo em torno de um padrão no meio da grade; o *chirp* pode ser linear, i.e. o período pode variar linearmente com o comprimento da grade, pode ser quadrático, ou mesmo possuir saltos no período [38]. Existem muitos métodos de produção de uma varredura de frequência em grades em fibra, [39] [12], mas todos se encaixam em uma das seguintes categorias: a dos que produzem uma variação linear (*chirp* contínuo) [40] e a dos que produzem uma variação quase-contínua (*chirp* quase-contínuo, também conhecido como ‘*chirp* em degrau’ - *step-chirp*). As grades compensadoras de dispersão estudadas nesta tese recaem na segunda categoria, portanto serão descritas com mais detalhes.

Numa grade com *chirp* em degrau, a banda do *chirp* é formada por pequenas seções, cada uma com um período constante, crescente monotonicamente a cada degrau (seção). Várias questões podem ser debatidas em relação a esta categoria, por exemplo, “de quantos degraus se constitui um *chirp* contínuo” ou, “existe uma relação entre o *chirp*, o comprimento da grade e o número de passos”? R. Kashyap respondeu àquelas duas questões, baseando-se no esquema mostrado na Figura 3.9 [41], que representa uma grade com *chirp* em degrau, de comprimento total L e largura espectral $\Delta\lambda$.

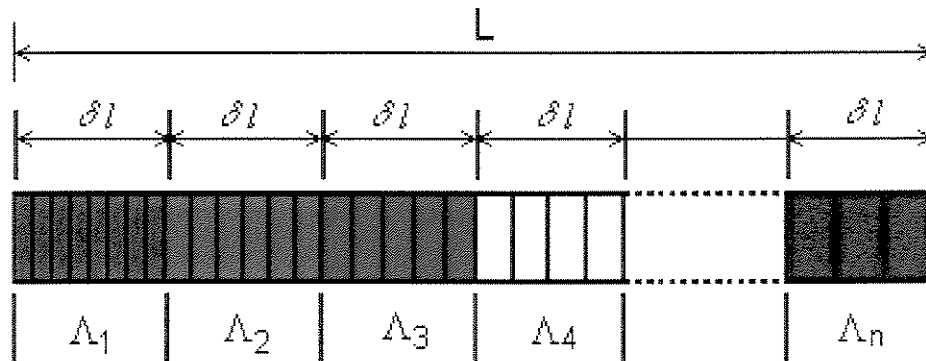


Figura 3.9 – Uma grade com *chirp* em degrau.

Numa visão simplificada, a grade é dividida em N seções de comprimentos iguais, δl , com período da grade, Λ_n , crescente a cada seção ($n = 1, 2, 3, \dots, N$). O comprimento δl depende do comprimento total L e do número de seções:

$$\delta l = \frac{L}{N}, \quad (3.22)$$

enquanto que a escolha do degrau, $\delta\Lambda = \Lambda_2 - \Lambda_1$, depende do *chirp* total, $\Delta\lambda$, e do número de seções:

$$\delta\Lambda = \frac{\Delta\lambda}{N}. \quad (3.23)$$

Utilizando-se a Equação (3.9), a largura de banda de cada seção, de comprimento δl , é dada por:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{eff} \delta l} \sqrt{\pi^2 + (\kappa \delta l)^2}, \quad (3.24)$$

A variação espacial da modulação do índice de refração pode ser descrita, em notação complexa, por:

$$\Delta n(z) = \frac{\Delta n_{max}}{2} \left\{ e^{i2\pi \left[\left\lceil \frac{zN_a}{L} \right\rceil + \frac{z}{\Lambda_1 \left(1 + \left\lceil \frac{zN}{L} \right\rceil \right)} \right]} + e^{-i2\pi \left[\left\lceil \frac{zN_a}{L} \right\rceil + \frac{z}{\Lambda_1 \left(1 + \left\lceil \frac{zN}{L} \right\rceil \right)} \right]} \right\} \quad (3.25)$$

onde o símbolo $\lceil . \rceil$ corresponde à função “trunc”, i.e. trunca a parte inteira. Tal operação assegura a graduação incremental do período da grade, em N seções. A mudança gradual na profundidade de modulação do índice de refração, para a função conhecida como “apodização”, que será descrita em mais detalhes na sub-seção seguinte, pode ser ajustada pela escolha de um índice N_a , no primeiro termo do expoente, suficientemente grande. Uma simples alteração em cada termo desta equação resulta numa variação funcional arbitrária do perfil da grade e computações numéricas permitem que a função de transferência desta possa ser calculada [41].

O atraso de grupo, experimentado pelo sinal refletido pela grade, pode ser calculado computando-se a mudança de fase da refletividade, φ , em função do comprimento de onda:

$$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}, \quad (3.26)$$

onde c é a velocidade da luz. Notar que a resolução da computação deve ser suficientemente fina (≤ 1 pm) para que a variação de fase seja calculada precisamente. A variação do atraso de grupo de cada grade, em função do comprimento de onda, pode ser analisada normalizando-se a diferença do atraso, por unidade de comprimento, em relação ao caso ideal (*chirp* contínuo) [41]:

$$\sigma = \frac{\tau_{n\text{-ésima seção}}(\lambda) - \tau_{chirp\ contínuo}(\lambda)}{L \frac{\partial \tau}{\partial l}}, \quad (3.27)$$

onde $\tau_{n\text{-ésima seção}}$ corresponde ao atraso no comprimento de onda λ para a n -ésima seção da grade, e $L \frac{\partial \tau}{\partial l}$ é o atraso de grupo total da grade. Estudando as equações anteriores, aplicadas às seguintes categorias de grade: longa, em termos de comprimento físico, porém com a faixa espectral estreita, e curta em comprimento, com a faixa espectral tanto estreita quanto larga, R. Kashyap observou que [41]:

- Para faixa espectral estreita, deve-se usar o mesmo número de seções por unidade de comprimento.
- A forma da curva do atraso de grupo permanece quase inalterada para uma série de grades nas quais o produto entre a largura de banda e o comprimento é mantido constante.
- Para que o efeito do número de seções da grade fosse quantificado, considerou-se que a diferença entre as características do atraso de grupo da grade considerada e de uma grade com *chirp*, aproximadamente, contínuo, i.e. com 200 seções, deveria ser menor que 1 %. Uma comparação detalhada mostrou que, para $\sim 0,55$ seções/(mm.nm), a diferença do atraso/mm será, no máximo ± 1 % do atraso total da grade. Para uma grade com comprimento fixo, o número de seções necessário para que se obtenha uma resposta aceitável é uma constante por unidade de *chirp*, i.e. 0,55 seções/(mm.nm), que pode ser aplicada quase que universalmente.
- A banda de cada seção deve ser $\sim 1,4$ vezes maior do que a banda do *chirp* da grade, independentemente do comprimento da grade. Assim, na análise de grades com *chirp* longas, pode ser mais fácil simular grades curtas com um *chirp* largo, desde que o produto *chirp* x comprimento seja mantido constante.

3.5.4. APODIZAÇÃO

A resposta espectral de uma grade de Bragg exibe lóbulos laterais à direita e à esquerda da reflexão máxima. Tais lóbulos são sempre indesejáveis e podem tornar-se críticos tanto em sistemas WDM, pois induzem diafonia entre canais adjacentes, quanto em grades compensadoras de dispersão, pois degradam suas características dispersivas. Em 1974, K.O. Hill demonstrou que tais lóbulos podem ser suprimidos se a eficiência do acoplamento entre modos contra-propagantes variar espacialmente ao longo do comprimento da grade. Esta operação é conhecida como apodização e requer, idealmente, que a modulação da amplitude do índice de refração apresente a forma de um sino, ao longo da grade, i.e. mínima em suas extremidades e máxima na metade do comprimento [42]. Os perfis de apodização tipicamente empregados têm sido descritos por diversas funções matemáticas, tais como Blackman, co-seno levantado, sinc, seno hiperbólico, tangente hiperbólica [43], gaussiana, gaussiana levantada [44] e co-seno truncado [45].

Em grades com *chirp*, a apodização é um fator muito importante na redução da ondulação do atraso de grupo (*group delay ripple*, *GDR*), aumentando a linearidade das características dispersivas do dispositivo. Contudo, a suavização induzida por esse processo implica num

decréscimo da largura de banda do filtro, como ilustra a Figura 3.10, e sob o aspecto de projeto de uma grade compensadora de dispersão para um sistema óptico, um compromisso entre largura de banda e penalidade por *GDR* precisa ser estabelecido segundo as margens do sistema.

Outra restrição ao processo de apodização diz respeito à presença de uma estrutura fina, localizada, no espectro refletivo, no lado de menor comprimento de onda (direção do azul) que causa uma varredura de frequência indesejável [46].

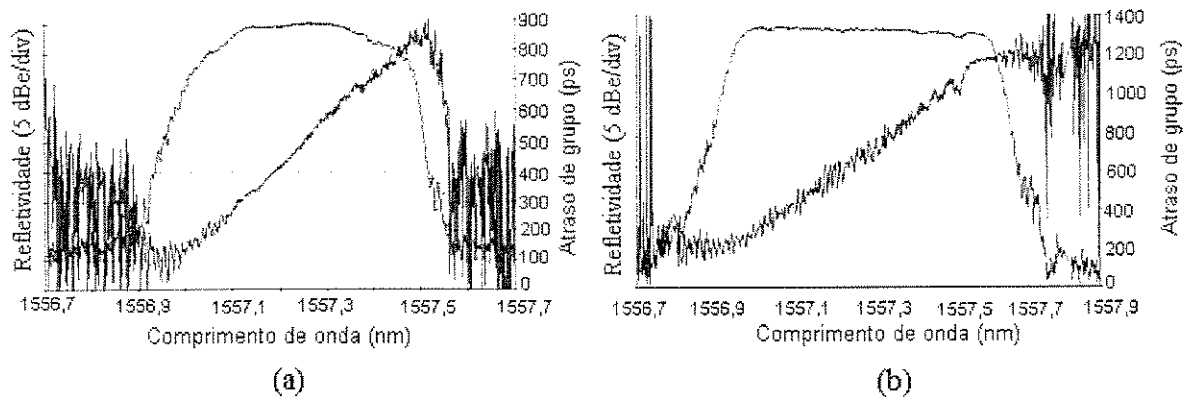


Figura 3.10 – Influência da apodização em uma grade com chirp (a) apodizada ($\Delta\lambda \sim 0,65$ nm): redução de lóbulos laterais, subida e descida da refletividade mais suave, e *GDR* menos acentuada; (b) não-apodizada ($\Delta\lambda \sim 0,85$ nm) - subida e descida da refletividade mais abrupta, e *GDR* mais acentuada.

Em geral, a apodização implica em processos de fabricação mais complexos, sendo inúmeras as técnicas propostas para sua implementação. Dentre elas, destacam-se a exposição dupla [47], a máscara de fase com variação local da eficiência de difração [48], o sistema móvel da máscara de fase e/ou da fibra, durante o processo de exposição à radiação *uv* [49, 50], *dithering* da máscara de fase durante o processo de exposição [44] e *dithering* do feixe *uv* [51]. O método de apodização empregado na fabricação das grades usadas nesta tese é ilustrado na Figura 3.11 e consiste no estiramento da fibra em torno do centro da grade (em termos de comprimento físico), de forma que as bordas experimentem uma tensão de cerca de meio período, no momento em que a grade estiver sendo impressa, por varredura do feixe de *uv*. Como indicado na Figura 3.11, um feixe de radiação *uv* (244 nm, proveniente de um laser de argônio com dobrador de frequência intra-cavidade) é varrido ao longo da máscara de fase, para imprimir a grade sobre uma fibra nua (sem resina protetora, ou *pre-coating*). As extremidades da fibra são fixadas por estruturas ligadas a tensionadores piezo-elétricos. A máscara de fase é alinhada simetricamente em relação aos atuadores, de forma que o centro da grade experimente uma tensão mecânica nula. Os tensionadores são guiados por um gerador de rampa triangular (~ 5 Hz).

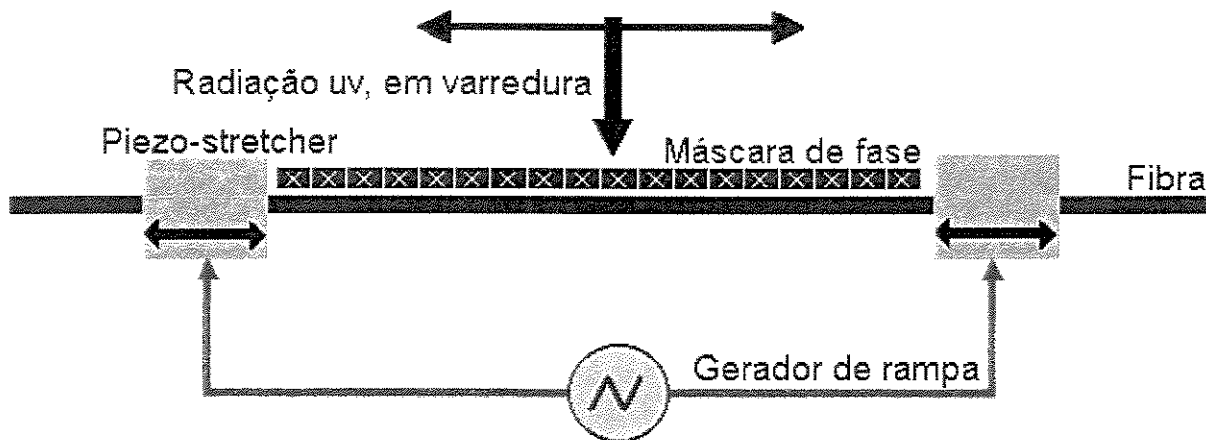


Figura 3.11 – Esquema para implementação da técnica de apodização de grades em fibra com chirp arbitrário.

A Figura 3.12 ilustra o padrão periódico impresso na fibra em três estados: após a aplicação de um tensionamento, após impressão sem estiramento e após várias varreduras com estiramento, mostrando a composição final do padrão periódico, onde o centro da grade permanece inalterado em relação ao padrão sem apodização. A repetição do estiramento (apodização) imprime um padrão próximo a uma envoltória descrita por um co-seno levantado, e a única condição que precisa ser satisfeita, para que se obtenha uma apodização simétrica de meio-período, para um dado comprimento de grade, é que a frequência do gerador de rampa, f , em Hz, seja [52]:

$$f > \frac{v_v}{w_{uv}}, \quad (3.28)$$

onde v_v é a velocidade da varredura, em $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ e w_{uv} é a largura de linha do feixe uv , em m.



Figura 3.12 – Ilustração esquemática dos padrões periódicos impressos, com apodização de meio-período, numa fibra.

3.5.5. COMPENSAÇÃO DA DISPERSÃO

A compensação da dispersão é uma das aplicações mais importantes de uma grade com *chirp* em fibra. O princípio do filtro dispersivo é tal que, quando dois modos de propagação possuem velocidades de grupo diferentes, suas constantes de propagação variam, em função do comprimento de onda, em taxas diferentes. Numa grade uniforme, o acoplamento entre dois modos contra-propagantes é fortemente dependente do período da perturbação da grade e ocorre apenas numa faixa espectral estreita. Numa grade com *chirp*, o comprimento de onda que é acoplado entre os modos deve variar linearmente ao longo do filtro, o que é obtido através de uma perturbação linear do *chirp*. Assim, consegue-se que a frequência de ressonância seja uma função linear da posição ao longo da grade, de forma que frequências diferentes sejam acopladas em pontos diferentes e com atrasos de grupo diferentes. Tal efeito leva a uma dispersão, que pode ser positiva ou negativa, dependendo do sinal do *chirp* (que pode ser mudado simplesmente através de uma reversão física da grade). Assim, o *chirp* linear (dispersão), adquirido por um pulso propagante por uma fibra óptica, pode ser compensado e a forma original do pulso pode ser aproximadamente recuperada.

De uma forma simplificada, as Equações (3.5) e (3.8), que descrevem a variação do índice de refração, podem ser modificadas para incluir o *chirp* variável (em função da posição), $\phi(z)$, e o perfil de apodização, $f(z)$ [43]:

$$n(z) = n_0 \{1 + 2h(z)[\cos(\beta_B z + \phi(z))]\}, \quad (3.29)$$

onde $h(z)$, que descreve a variação da amplitude do índice, n_1 , na presença de um perfil de apodização, $f(z)$, é dado por:

$$h(z) = n_1 f(z), \quad (3.30)$$

e $\phi(z)$ representa a varredura em fase. No caso de uma estrutura periódica com um *chirp* linear, Roman e Winick demonstraram que a frequência da grade pode ser descrita por [19]:

$$\frac{2\pi}{\Lambda(z)} = \frac{2\pi}{\Lambda_1 + \Delta\Lambda(z)} \approx \frac{2\pi}{\Lambda_1} - \frac{\Delta\Lambda(z)}{\Lambda_1^2} = \frac{2\pi}{\Lambda_1} + \frac{F}{L^2} z, \quad \text{para } -L/2 \leq z \leq L/2, \quad (3.31)$$

onde L e Λ são o comprimento e o período nominais da grade, respectivamente, e F é o parâmetro *chirp* adimensional (notar a mudança do sistema de referência, sem perda de generalidade, para as condições de contorno do eixo z). A partir da Equação (3.31) aplicada à equação dos modos acoplados, Roman e Winick demonstraram que a varredura de fase, $\phi(z)$ pode ser escrita como [19]:

$$\phi(z) = \int_{-L/2}^z \frac{F\xi}{L^2} d\xi = \frac{F}{8} + \frac{Fz^2}{2L^2}. \quad (3.32)$$

Para melhor entendimento do efeito da re-compressão de um pulso óptico, efetuado por uma grade compensadora da dispersão, seja um pulso Gaussiano $x(t)$, centrado na frequência angular ω_c [19]:

$$x(t)=\exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right)\exp(i\omega_c t). \quad (3.33)$$

A transformada de Fourier, $X(\omega)$, deste pulso pode ser obtida a partir da seguinte integral:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) \exp[-i(bx^2 + cx)] dx = \\ \frac{\pi^{1/2}}{(a^2 + b^2)^{1/4}} \exp\left[-\frac{ac^2}{4(a^2 + b^2)}\right] \cdot \exp\left[-i\left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{b}{a}\right) - \frac{bc^2}{4(a^2 + b^2)}\right)\right], \end{aligned} \quad (3.34)$$

onde b e c são constantes arbitrárias e a é um número real positivo. O resultado é:

$$X(\omega)=\sqrt{2\pi\tau_0^2} \exp\left[-\frac{(\omega-\omega_c)^2\tau_0^2}{2}\right], \quad (3.35)$$

e a largura de banda *FWHM* (*full width half maximum*) do pulso é dada por:

$$\Delta\omega_{FWHM} = \frac{2(\ln 2)^{1/2}}{\tau_0}. \quad (3.36)$$

Considerando que o pulso se propaga por uma fibra de comprimento L' e dispersão ($d^2\beta/\omega^2 = 2\alpha$), na frequência ω_c , a fibra pode ser aproximadamente modelada como um filtro linear, invariante no tempo e com a seguinte função de transferência:

$$H(\omega)=\exp\left[-i\alpha L'(\omega-\omega_c)^2\right] \quad \omega>0. \quad (3.37)$$

Ao final da fibra, a transformada de Fourier do pulso $y(t)$ é:

$$Y(\omega)=H(\omega)X(\omega). \quad (3.38)$$

Portanto,

$$y(t)=A \exp\left(-\frac{\tau_0^2 t^2}{2s}\right) \exp\left(i\frac{\alpha L' t^2}{s}\right) \exp(i\omega_c t), \quad (3.39)$$

onde:

$$s=4\left[\left(\frac{\tau_0^2}{2}\right)^2 + (\alpha L')^2\right], \quad (3.40)$$

e:

$$A = \frac{\tau_0}{s^{1/4}} \exp \left[-i \frac{1}{2} \text{tg}^{-1} \left(\frac{2\alpha L'}{\tau_0^2} \right) \right]. \quad (3.41)$$

Segue-se, da Equação (3.33) à (3.41), que a largura do pulso aumenta de um fator, C_D , dado por [19]:

$$C_D = \left[1 + \left(\frac{2\alpha L'}{\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.42)$$

Para que $y(t)$ seja comprimido de volta à sua largura original, o filtro compressor pelo qual ele deve passar, deverá ter a seguinte função de transferência:

$$H_D^{opt}(\omega) = H^{-1}(\omega) = \exp \left[-\frac{(C_D^2 - 1)^{1/2}}{2} \tau_0^2 (\omega - \omega_c)^2 \right] \quad \omega > 0. \quad (3.43)$$

A Equação (3.43) deve ser satisfeita por todas as frequências que estiverem dentro da banda do pulso. Analogamente, demonstra-se que a função de transferência, tanto para compressão de pulso quanto para compensação de dispersão é dada por [19]:

$$H_C^{opt}(\omega) = \exp \left[i \frac{(C_C^2 - 1)^{1/2}}{2} \tau_f^2 (\omega - \omega_c)^2 \right] \quad \omega > 0. \quad (3.44)$$

onde:

$$\tau_f = \frac{\tau_0}{C_C}, \quad (3.45)$$

onde C_C é a razão de compressão requerida e τ_f , a largura final, corresponde a $(1/e)$ do pico de intensidade do pulso Gaussiano, após a compressão. Notar que, se a função de transferência $H_C(\omega)$ for multiplicada por qualquer termo de fase linear, por exemplo, $\exp[-i(a\omega + b)t]$, a resultante básica permanecerá inalterada, embora o pulso comprimido sofra um atraso no tempo.

Em 1987, F. Ouellete demonstrou que, para um pulso com largura final τ_f , após propagação por uma grade aperiódica com *chirp* F e comprimento L , a razão de compressão, C_c , é uma função de L^2/F [14]:

$$\frac{L^2}{F} \approx \frac{(C_C^2 - 1)^{1/2} c^2 \tau_f^2}{4n_{eff}^2}, \quad (3.46)$$

onde n_{eff} é o índice efetivo da fibra (igual a $(\lambda/2\Delta_L)$), e c é a velocidade da luz no vácuo. Numa notação normalizada, assumiu-se que [14]:

$$\begin{aligned}
\Delta &= \Delta\beta L && \Rightarrow \text{de - sintonia normalizada} \\
\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} &= \frac{n_{eff}^2 L^2}{c^2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \Delta^2} && \Rightarrow \text{dispersão da grade} \\
z(\Delta) &= \frac{2 L \Delta}{F} && \Rightarrow \text{distância em função da de - sintonia} \\
\tau(\Delta) &= \frac{2 n_{eff}}{c} \left(\frac{2 L \Delta}{F} + \frac{L}{2} \right) && \Rightarrow \text{atraso de grupo em função da de - sintonia} \quad (3.47) \\
\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} &= \frac{\lambda^2}{2 \pi c} \frac{\partial \tau}{\partial \lambda} && \Rightarrow \text{relação entre dispersão e atraso de grupo} \\
\frac{\partial^2 \beta}{\partial \Delta^2} &= \frac{4}{F} && \Rightarrow \text{relação entre dispersão, chirp e dessintonia}
\end{aligned}$$

A partir da relação entre o comprimento da fibra, L' , que pode ser compensado, calculado o coeficiente de dispersão, D , em [ps/nm.km]:

$$\left(\frac{d\tau}{d\lambda} \right)_{fibra} = D L', \quad (3.48)$$

Ouellete demonstrou que [14]:

$$L' = \frac{2 \pi n_{eff}^2 L^2 E}{D \lambda^2 c}, \quad (3.49)$$

onde E é o valor da relação $(d^2\beta / d\Delta^2)$ do filtro. A distância de propagação ótima, para um dado pulso e grade dispersiva, pode ser estimada a partir da Equação (3.49), tomando para E o valor médio de $(d^2\beta / d\Delta^2)$ ao longo da largura de banda $FWHM$ do pulso.

Este estudo comprovou que, em grades compensadoras de dispersão, a dispersão é uma quase-constante, ao longo da banda da grade, sendo inversamente proporcional ao seu coeficiente de *chirp*. Seu valor pode ser tanto negativo quanto positivo, dependendo de qual extremidade da grade for usada como entrada. Além disso, o comprimento da fibra a ser compensado é proporcional ao quadrado do comprimento da grade e a duração mínima de pulso que pode ser recomprimido é limitada pela largura de banda da grade [14]. A partir destas observações, propõe-se uma figura de mérito, M , para tais dispositivos, definida como [53]:

$$M = \frac{\tau_o}{\tau_f}. \quad (3.50)$$

Existem muitas maneiras de se representar uma *DCG*, pois vários parâmetros afetam seu desempenho, tais como a perda por inserção (devido à refletividade $< 100\%$), dispersão, largura de banda, dispersão do modo de polarização e desvios da linearidade do atraso de grupo e amplitude da ondulação do atraso de grupo. Não considerando o aspecto das perdas por atenuação associadas, pode-se considerar o desempenho de uma grade com *chirp* em termos da linearidade das características de seu atraso de grupo, ao longo da banda $\Delta\lambda_{chirp}$ [54]. Uma dedução similar à anterior, para a figura de mérito, foi proposta inicialmente para sistemas coerentes [55] e considera apenas a dispersão e a banda do filtro. Por usar um formalismo mais comum, i.e. que utiliza normalizações bem conhecidas, pode servir como base para a definição de uma *DCG*. Lembrar que as grades com *chirp* possuem uma banda limitada sobre a qual a dispersão é útil, o que as torna diferentes em relação a outros dispositivos compensadores de banda larga, tais como as *DCF*s.

Assim, seja a propagação de um pulso óptico em unidades normalizadas, num quadro (*frame*) de referência que se move na direção z^+ com uma velocidade de grupo v_g . A amplitude do pulso $A(z, \tau)$, com uma amplitude normalizada $U(z, \tau)$, como descrito por Agrawal [56], pode ser descrita por:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_{in}} U(z, \tau) e^{-\alpha z/2}, \quad (3.51)$$

onde α é o coeficiente de atenuação da fibra, P_{in} é a potência de entrada, e o quadro de referência, normalizado em relação à largura inicial do pulso, T_0 , é:

$$\tau = \frac{1}{T_0} \left(t - \frac{v_g}{z} \right). \quad (3.52)$$

Para um pulso gaussiano, com intensidade $1/e$ a meia largura de T_0 , a amplitude normalizada é [54]:

$$U(0, T) = e^{-T^2/2T_0^2}. \quad (3.53)$$

A transmissão por um sistema linearmente dispersivo alarga o pulso, mas não modifica sua forma e pode ser relacionada à largura do pulso de entrada por [56]:

$$\left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 = 1 + \frac{z}{L_D}, \quad (3.54)$$

que é uma expressão conhecida para o alargamento do pulso. O comprimento de dispersão é uma função da largura espectral do pulso e da dispersão da velocidade de grupo (*group velocity dispersion*, *GVD*) da fibra, β_2 , dado por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2}. \quad (3.55)$$

Combinando-se as equações (3.4) e (3.5) obtém-se:

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{z\beta_2}{T_0^2}. \quad (3.56)$$

Como o efeito da dispersão em um sistema linear é aditivo, o parâmetro β_2 pode ser modificado para incluir a dispersão da grade, para a banda do pulso, de modo que o alargamento do pulso seja:

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{\beta_2}{T_0^2} z + \frac{\beta_G}{T_0^2} L_G, \quad (3.57)$$

onde β_G corresponde à dispersão da velocidade de grupo da grade de comprimento L_G . Notar que a dispersão da fibra, D_F , relaciona-se a β_2 por [56]:

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D_F. \quad (3.58)$$

Uma expressão similar relaciona a dispersão da grade, D_G , a β_2 , mas seu sinal dependerá do sinal do *chirp* da grade.

O alargamento do pulso Gaussiano resultante do arranjo (fibra + DCG) é:

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + 2\pi c \frac{\Delta\lambda^2}{\lambda^2} (D_F z + D_G L_G), \quad \text{para } \Delta\lambda \leq \Delta\lambda_{chirp}. \quad (3.59)$$

Na Equação (3.59) foi usada a relação entre um pulso limitado em transformada e seu espectro ($\delta\omega T_0 = 1$). Toda esta análise limita-se à banda do pulso, pois a compensação de dispersão neste caso é apenas válida para a banda da grade. Se a largura do pulso for maior, sua recuperação será [54]:

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda^2 D_F z + \Delta\lambda_{chirp}^2 D_G L_G), \quad \text{para } \Delta\lambda > \Delta\lambda_{chirp}. \quad (3.60)$$

Para uma recompressão perfeita, deve-se ter $D_F z = -D_G L_G$, de modo que o pulso permaneça inalterado à saída da fibra, desde que a banda do pulso seja menor que a banda da grade. Define-se, então, uma figura de mérito, M , para a banda da grade e para máxima razão de compressão, como [54]:

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda_{chirp}^2 D_G L_G) = 1 + M^2. \quad (3.61)$$

Numa aproximação, a Equação (3.50) pode ser redefinida considerando-se $D_G \sim 10 \text{ ns/m}/\Delta\lambda_{chirp}$, de modo que [54]:

$$M^2 = \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda_{chirp} L_G \times 10^{-8}). \quad (3.62)$$

Notar que M é proporcional à raiz quadrada do comprimento da grade e à sua banda com *chirp*, lembrando que este formalismo considera a banda $1/e$ da grade. A conversão da largura $1/e$ de uma Gaussiana para a largura $FWHM$, que é mais empregada, pode ser feita através da relação:

$$\left(\frac{T_{FWHM}^2}{T_0^2} \right) = 4 \ln 2. \quad (3.63)$$

Da Equação (3.50), vê-se que o alargamento temporal que pode ser compensado é dado por:

$$\Delta T^2 = T_1^2 - T_0^2 = M. \quad (3.64)$$

Como exemplo, uma grade ideal com 1 metro de comprimento e banda de 10 nm terá $M = 280$. Isso significa que um pulso na entrada da fibra pode sofrer um alargamento ~ 280 vezes sua largura inicial e será totalmente recomprimido.

3.5.6. ONDULAÇÃO DO ATRASO DE GRUPO, “GDR”

Recentemente, muita atenção tem sido voltada às ondulações na resposta espectral do atraso de grupo, mais conhecidas como *GDR* (*group delay ripple*) [57, 58], com os menores desvios, em relação a um atraso de grupo linear, na região espectral da grade, chegando à ordem de ± 5 ps [57]. Embora a apodização seja um dos parâmetros mais importantes na otimização da banda da grade (pela eliminação dos lóbulos laterais) e na linearização da dispersão [59], imperfeições em seu processo, em combinação com outros efeitos, tais como *stitching errors* das máscaras de fase, não-uniformidade da fibra, não-uniformidade do feixe *uv*, dentre outros, impedem a linearização total das características dispersivas daqueles dispositivos. É importante que se compreenda como as ondulações se originam e como sua frequência e amplitude afetam seu desempenho como compensadores de dispersão. O *GDR* resulta numa re-compressão incompleta de um pulso dispersado, que passa a apresentar, após a re-compressão, um patamar espectral [60], cujos efeitos mais danosos são diafonia e interferência inter-simbólica e as conseqüentes degradação da abertura do olho e redução do desempenho em termos da contagem de bits errados. Já existem, na literatura, demonstrações de que a taxa de transmissão afeta intensamente a taxa de erros (*bit error rate*, *BER*), na presença de *GDR*, mas a penalidade é relativamente pequena em 10 Gb/s (cerca de 1 dB) [61]. Os aspectos tecnológicos e teóricos envolvidos nesta questão ainda não são completamente compreendidos.

Uma das etapas iniciais desta tese compreendeu um estudo do formalismo matemático normalmente usado nos modelos de grades, com *chirp*, em fibra, visando a obtenção de uma descrição analítica simples da *GDR*. A primeira grande dificuldade veio da constatação do alto grau de complexidade da solução das equações de modos acoplados para o caso de *chirp* linear. Como demonstrado por Matsuhara, Hill e Watanabe [36], que resolveram analiticamente estas equações na condição de casamento de fase, as expressões obtidas aplicam-se quando o *chirp* é, essencialmente, linear em torno da região de fase estacionária, centrada na posição de dessintonia nula. Naquele estudo, os autores concluem que, “devido à complexidade da função de Whittaker, não é possível obter-se uma medida simples que valide os resultados obtidos quando o *chirp* não é perfeitamente linear”. Desta forma, formou-se o consenso de que o método mais indicado para solução do problema corresponde à redução do par das equações de modos acoplados a uma

única equação diferencial (de Ricatti), que pode ser resolvida através de diversas técnicas numéricas bem conhecidas como, por exemplo, pelo método de Runge-Kutta [37].

Na tentativa de encontrar uma solução adequada para o estudo da *GDR*, obtida a partir da derivada da fase da refletividade, foram estudados alguns procedimentos matemáticos que levassem a uma expressão simples para a fase da refletividade. O resultado final, embora consistente por descrever uma função oscilatória, não pôde ser considerado satisfatório pois compreende uma equação demasiadamente extensa (algumas páginas de extensão, após 'simplificação' realizada pelo *software* Mathematica). Desta forma, não foi atingido o objetivo inicial deste estudo, ou seja, a obtenção de uma solução analítica que permitisse uma interpretação simples e clara da *GDR*. A complexidade do formalismo que se baseia nas equações de ondas acopladas reside no fato de que a condição de dessintonia (não-ressonância) impede a solução analítica da equação diferencial de Ricatti - problema conhecido por engenheiros de sistemas de controle. As dificuldades encontradas sugerem que uma abordagem nova, totalmente diferente da usual, deve ser buscada.

Nesta busca alternativa, estudando o comportamento espectral de grades com *chirp* linear, S.Bonino *et al.* traçaram uma analogia entre as características espectrais destas e a difração de Fresnel, a partir de uma fenda linear com perfil de transmissão genérico [30]. Essa correspondência permite que se relacione a ocorrência da *GDR*, fora do regime de saturação (atingida à medida em que a refletividade aumenta, em função do aumento da profundidade de modulação do índice de refração), a um efeito físico bem conhecido - podendo ser muito útil à interpretação do fenômeno. De acordo com essa aproximação, em regime de não-saturação, a ondulação do atraso de grupo pode ser associada a três tipos de ondulação causados por efeitos de difração de Fresnel em um anteparo, a saber [30]:

- Tipo *a* - ondulações devidas à difração por uma única borda de sombra, com amplitude e período decrescentes com a distância geométrica entre o anteparo e a borda. São causados pela contribuição de um número crescente de zonas de Fresnel. Tais ondulações podem ser reduzidas por uma borda com função de transmissão suave, o que elimina a descontinuidade (apodização).

- Tipo *b* - ondulações devidas a uma fenda com bordas abruptas, que são adicionadas às do tipo '*a*'. São causadas pela interferência entre os campos difratados separadamente pelas duas bordas. Seu período depende apenas da dimensão da fenda, em unidades de comprimento de onda. Neste caso, uma função de transmissão suave reduz ambos os tipos, '*a*' e '*b*'.

Em grades com *chirp* longe da saturação, a descrição dos tipos *a* e *b* pode ser observada: as curvas de refletividade indicam a presença de ondulações equivalentes a ambos os tipos, '*a*' e '*b*', sendo que o período da ondulação tipo-*b* relaciona-se ao comprimento da grade. Um comportamento similar é observado na curva do atraso de grupo, onde os dois tipos se sobrepõem a uma variação linear. Além disso, sua amplitude é praticamente independente do comprimento de onda na região de refletividade máxima. Fora desta faixa, a ondulação tipo-*b* predomina e aumenta com o aumento do descasamento de fase (afastamento da condição de sintonia).

Com o aumento da amplitude de modulação do índice, a analogia gradualmente perde sua validade pois, quanto maior a refletividade, as várias zonas da grade são iluminadas por quantidades diferentes de radiação (efeito de sombreamento das zonas distantes da grade devido às zonas mais próximas): tal situação não possui uma correspondência na teoria da difração de Fresnel. Neste regime, usando simulações numéricas, S. Bonino *et al.* demonstraram o surgimento de um novo tipo de ondulação, que se torna dominante [30]:

• Tipo c – O atraso de grupo perde seu comportamento quase-linear. O período das ondulações cresce (decresce) linearmente em comprimento de onda, para um *chirp* negativo (positivo). Esse efeito é devido à formação de uma cavidade entre o ponto de reflexão de Bragg local e a descontinuidade da modulação do índice na borda inicial da grade: como o comprimento de onda da reflexão de Bragg local é uma função linear de z (devido ao *chirp* linear), o comprimento da cavidade cresce linearmente, o que explica a mudança do período da *GDR* associada a ondulações interferométricas. Além disso, a amplitude das ondulações tipo-c aumenta com a saturação da grade devido ao aumento da refletividade de cada refletor local de Bragg. Notar que em grades apodizadas, tal efeito é menos evidente, devido à suavização da descontinuidade inicial.

A fenomenologia descrita acima apresenta uma correspondência evidente com os resultados de simulação, obtidos por S. Bonino *et al.* [30], para grades com *chirp* linear. Segundo este estudo, à proximidade da saturação, a banda de refletividade aumenta a faixa espectral, mas também aumenta a amplitude de *GDR* e a distorce ligeiramente. As curvas de refletividade longe da saturação mostram a presença de *ripples* tipos ‘a’ e ‘b’. Além disso, ambos os tipos podem ser reduzidos por perfis de apodização (a custo de uma redução da banda de 3-dB). Por estes resultados, conclui-se que a saturação da modulação do índice aumenta a banda 3-dB das grades, mesmo para as apodizadas, embora a banda efetivamente disponível se reduza ao se considerar a perda de linearidade (distorção) da curva do atraso de grupo.

Sob o ponto de vista sistêmico, numa grade compensadora de dispersão, a *GDR* introduz penalidades em termos de fechamento do olho (Figura 3.13 (a) e (b)) e redução da faixa espectral disponível, embora as ondulações da refletividade causem efeitos desprezíveis, conforme demonstrado por K. Ennser *et al.* [59].

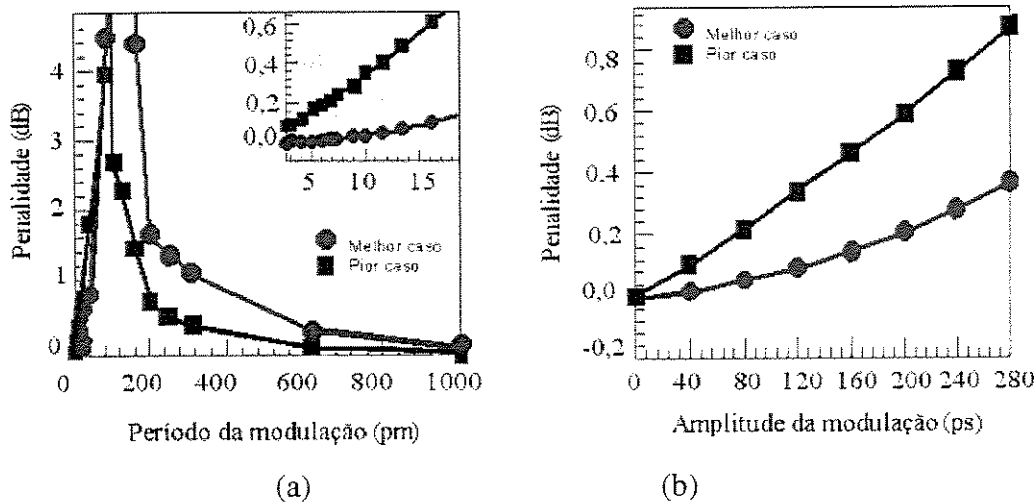


Figura 3.13 - Máxima e mínima penalidades na abertura do olho, em função (a) do período da *GDR* (amplitude pico-a-pico de ~ 1 dB) (em detalhe, uma ampliação do início da escala) e (b) da amplitude pico-a-pico do *GDR* (período de 10 pm) (cortesia da Dra. K. Ennser [59]).

3.6. DISPERSÃO DO MODO DE POLARIZAÇÃO

Um assunto que se torna importante em taxas altas de transmissão (> 10 Gb/s) é o efeito da dispersão do modo de polarização. O motivo é que, à medida em que a taxa de transmissão aumenta, o período do bit diminui e, se qualquer elemento no caminho de transmissão for birrefringente, os diferentes tempos de chegada dos dois componentes de polarização do pulso podem degradar o desempenho do sistema. Em geral, uma grade curta e uniforme não exibe uma *PMD* significativa, pois a diferença entre os tempos de chegada são devidas ao produto entre a diferença das constantes de propagação dos dois estados de polarização e o comprimento da grade. Em grades com *chirp* o efeito da birrefringência é mais severo e causa uma dispersão adicional significativa [38].

De fato, M. Schiano e G. Zaffiro demonstraram que a *PMD* (*polarization mode dispersion*) é um parâmetro importante em grades com *chirp*, usadas como compensadoras de dispersão [63]. Em experimento recente, eles mediram uma *DGD* (*differential group delay*) da ordem de 6 a 8 ps em *DCGs* comerciais, resultante da combinação da birrefringência da fibra (induzida pelo processo de fabricação) com a dispersão da grade. Observou-se ainda que, mesmo que a birrefringência da fibra seja relativamente baixa, o valor da *PMD* pode ser significativo. Além disso, altos picos da *DGD*, medidos entre os dois estados ortogonais de polarização, estão diretamente conectados à *GDR*, o que motiva ainda mais os estudos que visam a redução desse tipo de ondulação. Finalmente, demonstrou-se que o processo de escrita da grade induz um aumento da birrefringência da fibra e, portanto, deve ser rigorosamente controlado a fim de que a *PMD* das grades seja reduzida.

Para avaliar o impacto da *PMD* devida à birrefringência da fibra, quer esta seja intrínseca ou causada pela fabricação da grade, examina-se como o comprimento de onda de Bragg central, λ_B , de uma grade é afetado por uma mudança do índice efetivo de refração, n_{eff} . Assume-se que:

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda_B, \quad (3.65)$$

onde Λ_B é o período correspondente ao comprimento de onda de Bragg central. Assim, a mudança do comprimento de onda refletido, em função de uma mudança no índice torna-se [38]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}}. \quad (3.66)$$

Ao se relacionar a mudança do índice de refração efetivo à birrefringência da fibra, B , tem-se que:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \frac{B}{n_{eff}}. \quad (3.67)$$

Para uma *DCG* com dispersão D_G (ps/nm), uma mudança do comprimento de onda de Bragg decorrente de um efeito de polarização, induz um atraso, $\tau_{PMD} = \Delta\lambda_B D_G$, do qual se deduz que [38]:

$$\tau_{PMD} = \lambda_B B' D_G, \quad (3.68)$$

onde B' é a birrefringência normalizada, $\sim B/n_{eff}$. A Equação (3.68) mostra que a *PMD* é dependente da dispersão e da birrefringência, mas não do comprimento da grade. O problema deve se tornar mais crítico em *DCGs* não apodizadas, onde a ondulação do atraso de grupo possui maior amplitude. Neste caso, onde a frequência desta ondulação é mais alta (lado *azul*), a *PMD* pode experimentar grandes variações, mesmo que a birrefringência da fibra seja fraca.

3.7. TÉCNICAS DE SINTONIA

As frequências de ressonância de uma grade de Bragg em fibra exibem alta sensibilidade a mudanças térmicas, mecânicas e eletro-magnéticas podendo, portanto, ser sintonizadas pelo controle destas condições [64]. Várias demonstrações têm sido reportadas, nos últimos anos, para sintonia das grades de Bragg e/ou compensação desta sensibilidade, utilizando sintonia térmica [65 - 67], por transdutores piezoelétricos (PZTs) [68 - 70], tensão (estiramento /compressão) mecânica [71 - 76] e magnetostrrição [77, 78], além do uso de materiais especiais, em montagens passivas, associados a técnicas de atermalização das grades [79, 80] e de tensão mecânica [81].

3.8. CONCLUSÃO

Este capítulo apresentou uma revisão histórica da pesquisa e desenvolvimento de grades de Bragg em fibra aplicadas às comunicações ópticas, iniciando com a descoberta do fenômeno da fotossensibilidade em fibras ópticas, passando pelos princípios de formação de uma grade, suas técnicas de fabricação e principais características.

O destaque do capítulo foi o estudo teórico e bibliográfico das grades compensadoras de dispersão (grades apodizadas, com *chirp*), e do comportamento quase-linear de seu atraso de grupo, também conhecido como *Group Delay Ripple, GDR*. O espectro de reflexão das grades com *chirp* pode ser considerado, de certa maneira, 'auto-apodizado', pois a fase óptica varia rapidamente em função do comprimento de onda, o que favorece o cancelamento de reflexões fora da banda da grade e não penaliza significativamente o desempenho das grades em termos de amplitude do sinal. Contudo, a dispersão é uma função oscilatória do comprimento de onda, e pode comprometer mais seriamente o desempenho sistêmico das grades compensadoras de dispersão. Para que esta penalidade seja mínima (em torno de 1 dB), faz-se necessária a apodização das grades, o que suaviza a oscilação do atraso de grupo e reduz ainda mais os lóbulos laterais da resposta espectral da grade. Por outro lado, a apodização reduz a banda 3-dB do dispositivo e, dependendo da aplicação, deve-se estabelecer um compromisso entre largura de banda e linearidade da *GDR*. Basicamente, este é o tema a ser explorado nos demais capítulos da tese. O conhecimento adquirido até aqui será fundamental para o entendimento e interpretação dos resultados apresentados nos capítulos seguintes.

REFERÊNCIAS

- [1] K.O. Hill *et al.*, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Applied Physics Letters*, V. 32, pp. 647 – 649, 1978.
- [2] B.S. Kawasaki *et al.*, "Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers", *Optics Letters*, V. 3, pp. 66 – 68, 1978.
- [3] R. Kashyap *et al.*, "Light-sensitive optical fibres and planar waveguides", *BT Technology Journal*, V. 11, N. 2, pp. 150-160, 1993.
- [4] D.K.W. Lam and B.K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters", *Applied Optics*, V. 20, pp. 440-445, 1981.
- [5] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibres by a transverse holographic method", *Optics Letters*, V. 14, N. 15, pp. 823 –825, 1989.
- [6] R. Kashyap *et al.*, "All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm", *Electronics Letters*, V. 26, N. 11, pp. 730, 1990.
- [7] F. Oulette, "Fiber Bragg gratings help WDM push limits of fiber capacity", *Laser Focus World*, V. 43, N. 3, pp. 83 – 89, 1998.
- [8] R. Kashyap, H.-G. Froehlich, A. Swanton and D.J. Arnes, "1.3 μm super-step chirped fibre Bragg grating with a continuously delay of 13.5 nm and bandwidth 10 nm for broadband dispersion compensation", *Electronics Letters*, V. 32, N. 19, pp. 1807 – 1809, 1996.
- [9] K.O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 8, pp. 1263 – 1276, 1997.
- [10] E.M. Dianov *et al.*, "Grating formation in a germanium free silicon oxynitride fibre", *Electronics Letters*, V. 33, N. 3, pp. 236 –237, 1997.
- [11] T.A. Strasser *et al.*, "Strong Bragg phase gratings in phosphorus-doped fiber induced by ArF excimer radiation", *OFC'95 Technical Digest*, pp. 159 – 160, 1995.
- [12] R. Kashyap, "Photosensitive optical fibers: devices and applications", *Optical Fiber Technology*, V. 1, pp. 17 –34, 1994.
- [13] F. Oullette, P.A. Krug and R. Pasman, "Characterization of long phase masks for writing fiber Bragg gratings", *Optical Fiber Technology*, V. 2, pp. 281 –284, 1996.
- [14] F. Ouellete, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Optics Letters*, V. 12, pp. 847 -848, 1987.
- [15] N.M. Lichinitser and D.B. Patterson, "Analysis of fiber Bragg gratings for dispersion compensation in reflective and transmissive geometries", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, pp. 1323 – 1328, 1997.
- [16] K. Sekartedjo *et al.*, "1.5 μm phase-shifted DFB lasers for single-mode operation", *Electronics Letters*, V. 20, pp. 80 – 81, 1984.

- [17] F. Ouellette, J.F. Cliche and S. Gagnon, "All-fiber devices for chromatic dispersion compensation based on chirped distributed resonant coupling", *Journal of Lightwave Technology*, V. 12, N. 10, pp. 1728 – 1738, 1994.
- [18] L.A. Weller-Brophy and D.G. Hall, "Analysis of waveguide gratings: application of Rouard's method", *Journal of Optical Society of America – A*, V. 2, N. 6, pp. 863 – 871, 1985.
- [19] J.E. Roman and K.A. Winick, "Waveguide grating filters for dispersion compensation and pulse compression", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 29, N. 3, pp. 975 – 982, 1993.
- [20] D. Gloge, "Weakly guiding fibres", *Applied Optics*, V. 10, N. 10, pp. 2252 – 2258, 1971.
- [21] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, New York 1994.
- [22] A.W. Snyder and L.D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman-Hall, London, 1983.
- [23] M.P. Rouard, "Etudes des proprietes optiques des lames metalliques tres minces", *Annalytical Physics II*, V. 7, N. 20, pp. 1937.
- [24] L.A. Weller-Brophy and D.G. Hall, "Analysis waveguides gratings: application of Rouard's Method", *Journal Of Optical Society of America B*, V. 2, N. 6, pp. 863 – 871, 1985.
- [25] P.St.J. Russel, "Bloch wave analysis of dispersion and pulse propagation in pure distributed feedback structures", *Journal of Modern Optics*, V. 38, pp. 1599 – 1619, 1994.
- [26] E. Peral and J. Capmany, "Iterative solution to the Gel'Fand-Levitan-Marchenki coupled equations and application to synthesis of fiber gratings", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 32, N. 12, pp. 2078 – 2084, 1996.
- [27] E. Peral and J. Capmany, "Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguide gratings", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 8, pp. 1295 – 1302, 1997.
- [28] A. Carballar and M.A. Muriel, "Phase reconstruction from reflectivity in fiber Bragg gratings", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 8, pp. 1314 – 1322, 1997.
- [29] N.M. Litchniser *et al.*, "Fiber Bragg gratings for dispersion compensation in transmission: theoretical model and designing criteria for nearly ideal pulse recompression", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 8, pp. 1303 – 1313, 1997.
- [30] S. Bonino *et al.*, "Spectral behaviour analysis of chirped fibre Bragg gratings for optical dispersion compensation", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, pp. 194 – 197, 1997.
- [31] "LightD: Versão de Demonstração – Manual do Usuário", © CPqD, Fundação Centro de Pesquisa e Desenvolvimento em Telecomunicações, 1998.
- [32] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, London, pp. 119 – 193, 1999.
- [33] J.R. Pierce, "Coupling of modes of propagation", *Journal of Applied Physics*, V. 25, N. 2, pp. 179 – 183, 1954.
- [34] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *The Bell System Technical Journal*, V. 48, N. 9, pp. 2909 – 2947, 1969.
- [35] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 9, N. 9, pp. 919 – 933, 1973.

- [36] M. Matsuhara, K.O. Hill and A. Watanabe, "Optical-waveguide filters: synthesis", *Journal of the Optical Society of America*, V. 65, N. 7, pp. 804 – 809, 1975.
- [37] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures", *The Bell System Technical Journal*, V. 55, N. 1, pp. 109 – 125, 1976.
- [38] R. Kashyap, *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, pp. 311 – 353, 1999.
- [39] K.C. Byron *et al.*, "Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibres", *Electronics Letters*, V. 30, N. 5, pp. 440 – 441, 1994.
- [40] L. Quetel *et al.*, "Chromatic dispersion compensation by apodised Bragg gratings within controlled tapered fibers", *Optical Fiber Technology*, V. 3, pp. 267 – 271, 1997.
- [41] R. Kashyap, "Design of step chirped gratings", *Optics Communications*, V. 136, N. 5, pp. 461 – 469, 1997.
- [42] K.O. Hill, "Aperiodic distributed-parameter waveguides for integrated optics", *Applied Optics*, V. 13, N. 8, pp. 1853 – 1856, 1974.
- [43] M.N. Zervas, K. Ennser and R.I. Lamming, "Design of apodised linearly-chirped fibre gratings for optical communications", *Proceedings of ECOC'96*, V. 3, pp. 233 – 236, 1996.
- [44] H. Singh and M. Zippin, "Apodized fiber Bragg gratings for DWDM applications using uniform phase mask", *Proceedings of ECOC'98*, 1998.
- [45] K.E. Chisholm *et al.*, "Apodised fibre Bragg grating design subject to length constraints", *Proceedings of ECOC'98*, 1998.
- [46] V. Mizrahi and J.E. Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings", *Journal of Lightwave Technology*, V. 11, N. 10, pp. 1513 – 1517, 1993.
- [47] B. Malo *et al.*, "Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask", *Electronics Letters*, V. 31, N. 3, pp. 223 – 225, 1995.
- [48] J. Albert *et al.*, "Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency", *Electronics Letters*, V. 31, N. 3, pp. 222 – 223, 1995.
- [49] M.J. Cole *et al.*, "Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electronics Letters*, V. 31, N. 17, pp. 1448 – 1490, 1995.
- [50] R. Kashyap, A. Swanton and D.J. Arms, "Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 32, N. 13, pp. 1226 – 1228, 1996.
- [51] M. Guy *et al.*, "Simple and flexible technique for spectrally designing all-fibre filter and apodizing fibre gratings", *ECOC 97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [52] R. Kashyap *et al.*, "Four wavelength dispersion compensation over 125 km of single mode optical fibre at 10 Gbs⁻¹ using multiple in-line step-chirped gratings", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 1.87 – 1.90, 1996.
- [53] R. Kashyap *et al.*, "Demonstration of dispersion compensation in all fibre photoinduced chirped gratings", comunicação privada.
- [54] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, pp. 314 – 317, 1999.

- [55] R.G. Priest, T.G. Giallorenzi, "Dispersion compensation in coherent fiber-optic communications", *Optics Letters*, V. 12, pp. 622 – 625, 1987.
- [56] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd ed. Academic Press, 1995.
- [57] J. Arkwright *et al.*, "Fibre gratings for dispersion compensation", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [58] S. Bonino *et al.*, "Spectral behaviour analysis of chirped fibre Bragg gratings for optical dispersion compensation", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [59] K. Enns *et al.*, "Effects of non-ideal group delay and reflection characteristics of chirped fibre grating dispersion compensators", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [60] M. Guy, J.R. Taylor and R. Kashyap, "Demonstration of the possibility of > 100 Gb/s transmission over 77 km of standard fiber using a super-step-chirped fiber grating dispersion compensator", *Optics Communications*, V. 150, pp. 77 - 80, 1998.
- [61] C. Bungarzeanu, *Proceedings ITA, Information, Telecommunications, Automata Journal*, V. 15, pp. 1 – 3, 1997.
- [62] K. Blow, comunicação privada.
- [63] M. Schiano and G. Zaffiro, "Polarization mode dispersion in chirped fibre gratings", *Proceedings ECOC'98*, 1998.
- [64] G.A. Ball and W.W. Morey, "Tunable Bragg grating fiber filters and their applications", *Proceedings of CLEO'97*, pp. 108 – 109, 1997.
- [65] G.W. Yoffe *et al.*, "Tunable optical delay line based on a fibre Bragg grating", *Electronics Letters*, V. 34, N. 17, pp. 1688 – 1690, 1998.
- [66] S. Barcelos, M.N. Zervas and R.I. Laming, "Characteristics of chirped fiber gratings for dispersion compensation". *Optical Fiber Technology*, V. 2, pp. 213 – 215, 1996.
- [67] T. Mizunami *et al.*, "Computer controlled fibre Bragg gratings", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 2.229 – 2.232, 1996.
- [68] M.G. Xu *et al.*, "Tunable fibre bandpass filter based on a linearly chirped fibre Bragg grating for wavelength demultiplexing", *Electronics Letters*, V. 32, N. 20, pp. 1918 – 1919, 1996.
- [69] L. Quetel *et al.*, "Programmable fiber grating based wavelength demultiplexer", *Technical Digest of OFC'96*, pp. 120 – 121, 1996.
- [70] S.Y. Kim *et al.*, "Channel-switching active add/drop multiplexer with tunable gratings", *Electronics Letters*, V. 34, N. 2, pp. 104 – 105, 1998.
- [71] K.O. Hill *et al.*, "Variable-spectral-response optical waveguide Bragg grating filters for optical processing", *Optics Letters*, V. 20, N. 12, pp. 1438 – 1440, 1995.
- [72] P.A. Krug *et al.*, "270 km transmission at 10 Gb/s in nondispersion-shifted fiber using adjustable chirped 120 mm fiber Bragg grating dispersion compensator", *Technical Digest of OFC'95*, postdeadline paper PD-27, 1995.
- [73] P.A. Krug *et al.*, "Dispersion compensation over 270 km at 10 Gb/s using na offset-core chirped fiber Bragg grating", *Electronics Letters*, V. 31, N. 13, pp. 1091 – 1093, 1995.

- [74] A. Iocco, H.G. Limberger, R.P. Salathe, "Tension and compression tuned Bragg grating filter", *Proceedings of ECOC'98*, 1998.
- [75] T. Imai, T. Komukai and M. Nakazawa, "Dispersion tuning of a linearly chirped fiber Bragg grating without a center wavelength shift by applying a strain gradient", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 10, N. 6, pp. 845 – 847, 1998.
- [76] L. Meng *et al.*, "A symmetric cantilever structure for adjustable chirping of fiber Bragg grating for dispersion compensation", *Technical Digest of OFC'98*, pp. 182 – 183, 1998.
- [77] J.L. Cruz *et al.*, "Fibre Bragg gratings tuned and chirped using magnetic fields", *Electronics Letters*, V. 33, pp. 235 – 236, 1997.
- [78] S. Jin *et al.*, "Magnetically programmable fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 34, N. 22, pp. 2158 – 2159, 1998.
- [79] J. Arkwright *et al.*, "Fibre gratings for dispersion compensation" – viewgraph in reference to "Package Design", Seminar presented at *ECOC'97*, Edimburgh, September, 1997.
- [80] D.L. Weidman *et al.*, "A novel negative expansion substrate material for athermalizing fiber Bragg gratings", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 1.61 –1.64, 1996.
- [81] G.W. Yoffe *et al.*, "Temperature-compensated optical-fiber Bragg gratings", *Technical Digest of OFC'95*, pp. 134 – 135, 1995.

Capítulo 4

CARACTERIZAÇÃO E SINTONIA DE GRADES COMPENSADORAS DE DISPERSÃO

Este capítulo descreve um método preciso e confiável para caracterização de grades com chirp, em fibra, e apresenta um estudo experimental e numérico da sintonia desse tipo de grade através da aplicação de um perfil de temperatura ou de tensão mecânica sobre a mesma.

4.1. INTRODUÇÃO

As grades de Bragg com *chirp*, também chamadas de ‘grades compensadoras de dispersão’ (*dispersion compensating grating, DCG*), são conhecidas por operar eficientemente em sistemas de transmissão ao longo de toda a banda dos amplificadores a Érbio. A figura-de-mérito, *FOM*, normalmente usada para descrever o desempenho de uma fibra compensadora de dispersão (*dispersion compensating fiber, DCF*), é definida como a razão entre a dispersão induzida e a perda por inserção [1]. Nestes termos, as *DCGs* exibem uma *FOM* de ~ 1000 ps/nm/dB, numa banda de ~ 10 nm, enquanto que a das *DCF*’s fica em torno de 200 ps/nm/dB, por toda a terceira janela de comunicações. De acordo com este critério, atualmente, as grades compensadoras de dispersão seriam mais adequadas para operação numa banda inferior a 10 nm, e as fibras compensadoras, apesar de sua figura-de-mérito relativamente baixa, seriam indicadas para sistemas operando numa banda de comprimentos de onda maior do que 10 nm. Entretanto, já foi demonstrado que é possível fabricar-se longas grades não-apodizadas através da técnica *super-step-chirped* [2]. Assim, com as melhorias recentes na tecnologia de grades, as larguras de banda destas tendem a aumentar ainda mais, bem como o parâmetro dispersão associado a elas. De fato, o cascadeamento, em série, de muitas grades com comprimentos de onda central adjacentes pode prover uma extensão de banda significativa – uma faixa compensada de aproximadamente 15 nm já foi reportada [3].

Para funcionar propriamente como compensadora de dispersão, uma grade com *chirp* requer o uso de um circulador óptico, que é um dispositivo que possui, tipicamente, uma perda por inserção tão baixa quanto 1 dB entre portas. Apesar de serem sensíveis à polarização [4], as *DCGs* possuem comprimento de interação curto e apresentam baixas não-linearidades [5]. Com base em seus aspectos favoráveis, as grades em fibra com *chirp* são uma ótima opção para a modernização dos enlaces ópticos já instaladas que permita uma operação em banda larga, i.e.

sistemas de alta capacidade (> 10 Gb/s ou $n \times 10$ Gb/s), em fibra monomodo padrão, operando por distâncias superiores a ~ 60 km.

Este capítulo descreve um método de caracterização de grades em fibra, implementado em duas configurações experimentais, bem como o procedimento de simulação para caracterização numérica das grades, através do *software LightD*, desenvolvido no CPqD [6]. Apresenta também os resultados de vários experimentos de sintonia de grades compensadoras de dispersão não-apodizadas, baseados numa estrutura que permite tanto a aplicação de um perfil de temperatura ao longo da grade quanto seu estiramento longitudinal, por tensão mecânica. Com base nos resultados destes experimentos, é proposto um modelo teórico que, incorporado ao programa original das grades compensadoras de dispersão, permite simular as mudanças propostas no capítulo seguinte.

4.2. CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL [7, 8]

4.2.1. INTRODUÇÃO

Com a demanda crescente de grades para aplicações sistêmicas, cresce a necessidade de uma caracterização e desempenho precisos e confiáveis destes componentes. Em particular, aplicações de compensação da dispersão em sistemas de alta capacidade requerem que a uniformidade da refletividade de grades com *chirp* seja bem caracterizada, bem como que o desvio do atraso de grupo (seu caráter ondulatório) em relação ao desvio ideal (linear) seja reduzido a um valor insignificante, para que o desempenho sistêmico seja maximizado em termos de contagem de bits errados. A importância da compensação da dispersão em sistemas *WDM* tem atraído uma atenção crescente [5, 9] e, com as recomendações do *ITU-T* para que o espaçamento entre canais seja igual a 100 GHz ($\sim 0,8$ nm), as grades em fibra devem obedecer a esta especificação com precisão e reprodutibilidade (NOTA: propostas sistêmicas mais recentes estabelecem um espaçamento entre canais de 50 GHz, no caso de sistemas *DWDM* [10 - 12]). Com este objetivo, várias técnicas de medida de grades foram reportadas, a maioria baseando-se em métodos de interferometria óptica [13 - 21], onde os resultados mais sensíveis confiam na resolução da fonte laser sintonizável empregada.

Esta seção descreve uma técnica [22], alternativa aos métodos de medida no domínio óptico, que com simplicidade e confiabilidade é capaz de caracterizar grades em fibra com alta resolução, precisão e reprodutibilidade no domínio elétrico. O método baseia-se na detecção elétrica das variações na amplitude e na fase de um sinal modulado, em comparação à amplitude e fase de um sinal refletido (ou transmitido) por uma grade – um princípio sugerido para medidas de tensão mecânica e comprimento de fibras ópticas [23, 24]. Embora a técnica seja aplicável à caracterização de qualquer tipo de grade, as duas montagens descritas possuem resolução alta o suficiente (da ordem de 1 pm e 0,1 pm, para o comprimento de onda e 1 ps, para o atraso de grupo) para uma caracterização muito precisa do caráter ondulatório do atraso de grupo exibido pelas grades com *chirp*.

4.2.2. CONCEITOS

A caracterização das grades é efetuada no domínio da frequência elétrica e baseia-se no uso de um sinal óptico contínuo (*continuous wave*, CW), sintonizável, cuja envoltória é modulada em amplitude a uma frequência elétrica (RF) fixa, ω_c . Numa concepção mais simples, como ilustrado na Figura 4.1 (a), a função de transferência linear, $H(j\omega)$, de um determinado dispositivo, alimentado por um sinal eletromagnético, $f(t)$, entrega na saída um sinal, $g(t)$, cuja amplitude é o resultado do produto entre $f(t)$ e $|H|$ e cuja fase corresponde à fase de $f(t)$ atrasada pelo ângulo de $H(j\omega)$.

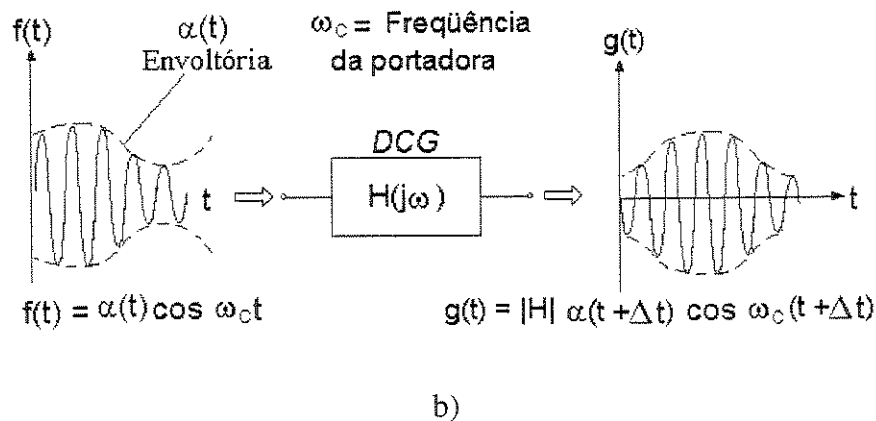
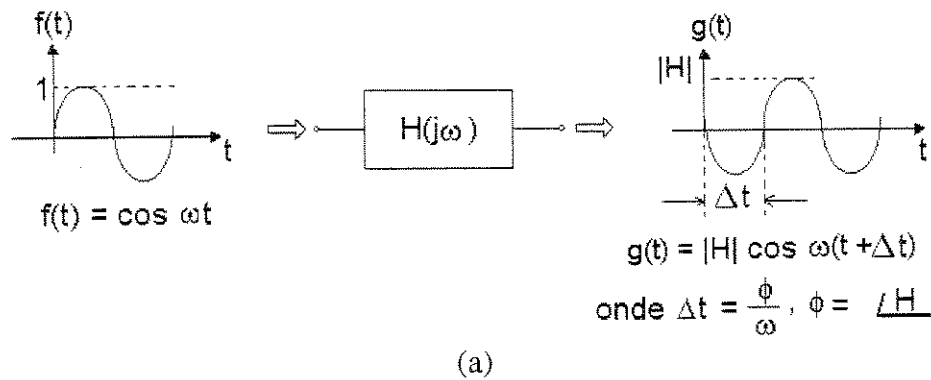


Figura 4.1 – Conceitos básicos: função de transferência, $H(j\omega)$ e (b) modulação AM.

Similarmente, se o sinal CW que entra no dispositivo (no caso, uma grade de Bragg) for modulado em amplitude (AM), como indicado na Figura 4.1 (b), a portadora e os componentes do sinal refletido pela grade serão afetados por $H(j\omega)$ de uma maneira idêntica à do caso anterior. Em outras palavras, o sinal portador e a envoltória modulada são multiplicados pela amplitude de $H(j\omega)$, e são, ambos, atrasados temporalmente em Δt (i.e. correspondente à fase de $H(j\omega)$). Portanto, medindo-se a envoltória modulada, o impacto do dispositivo sobre a portadora pode ser inferido.

Este tipo de caracterização em RF é a base para a maioria das medições realizadas por equipamentos como voltímetros vetoriais e analisadores de rede [25, 26], ambos usados durante o presente trabalho – o primeiro durante estágio no *BT Laboratories*, e o segundo nos laboratórios da Fundação CPqD. Essencialmente, esta técnica, operando no domínio elétrico, requer um duplo canal que meça as voltagens de dois sinais CW e a fase entre eles.

O diagrama da Figura 4.2 ilustra a relação vetorial entre dois sinais modulados na mesma frequência (os resultados medidos da amplitude normalizada dados em escala logarítmica e os da fase dados em graus) e a maneira como aqueles equipamentos fazem com que um sinal seja usado como referência de fase. A frequência de modulação escolhida foi de 277,777778 MHz, o que faz com que cada grau da fase corresponda a um atraso de 10 ps, i.e., $[10 \text{ ps} = (1^\circ / 360^\circ) / 277,777778 \text{ MHz}]$.

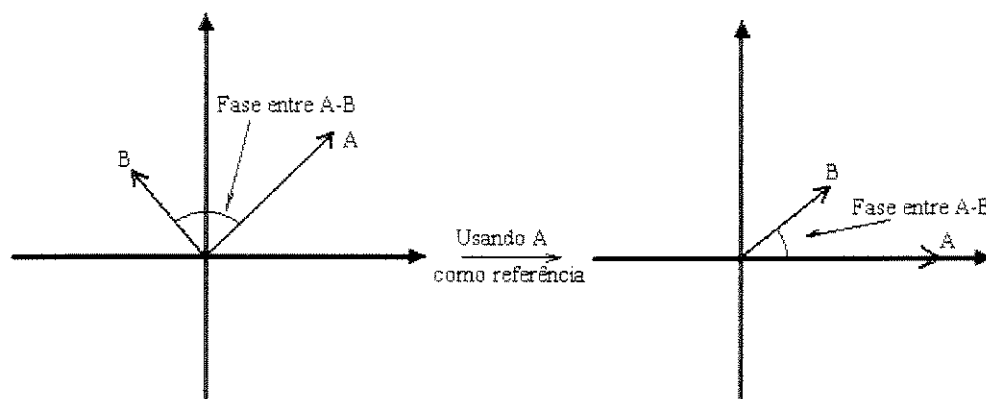


Figura 4.2 – Sinais vetoriais e o uso de um dos sinais como referência de fase.

4.2.3. CONFIGURAÇÕES

Como mencionado na seção anterior, o trabalho experimental da tese foi desenvolvido em dois laboratórios. A primeira etapa, no *BT Laboratories*, incluiu a melhoria da precisão da montagem de caracterização, já existente, que utiliza um voltímetro vetorial, obtida através da inclusão de um medidor de comprimento de onda de alta resolução (1 pm). Além disso, para tornar a montagem mais versátil, foram incluídas fontes sintonizáveis alternativas (laser DFB com cavidade externa ou com dois eletrodos). Todas as opções de medida foram automatizadas via interface GPIB. A necessidade da inclusão do medidor de comprimento de onda foi decorrente da observação da imprecisão relativa entre medidas sucessivas, i.e. baixa reprodutibilidade de resultado, em termos da leitura do comprimento de onda, e da observação de saltos de modo (*mode hoppings*) durante a operação dos lasers sintonizáveis. Além disso, incorporou-se uma conversão opto-elétrica que não existia na montagem original, capaz de prover uma compensação das flutuações da potência óptica do sinal usado como referência. Deve-se notar que estas flutuações foram significativas apenas para uma das fontes sintonizáveis utilizadas (laser DFB com dois eletrodos – vide Apêndice C). Desta forma, dezenas de caracterizações de alta confiabilidade foram realizadas, uma vez que no mesmo laboratório existe a facilidade de

impressão de grades em fibra, com e sem *chirp*, apodizadas e não-apodizadas, pela técnica da máscara de fase. A montagem com voltímetro vetorial é a base para os estudos referentes: (a) à precisão e reprodutibilidade da técnica de medida apresentadas; (b) ao deslocamento em frequência devido ao bombeamento da fibra com deutério e a flutuações da temperatura ambiente, durante medições das grades; (c) à simetria de apodização, a ser apresentado no Capítulo 5 e (d) às grades compensadoras de dispersão trazidas ao Brasil, para continuidade do trabalho. A segunda montagem (automatizada em plataforma *Labview*), portanto, refere-se à etapa brasileira das medições, realizadas na Fundação CPqD, e que atua como base para os demais estudos da ondulação do atraso de grupo apresentados neste texto. Esta configuração é semelhante à anterior, porém substitui o voltímetro vetorial por um analisador de componente óptico – i.e. um analisador de rede equivalente aos usados por engenheiros de microondas, mas com interfaces ópticas. O emprego deste equipamento implicou no uso de um sinal de referência de amplitude e fase fixos, interno ao equipamento, o que porém não compromete os resultados finais, pois o laser sintonizável usado é bastante estável em potência e suas flutuações podem ser consideradas desprezíveis ao longo das faixas espectrais varridas durante as caracterizações.

4.2.3.1. MONTAGEM COM VOLTÍMETRO VETORIAL

A Figura 4.3 mostra a configuração básica da montagem com voltímetro vetorial. A saída de uma fonte CW sintonizável com resolução de 1 pm (Photonetics Tunics-PR ou HP8168A ou um conjunto de diodos laser DFB *split-contact*, alimentados por uma fonte de corrente sintonizável - vide Apêndice C) é protegida contra reflexões contra-propagantes por um isolador óptico - necessário principalmente para a terceira opção de fonte sintonizável. O sinal óptico é dividido pelo acoplador “1” (90:10) para ser injetado (90%) em um modulador Mach Zehnder de LiNbO_3 e (10%) num medidor de comprimento de onda, cuja resolução também é de 1 pm (Advantest TQ8325). Por ser sensível à polarização, o modulador requer um controle de polarização (CP) à sua entrada. Um sinal senoidal elétrico estável é aplicado ao modulador para modular externamente o feixe óptico, que é, então, dividido pelo acoplador “2” (3 dB) de forma a entrar na porta “1” de um circulador óptico e a ser detectado para a porta de referência (A) para detecção por um voltímetro vetorial de alta resolução (HP8508A). A grade é conectada à porta “2” do circulador, podendo ser caracterizada tanto no modo de reflexão quanto no de transmissão. No primeiro caso, a luz que sai pela porta “3” do circulador é detectada e conectada à porta de entrada (B) do voltímetro vetorial. Neste caso, a saída da grade é mergulhada em óleo casador de índice, para redução do nível de ruído. Para medida feita em transmissão, a saída da grade é diretamente conectada ao foto-diodo e o sinal elétrico é, então, aplicado à porta B do voltímetro vetorial. A sensibilidade deste equipamento é de 10 μV (faixa óptica dinâmica de 45 dB) e sua resolução de 0,1 graus. Como já mencionado, a frequência de RF é ajustada para 277,777778 MHz, o que dá um atraso de 10 ps / grau de mudança de fase. O uso do medidor de comprimento de onda assegura a necessária reprodutibilidade das medidas de comprimento de onda, provendo uma referência em λ independente da leitura direta dos lasers sintonizáveis – que não é confiável, devido a erros causados por *mode hopping* da fonte [7].

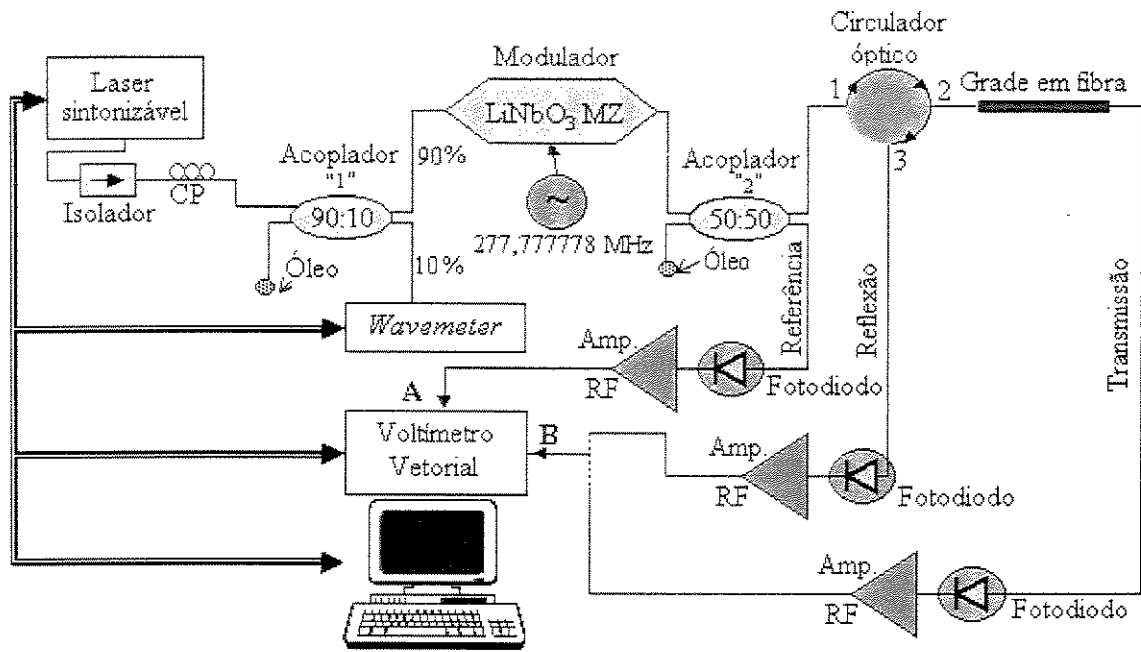


Figura 4.3 – Montagem com voltímetro vetorial, realizada no BT Laboratories.

A necessidade de precisão das medidas do atraso de grupo é ilustrada na Figura 4.4, onde a caracterização de uma grade com 100 mm de comprimento, com *chirp* e não-apodizada, é realizada em passos de 10 pm e de 1 pm (Figura 4.4 (a)). Numa visão em detalhe das medidas resultantes, Figura 4.4 (b), verifica-se que a ondulação do atraso de grupo não pode ser bem observada em medidas feitas com baixa resolução. Ondulações com amplitude total de aproximadamente ± 50 ps, ou menos, só podem ser detectadas por uma medição feita com resolução de 1 pm [8].

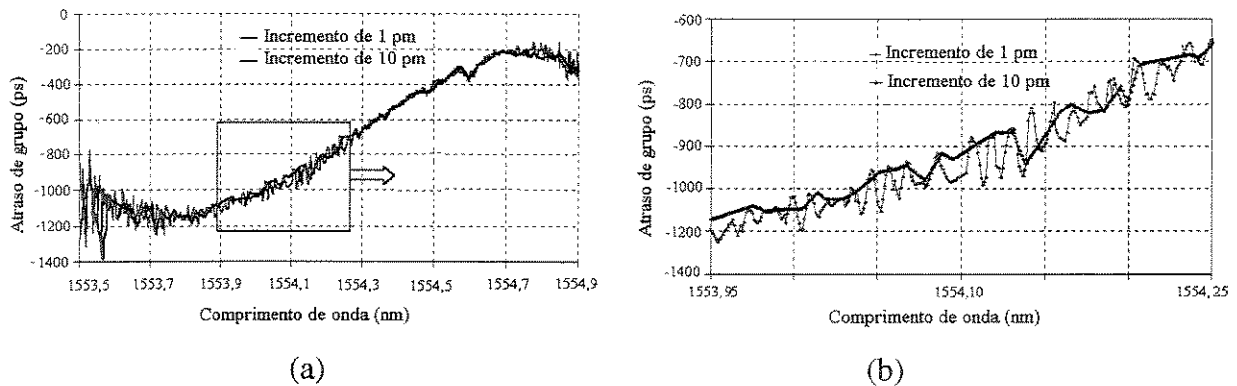
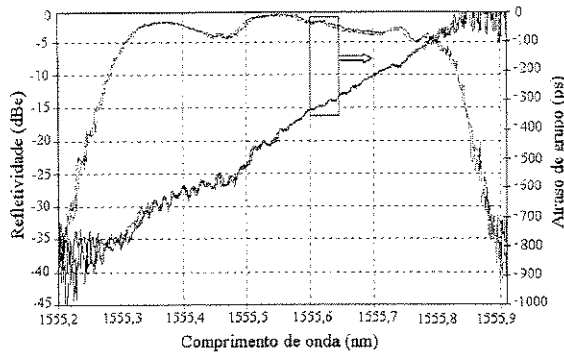


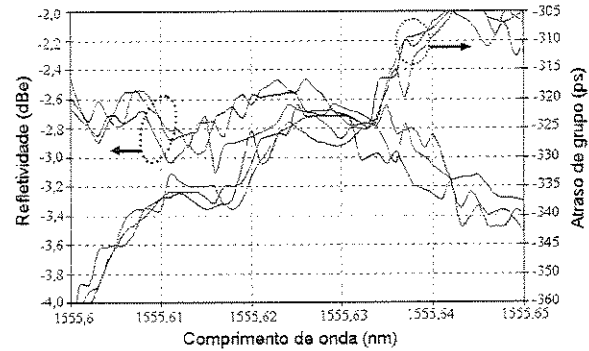
Figura 4.4 – (a) Caracterizações do atraso de grupo de uma grade de 100 mm de comprimento, não-apodizada, com *chirp* em degrau, feitas com incrementos de 1 pm e 10 pm; (b) detalhamento da medida anterior.

Para avaliar o método, várias medidas foram repetidas sucessivamente e a técnica mostrou-se altamente repetitiva, com uma precisão de 0,3 dB ópticos, em termos de amplitude do sinal refletido, e de 1 ps, para o atraso de grupo, o que corresponde à resolução do voltímetro vetorial na faixa de operação utilizada. A Figura 4.5 (a) apresenta os resultados de três caracterizações

sucessivas de uma mesma grade apodizada com *chirp*, medindo 100 mm de comprimento. A partir do detalhamento destes resultados, Figura 4.5 (b), observa-se boa reprodutibilidade das medições, com margem de erro, para a refletividade, de $\sim \pm 0,20$ dB, para o comprimento de onda, de ± 10 pm e, para o atraso de grupo, de ± 5 ps.



(a)



(b)

Figura 4.5 - Avaliação da reprodutibilidade do método: (a) três caracterizações completas e sucessivas de uma grade apodizada, com *chirp*; (b) detalhamento das medidas.

Uma vez estimadas as margens relativas ao método de caracterização das grades, algumas de suas propriedades foram estudadas. Primeiramente, sabe-se que o carregamento (por bombeamento) de deutério ou hidrogênio, durante o processo de fabricação das fibras que serão expostas à radiação uv, aumenta a fotossensibilidade das fibras, permitindo a indução de mudanças bem mais profundas na modulação do índice de refração [27]. A maioria das grades apresentadas aqui foram fabricadas em fibras bombeadas com deutério. Após a impressão da grade, inicialmente, o deutério se difunde dentro da região exposta à radiação uv, e em seguida difunde-se para fora da grade (*out-gassing*), causando um deslocamento do comprimento de onda de Bragg. Para acelerar a remoção do deutério, após sua impressão, a grade pode ser aquecida a uma temperatura próxima de 85 °C por, pelo menos, 48 horas. Alternativamente, para a fibra usada (125 μ m OD), após duas semanas à temperatura ambiente (~ 22 °C), o deslocamento em direção ao azul, em decorrência do *out-gassing* do deutério, se estabiliza [8]. O deslocamento do comprimento de onda de Bragg de uma grade de referência foi medido repetindo-se sua caracterização durante vários dias, sempre à mesma temperatura ambiente, e tomando as leituras do medidor de comprimento de onda. Este procedimento começou no dia em que a grade foi fabricada e terminou quando o deslocamento tornou-se, aproximadamente, igual a -1 pm/dia. O deslocamento total, após 40 dias, foi de $\sim -1,6$ pm, como pode ser visto na Figura 4.6.

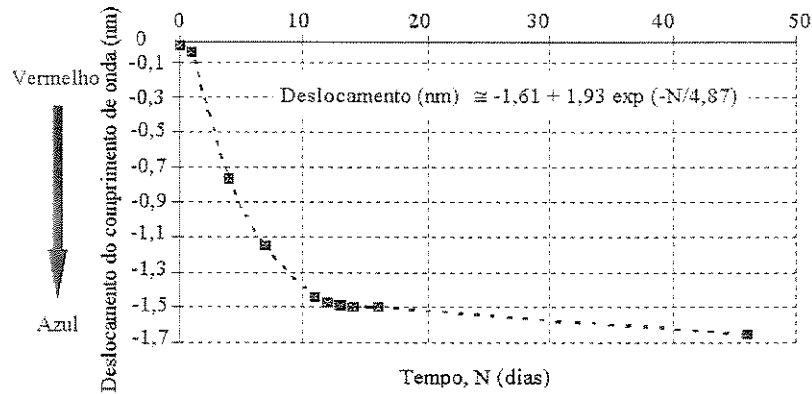


Figura 4.6 – Deslocamentos do comprimento de onda de Bragg com o passar do tempo, devido ao bombeamento de deutério.

Outro aspecto importante das grades é sua sensibilidade à temperatura e tensão mecânica. Embora a temperatura ambiente do laboratório seja controlada e mantida aproximadamente constante, medidas de referência foram tomadas em função de pequenas variações da temperatura ambiente, que ocorrem ao longo do dia, obtidas através da leitura de um termostato de precisão posicionado ao lado da grade durante sua caracterização. A partir do resultado para uma caracterização completa não sujeita a variação de temperatura, i.e. a temperatura inicial foi exatamente igual à final (cada caracterização completa durando cerca de 1 hora), estimou-se um deslocamento de total da grade de -4 pm (i.e., em direção ao vermelho) para cada $+0,1^\circ\text{C}$ de variação da temperatura ambiente durante a caracterização. Este valor é usado como fator de correção para todos os resultados finais, sempre que ocorre variação de temperatura durante a caracterização, uma vez que a temperatura das grades é monitorada durante todo o processo [8]. A Figura 4.7 apresenta este resultado.

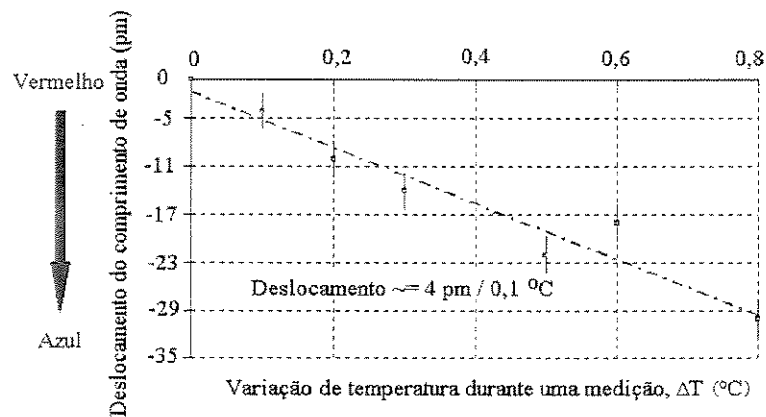


Figura 4.7 – Deslocamentos do comprimento de onda de Bragg em função de pequenas variações da temperatura ambiente durante cada caracterização.

A maioria das grades em fibra apresentadas nos estudos experimentais da tese foram fabricadas no *BT Laboratories* através do método da máscara de fase exposta a um feixe uv em varredura, gerado por um laser de argônio com dobrador de frequência intra-cavidade, operando em 244 nm .

A potência do sinal uv incidente sobre a máscara é de cerca de 100 mW, sendo que, em média, as fibras são irradiadas de uma a 25 vezes a uma velocidade de varredura de cerca de 2 mm/s [28]. Para fabricação de grades apodizadas, o método usado é o mesmo descrito no Capítulo 3, que pode ser sumarizado como se segue. Remove-se a resina da fibra, que é fixada, por sucção a vácuo, sobre dois estiradores piezo-elétricos. A máscara de fase é alinhada para que se posicione simetricamente entre os fixadores, de modo que o centro da grade experimente um estiramento nulo. Os cristais piezo-elétricos são controlados por um sinal dente-de-serra oscilando na frequência, f , de ~ 50 Hz, suficiente para acomodar a velocidade, v , de varredura do feixe uv ($f > v/w$, onde w é o *spot-size* do feixe uv). Desta forma, os extremos da grade experimentam um estiramento de cerca da metade do período da grade. Alterando-se a posição da máscara de fase em relação aos cristais piezo-elétricos, a apodização torna-se assimétrica [29].

4.2.3.2. MONTAGEM COM ANALISADOR DE REDE

Para continuidade e finalização, na Fundação CPqD, dos estudos experimentais iniciados no *BT Laboratories*, o mesmo método de caracterização das grades foi implementado, empregando equipamentos semelhantes aos usados anteriormente. A montagem utilizada é ilustrada na Figura 4.8, automatizada na plataforma *Labview*.

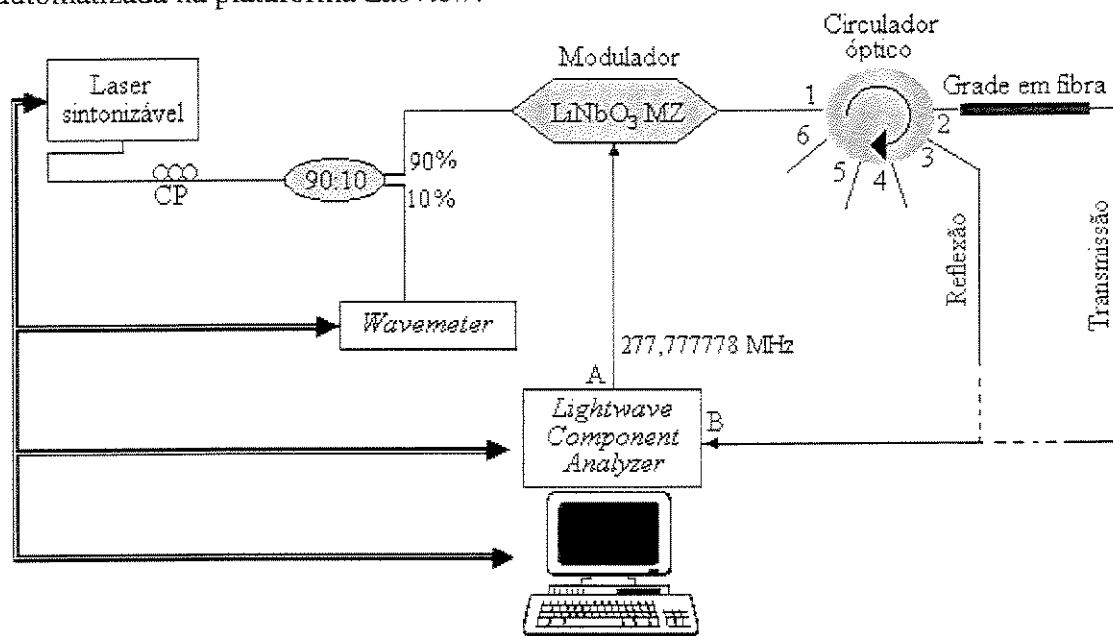


Figura 4.8 – Montagem com analisador de rede.

A fonte laser sintonizável empregada é da mesma linha de um dos usados na primeira configuração, i.e. um laser Photonetics Tunic, com resolução de 1 pm. O medidor de comprimento de onda possui uma resolução mais fina, de 0,1 pm (Burleigh WA-1500) e o circulador óptico é um dispositivo de 6 portas (perda por inserção de cerca de 1 dB entre portas sucessivas), permitindo a realização de alguns dos experimentos descritos posteriormente. O modulador de LiNbO₃, o fotodetector e o amplificador de RF que o precede, pertencem ao

equipamento HP83420A. O analisador de rede (HP8702B) possui resoluções de 0,001 dB elétrico e 0,01°, para medidas de amplitude e fase, respectivamente. A faixa dinâmica do sistema é de 40 dBo (dB em nível óptico).

À exceção dos estudos relativos aos estudos de simetria de apodização, todos os demais resultados descritos nas próximas seções foram obtidos através de caracterizações utilizando a montagem da Figura 4.8, que também foi testada, à semelhança da anterior, quanto à reprodutibilidade e precisão das medidas – resultando em margens semelhantes às obtidas no *BT Laboratories*.

4.2.3.3. DISCUSSÃO SOBRE A PRECISÃO DA MEDIDA

Na caracterização das grades, as leituras do atraso de fase são diretamente convertidas a um atraso de tempo relativo, τ , através da relação:

$$\tau(\lambda) = \frac{\phi / 360^\circ}{f_{\text{mod}}}, \quad (4.1)$$

onde f_{mod} corresponde à frequência que modula a fonte laser. A sensibilidade da medida deveria, aparentemente, ser melhorada por taxas de modulação mais altas e pelo uso de um discriminador de fase de alta resolução, para determinação de ϕ . Com uma resolução do voltímetro vetorial de cerca 0,1°, resoluções no atraso temporal de 1,1 e 0,14 ps são obtidas para $f_{\text{mod}} = 250$ MHz e 2 GHz, respectivamente. Assim, um aumento de f_{mod} parece indicar um aumento da resolução das medidas, o que na verdade não ocorre. Uma possível explicação para este fato foi dada por C. Clark *et al.* [30]. Segundo eles, estas bandas laterais, inerentes ao processo de modulação de amplitude, produzem um efeito similar ao de uma média ao longo de uma banda estreita, com largura de $2 \times f_{\text{mod}}$. Como consequência, aumentando-se a frequência de modulação, o filtro óptico é efetivamente amostrado em comprimentos de onda mais afastados, e qualquer estrutura fina em $\tau(\lambda)$, que ocorra entre os comprimentos de onda amostrados, é suavizada. A frequência de modulação determina a janela de comprimentos de onda sobre a qual o atraso de grupo é “amostrado”. Por exemplo, para os equipamentos usados, $f_{\text{mod}} = 250$ MHz, 1 GHz e 2 GHz amostra janelas tendo larguras espectrais de 4, 16 e 32 pm, respectivamente. A consequência é que frequências de modulação mais altas não apenas reduzem o ruído resultante do erro da resolução de fase, como também suprimem a ondulação do atraso de grupo (*group delay ripple*, *GDR*) verdadeira do dispositivo, como ilustrado na Figura 4.9. De fato, nesta técnica, a medida do atraso de grupo é feita através do batimento óptico das duas bandas laterais, criadas pela modulação da portadora óptica. Como o atraso de grupo envolve uma derivada da fase, se o afastamento entre os pontos de medida da inclinação for grande (frequência alta), da ordem do período da *GDR*, o atraso de grupo não será medido corretamente. Existe, portanto, uma frequência ótima que combina resolução de fase com a medida da derivada da fase.

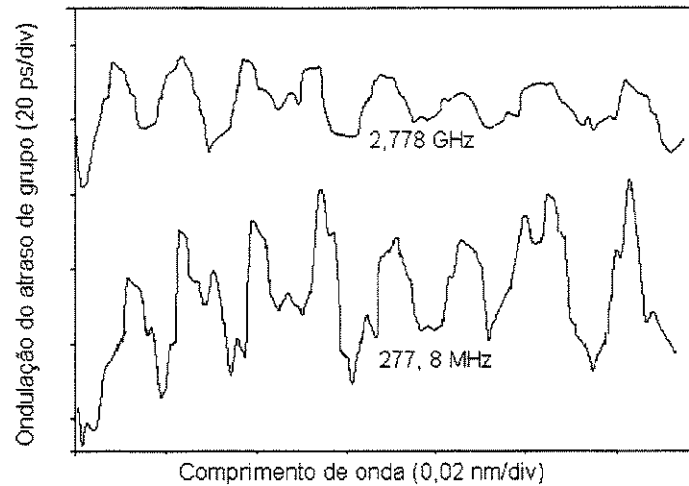


Figura 4.9 – Uma frequência de modulação mais alta, de $\sim 2,778$ GHz, reduz o ruído e suprime a amplitude da ondulação do atraso de grupo real, em comparação à GDR medida com uma frequência de modulação mais baixa, de $\sim 277,8$ MHz.

Vários fabricantes de grades têm reportado que a frequência de modulação na faixa de 250 a 300 MHz provê os resultados mais precisos para grades compensadoras de dispersão. Contudo, esta característica não se aplica tão bem a grades mais curtas [30]. De fato, devido à natureza de amostragem da medida, o resultado pode ser insensível à ondulação do atraso de grupo se um período espectral da ondulação coincidir com múltiplos inteiros da frequência de modulação. Neste caso, duas medidas tomadas com frequências diferentes devem ser realizadas para garantia de que todas as ondulações estejam sendo detectadas.

Além da escolha da frequência de modulação mais adequada para a medida, outras fontes de erro devem ser conferidas a fim de se obter resultados confiáveis. A maior parte das precauções são comuns à maioria das medidas que requerem alta precisão, dentre elas: o controle da polarização da luz ao longo do caminho óptico, para evitar flutuações rápidas de potência no receptor, a ausência de elementos com dependência temporal do comprimento de onda – exceto pela grade a ser caracterizada – e reflexões discretas no caminho óptico. Estas podem interagir com a grade e formar cavidades do tipo Fabry-Perot, aumentando o ruído da medida o que, no caso de pequenas reflexões, pode ser confundido com o atraso de grupo verdadeiro.

4.2.3.4. REPRESENTAÇÃO DA DISPERSÃO

A dispersão, definida como a variação do atraso de grupo em relação ao comprimento de onda, é obtida diretamente a partir da Equação (4.1). Porém, a variação incremental não deve ser tomada simplesmente entre dois pontos dos dados porque – mesmo quando usando um passo relativamente grande, por exemplo de 10 pm – um ruído no atraso de grupo de ± 1 ps resulta num ruído de dispersão de ± 100 ps/nm. Portanto, é necessário que se utilize algum tipo de técnica para cálculo da média dos dados.

Existem muitas maneiras de representar a dispersão a partir dos dados medidos do atraso de grupo. Um método clássico é o de aproximar os dados a uma função simples (*fitting*) e, então, diferenciá-la. Para grades em fibra uniformes, é comum uma aproximação por um polinômio de segunda ordem (parábola) ou de terceira ordem. Grades com *chirp* linear podem ser aproximadas a uma função linear. Contudo, em ambos os casos, a função usada ignora as ondulações verdadeiras. Se a dispersão for derivada desta forma, não será possível concluir com confiabilidade se o dispositivo prático terá bom desempenho numa filtragem em alta frequência. Entretanto, esta é uma aproximação aceitável para uma estimativa da ordem de grandeza da dispersão ao longo da banda passante da grade.

Para que se tenha uma medida mais precisa da dispersão, outra técnica consiste em se aplicar um *fitting* do tipo linear sobre uma janela de comprimento de onda em movimento espectral [30]. Esta técnica provê um balanço entre a *GDR* verdadeira, que impacta no desempenho sistêmico, e o ruído da medida. O tamanho da janela é um parâmetro crítico e pode produzir resultados bastante diferentes. Para grades com *chirp* linear, a redução do tamanho da janela implica em reduzir a amplitude da ondulação da dispersão. Portanto, a melhor escolha deve recair sobre uma janela cujo tamanho tenha um significado físico real. Neste sentido, uma aproximação seria a de tomar a média ao longo de uma faixa de comprimentos de onda similar à largura espectral do laser transmissor do sistema. A largura exata dependerá do tipo de laser e do esquema de modulação empregado, mas janelas com tamanhos variando entre 50 a 150 pm são as mais comuns. Discussão semelhante será feita no próximo capítulo sobre a representação do atraso de grupo.

O período da ondulação do atraso de grupo também causa um forte impacto sistêmico e deve ser considerado quando da escolha da técnica de suavização dos dados. Correlacionando-se as excursões de pico da dispersão medida à penalidade crescente de potência do sistema seria, neste caso, um primeiro passo. A definição das amplitudes aceitáveis das excursões de pico seria o objetivo final.

4.3. SIMULAÇÃO NUMÉRICA

O programa para obtenção da resposta espectral das grades de Bragg em fibra, escrito em linguagem C++ pelo Dr. A. Paradisi, da Fundação CPqD, seguindo o modelo matemático descrito no Apêndice B, está implementado no software “*LightD*” [6], desenvolvido para modelar, projetar e otimizar sistemas de comunicação óptica. Este *software* utiliza métodos eficientes de transferência de dados e gerenciamento de memória, oferecidos pelo ambiente de simulação “Ptolomey” [31]. Este tem por base a criação de paletas com ícones, a partir de uma estrela, i.e. um bloco funcional elementar, para o caso de grade de Bragg em fibra. Assim, a paleta que permite a realização da caracterização numérica das grades é formada pelos componentes indicados na Figura 4.10, que constituem um universo, i.e. um bloco funcional executável e que permitem a visualização do espectro do sinal refletido pela grade e do atraso de grupo correspondente. A Tabela 4.1 apresenta a descrição dos componentes indicados na Figura 4.10, e um exemplo de parametrização.

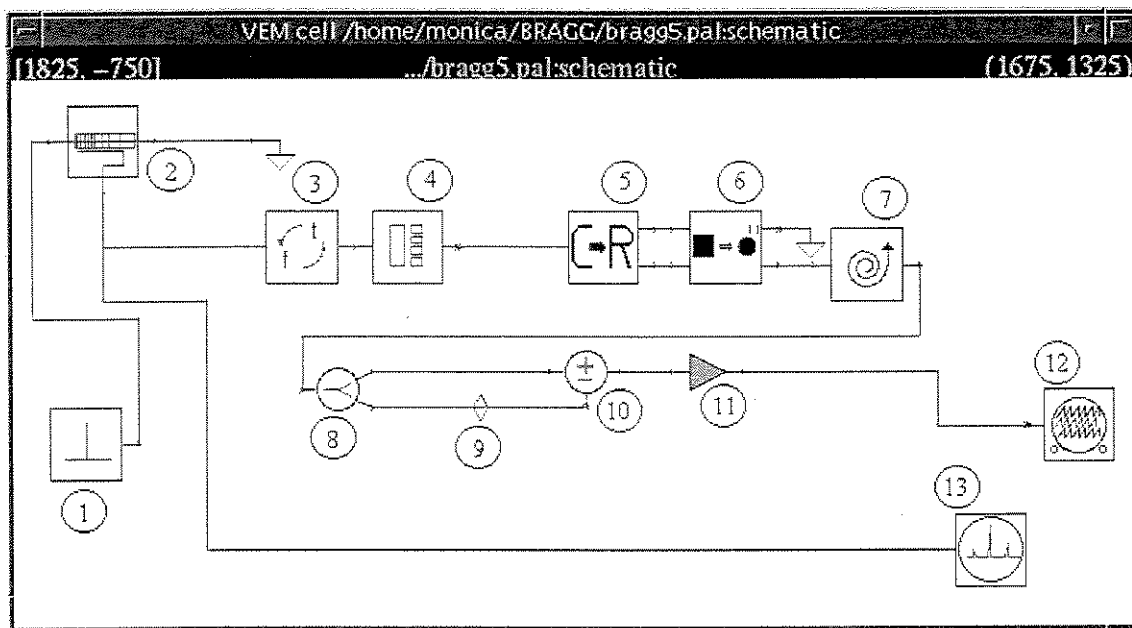
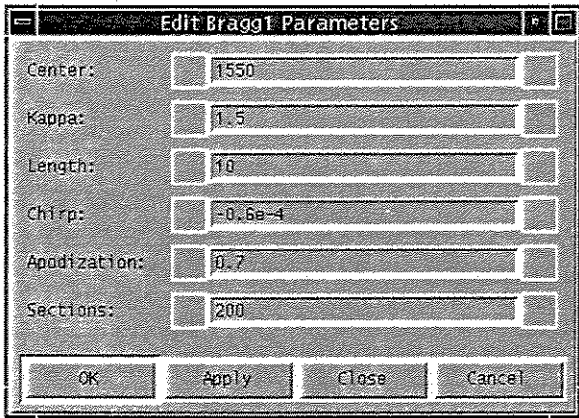
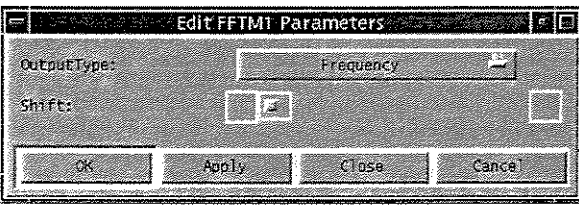
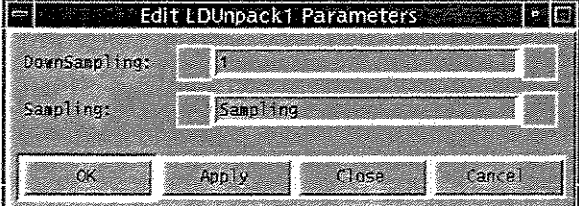
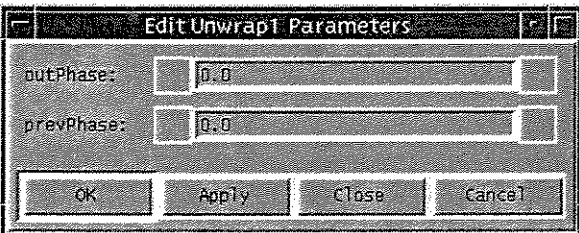
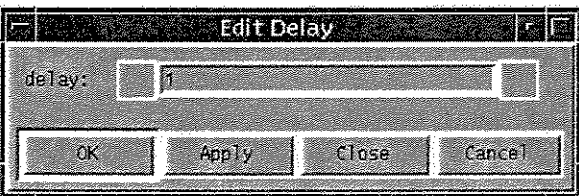
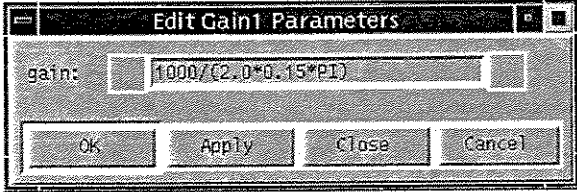
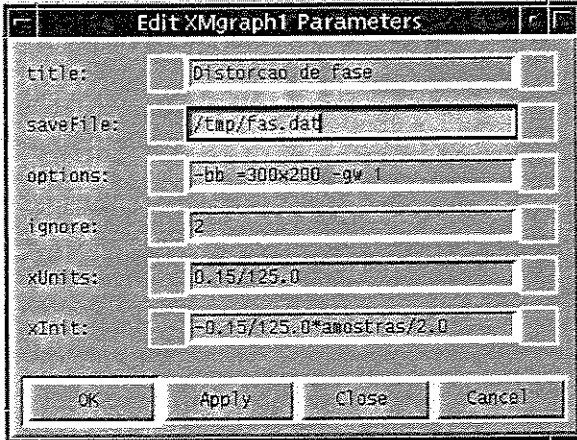
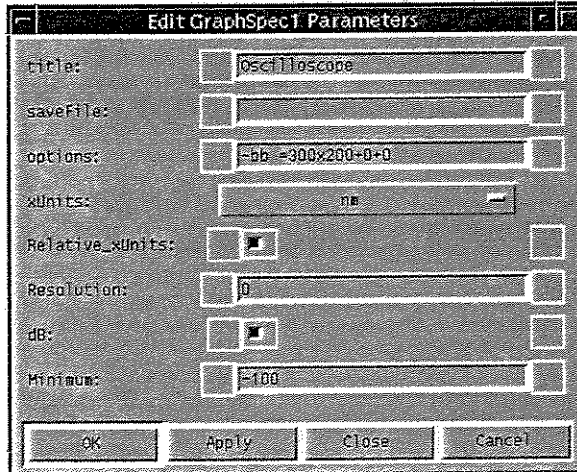


Figura 4.10 – Paleta do software LightD [6] empregada para caracterização numérica de uma grade de Bragg em fibra (os componentes da paleta são descritos na Tabela 4.1).

Tabela 4.1 – Componentes da paleta de simulação das grades e exemplo de parâmetros

COMPONENTE	DESCRIÇÃO	PARÂMETROS (Ex.)
	<u>Parâmetros globais</u> Os valores em <i>Sampling</i> indicam a banda, em GHz, o número de bits e o número de pontos	
1	Fonte CW	

2	Grade de Bragg em fibra	
3	Transformada de Fourier para visualização no domínio da frequência	
4	Conversor <i>LightD</i> → Ptolomey (Desempacotador)	
5	Forma complexa → retangular	- X -
6	Representação retangular → polar	- X -
7	Correção da fase, quando esta gira 2π rad	
8	<i>Fork</i> – Divisão da fase	- X -
9	Inserção de um atraso para obtenção da derivada do atraso de grupo	
10	Soma/diminui	- X -

11	Ganho Converte a fase em atraso temporal, numa escala de ps	
12	Ferramenta gráfica do Ptolomey, para visualização do atraso de grupo (em ps) em função da frequência	
13	Ferramenta gráfica do Ptolomey, para visualização da refletividade (em dB) em função da frequência	

A Figura 4.11 ilustra os resultados obtidos para a simulação de uma grade com *chirp*, não apodizada, com 100 mm de comprimento.

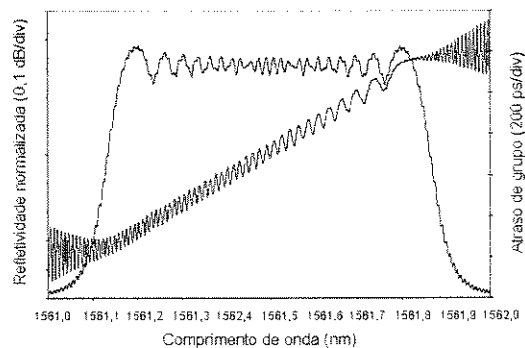


Figura 4.11 – Simulação numérica de uma grade de Bragg em fibra, não-apodizada, com banda igual a $0,75 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, comprimento de 10 cm, $\lambda_B = 1561,5 \text{ nm}$ e com 200 seções.

4.4. SINTONIA

4.4.1. INTRODUÇÃO

Como visto no Capítulo 2, o comprimento de onda de ressonância de grades de Bragg em fibra é sensível a mudanças térmicas e mecânicas e estas podem ser usadas para modificar a resposta espectral daqueles filtros [32 - 34]. As características altamente seletivas das grades em fibra têm sido extensivamente investigadas para sintonia espectral e indução de *chirp* [3] e para sensoriamento de temperatura, tensão e pressão mecânicas sobre fibras em várias aplicações de redes de telecomunicações e engenharia [35]. Muitas abordagens têm sido demonstradas para sintonia de grades, incluindo a sintonia térmica [33, 36], o uso de transdutores piezoelétricos [34, 37] e de magnetostrrição [38, 39]. Contudo, tais técnicas apresentam inconvenientes práticos que limitam a faixa de sintonia atingível a $\sim 14 \text{ pm} / ^\circ\text{C}$, $\sim 24 \text{ pm} / \text{V}$ e $10,7 \text{ pm} / \text{mT}$, para os melhores resultados de sintonia térmica, por piezoelétricos e magnetostrrição, respectivamente [40, 41].

Para aplicações sistêmicas e de redes *DWDM* de alta velocidade, onde a compensação da dispersão e dispositivos para ‘deriva/insere’ óptico são necessários, a sintonia dinâmica é desejável para que se garanta uma operação reconfigurável. É também importante que se garanta que as grades operem com estabilidade, sem apresentar nenhum tipo de deslocamento de comprimento de onda. Por exemplo, na sintonia da dispersão, uma das grandes dificuldades é a obtenção de uma variação do parâmetro dispersão sem que o comprimento de onda de Bragg central da grade seja deslocado [42, 43]

Existem, entretanto, situações onde a possibilidade de se obter um pequeno deslocamento do comprimento de onda, da ordem de alguns picômetros, pode ser útil, como a que será proposta posteriormente. Neste caso, uma banda de sintonia pequena pode ser suficiente para prover uma sintonia com alta finesse, e tal precisão pode ser de grande utilidade em aplicações sistêmicas de compensação da dispersão requerendo um ajuste de poucos picômetros na ressonância das grades.

Numa grade a fibra, a resposta espectral pode ser causada tanto pelo alongamento físico da grade (e pela mudança correspondente no padrão periódico desta) quanto por mudanças no índice de refração da fibra devidas a efeitos foto-elásticos. A resposta térmica é devida à expansão térmica inerente ao material e à dependência do índice de refração com a temperatura [35]. Como será proposto adiante, algumas configurações de grades compensadoras de dispersão consistem na combinação de grades quase idênticas, porém deslocadas entre si em termos de comprimento de onda de Bragg - da ordem de alguns picômetros. Uma das maneiras encontradas de se obter o deslocamento de uma grade em relação à outra é através da aplicação de um gradiente de temperatura e/ou de tensão mecânica a uma delas. Esta seção visa descrever a estrutura projetada para implementação prática destes gradientes, bem como apresentar resultados relativos à sintonia por temperatura e tensão mecânica.

Para se deslocar o comprimento de onda de Bragg central de uma *DCG*, a partir de tensão mecânica e temperatura, um empacotamento relativamente simples foi projetado, capaz de acomodar grades, com *chirp*, medindo 100 mm de comprimento. Ele combina em cada um dos

dois extremos da grade, independentemente, um atuador piezoelétrico e uma placa *cooler*/termistor. Além do atuador piezoelétrico, uma configuração com um posicionador mecânico de precisão foi montada.

Para a abordagem mecânica, optou-se pela tensão axial, ξ_z . Este parâmetro pode ser usado para descrever a relação entre o deslocamento do comprimento de onda de Bragg central, $\Delta\lambda_B$, e o comprimento de onda de Bragg, λ_B , i.e. a *finesse* da sintonia, numa fibra homogênea isotrópica, como [34]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e) \xi_z, \quad (4.2)$$

onde $p_e = 0,78$ é o coeficiente foto-elástico. A Equação (4.2) se mantém tanto para tração quanto para compressão e indica uma relação linear entre o *stress* mecânico e o deslocamento do comprimento de onda, o que pode implicar numa forma de controle do *chirping* de uma grade em fibra com *chirp*.

Alternativamente, a mudança da temperatura, T , de operação da grade é uma opção para o controle de seu período, Λ , através do coeficiente de expansão da sílica, α , e de seu índice de refração, $\bar{n}_{eff}$, médio, através do coeficiente termo-óptico, ξ , segundo a relação [40]:

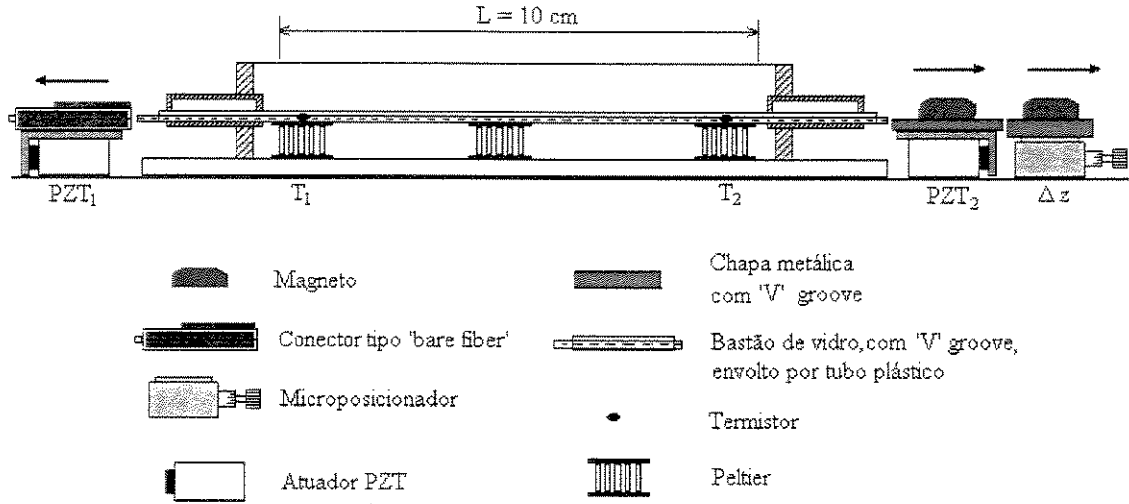
$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = 2 \Lambda (\bar{n}_{eff} \alpha + \xi). \quad (4.3)$$

Na Equação (4.3), α vale $\sim 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ e ξ vale $\sim 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, para a sílica, o que dá uma relação $\Delta\lambda_B / \Delta T$ da ordem de $10^{-2} \text{ nm} / ^\circ\text{C}$, para um comprimento de onda central, λ_B , de $\sim 1550 \text{ nm}$. Como λ_B muda linearmente com a temperatura, um gradiente de temperatura linear impõe um *chirping* linear à grade. De fato, esta propriedade pode ser usada como método de geração de um *chirp* linear em uma grade uniforme [40].

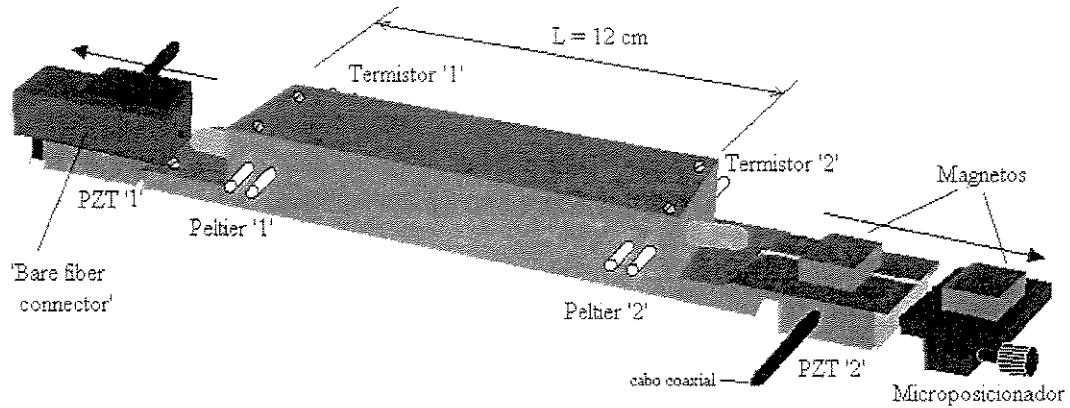
4.4.2. MONTAGEM EXPERIMENTAL

A Figura 4.12 ilustra, esquematicamente, a montagem usada nos experimentos de sintonia de grades compensadoras de dispersão (cada grade possui cerca de 10 cm de comprimento). A montagem permite, como será visto adiante, sintonia por temperatura e por tensão mecânica. As grades, propriamente, são sustentadas por um bastão de vidro, no qual existe uma canaleta que acomoda a grade em fibra, envolto por um tubo plástico com diâmetro ligeiramente superior ao do bastão, para garantir o posicionamento da grade sobre a canaleta. O bastão é o sub-produto da preforma de uma fibra óptica, onde um *groove* (canaleta) é colocado antes da etapa do puxamento da fibra. O bastão apoia-se sobre dois tubos metálicos, nos extremos do encapsulamento, e sobre três refrigeradores termo-elétricos (TEC) tipo '*peltier*'. Para garantir sua fixação, ele é colado tanto sobre os tubos metálicos quanto sobre as placas. Sobre as placas do extremo, afastadas uma da outra de cerca de 10 cm, também são montados dois sensores (termistores). Tanto os *peltiers* quanto os termistores são conectados a fontes controladoras de temperatura, usualmente empregadas para o controle de lasers semicondutores. Apesar de

também instalado, o *cooler* localizado no meio da estrutura não foi usado, por requerer um termistor adicional, não disponível durante a realização dos experimentos.



(a)



(b)

Figura 4.12 – Ilustração esquemática da montagem para sintonia das grades em fibra vista (a) lateral e (b) em perspectiva.

As extremidades das grades são seguras, de um lado por um conector do tipo *bare fibre*, que garante a fixação de um dos lados quando o outro estiver sendo estirado; o outro lado é seguro por magnetos colocados sobre um *groove* em placa metálica. Ambos fixadores se apoiam em atuadores PZTs, que permitem um deslocamento axial ao longo da grade. Além destes, um microposicionador axial permite um maior e mais controlado deslocamento axial adicional, Δz .

A Figura 4.13 apresenta a resposta espectral da grade com os *coolers* e os PZTs desligados, isto é, operando em estado relaxado, à temperatura ambiente. A figura indica também os comprimentos de onda de referência para os estudos de sintonia (λ_{curto} e λ_{longo}).

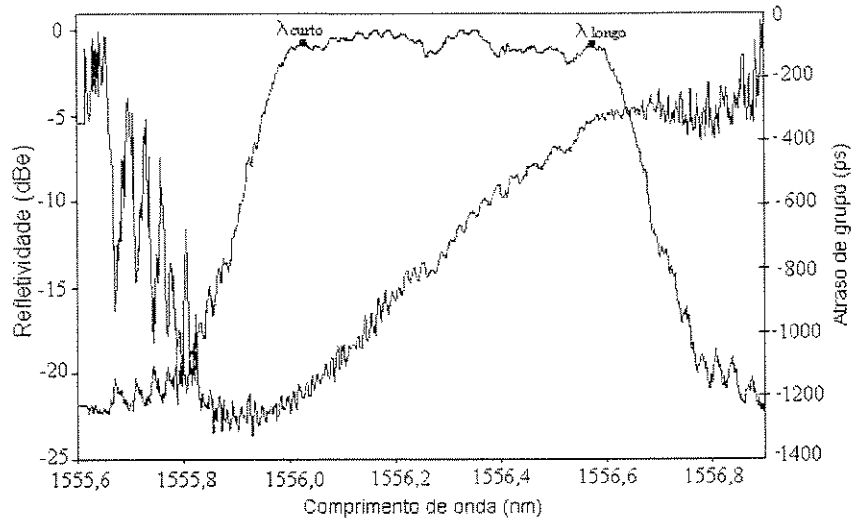


Figura 4.13 – Resposta espectral de referência da grade com chirp não-apodizada, a ser sintonizada nos experimentos seguintes, aqui sujeita apenas às pequenas flutuações da temperatura ambiente do laboratório, que é mantida sob controle (em torno de 21°C).

4.4.3. SINTONIA POR TEMPERATURA

Duas abordagens foram testadas na sintonia por temperatura. A primeira consiste no aumento ou diminuição simultâneos da temperatura dos extremos da grade, T_1 e T_2 , significando um aquecimento ou esfriamento de ambos. A outra abordagem consiste em se aplicar um gradiente de temperatura ao longo da grade, induzido pela diferença entre as temperaturas dos *peltiers*, T_1 e T_2 , sendo T_1 a temperatura da extremidade da grade por onde o sinal é lançado (comprimento de onda mais longo) e T_2 a temperatura do lado do comprimento de onda mais curto. Lembrar que a variação da temperatura induz um *chirp* adicional às grades, que já são acomodadas na estrutura de sintonia com um *chirp* anteriormente foto-impresso.

Para garantia de uma uniformidade do gradiente de temperatura, imposto às grades compensadoras de dispersão, o bastão de vidro que serviu como suporte das grades deveria ser metalizado. Infelizmente, a implementação de sua metalização tornou-se disponível após a colagem do bastão de vidro à estrutura. Sua remoção, para a metalização, implicaria num risco de quebra do mesmo e optou-se, assim, pela não alteração da montagem. Os resultados experimentais apresentados correspondem a testes preliminares, embora tenham sido suficientes para os estudos descritos no Capítulo 5. Uma melhoria do projeto certamente deverá incluir o uso de materiais com condutividade térmica mais elevada.

4.4.3.1. $T_1 = T_2$ ($\Delta T = 0$)

Nesta primeira abordagem, as temperaturas dos dois extremos da grade foram variadas no mesmo sentido, simultaneamente, tanto em termos de esfriamento quanto em termos de aquecimento. Como estes testes têm por objetivo a verificação do deslocamento dos comprimentos de onda de

Bragg, da grade com *chirp*, a medida de $\Delta\lambda_B$ pode ser obtida mais facilmente a partir da curva da refletividade, que será, então, usada como base nos experimentos de sintonia. Os resultados, para uma faixa de variação de temperatura de 55 °C (a partir de 5 °C) podem ser vistos na Figura 4.14, onde o espectro de referência é mostrado com um *offset* na amplitude, com o propósito de facilitar a visualização dos deslocamentos. Observar que o lado de lançamento do sinal (comprimentos de onda mais longos) é o mais fortemente afetado pela variação da temperatura. Este efeito será mais discutido no estudo da apodização assimétrica, no próximo capítulo. Importa observar que o *chirp* induzido no lado de lançamento do sinal deforma a resposta espectral da grade, reduz o atraso de grupo total e induz neste uma não-linearidade, principalmente no extremo dos comprimentos de onda mais longos (Figura 4.15). O atraso de grupo, para diversos valores de temperatura nas extremidades, T_1 e T_2 , com $T_1 = T_2$, é reduzido e torna-se não-linear nos extremos da banda da grade. Observação: para tornar as caracterizações mais rápidas, uma vez que não se pretendia medir a amplitude da GDR, o passo destas medidas foi de 6 pm.

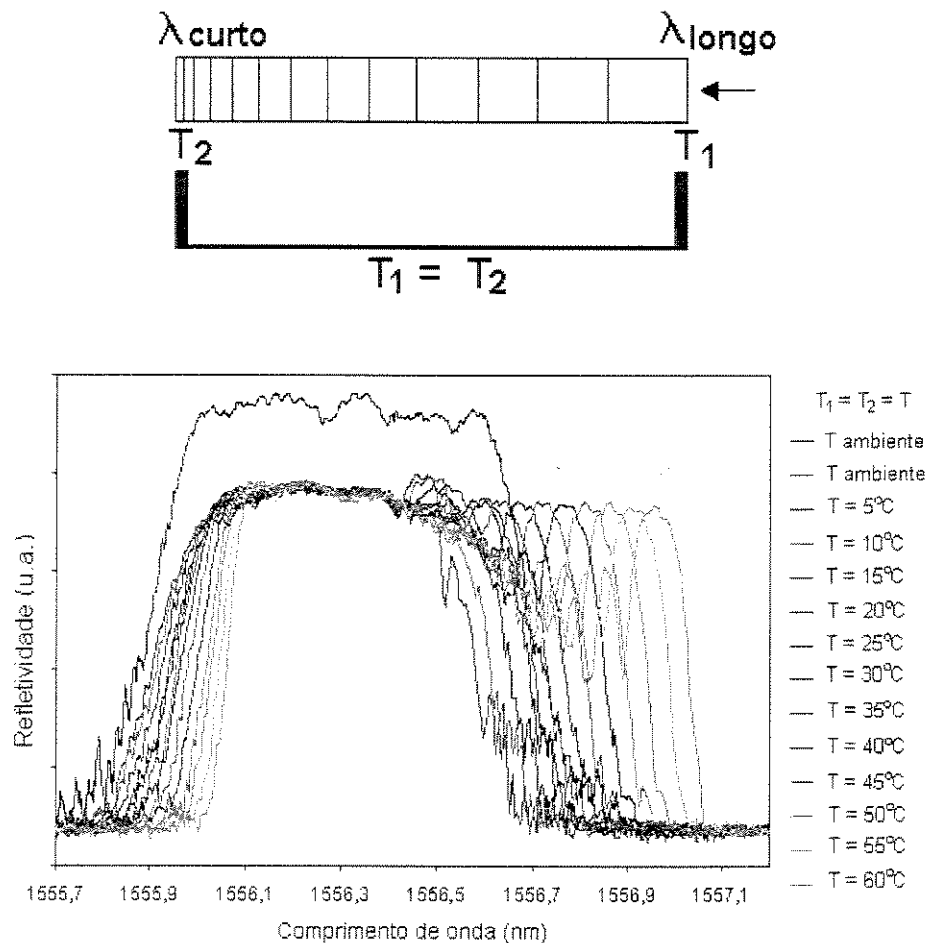


Figura 4.14 – Resposta espectral da refletividade da grade não-apodizada com *chirp*, para diversos valores das temperaturas nas extremidades, T_1 e T_2 , com $T_1 = T_2$. O sinal sempre óptico é lançado pelo lado de maior comprimento de onda (λ_{longo}).

A Figura 4.16 apresenta os resultados referentes aos deslocamentos dos comprimentos de onda de Bragg menores (lado de T_2), i.e. extremo de saída da grade, e maiores (lado de T_1), respectivamente. As medidas do deslocamento, tanto para a esquerda quanto para a direita são tomadas a partir dos ponto de máxima potência após a subida e descida, respectivamente, das curvas de refletividade.

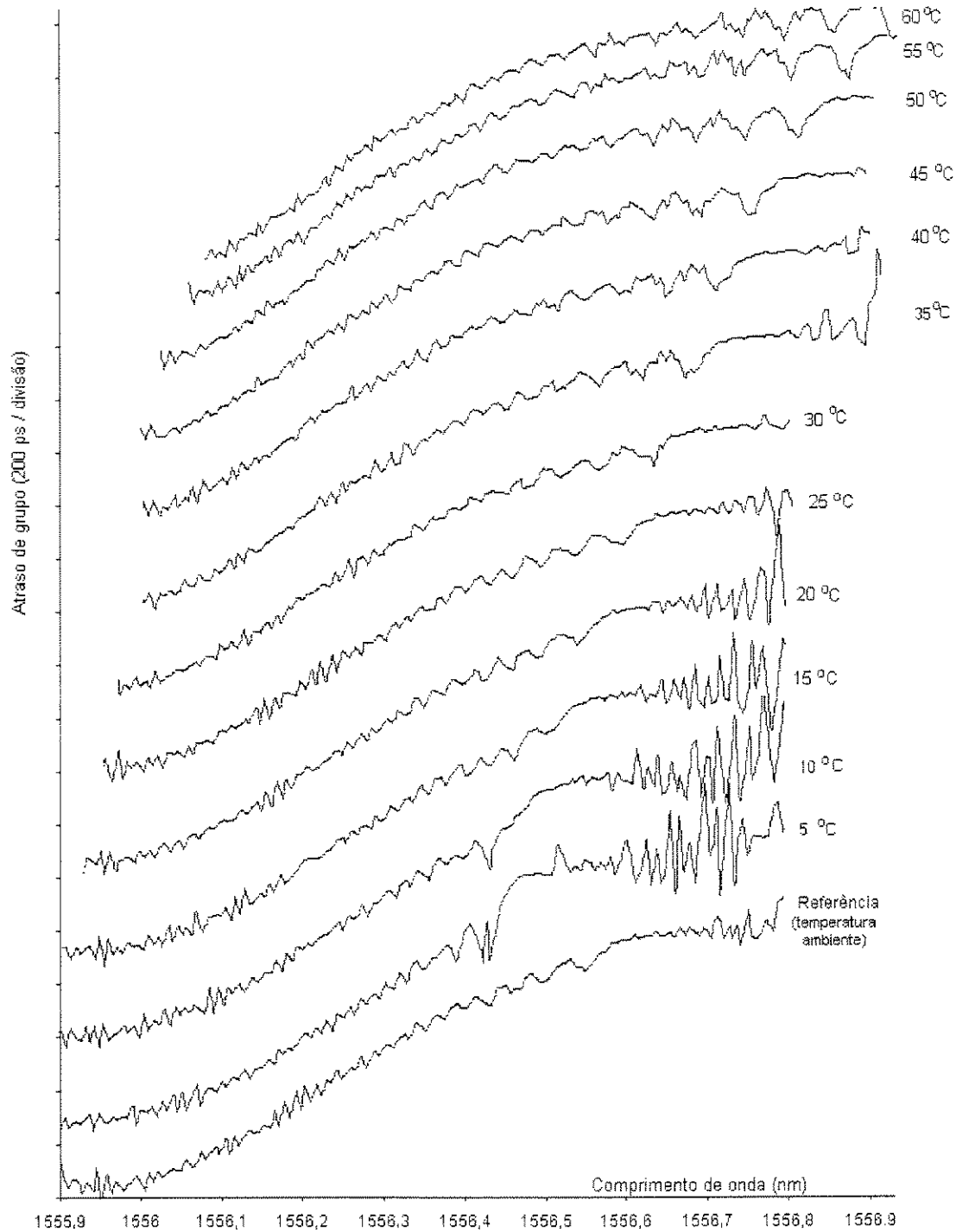


Figura 4.15 – O atraso de grupo, para diversos valores de temperatura nas extremidades, T_1 e T_2 , com $T_1 = T_2$.

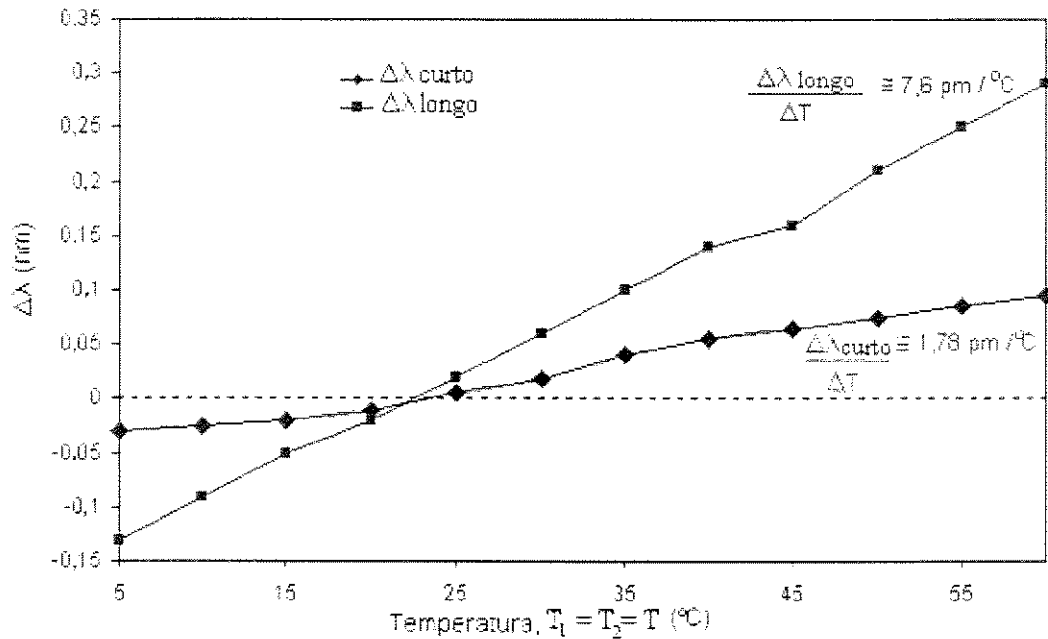


Figura 4.16 – Deslocamento de comprimento de onda dos dois extremos de máxima potência da grade, para o caso de diferença nula entre as temperaturas T_1 e T_2 .

4.4.3.2. $T_1 > T_2$

No segundo teste, a temperatura da extremidade de lançamento do sinal (comprimentos de onda mais longos), T_1 , foi aumentada e T_2 foi mantida constante e igual a 5 °C, estabelecendo-se um gradiente de temperatura positivo entre o início e o fim da grade. Os resultados, para um faixa de variação de temperatura de 40 °C podem ser vistos na Figura 4.17. Novamente, o lado de lançamento do sinal (comprimentos de onda mais longos) é afetado pela variação da temperatura porém, no outro extremo da grade, nenhum deslocamento de frequência significativo pode ser observado. Como no caso anterior, a curva da refletividade de referência é indicada com *offset* para facilitar a visualização dos espectros. O efeito do gradiente positivo de temperatura ($T_1 > T_2$) sobre o o atraso de grupo pode ser observado na Figura 4.18, onde se nota que o aumento da relação não-linear entre este atraso e o comprimento de onda não é tão acentuado como no caso anterior, em que $T_1 = T_2$.

A Figura 4.19 apresenta os resultados referentes ao deslocamento dos comprimentos de onda de Bragg maiores (lado de T_1), que ocorre com distorções do sinal da refletividade. O deslocamento aproximadamente nulo dos comprimentos de onda menores (T_1) também é indicado na Figura 4.19. É importante notar que, inicialmente, o deslocamento se dá em direção ao azul (para a esquerda) e sua amplitude vai se reduzindo até que, a partir de ΔT em torno de 22°C, o sentido de deslocamento dos comprimentos de onda maiores se inverte, acima daquele valor eles se deslocam para a direita (em direção ao vermelho).

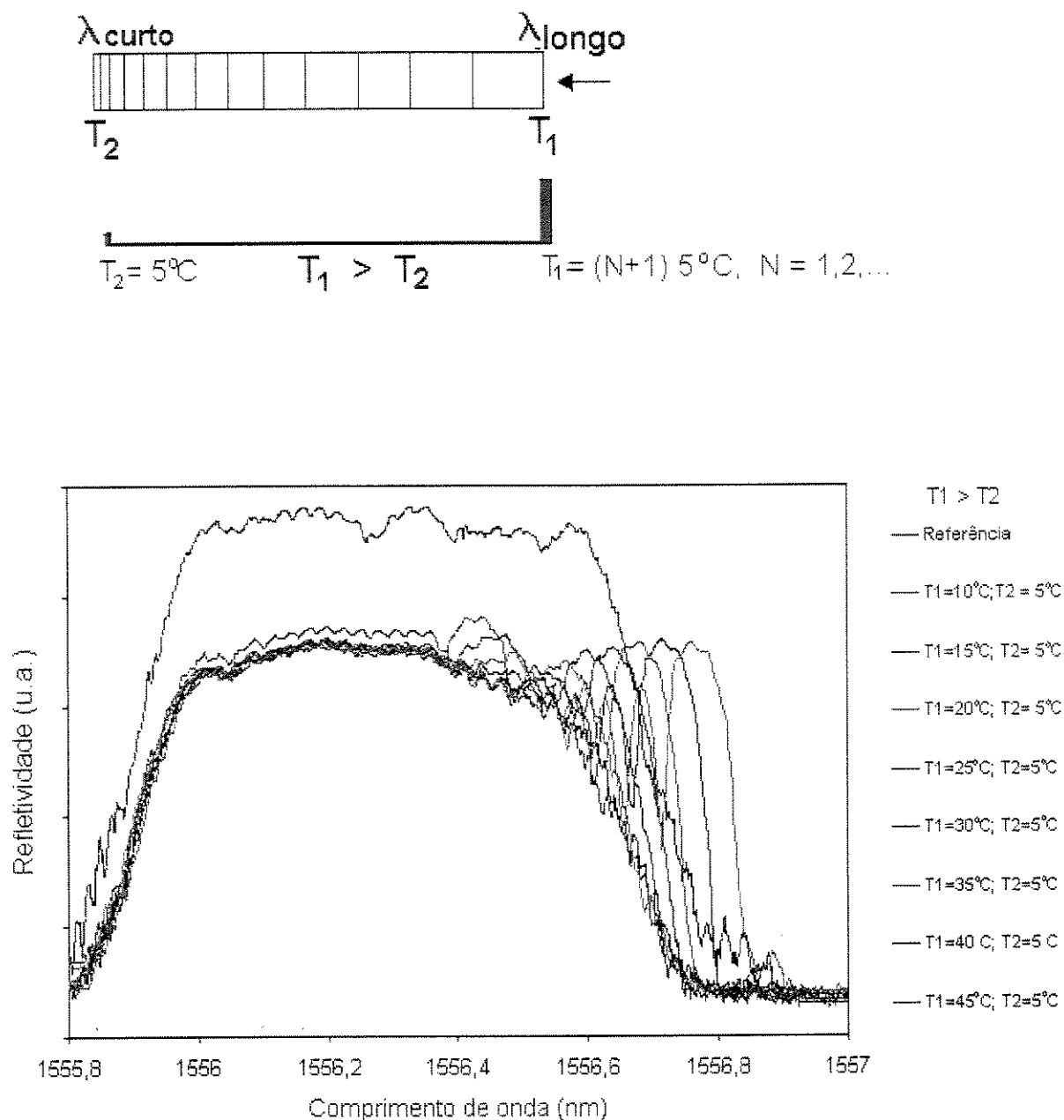


Figura 4.17 - Resposta espectral da grade não-apodizada com chirp, para diversos valores de temperatura nas extremidades, T_1 e T_2 , com T_1 maior que T_2 . O sinal sempre é lançado pelo lado de maior comprimento de onda (λ_{longo}).

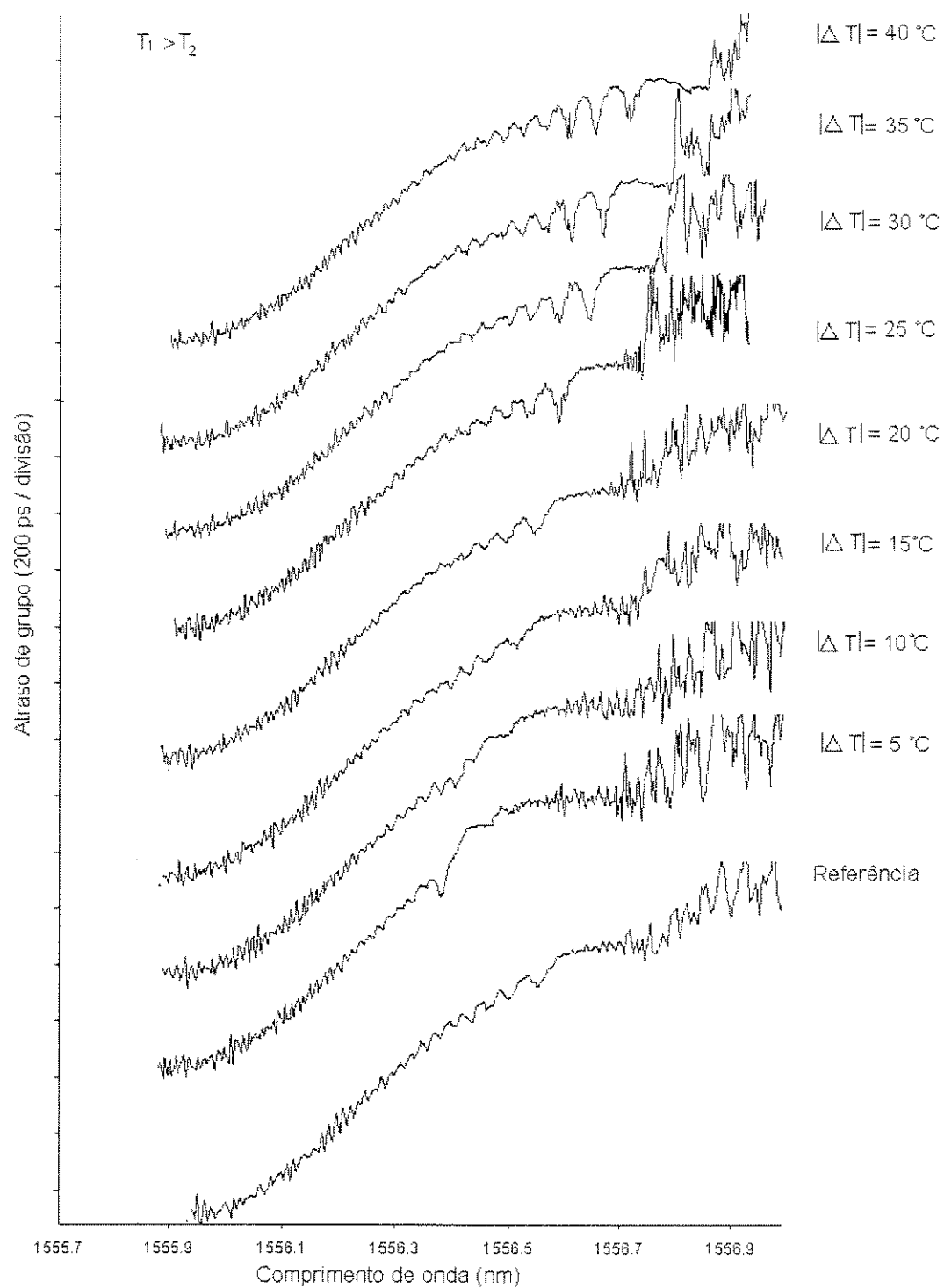


Figura 4.18 - A resposta espectral da ondulação do atraso de grupo, para $T_1 > T_2$, torna-se não-linear nos extremos da banda da grade.

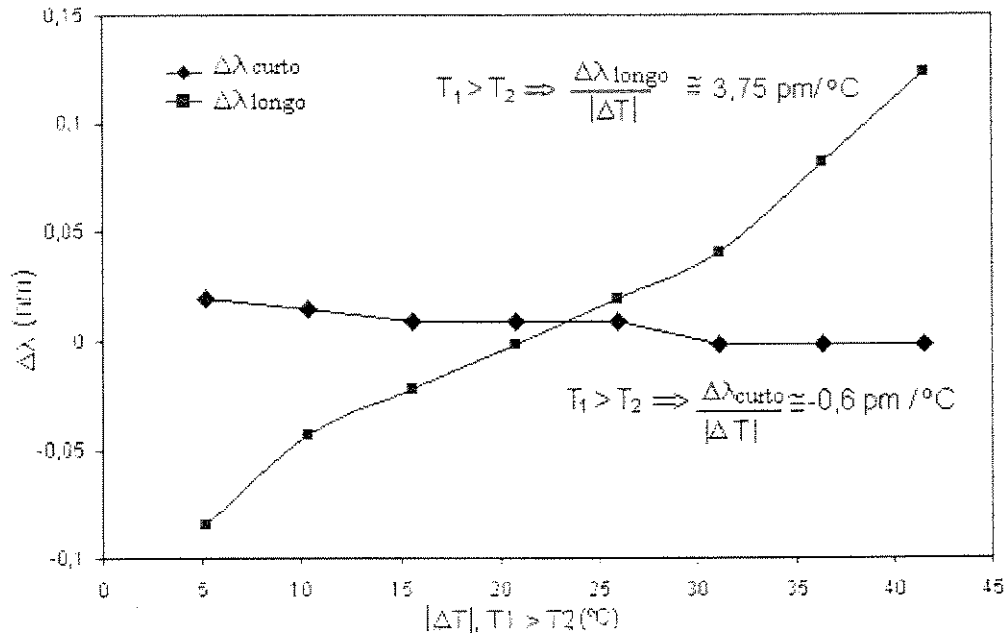


Figura 4.19 - Deslocamento de comprimento de onda dos dois extremos de máxima potência, para o caso de diferença não-nula entre as temperaturas T_1 e T_2 ($T_1 > T_2$).

4.4.3.3. $T_1 < T_2$

No terceiro teste, a temperatura da extremidade de lançamento do sinal (comprimentos de onda mais longos), T_1 , foi mantida constante e igual a 5 °C, enquanto T_2 foi aumentada, estabelecendo-se um gradiente de temperatura negativo entre o início e o fim da grade. Os resultados, para um faixa de variação de temperatura de 40 °C, podem ser vistos na Figura 4.20. Novamente, a forma da curva da refletividade do lado de lançamento do sinal (lado ‘frio’) é mais afetada pela variação da temperatura do que o lado ‘quente’, porém, não tão significativamente quanto nos casos anteriores, onde se promovera um aquecimento da entrada da grade. Como no caso anterior, a curva da refletividade de referência é indicada com *offset* para facilitar a visualização dos espectros. O efeito do gradiente negativo de temperatura ($T_1 < T_2$) sobre a ondulação do atraso de grupo pode ser observado na Figura 4.21, notando-se que, neste caso, ao contrário dos anteriores, a resposta mantém-se aproximadamente linear, embora a banda da grade seja reduzida.

A Figura 4.22 apresenta os resultados referentes ao deslocamento dos comprimentos de onda de Bragg maiores (lado ‘frio’) e menores (lado ‘quente’). Neste caso, é importante observar que os sentidos de deslocamento são invertidos, um em relação ao outro, ou seja, os menores comprimentos de onda deslocam-se para a direita (vermelho) e os maiores deslocam-se para a esquerda (azul). Isso corresponde a um estreitamento da faixa espectral da grade. Além disso, o lado aquecido (T_2) experimenta um deslocamento mais intenso do que o medido no lado esfriado (T_1), o que pode ser verificado pelas inclinações do gráfico ‘ $\Delta\lambda \times \Delta T$ ’ (Figura 4.22).

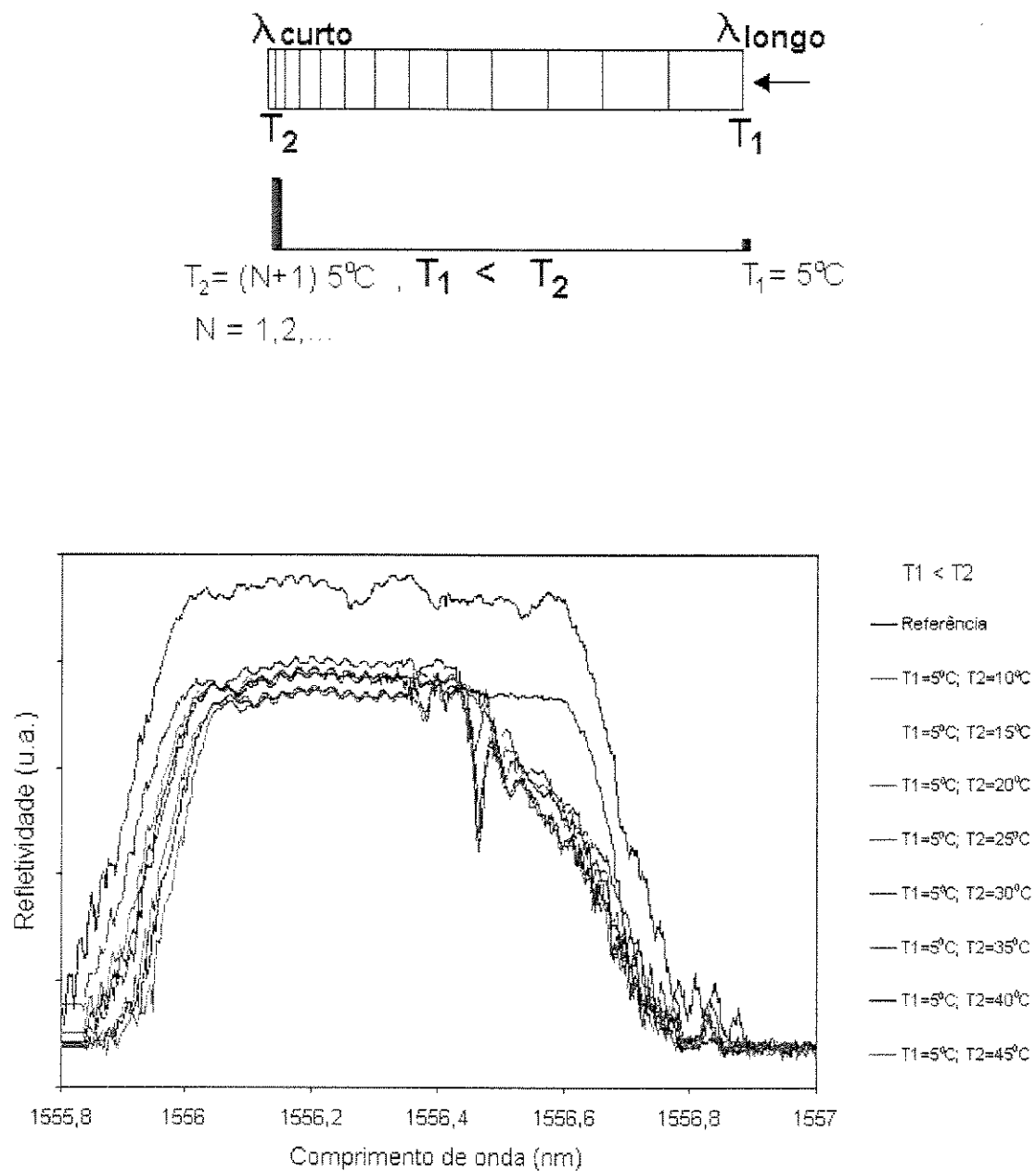


Figura 4.20 - Resposta espectral da grade não-apodizada com chirp, para diversos valores de temperatura nas extremidades, T_1 e T_2 , com T_1 menor que T_2 . O sinal sempre é lançado pelo lado de maior comprimento de onda (λ_{longo}).

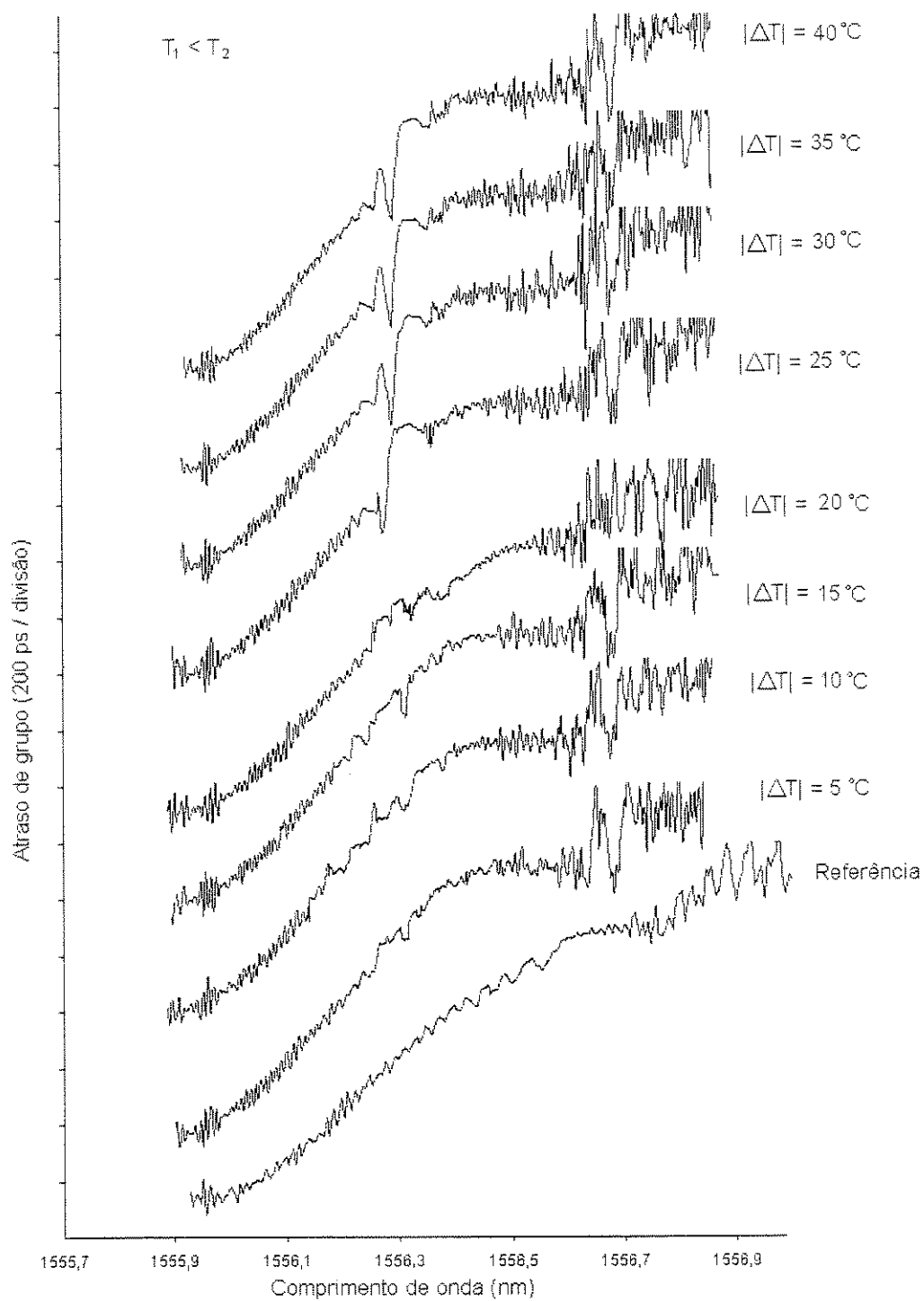


Figura 4.21 - A resposta espectral da ondulação do atraso de grupo, para $T_1 < T_2$, mantendo-se aproximadamente linear nos extremos da banda da grade.

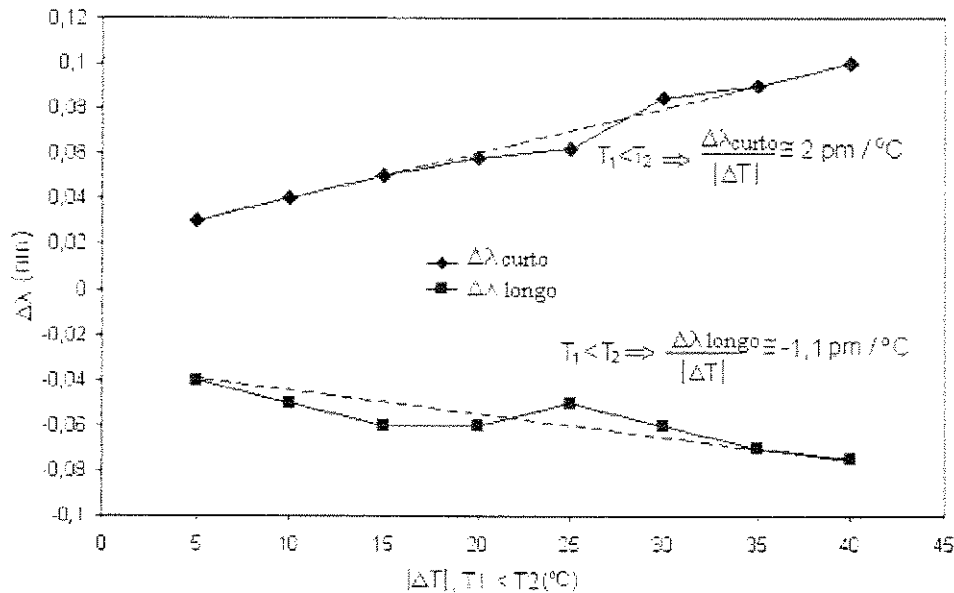


Figura 4.22 - Deslocamento de comprimento de onda dos dois extremos de máxima potência, para o caso de diferença não-nula entre as temperaturas T_1 e T_2 ($T_1 < T_2$).

4.4.4. SINTONIA POR ESTIRAMENTO AXIAL

Como no caso da sintonia por temperatura, aqui, também, duas abordagens foram testadas. A primeira consistindo em tensionar a grade, axialmente, através dos atuadores piezoelétricos. A segunda, através do tensionamento axial via microposicionador, para aumentar a faixa de sintonia das grades, uma vez que os atuadores PZT empregados não permitem um deslocamento axial superior a 20 μm , cada um. Em geral, estes atuadores são materiais cerâmicos ferro-elétricos que se tornam piezoelétricos quando polarizados (*poled*, i.e. submetidos a um campo elétrico intenso).

De maneira similar ao caso da sintonia por temperatura, o projeto da sintonia mecânica ficou condicionado aos dispositivos disponíveis, quando da realização dos experimentos. Como dito anteriormente, os dois atuadores PZT empregados para estirar axialmente as grades, cujas características mais relevantes a este projeto são resumidas na Tabela 4.2, possibilitam um estiramento máximo da grade em torno de 20 μm .

Os atuadores PZT empregados não impõem à grade uma sintonia superior a cerca de 5 pm. Para corrigir este problema e aumentar a faixa de sintonia das grades, um modelo com mais camadas cerâmicas, como o atuador de maior capacidade (mais camadas cerâmicas) indicado na Figura 4.23 (a), deveria ser empregado. Por não se dispor de atuadores com tais características, adicionou-se à montagem um microposicionador linear (Figura 4.23 (b)), com o eixo principal alinhado ao eixo da grade, operando numa faixa de 25 mm com resolução de 0,06 μm e período de 0,5 mm / revolução.

Tabela 4.2 – Dados técnicos do atuador PZT modelo PI-178.20 [44]

Características	Modelo utilizado	Unidades
Expansão nominal @ 0 to -1000 V	20	$\mu\text{m} \pm 20 \%$
Resolução	0,4 / 0,2	nm
Máxima voltagem de operação	-1000	V
Faixa de temperatura de operação	-40 to +80	$^{\circ}\text{C}$
Comprimento da capa, sem as extremidades	22	$\text{mm} \pm 0.5$



Figura 4.23 – (a) Dois atuadores PZT: o empregado, que não impõe à grade uma sintonia superior a cerca de 5 pm, e um mais indicado (mais camadas cerâmicas); (b) microposicionador linear foi adicionado à montagem de sintonia mecânica.

4.4.4.1. PZT E MICROPOSICIONADOR

Segundo resultados encontrados na literatura [40], é possível obter-se uma sintonia por atuadores PZTs da ordem de 24 pm / V. Embora a máxima voltagem de operação dos atuadores empregados na montagem de sintonia seja de -1000 V, o deslocamento máximo da cerâmica piezoelétrica, correspondente, é de apenas 20 μm . Existem atuadores que, para a mesma voltagem aplicada, o deslocamento resultante chega a ser de uma a duas ordens de grandeza superior, dependendo, como já mencionado, de fatores como o número das camadas cerâmicas. Os resultados experimentais dos testes de sintonia da grade, por tensão mecânica longitudinal, mostraram que 20 μm de estiramento não foram suficientes para provocar um deslocamento espectral significativo na grade. Não foram realizados testes exaustivos da eficiência dos atuadores PZT, mas acredita-se que uma calibração mais precisa seria necessária para se afirmar que, de fato, a grade não foi significativamente sintonizada após um deslocamento axial de 20 μm . Apesar dos cuidados tomados em relação ao fixador do *bare fibre connector* e dos dois grandes magnetos usados, é possível que o sistema de fixação da fibra não tenha sido capaz de garantir que não houvesse um pequeno deslizamento desta sobre o *groove*, enquanto a grade estivesse sendo estirada pelos atuadores PZTs. Contudo, para o objetivo do estudo da GDR que requer um deslocamento de algumas dezenas de picômetros, a adição do microposicionador viabilizou, com sucesso, a sintonia da grade e tornou possível um deslocamento de toda sua faixa espectral da ordem de 0,7 nm, o que corresponde à própria banda da grade.

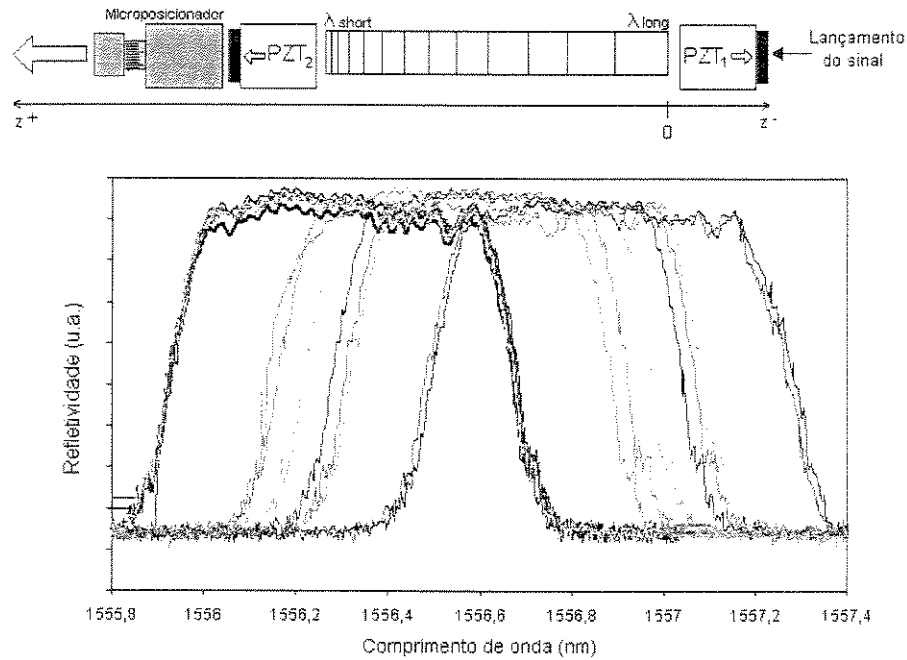


Figura 4.24 - Resposta espectral da grade não-apodizada com chirp, para diversos valores de deslocamento axial em direção ao azul (para a esquerda). O deslocamento do comprimento de onda se dá, neste caso, em direção ao vermelho (para a direita). O sinal sempre é lançado pelo lado de maior comprimento de onda.

As leituras de deslocamento axial foram tomadas a partir das indicações do microposicionador, com os PZTs desligados. Para cada medida realizada, os comprimentos de onda de Bragg, da grade com chirp, deslocaram-se igualmente, como mostrado na Figura 4.24, para o caso da refletividade, e na Figura 4.25, para o caso do atraso de grupo. Observar que, novamente, o lado de lançamento do sinal é o dos comprimentos de onda mais longos.

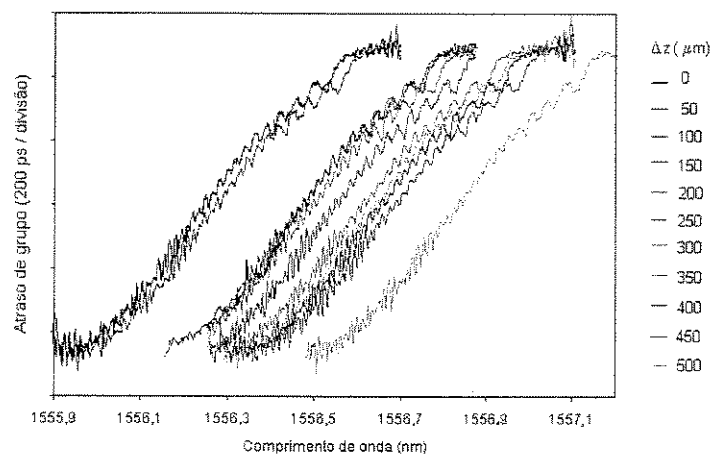


Figura 4.25 - A resposta espectral da ondulação do atraso de grupo não se altera nem se deforma significativamente, quando da aplicação de uma tensão mecânica longitudinal.

A Figura 4.26 apresenta os resultados referentes ao deslocamento para a direita (em direção ao vermelho) de todos os comprimentos de onda de Bragg, em função do estiramento longitudinal

da grade, que se dá em sentido contrário (em direção ao azul). A inclinação deste gráfico poderia ser usada para uma estimativa do coeficiente foto-elástico. Porém, como a grade não foi colada à estrutura de sintonia, não se pode afirmar que o estiramento se deu sem que ocorressem pequenos deslizamentos da fibra sobre o *groove*. Portanto, a inclinação de 1,34 pm/μm corresponde a uma aproximação grosseira e não deve ser considerada um resultado preciso.

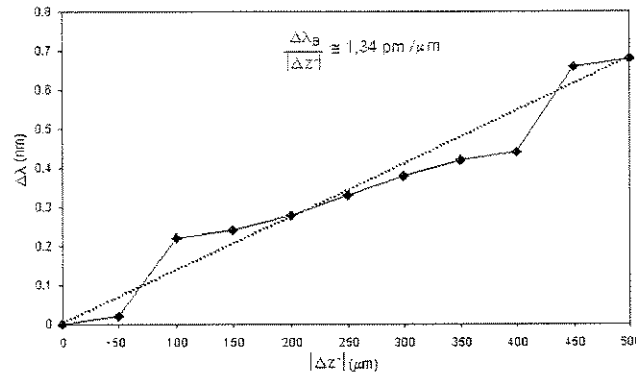


Figura 4.26 - Deslocamento de comprimento de onda de Bragg em função do estiramento longitudinal positivo.

4.4.5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Um *fitting* dos deslocamentos dos comprimentos de onda de Bragg medidos, tanto nos experimentos de sintonia por temperatura quanto nos por tensão, se aproxima de relações lineares, como previsto teoricamente, embora a relação $\Delta\lambda/\Delta T$ resultante da Equação (4.3), estimada em 10 pm/°C, não tenha sido medida experimentalmente. No caso da temperatura, três situações foram analisadas. A primeira não impõe um gradiente de temperatura ao longo da grade, simplesmente aquece ou esfria seus extremos. Neste experimento, algumas observações importantes podem ser feitas. Considerando que a temperatura na qual a grade foi impressa é de cerca de 22 °C, observa-se que ao se fixar as temperaturas abaixo deste valor, o deslocamento do comprimento de onda de Bragg, tanto num extremo quanto no outro da grade, dá-se em direção ao azul (para a esquerda). Acima de ~ 22 °C, a direção do deslocamento inverte-se, ou seja, dá-se em direção ao vermelho (para a direita). A relação $\Delta\lambda / \Delta T$ é cerca de 4,3 vezes maior no lado de comprimentos de onda mais longos, por onde o sinal óptico é lançado. Como a grade sintonizada já possui um *chirp* linear, induzido pela máscara de fase durante sua fabricação, a adição do *chirp* linear, induzido pela temperatura, resulta num *chirp* total não-linear.

Segunda situação: ao se aquecer apenas a extremidade de lançamento do sinal, mantendo-se a outra extremidade a 5 °C, i.e., impondo-se um gradiente de temperatura positivo ao longo da grade ($T_1 - T_2 > 0$), os comprimentos de onda mais longos deslocam-se significativamente para a direita, enquanto os comprimentos de onda mais curtos deslocam-se cerca de seis vezes menos, para a esquerda. Observa-se, neste caso, que a temperatura de ~ 22 °C comporta-se como um marco acima do qual o deslocamento dos comprimentos de onda mais longos resulta num aumento da banda passante total do filtro, pois o lado de T_2 desloca-se mais lentamente para a esquerda. Entretanto, as respostas da refletividade e do atraso de grupo dos comprimentos de onda mais longos mostram uma distorção crescente nestes, à medida em que o gradiente de temperatura aumenta.

Na terceira situação, invertendo-se o gradiente de temperatura, ou seja, mantendo-se o lado de entrada do sinal óptico esfriado (5°C) e aumentando-se a temperatura do outro extremo, os comprimentos de onda de Bragg mais longos deslocam-se para a esquerda (em direção ao azul) e os mais curtos para a direita (direção ao vermelho). Desta situação de varreduras de frequência invertidas, resulta uma redução da banda da grade. Observa-se nos dois primeiros casos que o lado de comprimentos de onda mais curtos é menos afetado, quer seja pelo aquecimento, quer seja pelo esfriamento. O mesmo não se observa nesta terceira situação experimental: a inclinação $\Delta\lambda_{\text{curto}} / |\Delta T|$ é cerca de duas vezes maior do que a de $\Delta\lambda_{\text{longo}} / |\Delta T|$. Este resultado indica que o *chirp* induzido por aquecimento é mais intenso do que o induzido por esfriamento.

Algumas observações adicionais devem ser feitas em relação ao comportamento da grade em função de variações da temperatura. Lembrando resultados experimentais descritos na seção referente à montagem com voltímetro vetorial, em caracterizações realizadas com grades operando no estado relaxado, apenas sujeitas a variações da temperatura ambiente, observou-se que um ligeiro aquecimento do laboratório ao longo do dia impõe um deslocamento, sem *chirp* adicional detectável, de toda a grade, em direção ao azul (para a esquerda), como ilustrado na Figura 4.7, da ordem de -40 pm/1°C. Este efeito é semelhante ao deslocamento causado por *out-gassing* do deutério. Para que este resultado seja consistente com os modelos teóricos, acredita-se que um *chirp* residual tenha sido, naquele caso, adicionado às grades, mas não tenha sido detectado pelo sistema de medida devido ao fato de que a variação total da temperatura ambiente ser pequena, i.e. da ordem de poucos graus (< 4 °C), ao longo do dia. No caso do perfil de temperatura forçado externamente, existe um limiar de temperatura a partir do qual o sinal do *chirp* induzido é invertido e cujo valor gira em torno da temperatura na qual a grade foi impressa, i.e. 22°C. Além disso, observa-se que os efeitos tanto de esfriamento quanto de aquecimento são mais intensos à entrada da grade (lado de T₁). De um modo geral, os resultados indicam que o aquecimento impõe um *chirp* mais intenso do que o esfriamento.

Os experimentos de sintonia por temperatura revelaram um comportamento da grade cujas propriedades podem ser de grande interesse ao ajuste da dispersão total do dispositivo. Porém, cuidados especiais devem ser tomados no tocante à uniformidade do perfil de temperatura imposto, que pode ser garantido, por exemplo, por uma metalização uniforme da grade. Lembrar que o *chirp* adicionado pela variação da temperatura resulta numa grade com *chirp* total não-linear - esta característica pode ser aproveitada para compensação de dispersão de ordem superior.

No caso dos experimentos de estiramento longitudinal da grade, o deslocamento de sua resposta espectral foi praticamente linear e uniforme por uma banda de cerca de 0,7 nm, indicando que o método de estiramento axial é uma boa opção para o projeto e construção de grades sintonizáveis. Para tal sintonia por ajuste mecânico, acredita-se que um sintonizador por atuadores PZTs possa ser mais eficientemente controlado através de um sistema automatizado. Para um re-projeto da estrutura, recomenda-se o uso de atuadores PZTs com deslocamento superior ao usado ou do tipo *stack*, que provêm um estiramento uniformemente distribuído ao longo da grade.

Para verificar se as mudanças induzidas pelos perfis impostos à grade tornam-se permanentes, realizou-se após os vários testes de sintonia, tanto por temperatura quanto por *stress*, uma caracterização da grade em seu estado relaxado. Os resultados confirmaram que não há histerese no processo de sintonia, ou seja, sem a imposição de um perfil modificador externo, a resposta espectral do filtro volta a ser igual à original, i.e. volta a apresentar as mesmas características obtidas após sua fabricação (descontados os deslocamentos devidos ao *out-gassing*). Dentro dos

objetivos desta tese, ambas as técnicas mostram-se atraentes para os estudos posteriores de ajuste da GDR.

4.4.6. ESTUDOS NUMÉRICOS

O índice efetivo para um modo que se propaga por uma fibra é sensível tanto à temperatura quanto à tensão mecânica. A dependência do índice modal pode ser dada pela relação [45]:

$$\partial n_{eff} = \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n_{eff}}{\partial \sigma} \Delta \sigma, \quad (4.4)$$

onde $\partial n/\partial T$ é o coeficiente de temperatura do índice de refração, ΔT é a mudança na temperatura, $\partial n/\partial \sigma$ é o coeficiente óptico da tensão longitudinal e $\Delta \sigma$ é a tensão longitudinal aplicada. Como o comprimento de onda de Bragg é uma função de n_{eff} ($\Lambda_B = \lambda_B / 2 n_{eff}$), o método mais simples para se alterar as características da função de transferência de uma grade em fibra é impor um perfil de temperatura ou de tensão mecânica ao longo da grade. Para que a mudança assim induzida seja permanente, ou seja, a alteração do comprimento de onda de Bragg permaneça no seu estado relaxado, o perfil costuma ser imposto durante o processo de fabricação da grade [45].

O conhecimento deste comportamento da grade pode ser de grande importância quando se deseja uma variação do sinal e da amplitude de seu *chirp*. O perfil de temperatura (ou de tensão mecânica) pode ser alterado para mudar as propriedades funcionais da grade. Sabe-se que um estiramento da fibra ou a exposição desta a um perfil de tensão mecânica ou de temperatura anteriormente à fabricação da grade resultará num certo deslocamento de frequência (*chirp*), uma vez que o perfil de tensão/temperatura seja removido [46, 47]. Contudo, o *chirp* numa grade fabricada segundo este processo terá sinal oposto ao *chirp* induzido pela aplicação do mesmo perfil de tensão/temperatura após a fabricação da grade [45].

Durante a fabricação da grade a uma temperatura elevada, T_i , o comprimento de onda de Bragg é definido pelo período da grade, Λ_B . Após a fabricação, quando a temperatura tiver retornado à temperatura final, T_f , o comprimento de onda de Bragg é dado por [45]:

$$\lambda_B = 2 \Lambda_B \left[1 + \alpha (T_f - T_i) \right] \left[n_{eff} + \frac{d n_{eff}}{dT} (T_f - T_i) \right], \quad (4.5)$$

onde α é o coeficiente de expansão térmica da fibra e (dn_{eff}/dT) é o coeficiente de temperatura do índice modal; numa primeira aproximação, este corresponde à mudança do índice de refração do núcleo da fibra com a temperatura. O valor de α para a sílica é de cerca de $+5,2 \times 10^{-7}$, enquanto $dn/dT \sim +1,1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Numa comparação, a contribuição do termo que inclui α vale cerca de 10 % do restante. Expandindo, re-arranjando e simplificando a Equação (4.6), tem-se:

$$\lambda_B \approx 2 \Lambda_B \left[n_{eff} + \frac{d n'}{dT} (T_f - T_i) \right], \quad (4.6)$$

onde o efeito combinado da expansão térmica e da mudança do índice de refração está incluído em n' , de forma que o deslocamento do comprimento de onda de Bragg seja:

$$\Delta\lambda_B \approx 2\Lambda_B \frac{dn'}{dT}(T_f - T_i) \quad (4.7)$$

Uma análise de (4.7) indica que, de fato, o sentido do deslocamento de λ_B é invertido com a mudança do sinal de ΔT .

O ponto de partida para os estudos numéricos de sintonia das grades são os resultados experimentais obtidos previamente. Desta forma, buscou-se um formalismo capaz de expressar os deslocamentos dos comprimentos de onda, definidos como 'longo' e 'curto', correspondentes à máxima refletividade dos extremos da esquerda e da direita da grade, respectivamente, em função: (a) de um perfil de temperatura imposto ao longo da grade e (b) do estiramento axial da grade. Antes de se estabelecer as bases qualitativas e quantitativas deste estudo, lembrar que o projeto da estrutura de sintonia requer melhorias para garantir uma melhor condução térmica ao longo da grade. Portanto, não se deve esperar que os valores absolutos das inclinações medidas nas Figuras 4.16, 4.19 e 4.22 sejam confirmados pelas simulações numéricas, embora a tendência indicada pelos resultados experimentais devam ser confirmadas. Da mesma forma, como a precisão do sistema de estiramento da grade não chegou a ser aferida, a amplitude da inclinação, medida na Figura 4.26, não é usada como referência para as simulações numéricas.

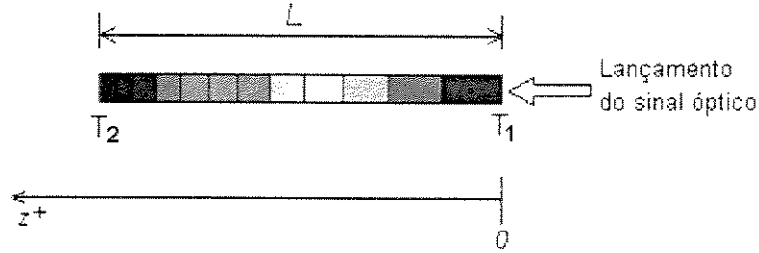


Figura 4.27 - Esquema de uma grade com chirp, de comprimento L , em cujas extremidades são aplicadas as temperaturas T_1 e T_2 .

O programa do *software LightD*, normalmente usado na simulação de grades com chirp, foi modificado para a inclusão da sintonia por temperatura, imposta de maneira similar à implementada na prática. Assim, considera-se a possibilidade de se esquentar e/ou esfriar ambas as extremidades da grade, numa situação ideal onde a condução térmica ao longo da grade é linear e uniforme. A Figura 4.27 ilustra o esquema considerado para a interpolação linear estudada.

Analogamente à situação descrita por (4.5), o índice de refração efetivo de uma grade em fibra, de comprimento L , sujeita a um gradiente de temperatura uniforme, varia ao longo do eixo z , e pode ser escrito como:

$$n_{eff}(z) = n_{eff} + \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \left(T_1 + \frac{(T_2 - T_1)z}{L} \right) \quad (4.8)$$

onde T_1 e T_2 correspondem às temperaturas nos extremos de comprimento de onda longo, λ_L , e curto, λ_C , respectivamente, e $\partial n_{eff} / \partial T = 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [45].

Considerando-se o lançamento do sinal pelo lado de T_1 , a simulação de uma grade com *chirp*, não apodizada, medindo 100 mm de comprimento, onde o índice de refração efetivo é dado por (4.8), resulta em respostas da refletividade com larguras de banda expandidas, nos casos de $T_1 > T_2$ e $T_1 < T_2$. Porém, ao contrário do observado nos experimentos, nenhuma situação causa distorções na resposta espectral do filtro. Os gráficos apresentados na Figura 4.28 indicam os deslocamentos dos comprimentos de onda curtos e longos em função da temperatura, obtidos a partir destas simulações. Para a obtenção das curvas (b) e (c) da Figura 4.28, fixou-se a temperatura de um dos extremos enquanto a do outro variava.

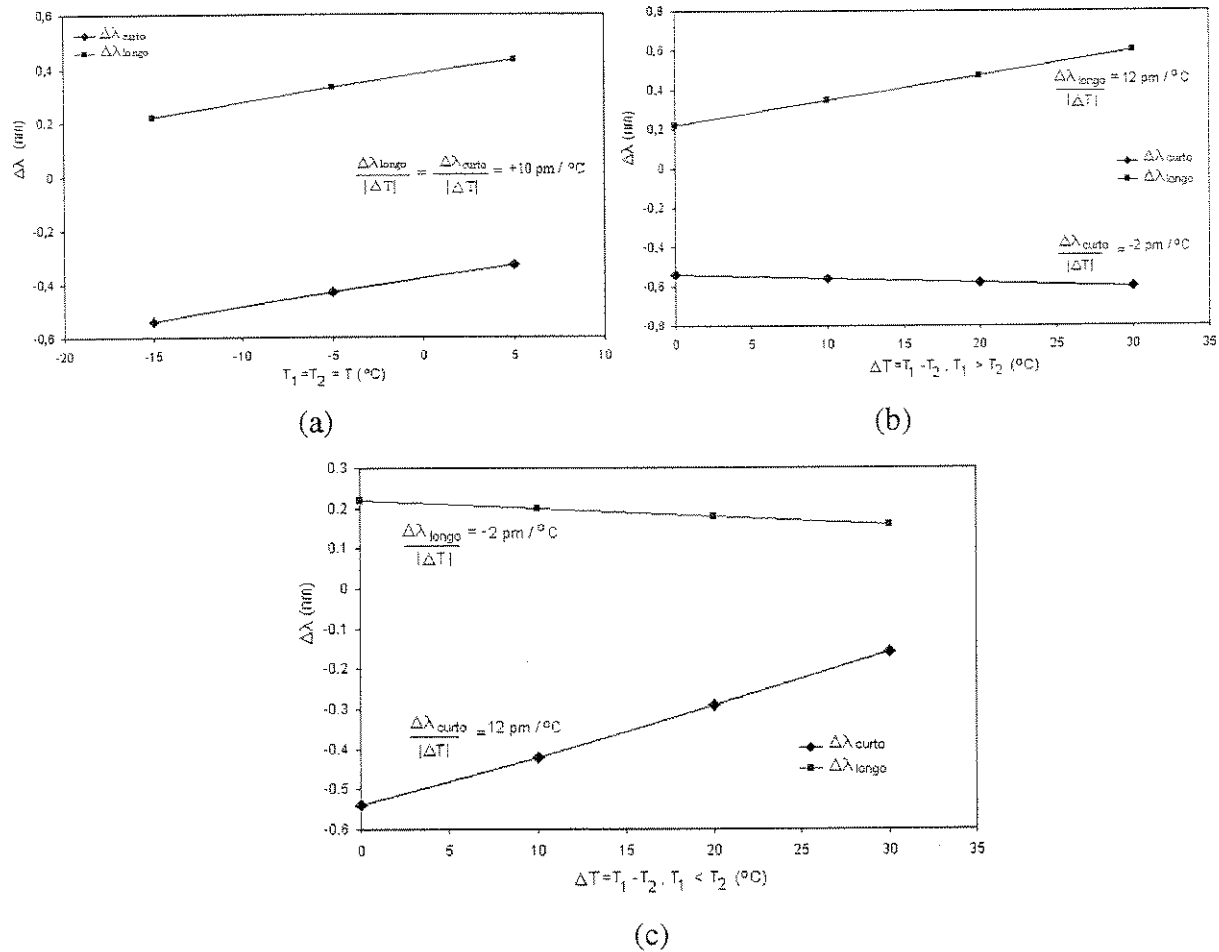


Figura 4.28 - Deslocamento teórico dos comprimento de onda, nos extremos de referência, para os casos de : (a) $T_1 = T_2$; (b) $T_1 > T_2$ e (c) $T_1 < T_2$.

Para a simulação da sintonia por estiramento longitudinal da grade, basta implementar, no programa da grade, uma alteração resultante da observação de que, na prática, o deslocamento espectral ocorreu de forma linear e sem *chirp* adicional. Esta situação corresponde à de sintonia de um filtro cuja resposta espectral é apenas deslocada, sem que ocorram distorções em sua forma durante a sintonia. Desta maneira, basta que se desloque o comprimento de onda de Bragg central, λ_B , de um valor arbitrário, $\Delta\lambda$, para que se obtenha um efeito similar ao causado pela sintonia mecânica observada experimentalmente. Qualitativamente, este caso é semelhante àquele em que as temperaturas do extremo da grade são mantidas iguais (Figura 4.28 (c)). Para aferição da razão entre o deslocamento espectral e o estiramento da grade, faz-se necessária uma calibração mais precisa dos atuadores *PZT* e do microposicionador.

4.4.7.DISCUSSÃO DOS RESULTADOS NUMÉRICOS

A previsão de que a aplicação de um gradiente de temperatura induz uma variação $\Delta\lambda/\Delta T$ da ordem de $10\text{pm}/^\circ\text{C}$ [45] foi confirmada pelas simulações numéricas, que revelam que um dos extremos da grade se expande em $12\text{ pm}/^\circ\text{C}$ enquanto o outro se contrai em $2\text{ pm}/^\circ\text{C}$, e vice versa ao se inverter o sinal do gradiente de temperatura. Este resultado indica que a alteração do programa da grade, para incluir o efeito térmico, pode ser mantida e usada nas simulações dos experimentos sobre a *GDR* e nas simulações sistêmicas.

Comparando-se as simulações da sintonia por temperatura aos resultados experimentais, observa-se que, para o caso em que $T_1 > T_2$, a razão entre as variações dos comprimentos de onda curto e longo são aproximadamente iguais (~ 6). Apesar de não coincidirem exatamente em termos das inclinações $\Delta\lambda/\Delta T$ medidas, os resultados numéricos mostram uma ótima concordância com as tendências indicadas pelos experimentos.

Numa leitura mais rigorosa desta comparação, a simetria verificada teoricamente, em relação aos deslocamentos dos comprimentos de onda curto e longo e ao gradiente de temperatura, não é observada na prática, onde se verifica que o efeito do aquecimento é mais intenso do que o do esfriamento, principalmente se o aquecimento ocorrer na extremidade por onde se lança o sinal. Para uma avaliação mais exata da influência do lado de lançamento do sinal combinado ao perfil de temperatura seria necessário que se re-projetasse a estrutura de sintonia de modo a garantir uma uniformidade da condução de calor ao longo dos 100 mm de comprimento da grade. Desta forma, poder-se-ia verificar a fidelidade das inclinações $\Delta\lambda/\Delta T$, obtidas teoricamente e, se necessário, um fator de correção poderia ser incluído em (4.8). Contudo, como aproximação aceitável, e supondo que os resultados experimentais foram obtidos a partir de uma estrutura que não é boa condutora de calor - principalmente levando-se em conta seu longo comprimento - os resultados obtidos numericamente serão tomados como base para os estudos teóricos da *GDR* e para simulações sistêmicas posteriores.

4.5. CONCLUSÃO

A fim de investigar os efeitos das respostas não ideais, da reflexão e atraso de grupo, de grades em fibra com *chirp*, é necessário que se utilize uma técnica precisa de medida. Foi apresentado um método, baseado numa medida elétrica realizada por um voltímetro vetorial (ou analisador de rede) e por um medidor de comprimento de onda, capaz de medir respostas do atraso de grupo com uma resolução de $1\text{ ps} / 0,1\text{pm}$. Lasers semicondutores com cavidade externa e lasers *DFB* com 2 eletrodos foram usados como fontes sintonizáveis de alta resolução, apresentando resultados comparáveis.

Estimou-se tanto uma relaxação de $\sim -1,6\text{ pm}$ (em direção ao azul), devida ao carregamento por deutério da fibra onde a grade é impressa, quanto uma taxa de deslocamento espectral de $\sim 40\text{ pm} / ^\circ\text{C}$, devida a pequenas variações da temperatura ambiente, durante a realização das medições. Devido a esta sensibilidade térmica, as grades com *chirp* requerem um controle automático de temperatura, capaz de assegurar uma temperatura de operação constante. Para aumentar a confiabilidade do método de caracterização das grades, é também necessário que não

se aplique sobre elas nenhum tipo de tensão mecânica. Além disso, os componentes usados devem apresentar baixos níveis de *PDL* (*polarization dispersion loss*) e o comprimento dos cordões ópticos deve ser o menor possível, de modo que as flutuações da birrefringência das fibras não afetem as medidas de amplitude e fase.

Para caracterização numérica das grades, foi usada a plataforma *LightD*, cuja paleta dedicada à caracterização foi descrita neste capítulo. Descreveu-se, também, a estrutura projetada para experimentos de sintonia térmica e por estiramento longitudinal de uma grade com *chirp* medindo 100 mm de comprimento. A primeira abordagem empregou dois pares termistor-*peltier* (TEC), colocados nas extremidades das grades. Foram realizados vários experimentos de sintonia com a aplicação de diferentes perfis de temperatura ao longo da grade. A partir destes resultados, através de uma interpolação linear, foram realizadas simulações da aplicação de perfis de temperatura. Uma comparação entre resultados simulados e experimentais mostrou boa concordância entre eles, indicando que um re-projeto da estrutura de sintonia, incluindo a metalização da grade, ou da canaleta que a sustenta, pode ser capaz de garantir uma melhor condução térmica ao longo da grade e melhores condições de aferição dos valores das inclinações das curvas $\Delta\lambda/\Delta T$, nas diversas situações testadas.

Os testes de sintonia por estiramento longitudinal, que utilizam um microposicionador e atuadores *PZT*, indicam que a tensão axial induz uma sintonia linear, sem *chirp* adicional, o que corresponde, simplesmente, a um deslocamento linear do comprimento de onda de Bragg central, λ_B . Para simulação desta sintonia, portanto, basta que se adicione progressivamente, pequenos incrementos de comprimento de onda, $\Delta\lambda$, a λ_B .

Todas as caracterizações experimentais foram realizadas para uma condição de máxima razão de extinção do modulador óptico, possível graças ao ajuste do estado de polarização do sinal óptico à sua entrada. Todos os cordões e fibras ópticos foram, então, mantidos imobilizados, de modo a evitar deslocamentos espectrais causados por efeitos de dispersão do modo de polarização.

REFERÊNCIAS

- [1] A.M. Vengsarkar, "Dispersion compensation techniques", *OFC'98 Tutorial Sessions*, pp. 36 – 58, 1998.
- [2] R. Kashyap, H-G. Froehlich, A. Swanton, D. J. Armes, "Super-step-chirped fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 32, N. 15, pp. 1394 - 1396, 1996.
- [3] Ver, por exemplo, R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, pp. 425, Academic Press, 1999.
- [4] M. Schiano and G. Zaffiro, "Polarization mode dispersion in chirped fibre gratings", *Proceedings ECOC'98*, 1998.
- [5] A.M. Vengsarkar, "Dispersion compensation techniques", *OFC'97 Tutorial Sessions*, pp. 36 – 58, 1997.
- [6] <http://www.cpqd.com.br/lightd>
- [7] M.L. Rocha and R. Kashyap, "Characterisation of fibre Bragg gratings: a study of accuracy and repeatability", *Proceedings of OFMC'97*, pp. 14 – 17, London, 1997.
- [8] M.L. Rocha, R. Kashyap and R.F. Souza, "Reflectivity and group delay characterisation of chirped fibre Bragg gratings", *Proceedings of SLA'97*, pp. 32 – 35, Campinas, 1997.
- [9] K. Ennser *et al.*, "Effects of non-ideal group delay and reflection characteristics of chirped fibre grating dispersion compensators", *Proceedings of ECOC'97*, IEE Conference Publication N. 448, 1997.
- [10] L.D. Garrett *et al.*, "16 x 10 Gb/s WDM transmission over 840 km SMF using eleven broad-band chirped fiber gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 11, N. 4, pp. 484 – 486, 1999.
- [11] A.K. Srivastava *et al.*, "1 Tb/s transmission of 100 WDM 10 Gb/s channels over 400 km of true-wave fiber", *Proceedings of OFC'99*, Post deadline paper 10, 1999.
- [12] N. Takeda *et al.*, "Forty WDM 2.5 Gb/s transmission over 12000 km using widely gain-flattened low-noise 980 nm pumped EDFAs", *Proceedings of OFC'99*, Tu-54 – 55, 1999.
- [13] D.K.W. Lam and B.K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters", *Applied Optics*, V. 20, N. 3, pp. 440 – 445, 1981.
- [14] H.G. Limberger *et al.*, "Fiber grating characterization by OLCR measurements", *Proceedings of ECOC'93*, pp. M0P2.1 45 – 48, 1993.
- [15] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin and F. Ouellette, "Implementation and characterisation of fibre Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient", *Optics Letters*, V. 19, N. 23, pp. 2027 – 2029, 1994.
- [16] S. Barcelos, M.N. Zervas, R.I. Laming and D.N. Payne, "Interferometric fibre grating characterisation", *IEE Colloquium on Fibre Gratings and Their Application*, London, UK, 30 January 1995.
- [17] S. Barcelos *et al.*, "Dispersion measurements of chirped gratings", *Proceedings of ECOC'95*, pp. 35 – 38, 1995.

- [18] D. Sandel and R. Noel, "Chirped fibre Bragg gratings for optical dispersion compensation: how to improve their fabrication accuracy", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 2.233 – 2.236, 1996.
- [19] M. Fuss, "Chirp determination of fiber Bragg gratings with interferometric autocorrelation measurements", *Proceedings of SOFM'96*, pp. 13 – 16, 1996.
- [20] F. Ouellette and D.Y. Stepanov, "A new technique for measuring the group delay of chirped fibre Bragg gratings", *OFC'97 Technical Digest*, pp. 153 – 154, 1997.
- [21] M.M. Ohn, S.Y. Huang, S. Sandgren, R. Measures and T. Alavie, "Measurement of fibre grating properties using an interferometric and Fourier-transform-based technique", *OFC'97 Technical Digest*, pp. 154 – 155, 1997.
- [22] R. Kashyap, "Design and measurement of optical fibre gratings", *Proceedings of SOFM'96*, pp. 7 – 12, 1996.
- [23] R. Kashyap and M.H. Reeve, "Single-ended fibre strain and length measurement in frequency domain", *Electronics Letters*, V. 16, N. 18, pp. 689 – 690, 1980.
- [24] R. Kashyap, M.H. Reeve and S. Hournung, "Measurement of strain relief in an experimental optical fibre cable", *Electronics Letters*, V. 18, N. 6, pp. 263 – 265, 1982.
- [25] H. Vifian, "Optical measurements based on RF modulation techniques", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements*, V. 39, N. 6. Pp. 982 – 986, 1990.
- [26] R.L. Jungerman and D.W. Dolfi, "Frequency domain optical network analysis using integrated optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 27, N. 3, pp. 580 – 587, 1991.
- [27] K.O. Hill *et al.*, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Applied Physics Letters*, V. 32, pp. 647 – 649, 1978.
- [28] R. Kashyap, H.-G. Froehlich, A. Swanton and D.J. Arnes, "Super-step-chirp fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 32, N. 15, pp. 1394 – 1395, 1996.
- [29] R. Kashyap *et al.*, "Four wavelength dispersion compensation over 125 km of single mode optical fibre at 10 Gb/s using multiple in-line step-chirped gratings", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 1.87 – 1.90, 1996.
- [30] C. Clark, M. Farries, K. Visvanatha and A. Tager, "Measuring chromatic dispersion of fiber gratings", *Lightwave*, pp. 70 – 77, February 1999.
- [31] Copyright © 1990 – 1997 Regents of the University of California.
- [32] K.O. Hill *et al.*, "Variable-spectral-response optical waveguide Bragg grating filters for optical signal processing", *Optics Letters*, Vol. 20, No. 12, pp. 1438 – 1440, 1995.
- [33] B.J. Eggleton, J.A. Rogers, P.S. Westbrook and T.A. Strasser, "Electrically tunable power efficient dispersion compensating fiber Bragg gratings for dynamic operation in nonlinear lightwave systems", *Proceedings of ECOC98*, 1998.
- [34] A. Iocco, H.G. Limberger and R.P. Salathe, "Tension and compression tuned Bragg grating filter", *Proceedings of ECOC98*, 1998.
- [35] A.D. Kersey *et al.*, "Fiber Grating Sensors", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, No. 8, pp. 1442 – 1462, 1997.

- [36] T. Mizunami, S. Gupta and T. Shimomura, "Computer controlled fiber Bragg gratings", *Proceedings of ECOC'96*, pp. 2.229 – 2.232, 1996.
- [37] M.G. Xu, A.T. Alavie, R. Maaskant and M.M. Ohn, "Tunable fiber bandpass filter based on a linearly chirped fiber Bragg grating for wavelength demultiplexing", *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 20, pp. 1918 – 1919, 1996.
- [38] J.J. Cruz *et al.*, "Fiber Bragg gratings tuned and chirped using magnetic fields", *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 3, pp. 235 – 236, 1997.
- [39] B. Ortega *et al.*, "Ultrasensitive and broadly tunable optical bandpass filter using a fibre grating and a Fabry-Perot", *Proceedings of ECOC'97*, pp. 177 – 181, 1997.
- [40] J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin and F. Ouellette, "Implementation and characterization of fiber Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient", *Optics Letters*, Vol. 19, No. 23, pp. 2027 – 2029, 1994.
- [41] S. Jin *et al.*, "Magnetically programmable fiber Bragg gratings", *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 22, pp. 2158 – 2159, 1998.
- [42] J. Meng, S.L. Xu, W. Zhou and K.T. Chan, "A symmetric cantilever structure for adjustable chirping of fiber grating for dispersion compensation", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 182 – 183, 1998.
- [43] T. Imai, T. Komukai and M. Nakazawa, "Dispersion tuning of a linearly chirped fiber Bragg grating without a center wavelength shift by applying a strain gradient", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 6, pp. 845 – 847, 1998.
- [44] <http://www.physikinstrumente.com/>
- [45] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, pp. 88 – 93, 1999.
- [46] M.A. Putnam, G.M. Williams and E.J. Friebele, "Fabrication of chirped strain-gradient in photosensitive gratings", *Electronics Letters*, V. 31, N.4, pp. 309 – 310, 1995.
- [47] J. Martin, J. Lauzon, S. Thibault and F. Ouellette, "Novel writing technique of long highly reflective in fiber gratings and investigation of the linearly chirped component", *Proceedings OFC'94*, PD29-1, pp. 138, 1994.

Capítulo 5

ONDULAÇÃO DO ATRASO DE GRUPO

O caráter ondulatório do atraso de grupo, observado em grades de Bragg com chirp, afeta o desempenho destes dispositivos quando atuando como compensadores da dispersão. Este capítulo apresenta um estudo experimental – com sustentação teórica - da ondulação do atraso de grupo, ou ‘group delay ripple, GDR’, em grades sem apodização e com apodização, visando seu controle. Propõe uma nova forma de representação da GDR, baseada no cálculo de seu desvio padrão e avalia seu impacto sistêmico, num estudo teórico.

5.1. INTRODUÇÃO

As grades com *chirp* em fibra são importantes para a operação de sistemas de alta taxa (≥ 10 Gb/s – sistemas *OTDM*, *optical time domain multiplexing*, ou $n \times 10$ Gb/s – sistemas *WDM*), em fibra monomodo padrão, que operam por distâncias superiores a ~ 60 km. Existem, entretanto, algumas dificuldades que ainda desafiam a engenharia destes dispositivos. Dentre elas, citam-se o controle da *PMD*, pois as grades são sensíveis à polarização [1], e a confiabilidade de seu encapsulamento, necessário para que se garanta uma operação estável - as grades são muito sensíveis a variações térmicas e mecânicas (úteis, portanto, para aplicações como sensores). Além disso, o tipo de apodização imposta à grade destaca-se como tópico determinante ao seu bom desempenho sistêmico, devendo ser otimizado em termos de largura de banda e linearidade das características do atraso de grupo, *group delay ripple, GDR* [2] – de fato, os avanços das técnicas de fabricação e de apodização das grades [3, 4] permitiram que estas se tornassem dispositivos comerciais. Uma apodização simétrica pode reduzir a amplitude da *GDR*, em comparação com o atraso linear, de $\sim \pm 50$ ps para $\sim \pm 10$ ps [5].

Um aspecto que ainda requer muita atenção diz respeito ao controle do comportamento oscilatório induzido pelas *DCGs* [6]. Conceitualmente, as ondulações do atraso de grupo resultam numa re-compressão incompleta de um pulso dispersado, de modo que um pulso curto, com componentes espectrais dentro da banda da grade, gera um patamar quando é re-comprimido por ela [7]. Os efeitos negativos deste pedestal são diafonia e interferência inter-simbólica, com a degradação da abertura do diagrama de olho e redução do desempenho pela contagem de bits errados. Já foi demonstrado que a taxa de bits errados, *bit-error-rate, BER*, é mais dependente da taxa de transmissão quando da presença de *GDR*, embora com penalidade relativamente baixa (~ 1 dB) em 10 Gb/s [8]. Além disso, combinada com efeitos de *PMD*, a ondulação do atraso de grupo pode causar uma penalidade adicional [9]. A *GDR* em grades com *chirp* representa, portanto, um dos aspectos mais críticos das grades compensadoras de dispersão, tornando-se

essencial que se compreenda como as ondulações se originam e quais efeitos a frequência e a amplitudes destas exercem na qualidade da compensação.

Os aspectos tecnológicos e teóricos relativos à resposta espectral de grades de Bragg com *chirp* não são completamente compreendidos e este capítulo apresenta vários estudos realizados visando elucidar alguns aspectos do fenômeno físico da ondulação do atraso de grupo. Em adição, propõe-se meios de reduzi-lo e/ou controlá-lo, principalmente em grades com *chirp* não-apodizadas. Além da simplicidade do aparato de fabricação, uma característica favorável a este tipo de grade não-apodizada, se comparadas às apodizadas, refere-se à sua maior faixa espectral. É, portanto, importante que se investigue a possibilidade de se tentar reduzir a *GDR* em grades com *chirp* não-apodizadas, pois sua utilização pode resultar em melhoria no produto (dispersão x largura de banda), desde que otimizada quanto à *GDR*.

5.2. REPRESENTAÇÃO DA ONDULAÇÃO DO ATRASO DE GRUPO

Idealmente, a ondulação do atraso de grupo poderia ser considerada um processo puramente determinístico, embora ainda não se tenha deduzido uma relação analítica simples que o descreva em detalhes. Na prática, contudo, por analogia com uma ondulação senoidal com *chirp*, ela pode ser associada a uma função escrita como:

$$x(z) = X \sin [\omega t + \phi(z) + \phi'], \quad (5.1)$$

onde o componente de fase, $\phi(z)$, varia linearmente em função da posição ao longo da grade ($\phi(z) = \phi_0 + kz$), enquanto ϕ' é um ruído de fase (processo aleatório). Teoricamente, como indicam as simulações numéricas, a variação da amplitude das ondulações ao longo das *DCGs* não-apodizadas chega a ser desprezível. Já para as *DCGs* apodizadas, dependendo do fator de apodização e do número de discretização (número de seções), as simulações chegam a indicar um atraso de grupo perfeitamente linear. Na prática, devido a limitações do processo de fabricação, acredita-se que a mínima amplitude das ondulações, em grades apodizadas, seja cerca de ± 10 ps [10]. Assim, deduzida a inclinação do atraso de grupo, a *GDR* é, em geral, expressa em termos da amplitude da ondulação resultante: ± 20 ps e ± 50 ps, para *DCGs* apodizadas e não-apodizadas típicas, respectivamente. Esta representação é uma aproximação cujo método de estimativa, em grades práticas, não costuma ser explicitado.

Na prática, a perfeita uniformidade (ou não-uniformidade controlada) da amplitude não é observada, devido a fatores como ruído e imperfeições do processo de fabricação da grade. Neste caso, embora se busque controlar com precisão as etapas de fabricação, as variações da amplitude da *GDR* possuem um componente de origem aleatória. Por exemplo, duas grades fabricadas a partir de uma mesma máscara de fase, uma em seguida à outra, numa mesma fibra e sob as mesmas condições ambientais terão características parecidas, porém desiguais. Nesta tese, elas são chamadas de grades 'quase-idênticas'. Mesmo quando se pretende, intencionalmente,

provocar uma variação da amplitude das oscilações, conforme um determinado padrão, o ruído inerente aos processos de medição e fabricação estará presente.

Diante da necessidade de se estabelecer um critério consistente para a avaliação dos estudos da *GDR*, propõe-se a adoção de um formalismo de natureza estatística que a descreva. Para explorar a dualidade existente entre processos aleatórios, baseados em médias temporais, e as teorias determinísticas, baseadas em valores esperados (*ensemble averages*), assume-se que os dois tipos de média são duais e equivalentes. Em outras palavras, os dados, em questão, são ditos ‘ergódicos’ [11].

Por definição, a intensidade genérica de um dado aleatório pode ser descrita por seu ‘valor quadrático médio’, que corresponde à média dos quadrados dos valores ao longo do tempo.

Analicamente, o valor quadrático médio, Ψ_x^2 , de uma amostra temporal, $x(t)$, é dado por [12]:

$$\Psi_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt. \quad (5.2)$$

A raiz quadrada positiva do valor quadrático médio é conhecida como raiz quadrática média, ou valor *rms* (*root mean square*) ou eficaz.

Normalmente, é desejável representar grandezas físicas em termos de uma combinação entre componentes estáticos, ou invariantes no tempo, e componentes dinâmicos, ou flutuantes. Os primeiros costumam ser representados por um ‘valor médio’ que é, simplesmente, a média de todos os valores. Analiticamente, o valor médio, μ_x , é dado por [12]:

$$\mu_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt. \quad (5.3)$$

O componente dinâmico pode ser descrito pela ‘variância’, que corresponde ao valor quadrático médio da média. Assim, a variância σ_x^2 é dada por [12]:

$$\sigma_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \mu_x]^2 dt. \quad (5.4)$$

O valor positivo da raiz quadrada da variância é conhecido como ‘desvio padrão’. Expandindo-se a Equação (5.4), nota-se que a variância pode ser expressa pela diferença entre o valor quadrático médio e o quadrado do valor médio, i.e.:

$$\sigma_x^2 = \Psi_x^2 - \mu_x^2. \quad (5.5)$$

Num processo ergódico, para um tempo de integração suficientemente longo, o valor *rms* aproxima-se do desvio padrão, ou seja, no limite, a variável aleatória, em termos de média quadrática, é igual à variável não aleatória. Com base nestes princípios, propõe-se que a ondulação do atraso de grupo seja representada por seu desvio padrão em relação ao atraso de grupo linear, ou à função que melhor descrever o perfil do atraso de grupo. O desvio padrão (*SD*) pode ser obtido, a partir de arquivos de dados medidos ou calculados, através de cálculos simples:

$$SD = \sqrt{Var} \quad (5.6)$$

sendo

$$Var = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \quad (5.7)$$

onde n é o tamanho da amostra e $\bar{X}$ é a média.

A expressão (5.1) é uma aproximação intuitiva, pois assume-se que a *GDR*, resultante da combinação de um processo determinístico com um aleatório, possui propriedades que satisfazem às condições que definem uma função ergódica. Lembrar que um processo determinístico é definido como um processo cujo futuro pode ser perfeitamente determinado a partir de seu passado [11] e, portanto, seria necessário que se conhecesse a expressão matemática e os termos físicos a ela associados, que a descrevem, para que tal afirmação pudesse ser analiticamente comprovada. A presente discussão abre espaço para um assunto que requer um aprofundamento maior. Contudo, como base de medida, assume-se que seja correto e suficiente associar a *GDR* a seu desvio padrão em relação a uma tendência linear ou polinomial de ordem superior, se for o caso.

5.3. ASSIMETRIA DE APODIZAÇÃO [6]

A representação do espectro refletido e do atraso de grupo de uma grade não-apodizada com *chirp*, de 100 mm de comprimento (banda de 0,75 nm), é ilustrada pelos espectros computados vistos na Figura 5.1. Ambos possuem uma simetria de espelho (a simulação considera o sinal entrando ora por um lado, ora pelo outro lado da grade). A ondulação do atraso de grupo apresenta uma periodicidade que varia ao longo do comprimento da grade e, o que é mais importante, a frequência da ondulação no modo de reflexão muda quando a direção da medida é invertida; a frequência mais baixa ocorre no extremo próximo ao lado da grade por onde o sinal entra. A soma do atraso de grupo, portanto, não se cancela devido à simetria especular. Assim, quando a direção de lançamento é invertida, a frequência da ondulação reverte, mantendo sempre a mesma relação com a extremidade de entrada.

Acredita-se que este efeito se deva ao fato de que o início abrupto da grade, em ambas as direções, causa bandas laterais, que aparecem fora do comprimento de onda de Bragg, em cada um dos dois extremos da grade. Estas bandas laterais interferem com a reflexão predominante em algum outro ponto dentro da grade com *chirp*. Quando uma grade com *chirp*, não-apodizada, é usada para dispersar um pulso óptico e, posteriormente, para re-comprimá-lo, o pulso não pode ser completamente re-comprimido. Entretanto, este fenômeno, até onde se sabe, não havia ainda sido notado; pelo contrário, há registros na literatura de um pulso sendo dispersado e re-comprimido por uma mesma grade, através de seu lançamento por uma das extremidades da grade e, em seguida, lançando-o na grade novamente, pela outra extremidade. O efeito de

dispersão residual da grade não foi observado, neste experimento, pois a dispersão da grade era pequena [13].

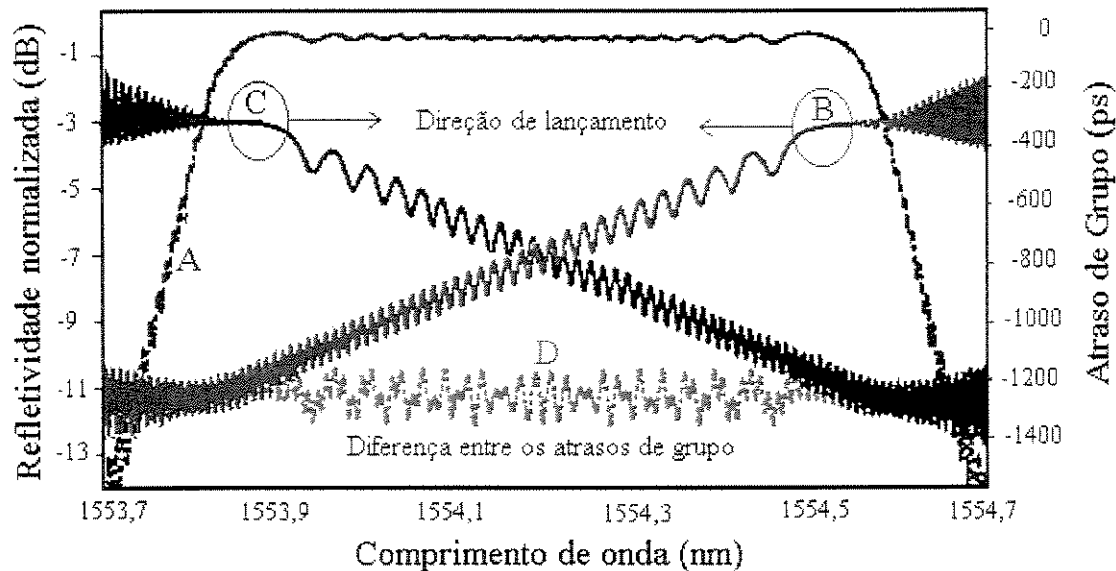


Figura 5.1 – Valores simulados da reflexão (A) e atraso de grupo (B e C) para uma grade não-apodizada com chirp, de 100 mm de comprimento, a partir de suas extremidades opostas. A simetria da ondulação do atraso de grupo produz um atraso de grupo não-linear (D).

Para compreender a influência da extremidade da grade, usou-se um esquema simples de controle da função de ‘sombreamento’ (apodização), tanto da extremidade de entrada quanto da extremidade de saída da grade, idealizado por Kashyap *et al.* [14]: uma grade com chirp de 100 mm de comprimento e banda de 0,75 nm foi apodizada *apenas* na extremidade do maior comprimento de onda. Uma função meio-cosseno (ϕ), para a modulação da envoltória do índice de refração, foi usada, iniciando na extremidade do menor comprimento de onda (sem apodização, $\phi = 0$) e completando a apodização no lado do maior comprimento de onda ($\phi = \pi/2$ rad). Experimentalmente, uma máscara de fase de 100 mm de comprimento foi varrida por um feixe *uv* para a impressão da grade. A assimetria do perfil de apodização foi obtida pelo estiramento assimétrico da fibra, durante a impressão da grade. O espectro de reflexão, medido a partir do lado de menor comprimento de onda, é visto na Figura 5.2, onde também é mostrado o perfil de apodização. O extremo da grade de comprimentos de onda mais longos apresenta ondulação na região de decaimento da envoltória, enquanto que o extremo de comprimentos de onda mais curtos apresenta um perfil mais suave em termos de ondulação da reflexão. O espectro refletido calculado também é mostrado na Figura 5.2 para uma grade com parâmetros similares. No caso numérico, a comparação entre os dois extremos é semelhante. Novamente, notar que o lado apodizado adquiriu uma ondulação intensa, enquanto que a ondulação do lado não-apodizado foi suavizada. O espectro de reflexão computado quando a luz é lançada pelo lado do comprimento de onda mais longo desta grade possui características idênticas, e o espectro medido sob tais condições também obedece a esta regra, dentro de um erro experimental.

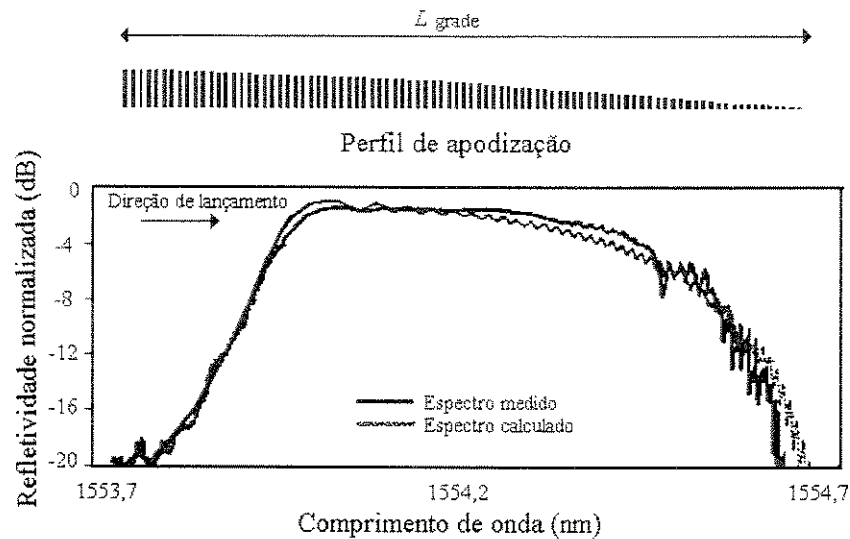


Figura 5.2 – Espectros de reflexão de uma grade apodizada, no lado de mais longos comprimentos de onda, por uma função meio-cosseno: valores medido e calculado. O perfil de apodização é mostrado no topo da figura.

Quando o atraso de grupo é medido para um lançamento pelo lado do comprimento de onda mais longo (como é feito para compensar a dispersão em sistemas operando na janela de 1550 nm), observa-se uma ondulação do atraso de grupo cuja amplitude cresce, de um baixo valor, em direção ao lado do lançamento do sinal. Isso é mostrado na Figura 5.3 (A, valores computados, B, valores medidos). Novamente, a comparação entre os valores calculados e medidos mostra boa concordância entre eles. Além disso, na Figura 5.3, vê-se o atraso de grupo medido na direção oposta, i.e. a partir do lado do comprimento de onda mais curto (C, valores computados, D, valores medidos). Observa-se que os resultados calculados apresentam uma ondulação ampla, que não se altera ao longo de toda a grade. Nota-se, também, boa concordância entre os resultados medidos e calculados, ficando evidente que a resposta do atraso de grupo exibe uma forte assimetria.

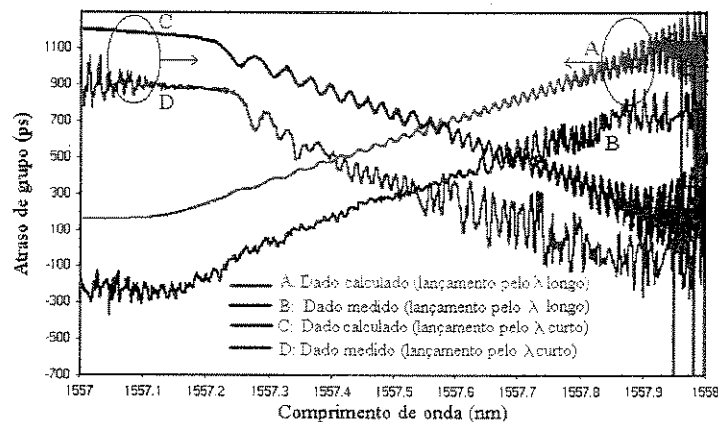


Figura 5.3 – Atraso de grupo de uma grade com chirp, apodizada no lado de comprimento de onda mais longo por uma função meio-cosseno: medido e calculado para ambas as direções de lançamento (observar a simetria na amplitude da ondulação e a assimetria em sua periodicidade).

Este resultado torna-se mais evidente se o perfil de apodização for alterado de forma que apenas metade da grade tenha um sombreamento tipo meio-cosseno (Figura 5.4). Neste caso, o atraso de grupo para a luz lançada na extremidade apodizada mostra uma ondulação muito reduzida. Entretanto, a luz lançada pela extremidade não-apodizada apresenta um comportamento idêntico ao de uma grade inteiramente não-apodizada. O espectro de reflexão não mostra alterações para medidas tomadas em ambas as direções.

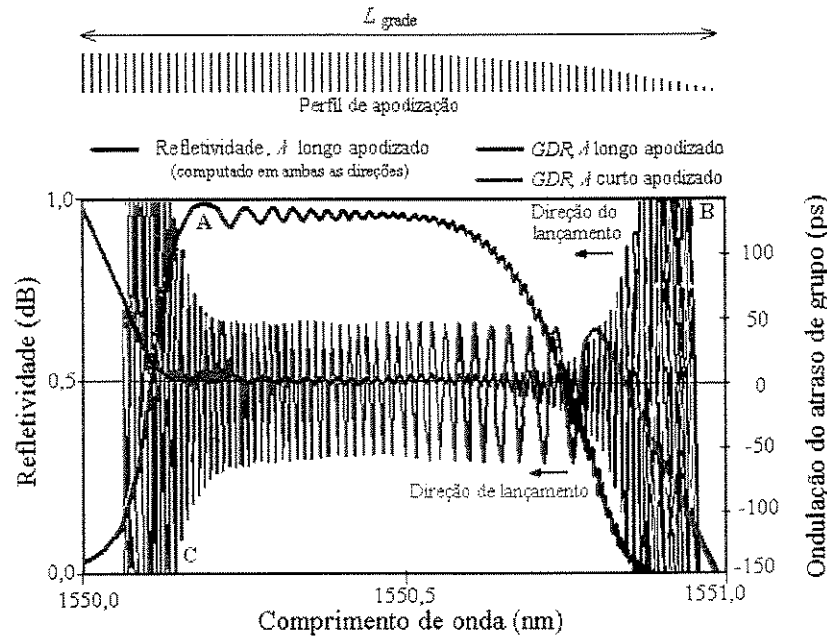


Figura 5.4 – Refletividade (A) e desvio do atraso de grupo relativo a uma resposta linear, em função da direção de lançamento, em relação à extremidade apodizada da grade. O atraso de grupo varia fortemente se a luz for lançada pela extremidade não-apodizada da grade (C). Entretanto, a ondulação é reduzida substancialmente se o lançamento da luz se der pela extremidade apodizada (B). O perfil de apodização é mostrado no topo da figura.

5.3.1. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Muitos aspectos podem ser observados nos resultados do atraso de grupo. Primeiramente, o atraso mostra uma assimetria intensa na amplitude da ondulação, mas *não em seu período*. Quando a medida é feita pelo lado de comprimento de onda mais longo (apodizado), a ondulação muda de *alta*-frequência, *alta* amplitude, para uma condição de *baixa* frequência, *baixa* amplitude à medida em que se aproxima do lado de comprimento de onda mais curto. Por outro lado, se a grade for medida pelo lado de comprimento de onda mais curto (lado não-apodizado), a GDR passa de uma condição de *baixa* frequência e *alta* amplitude para *alta* frequência e *mesma* amplitude (i.e. a amplitude permanece inalterada). Este efeito é contrário ao que se observa em grades totalmente não-apodizadas, onde a GDR *sempre* apresenta um componente de frequência baixa nos comprimentos de onda mais próximos à extremidade de lançamento do sinal (Figura 5.1), enquanto sua amplitude permanece aproximadamente constante. Como, no caso de apodização assimétrica, a periodicidade da GDR *não* muda com a reversão da direção da medida,

conclui-se que a ondulação é causada pela interferência entre as bandas laterais de reflexão, devidas à extremidade não-apodizada, e os pontos de reflexão provenientes da própria grade. A redução da amplitude da ondulação, observada quando da luz lançada pelo lado apodizado (Figura 5.3, A e B), é devida ao fato de que a maior parte da energia que entra na grade é refletida *antes* de atingir a extremidade não-apodizada e, portanto, onde a reflexão é alta (próxima da extremidade não-apodizada) e a contribuição da interferência entre as bandas laterais, causadas pela extremidade dos comprimentos de onda mais curtos, é fraca. Contudo, como a refletividade decai na direção dos comprimentos de onda mais longos, a amplitude da *GDR* torna-se comparável às baixas amplitudes causadas pelas reflexões das bandas laterais provenientes do lado de comprimentos de onda mais curtos (não apodizado). Isso resulta numa interferência mais intensa e, conseqüentemente, em uma ondulação com maior amplitude. Assim, ao se apodizar o lado de comprimentos de onda mais curtos, consegue-se reduzir a amplitude da ondulação observada no lado de comprimentos de onda mais longos, o que também é observado no caso de grades apodizadas simetricamente.

Como conseqüência, a assimetria do perfil de apodização causará uma ondulação nas características do atraso de grupo que será tanto pior quanto menos apodizado for o lado por onde o sinal entra. Portanto, é importante que o perfil de apodização seja cuidadosamente controlado a fim de se minimizar a *GDR*. Entretanto, devido à natureza de uma grade com *chirp*, o atraso de grupo permanecerá simétrico em detalhes se a grade for fabricada com uma apodização simétrica, e assimétrico se a grade for fabricada com uma apodização assimétrica. Uma grade menos refletiva exibirá uma assimetria menor, porém ao custo de uma perda por inserção mais alta.

5.4. COMPRIMENTO FÍSICO DA GRADE [15]

5.4.1. INTRODUÇÃO

Esta seção descreve o estudo de como uma pequena mudança no comprimento físico de grades com *chirp* pode influenciar o comportamento espectral da ondulação do atraso de grupo. O objetivo é avaliar o deslocamento do comprimento de onda de Bragg em função da redução do comprimento, tanto teórica quanto experimentalmente. Tais variações provêm um modo eficiente de redução do desvio padrão da amplitude da *GDR*. O comprimento efetivo da grade, L_{eff} , em termos da fase (Φ) de um sinal (ω, λ) refletido, é uma função da dessintonia da condição de Bragg e pode ser definido como [16]:

$$L_{eff} \equiv \left(\frac{v_g}{2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = - \left(\frac{\lambda^2}{4\pi n_g} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad (5.8)$$

onde v_g é a velocidade de grupo do sinal e n_g é o índice de refração de grupo. O comprimento efetivo pode ser interpretado de uma forma relativamente simples: um pulso, lançado na grade,

‘vê’ um espelho virtual à distância L_{eff} a partir do ponto de lançamento; portanto, a relação $(2 L_{eff} / v_g)$ define o atraso de grupo do pulso refletido. A ondulação do atraso de grupo é fortemente dependente do estado da modulação do índice de refração na entrada da grade [6] e, além disso, a apodização pode alterar a frequência da ondulação. Uma mudança do comprimento de onda de Bragg no início da grade também influencia a *GDR*. O conceito é intuitivo: a dessintonia da fase pode ser alterada através do próprio comprimento físico, desde que se mantenha a taxa de *chirp* constante. Este princípio estabelece um método simples para o controle da *GDR*, com implicações sistêmicas importantes, como será demonstrado no final do capítulo.

5.4.2. RESULTADOS NUMÉRICOS

A banda mais larga disponível de uma grade com *chirp* é obtida quando esta não é apodizada [4]. Por outro lado, a *GDR* é mais pronunciada em grades com *chirp* não-apodizadas. Assim, as grades escolhidas para a base dos estudos deste capítulo são as com *chirp* porém não-apodizadas. Uma vez que a relação da *GDR* e o comprimento da grade seja otimizada, o mesmo princípio pode ser aplicado às grades com *chirp* apodizadas. Lembrar que as oscilações do atraso de grupo de compensadores de dispersão não apodizadas possuem uma periodicidade que varia ao longo da banda de comprimentos de onda, embora sua amplitude permaneça aproximadamente constante por toda ela e, como demonstrado nos estudos da assimetria de apodização da seção anterior, a apodização da entrada da grade afeta fortemente a *GDR* [6].

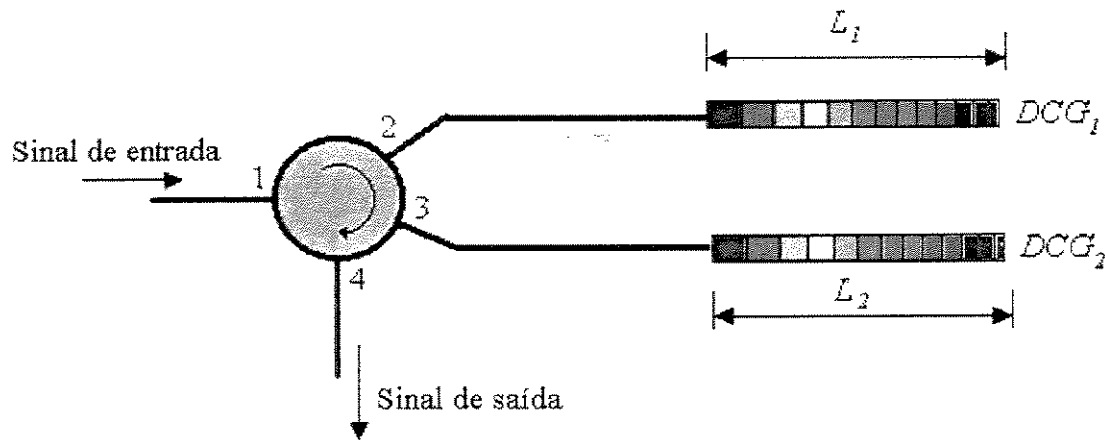


Figura 5.5 - Configuração do par de grades, DCG_1 e DCG_2 , estudado.

As simulações baseiam-se na operação concatenada de duas grades de Bragg, com *chirp* em degrau, impressas em fibra, DCG_1 e DCG_2 , medindo 100 mm cada uma. Inicialmente idênticas, com uma banda de $\sim 0,7\text{nm}$, as grades são conectadas como indicado na Figura 5.5, sendo que o sinal é lançado nas grades pelo lado de comprimentos de onda mais longos. Tal configuração permite que o sinal veja o dobro da dispersão que seria imposta por uma única grade. Neste caso,

é de se supor que a refletividade de ambas as grades deveria ser a mais alta possível, a fim de compensar a perda cumulativa, devida à reflexão dupla, além da perda de inserção da segunda porta do circulador. Entretanto, um compromisso entre a profundidade de modulação do índice de refração, que define a refletividade, e a perda de inserção do arranjo total é necessário, pois a amplitude das oscilações do atraso de grupo cresce proporcionalmente com o aumento da refletividade. O aumento da refletividade também tende a remover a tendência de linearidade do atraso de grupo, de forma que esta condição deve ser evitada [17]. Notar que, se o sinal entrar em DCG_1 pelo lado de comprimento de onda mais longo e, em DCG_2 , pelo lado de comprimento de onda mais curto, o arranjo total irá se comportar como um compensador de dispersão de ordem mais alta [18], como demonstrado em [19], onde um par de grades em fibra com *chirp* não-linear foi usado, em um esquema similar.

O sinal óptico é lançado na grade pelo lado que aqui será referido como *front end* ou *input end* (o outro lado será chamado de *back end* ou *output end*, em reflexão). Inicialmente, DCG_1 e DCG_2 , com refletividade espectral de 96 %, foram simuladas numericamente com $L_1 = L_2 = 100$ mm. Então, reduzindo-se L_2 em passos de 0,1 mm e mantendo-se L_1 constante, o efeito (sobre a amplitude da *GDR*) da combinação de duas grades com comprimentos ligeiramente diferentes foi observado. Três casos foram considerados, onde L_2 , C , λ_{B0} e λ_B correspondem ao comprimento, ao *chirp* e ao comprimento de onda de Bragg inicial e central de DCG_2 , respectivamente:

Corte do *front end*. O comprimento de onda de Bragg central de, DCG_2 , desloca-se como:

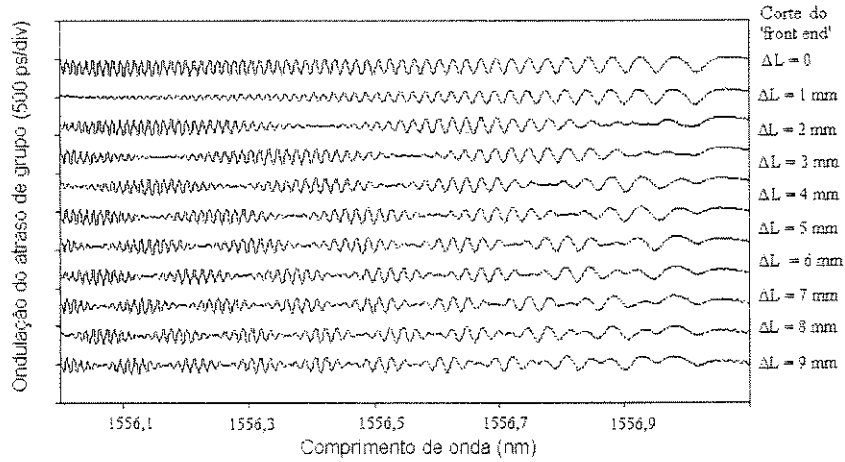
$$\lambda_B = \lambda_{B0} \left(1 - \frac{CL_2}{2}\right) \quad (5.9)$$

(b) Corte do *back end*. O comprimento de onda de Bragg central, de DCG_2 , desloca-se como:

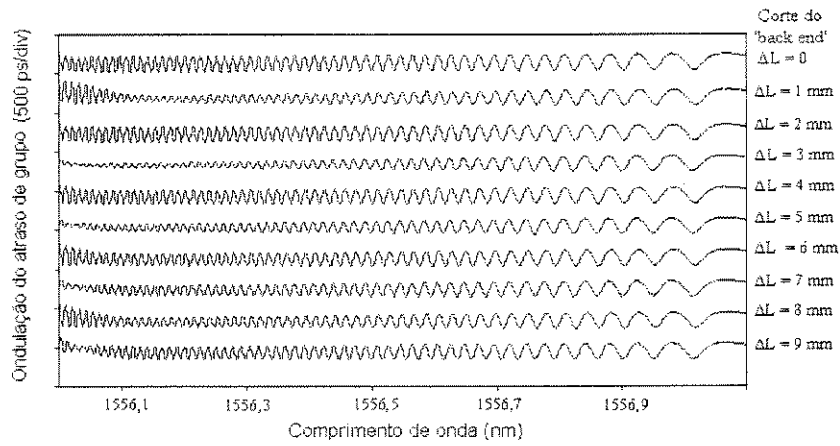
$$\lambda_B = \lambda_{B0} \left(1 + \frac{CL_2}{2}\right) \quad (5.10)$$

(c) Corte dos dois extremos (também chamado de corte 'simétrico'). O comprimento de onda de Bragg central, de DCG_2 , não se desloca, neste caso.

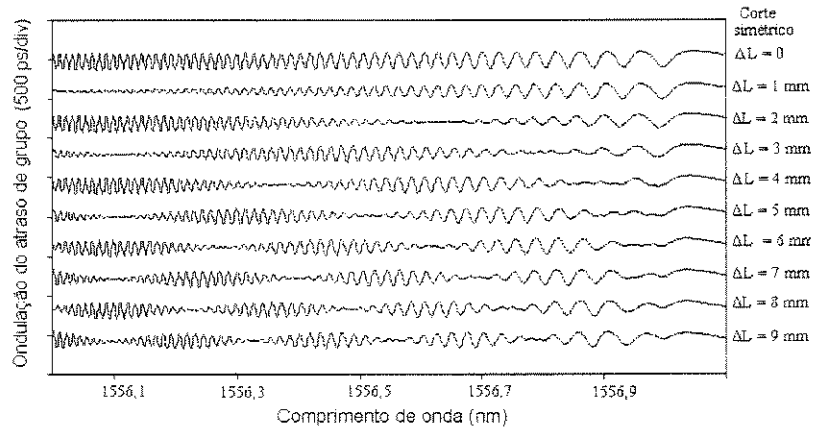
A Figura 5.6 apresenta as ondulações do atraso de grupo resultantes da concatenação de DCG_1 e DCG_2 , em termos do desvio padrão da inclinação linear de ~ 2000 ps/nm, para alguns comprimentos de corte. As Figuras 5.6 (a), (b) e (c) mostram os desvios em relação à inclinação linear, computados para uma redução de L_2 (ΔL) de até 10 mm nos três casos descritos acima, (a), (b) and (c), respectivamente. Nota-se da figura que em certas regiões espectrais da largura de banda da grade, algumas combinações atuam de modo a reduzir a amplitude das ondulações, e nos casos (a) e (c) formam uma espécie de padrão de onda estacionária com período (da envoltória) variável, nesses casos, porém constante, em cada caso.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.6 - Resultados numéricos da GDR, com DCG_1 e DCG_2 concatenadas (reflexividade das grades de $\sim 96\%$), para diferentes reduções de comprimento de DCG_2 , ΔL : (a) corte do front end; (b) corte do back end; e (c) após um corte simétrico, ($\Delta L/2$ corresponde ao corte de cada extremidade). A escala vertical é relativa.

5.4.3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A mesma configuração foi implementada experimentalmente, usando-se uma série de grades em fibra, com *chirp* em degrau, não apodizadas. As grades, com refletividades de cerca de 96 %, mediam, inicialmente, 100 mm de comprimento, com praticamente a mesma faixa espectral de ~ 0.7 nm, como ilustrado nas Figuras 5.7 e 5.8. Lembrar que uma das consequências de se fabricar grades com alta refletividade, como as usadas neste experimento, é que seus atrasos de grupo tornam-se não-lineares [17]. Confirmando estas previsões, o *fitting* mais adequado para a inclinação do atraso de grupo, visando a representação gráfica da Figura 5.8, foi um polinômio de terceiro grau.

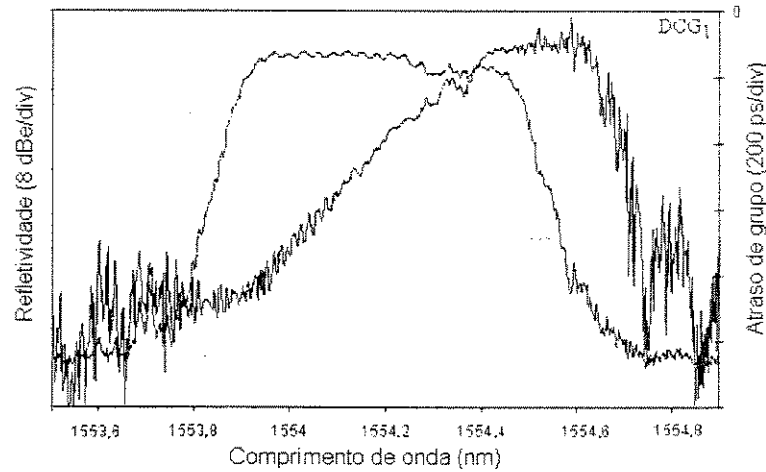


Figura 5.7 – Resposta espectral da grade DCG_1 .

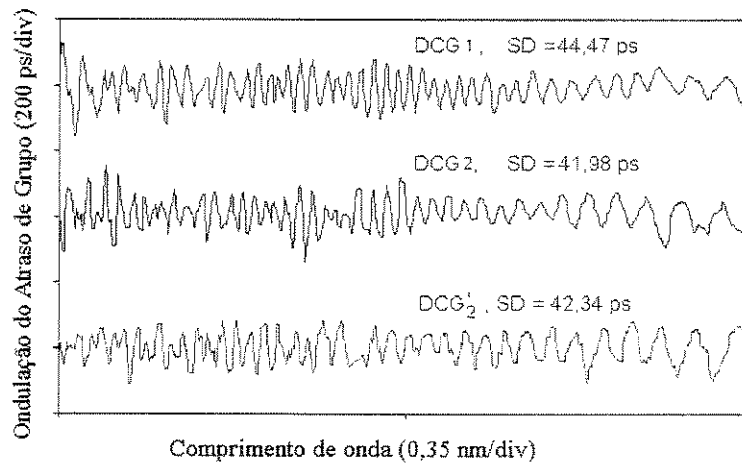


Figura 5.8 – Resultados experimentais das ondulações do atraso de grupo iniciais de DCG_1 , DCG_2 e DCG_2' , medidas separadamente (desvios padrão de 44,47ps, 41,98 ps e 42,34 ps, respectivamente).

Novamente, o comprimento de uma das grades (DCG_1) foi mantido constante enquanto o outro comprimento (L_2) foi reduzido de, inicialmente, ~ 1 mm no 'front end', apenas; em seguida, de ~ 1 mm no 'back end', apenas; e finalmente, de ~ 1 mm em ambas extremidades. Deve ser observado que uma pequena imprecisão ocorreu na localização exata de cada extremo da grade, implicando numa pequena margem de erro relativo ao decremento de comprimento da grade, ΔL . Para cada corte, cuidados especiais foram tomados para assegurar uma boa qualidade da clivagem e para manter ambas as grades (na configuração da Figura 5.5), operando à mesma temperatura ambiente e não sujeitas a nenhum tipo de tensão mecânica. Os resultados experimentais são vistos na Figura 5.9, em termos do desvio padrão relativo ao *fitting* linear (inclinação linear de ~ 1600 ps/nm). A resposta espectral do par de grades, na situação 'corte simétrico', pode ser vista na Figura 5.10. Um método mais eficiente para garantir a precisão da redução dos comprimentos das grades é a fabricação sucessiva de grades mais curtas, na montagem de fabricação, ao invés de cortar as grades depois de impressas. Esta técnica foi necessária uma vez que as grades foram fabricadas na Inglaterra e o método foi implementado, posteriormente, no Brasil.

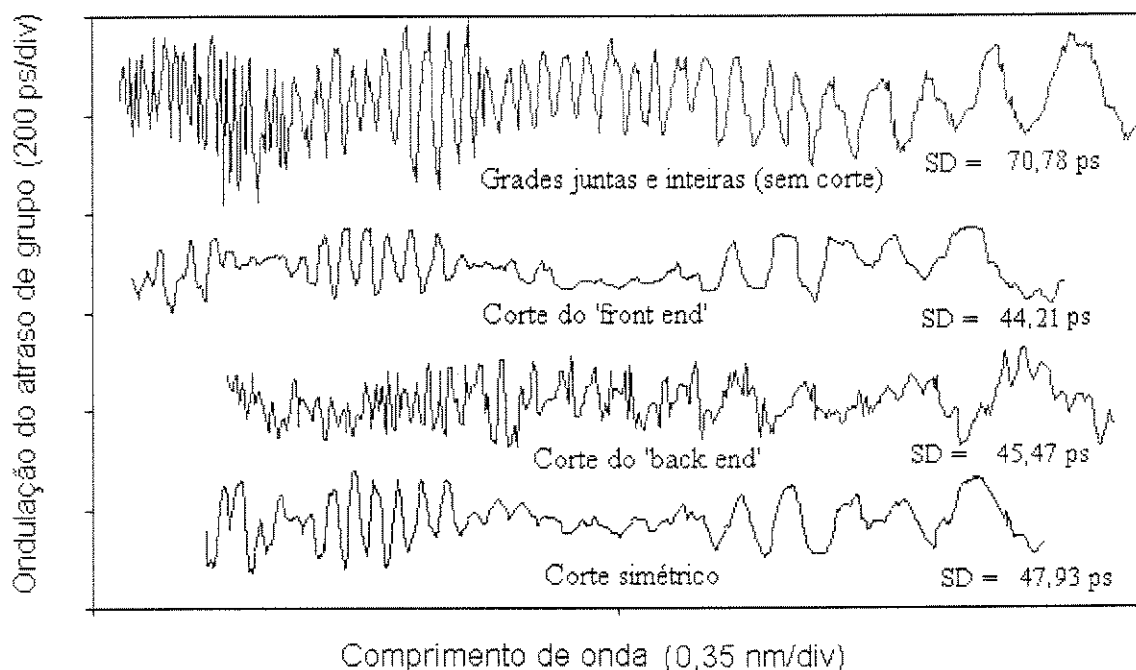


Figura 5.9 – Resultados experimentais da GDR, após a combinação de grades com $\Delta L = 0$ (desvio padrão de 70,78 ps) e após cortes separados de $\Delta L \cong 1$ mm, no 'front end' e no 'back end', e $\Delta L_{total} \cong 2$ mm para o caso de corte simétrico (cortes nos 'front + back ends') (desvio padrão de 44,21 ps, 45,47 ps e 47,93 ps, respectivamente). A escala vertical é relativa.

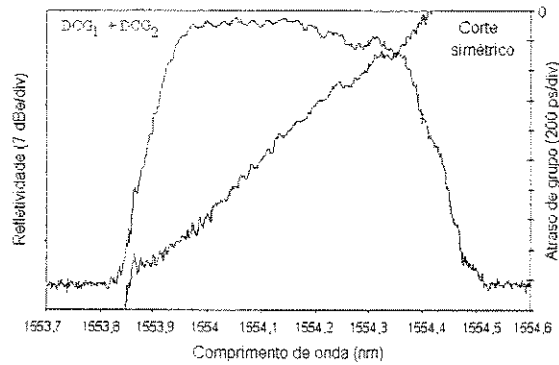


Figura 5.10 – Resposta espectral do arranjo $DCG_1 + DCG_2$, na situação do corte simétrico ($\Delta L_{total} \cong 2 \text{ mm}$)

5.4.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A Figura 5.11 mostra os desvios padrão, normalizados em relação à situação de $\Delta L = 0$ e relativo ao caso ideal, i.e. um atraso de grupo linear da amplitude das ondulações em função da redução do comprimento de uma das grades. Estes resultados indicam a existência de um valor ótimo de ΔL , em torno de 1 mm, capaz de reduzir cerca de 40 % do desvio padrão obtido para o pior caso ($\Delta L = 0$). Observando-se a Figura 5.11, torna-se claro que o corte do *front end* possui um efeito dominante sobre a redução da amplitude da *GDR*, confirmando as previsões descritas na seção anterior, relacionadas à influência do lado por onde o sinal é lançado sobre a ondulação do atraso de grupo [6]. Embora existam pontos ótimos para o corte do *back end*, a redução do comprimento pelo extremo de saída da grade causa um atraso praticamente da mesma ordem de grandeza do causado pela combinação de duas grades idênticas. Além disso, a partir dos resultados numéricos, nota-se que o desvio padrão mínimo é obtido após um corte simétrico de cerca de $\sim 1.2 \text{ mm}$ ($\sim 0.6 \text{ mm}$ de redução em cada extremo da grade). A Figura 5.11 também apresenta os resultados experimentais, em termos do desvio padrão relativo ao pior caso, mostrando uma boa concordância com as previsões numéricas.

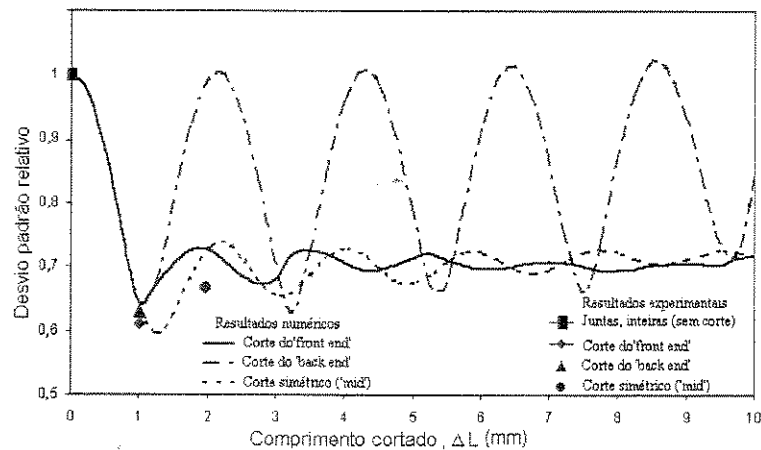


Figura 5.11 – Desvios padrão relativos ao pior caso ($\Delta L = 0$ para os casos de redução de comprimento físico estudados).

Os resultados demonstram que a combinação de duas *DCGs* idênticas permite a compensação do dobro de dispersão que apenas uma grade compensaria, para a mesma faixa espectral. Entretanto, para que a amplitude da *GDR* resultante desta configuração seja mantida em níveis, pelo menos, similares à *GDR* de uma única grade, é necessário que se aplique um deslocamento do comprimento de onda de Bragg central, $\Delta\lambda_B$, em uma das grades. Este efeito pode ser obtido transformando-se dois compensadores idênticos (em comprimento) em dois compensadores quase-idênticos, onde o comprimento de um deles difere do comprimento do outro por um valor bem pequeno, da ordem de $\sim 1\%$ menos.

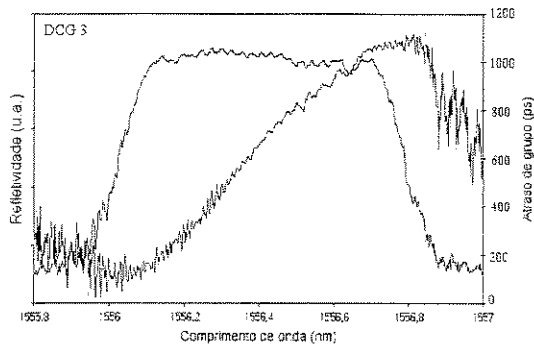
Além disso, apesar das limitações impostas pela técnica de corte das grades, os resultados experimentais confirmam as previsões razoavelmente bem, com uma melhoria significativa do desvio padrão da amplitude da *GDR* em relação ao atraso linear (quase metade do desvio do pior caso, i.e. $\Delta L = 0$). O comprimento de redução ótimo, ΔL , para uma redução de banda mínima, foi assim, numérica e experimentalmente, estimado em $\sim 0,6$ mm em cada extremo (*front* ou *back end*). Embora a eficiência da dispersão possa ser duplicada pelo método, maiores reduções do comprimento, a fim de suavizar o atraso de grupo, seriam menos benéficas pois penalizariam a largura de banda dos compensadores.

Em grades não apodizadas, o atraso de grupo tem uma ondulação de baixa frequência no mesmo lado por onde se lança o sinal (para compensação de dispersão em sistemas operando em fibra padrão), enquanto que a amplitude da ondulação permanece aproximadamente constante. Acredita-se que a *GDR* seja devida à interferência entre as reflexões das bandas laterais, causadas pelos extremos não-apodizados (abruptos) e o ponto de reflexão forte, dentro da grade [6]. De fato, observa-se que a técnica de corte do *front end* é mais efetiva para a redução da amplitude da *GDR*, do que o corte do *back-end*, embora a combinação de ambas, i.e. o corte simétrico, leva ao melhor resultado. Contudo, a influência dominante é do corte frontal, uma vez que a contribuição à interferência devida às bandas laterais é mais forte na entrada (a maior parte da energia é refletida antes de alcançar a extremidade de saída da grade). Portanto, é realmente razoável supor que mudanças na entrada afetarão as ondulações mais intensamente.

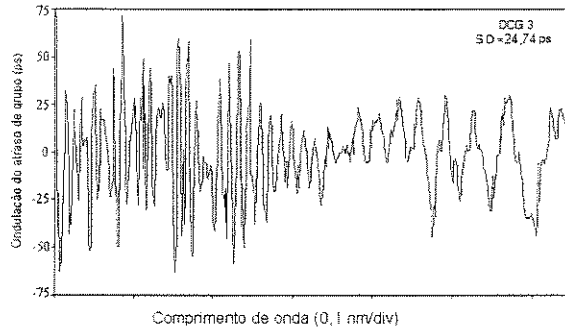
5.5. SINTONIA POR TEMPERATURA

A configuração da Figura 5.5 foi novamente empregada para concatenar duas grades aproximadamente idênticas. As características das grades não-apodizadas, com *chirp*, *DCG₃* e *DCG₄*, medidas em estado relaxado, podem ser vistas, individualmente nas Figuras 5.12 e 5.13.

Em comparação às grades *DCG₁*, *DCG₂* e *DCG₂'*, que foram usadas na seção anterior, os experimentos de controle da *GDR* através da sintonia por temperatura empregaram grades não-apodizadas com oscilações do atraso de grupo de menor amplitude. Além disso, enquanto *DCG₁* e *DCG₂* refletem cerca de 96 % do sinal óptico, cada, as refletividades de *DCG₃* e *DCG₄* são estimadas em torno de 90 % e o *fitting* para visualização da *GDR*, neste caso, foi um polinômio de segundo grau. Nesta nova configuração, a primeira grade, *DCG₃*, foi colocada na estrutura de sintonia e sobre ela foi imposto um perfil de temperatura através dos *coolers*, montados nos dois extremos da grade. A outra grade, *DCG₄*, operou em estado relaxado.

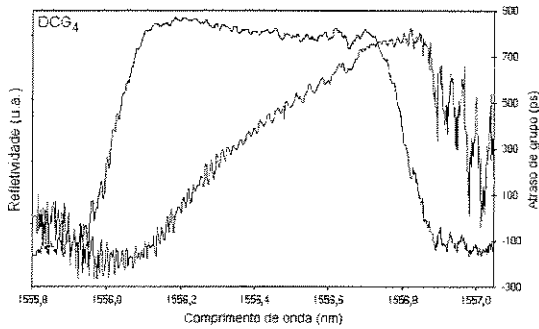


(a)

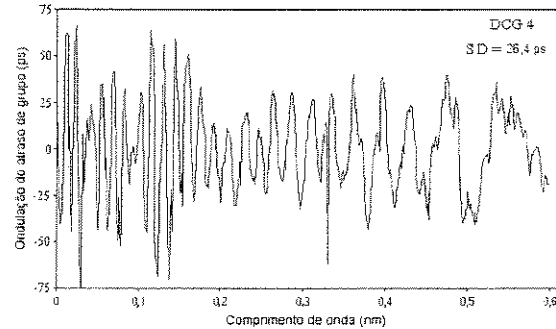


(b)

Figura 5.12 – Características espectrais da grade DCG_3 : (a) refletividade e atraso de grupo e (b) ondulação do atraso de grupo.



(a)



(b)

Figura 5.13 - Características espectrais da grade DCG_4 : (a) refletividade e atraso de grupo e (b) ondulação do atraso de grupo.

Um cuidado nesta montagem foi tomado para que a primeira grade fosse a sujeita à sintonia por temperatura, uma vez que já se sabia que a curva da refletividade fica mais deformada no lado de lançamento do sinal (comprimentos de onda mais longos), provavelmente devido à não uniformidade do gradiente de temperatura aplicado ao longo da grade. Como a segunda grade sempre opera em estado relaxado, sua resposta espectral suaviza a deformação causada pela grade anterior. Numa estrutura onde a grade, sujeita ao gradiente de temperatura, fosse metalizada, o que garantiria uma condução de calor mais uniforme ao longo de seus ~ 10 cm de comprimento, é possível que as deformações na função de transferência do filtro fossem reduzidas e, neste caso, a ordem de colocação das DCG s não importaria.

As medidas de referência para este experimento, e os subseqüentes, podem ser vistas na 5.14, onde ambas as grades operaram em estado relaxado. A partir destas características iniciais, muitas combinações de variação de temperatura foram testadas, em busca das que resultassem numa GDR com menor desvio padrão em comparação ao da referência ($SD = 38,16$ ps). É curioso observar que a combinação de DCG_3 e DCG_4 relaxadas resultou num atraso de grupo mais linear do que os atrasos de grupo individuais de cada grade. Assim, o *fitting* para a representação gráfica da Figura 5.14 (b) foi linear.

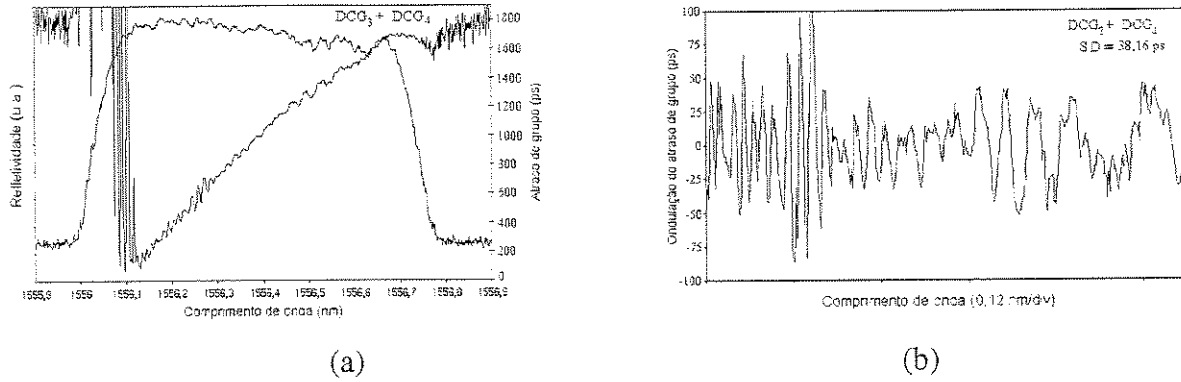


Figura 5.14 - Características espectrais da combinação das grades DCG_3 e DCG_4 , ambas operando em estado relaxado: (a) refletividade e atraso de grupo e (b) ondulação do atraso de grupo.

Inicialmente, várias combinações de sintonia por temperatura foram experimentalmente testadas. Um dos problemas encontrados neste experimento foi, justamente, o de se estabelecer alguns padrões de referência para a obtenção dos melhores resultados, uma vez que o número de possibilidades de variação da temperatura dos extremos da grade é muito grande. Ainda que os experimentos iniciais tenham indicado algumas tendências, neste ponto fez-se necessário um estudo numérico, que será apresentado a seguir.

5.5.1. RESULTADOS NUMÉRICOS

De maneira similar ao do estudo do comprimento da grade, montou-se uma paleta de simulação, para caracterização espectral da curva de transferência (refletividade) e do atraso de grupo, de um arranjo de duas $DCGs$ não-apodizadas idênticas concatenadas, onde uma delas é sujeita a um gradiente de temperatura. Como explicado no Capítulo 4, o índice de refração efetivo de uma grade, sujeita às temperaturas T_1' e T_2' nos extremos de comprimento de onda longo, λ_L , e curto, λ_C , respectivamente, varia ao longo do eixo z , e pode ser escrito como:

$$n_{eff}(z) = n_{eff} + \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \left(T_1 + \frac{(T_2 - T_1)z}{L} \right), \quad (5.11)$$

onde $\partial n_{eff} / \partial T = 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [9] e, neste caso, fez-se:

$$T_1 = T_1' - 20 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{e} \quad T_2 = T_2' - 20 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (5.12)$$

ou seja, T_1 e T_2 são as temperaturas relativas à temperatura ambiente na qual, supõe-se, a grade foi escrita. Com base nesta modificação no programa das grades, foram simuladas centenas de caracterizações. Nestas, os gradientes de temperatura aplicados sobre uma das grades são relativos à temperatura de 20°C , que corresponde ao zero dos eixos x e y do gráfico. A outra grade opera em estado relaxado, ou seja, os valores de T_1' e T_2' são mantidos constantes e iguais

a 20°C, resultando em $T_1 = T_2 = 0^\circ\text{C}$. A Figura 5.15 apresenta o mapeamento dos desvios padrão resultantes da concatenação das duas DCGs idênticas.

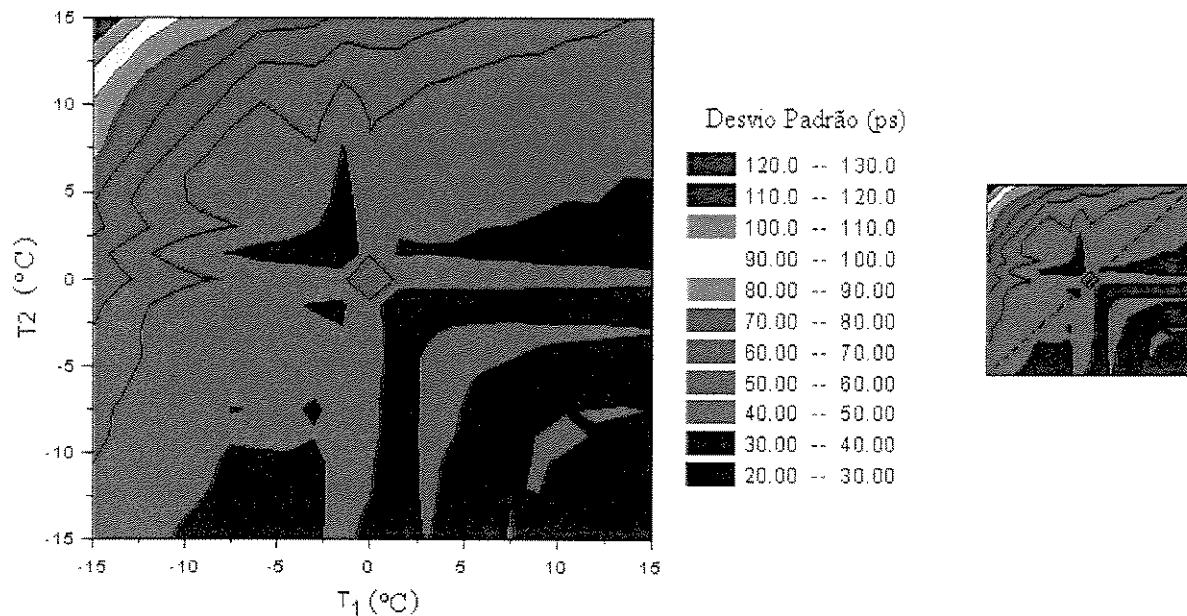


Figura 5.15 - Mapeamento dos desvios padrão resultantes da concatenação de duas DCGs idênticas, onde uma delas é sujeita a um gradiente de temperatura, relativo à temperatura de 20°C (zero dos eixos x e y , no gráfico). T_1 corresponde à temperatura do extremo de comprimentos de onda maiores da grade e T_2 ao extremo dos comprimentos de onda menores. A diagonal tracejada, no mapa menor, indica a região onde o gradiente de temperatura é nulo e a grade é, uniformemente, aquecida ou esfriada.

Como pode ser observado, os melhores resultados (cerca de 2 a 3 vezes menores do que o desvio padrão da referência) são obtidos com T_1 no intervalo de $\sim +1,5^\circ\text{C}$ a $+3^\circ\text{C}$ e T_2 no intervalo de $\sim -1,5^\circ\text{C}$ a $-2,5^\circ\text{C}$. O melhor resultado é obtido com $T_1 = +3^\circ\text{C}$ e $T_2 = -2^\circ\text{C}$.

5.5.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5.5.2.1. $T_1' = T_2'$

Para o gradiente zero, isto é, $T_1' = T_2' = T$, a Figura 5.16 apresenta algumas respostas espectrais da ondulação do atraso de grupo das grades DCG_3 e DCG_4 combinadas. Neste arranjo, o melhor resultado foi obtido para a condição de $T = 20^\circ\text{C}$, que apresentou um desvio padrão de 36 ps. A temperatura ambiente medida, que será tomada como a referência (zero) para os estudos experimentais, foi de $\sim 22^\circ\text{C}$. A Figura 5.17 mostra a resposta da refletividade e do atraso de grupo obtidos nesta condição. Observar ainda que a curva do atraso de grupo resultante não é

linear na banda de operação da grade, implicando no uso de um *fitting* polinomial de segunda ordem para a representação gráfica das *GDRs*.

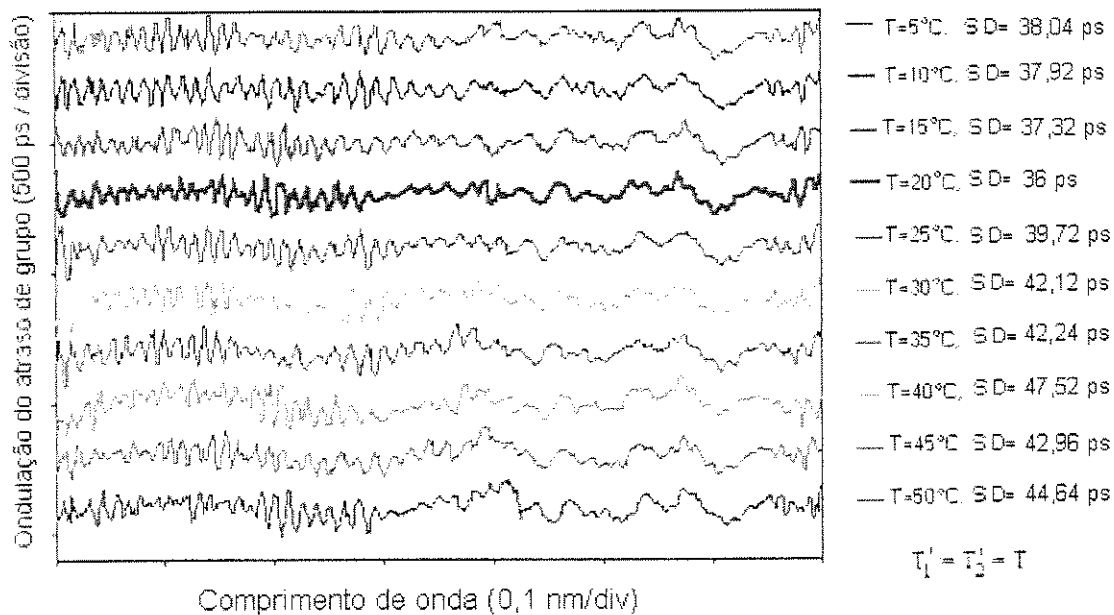


Figura 5.16- Medidas da ondulação do atraso de grupo obtidas para várias temperaturas, com $T_1' = T_2' = T$. As curvas foram obtidas a partir de um atraso de grupo com inclinação de ~ 1600 ps/nm.

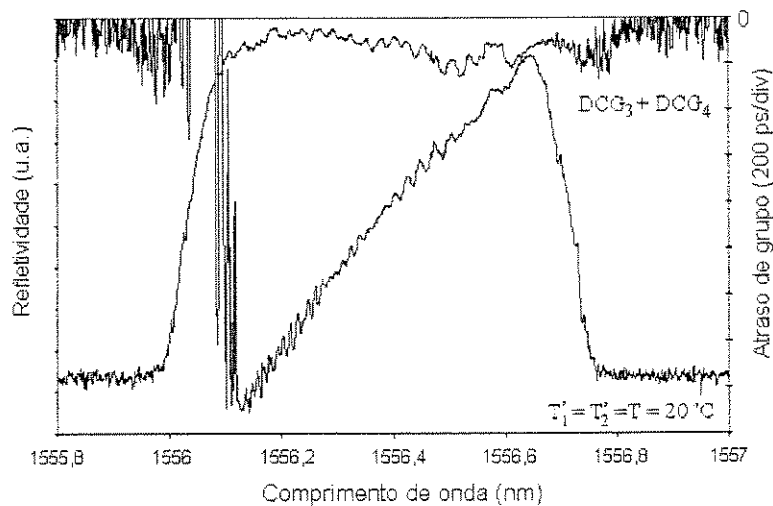


Figura 5.17 – Resposta espectral resultante da combinação de DCG_3 e DCG_4 , com $T_1' = T_2' = T = 20^\circ\text{C}$.

5.5.2.2. $T_1' > T_2'$

Para o caso de gradiente positivo, isto é, $T_1' > T_2'$, a Figura 5.18 apresenta algumas das respostas espectrais medidas da ondulação do atraso de grupo das grades DCG_3 e DCG_4 combinadas. Neste arranjo, o melhor resultado foi obtido para a condição de $T_1' = 25^\circ\text{C}$ e $T_2' = 20^\circ\text{C}$, que apresentou um desvio padrão de 21,18 ps. A Figura 5.19 mostra a resposta da refletividade e do atraso de grupo obtidos nesta condição. Observar ainda que, novamente, a curva do atraso de grupo resultante não é linear na banda de operação da grade, implicando no uso de um *fitting* polinomial de segunda ordem para a representação gráfica das GDRs.

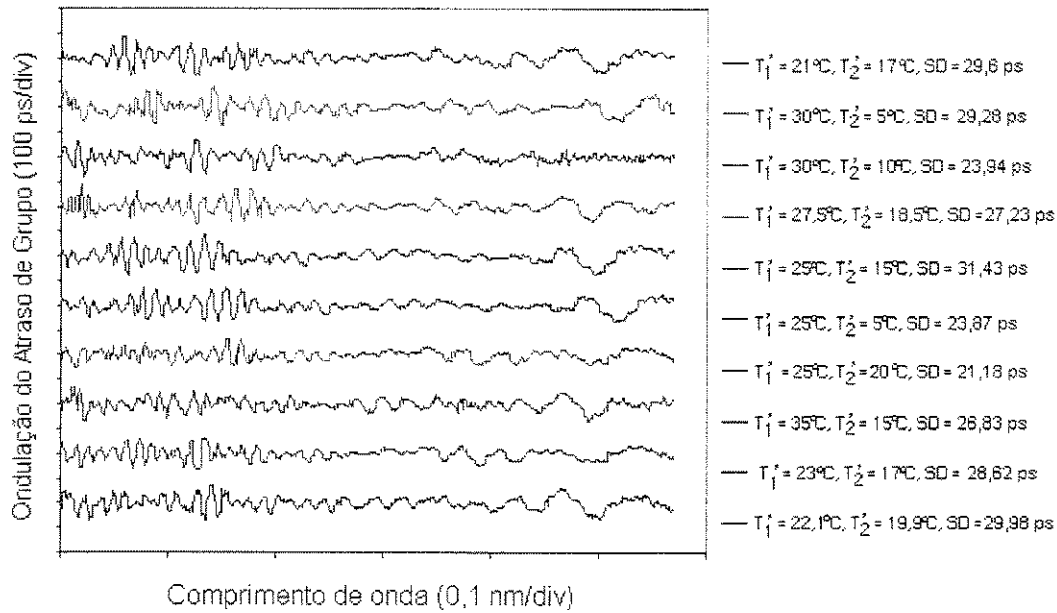


Figura 5.18 - Medidas da ondulação do atraso de grupo obtidas para vários gradientes positivos de temperatura, com $T_1' > T_2'$. As curvas foram obtidas a partir de um atraso de grupo com inclinação de ~ 1600 ps/nm.

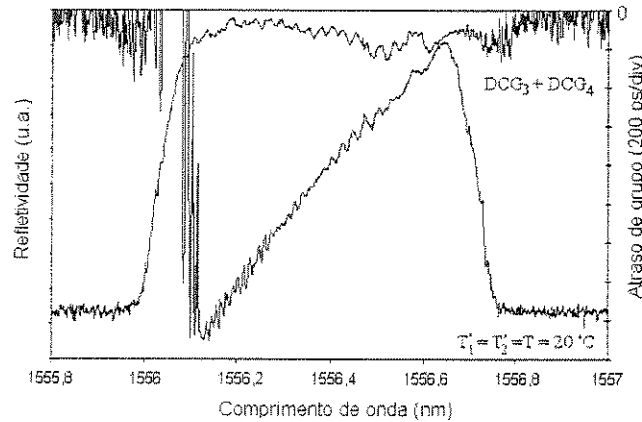


Figura 5.19 - Resposta espectral resultante da combinação de DCG_3 e DCG_4 , com $T_1' = 25^\circ\text{C}$ e $T_2' = 20^\circ\text{C}$.

5.5.2.3. $T_1' < T_2'$

Para o caso de gradiente negativo, isto é, $T_1' < T_2'$, a Figura 5.20 apresenta as respostas espectrais da ondulação do atraso de grupo das grades DCG_3 e DCG_4 combinadas. Neste arranjo, o melhor resultado foi obtido para a condição de $T_1' = 19,5^\circ\text{C}$ e $T_2' = 20,7^\circ\text{C}$, que apresentou um desvio padrão de 25,62 ps.

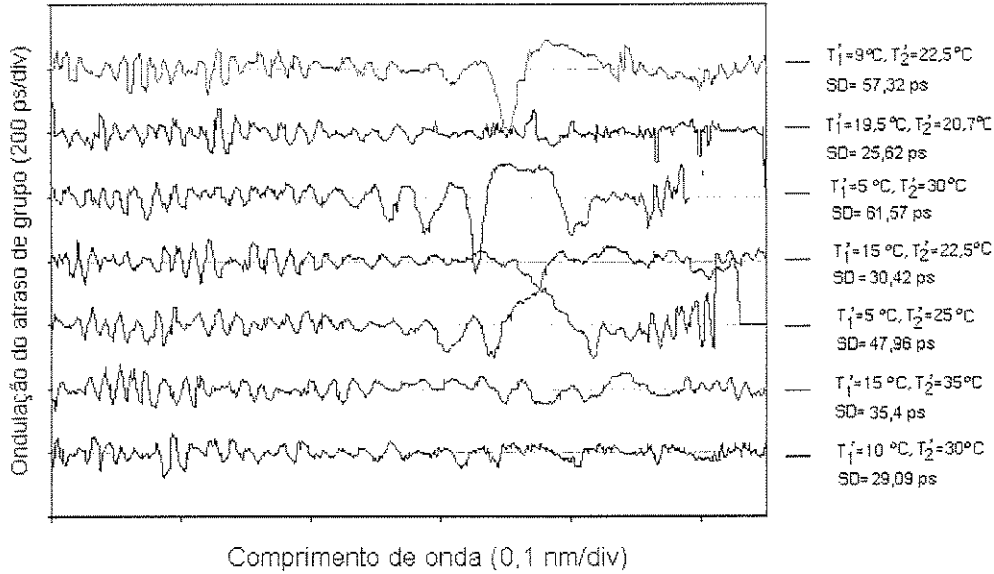


Figura 5.20 - Medidas da ondulação do atraso de grupo obtidas para vários gradientes negativos de temperatura, com $T_1' < T_2'$. As curvas foram obtidas a partir de um atraso de grupo com inclinação de ~ 1600 ps/nm.

A Figura 5.21 mostra a resposta da refletividade e do atraso de grupo obtidos nesta condição. A curva do atraso de grupo resultante não é linear na banda de operação da grade, implicando no uso de um *fitting* polinomial de terceira ordem para a representação gráfica das GDRs.

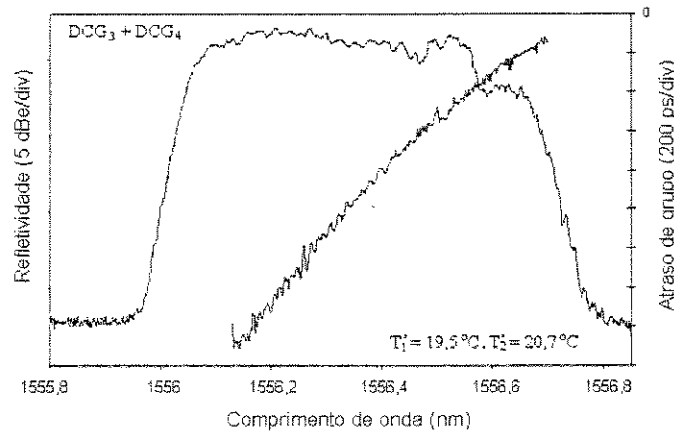


Figura 5.21 - Resposta espectral resultante da combinação de DCG_3 e DCG_4 , com $T_1' = 19,5^\circ\text{C}$ e $T_2' = 20,7^\circ\text{C}$.

5.5.3. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Ao se colocar os resultados experimentais no mapa teórico, mostrado na Figura 5.15, verifica-se uma boa concordância entre os resultados medidos e as previsões numéricas, como ilustra a Figura 5.22, dentro de uma margem de erro de cerca de ± 5 ps para a maioria dos pontos medidos.

Levando-se em conta que a estrutura de sintonia por temperatura apresenta limitações de montagem, como explicado no Capítulo 4, as diferenças entre os resultados experimentais e teóricos é desprezível. Pode-se, portanto, afirmar que esta é uma técnica capaz de reduzir a *GDR*, na configuração ‘par de grades’, em cerca de 50 %. De fato, em relação à operação das duas grades em estado relaxado ($SD = 38,16$ ps), o resultado obtido com $T_1' = 24^\circ\text{C}$ e $T_2' = 20^\circ\text{C}$ ($SD = 21,18$ ps) indica uma redução de $\sim 45\%$ do desvio padrão da *GDR*, ainda que em relação a um polinômio de segundo grau. Este método pode prover um deslocamento espectral não uniforme de uma das grades, necessário para linearização da *GDR* que, como visto anteriormente, possui período não uniforme. Para tanto, cuidados especiais devem ser tomados para garantir a aplicação de um pequeno gradiente de temperatura ao longo da grade, isto é, cerca de 3°C acima da temperatura ambiente, no lado de lançamento do sinal (comprimentos de onda maiores) e cerca de 2°C abaixo da temperatura ambiente, no lado dos comprimentos de onda menores.

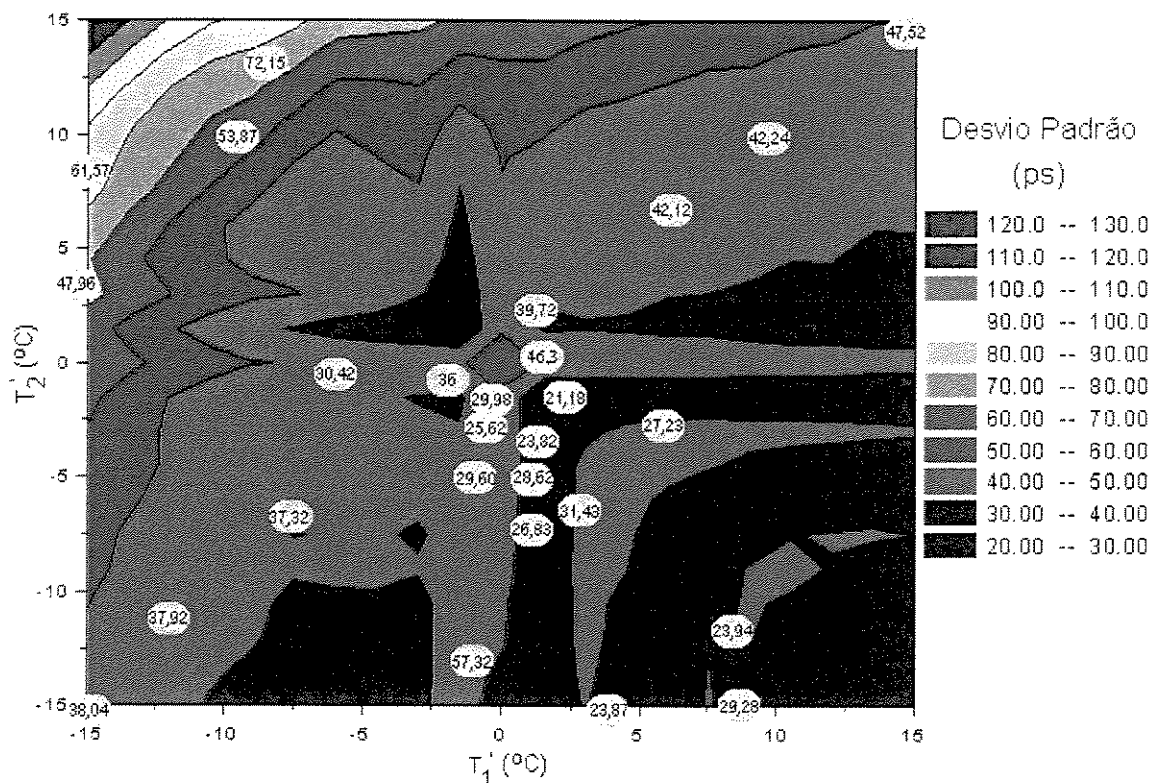


Figura 5.22 – Resultados experimentais do arranjo de par de grades quase-idênticas, onde uma delas é sujeita à sintonia por temperatura, vistos no mapa teórico. Os valores de T_1' e T_2' são relativos à temperatura de 22°C .

5.6. SINTONIA POR ESTIRAMENTO MECÂNICO

Como visto no Capítulo 4, supõe-se que o deslocamento espectral causado pelo puxamento axial mecânico de uma DCG seja linear. A montagem experimental, lá descrita, permite, através do microposicionador, o estiramento longitudinal de uma grade em passos micrométricos, embora não forneça condições de se precisar o valor estirado. Apesar dessa incerteza, ela tornou possível a realização de um experimento, como o indicado na Figura 5.5, com duas grades quase-idênticas (DCG_3 e DCG_4 , da seção anterior), onde uma grade é estirada e a outra opera em estado relaxado. Deste forma, estimou-se o desvio padrão, relativo à tendência linear do atraso de grupo, em função do deslocamento espectral resultante. Similarmente, arbitrando-se um passo pequeno (2,5 pm) para o deslocamento do comprimento de onda de Bragg central de uma das grades, foram realizadas simulações que levaram à estimativa de um deslocamento ótimo, Δz , que causa o mínimo desvio padrão da amplitude das oscilações do atraso de grupo, em relação à sua tendência linear.

5.6.1. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Como na seção anterior, o desvio padrão de referência, correspondente à operação de DCG_3 e DCG_4 em estado relaxado, é de $\sim 38,16$ ps. Muitas situações foram testadas e as quatro combinações que satisfizeram tanto às condições de mínima redução da banda passante quanto de menor desvio padrão são ilustradas na Figura 5.23.

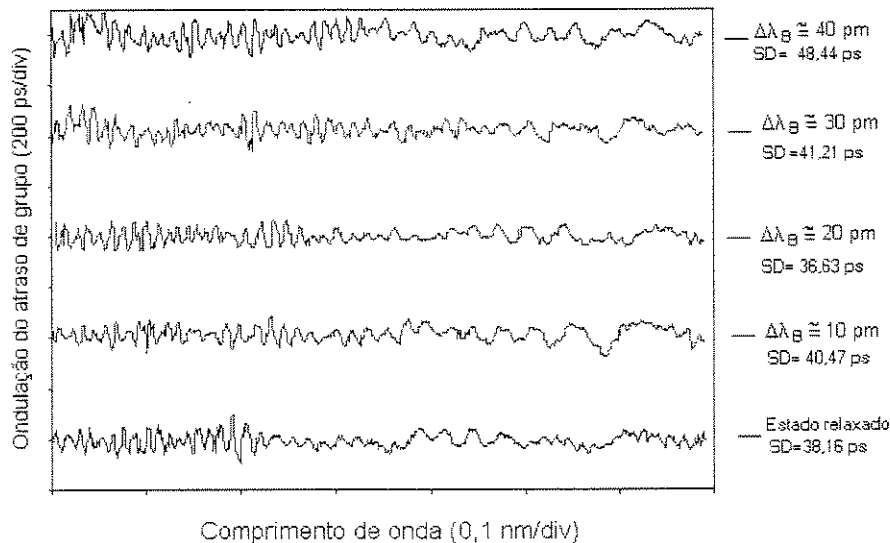


Figura 5.23 - GDR resultantes da combinação de DCG_3 e DCG_4 para algumas condições de estiramento de uma das grades. As curvas foram obtidas a partir de um atraso de grupo com inclinação de ~ 1800 ps/nm.

O comprimento de onda de Bragg de referência foi o do centro da banda, ou seja, a partir dele estimou-se o deslocamento $\Delta\lambda_B$, como indicado na figura. Dos quatro, o melhor resultado corresponde ao deslocamento $\Delta\lambda_B \sim 5$ pm, que causou um desvio padrão de 28,25 ps em relação ao *fitting* quadrático (polinômio do segundo grau), o que implica numa melhoria de cerca de 35 % em termos de desvio padrão.

A Figura 5.24 mostra a resposta da refletividade e do atraso de grupo obtidos na condição de $\Delta\lambda_B \sim 5$ pm. A curva do atraso de grupo resultante não é totalmente linear na banda de operação da grade, implicando no uso de um *fitting* polinomial de segunda ordem para a representação gráfica das GDR.

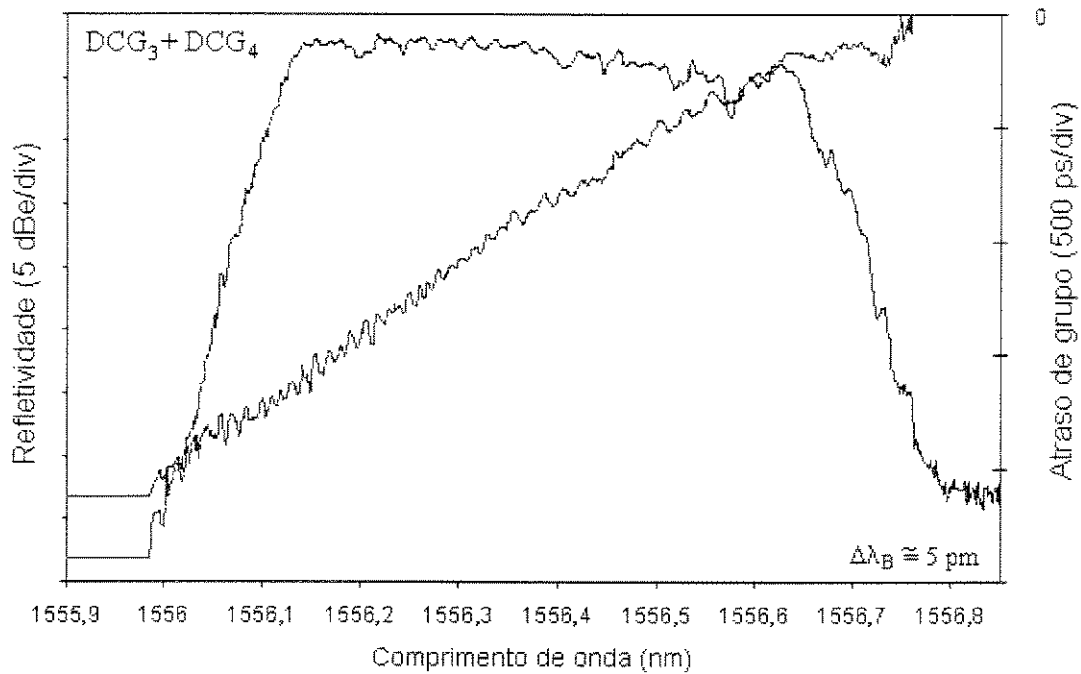


Figura 5.24 - Resposta espectral resultante da combinação de DCG_3 e DCG_4 , onde DCG_3 é estirada longitudinalmente de modo a ter sua resposta espectral uniformemente deslocada de ~ 5 pm.

5.6.2. RESULTADOS NUMÉRICOS

Para a simulação numérica, considerou-se que os comprimentos de onda de Bragg central das duas grades, λ_{B3}' e λ_{B4}' , variam como:

$$\lambda_{B3,4}' = \lambda_{B3,4} \pm \Delta\lambda_B, \quad (5.13)$$

onde $\lambda_{B3,4}$ correspondem aos comprimentos de onda de Bragg central iniciais de DCG_3 e DCG_4 , respectivamente, e $\Delta\lambda_B$ é o deslocamento total de cada grade.

A Figura 5.25 apresenta as ondulações do atraso de grupo resultantes da concatenação de DCG_3 e DCG_4 , em termos do desvio padrão da inclinação linear de ~ 2000 ps/nm, para alguns

deslocamentos espectrais. Como no caso do estudo da redução do comprimento físico de uma das grades, nota-se que em certas regiões espectrais da largura de banda das grades, algumas combinações atuam de modo a reduzir a amplitude das ondulações, formando uma espécie de padrão de onda estacionária com características semelhantes, porém com amplitudes ligeiramente superiores.

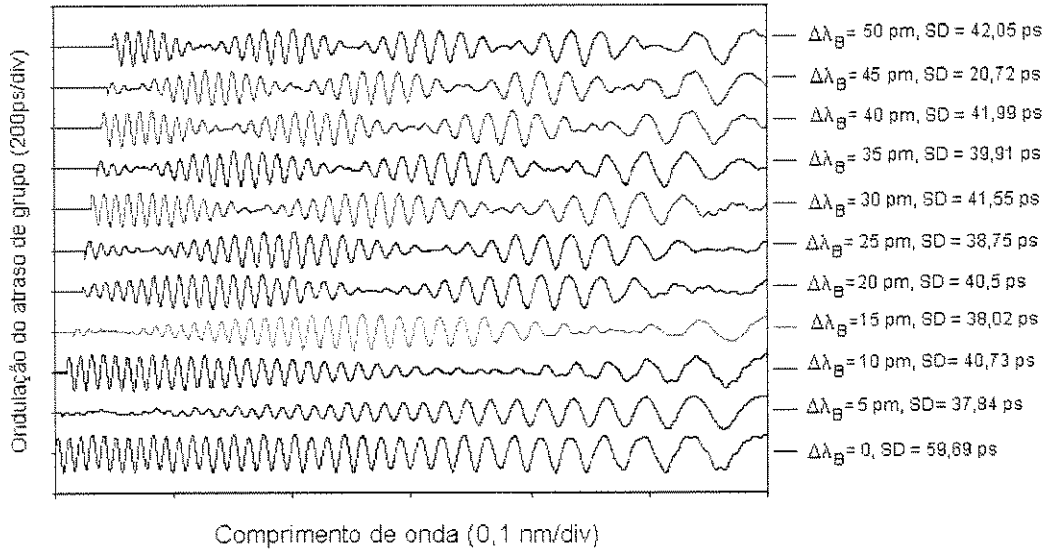


Figura 5.25 - Resultados numéricos da GDR, com DCG₃ e DCG₄ concatenadas (refletividade das grades de ~ 90 %), para diferentes reduções de deslocamento do comprimento de onda central de DCG₃, $\Delta\lambda_B$.

5.6.3. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A Figura 5.26 mostra o desvio padrão, normalizado em relação à situação de $\Delta\lambda = 0$ e relativo ao caso ideal, i.e. um atraso de grupo linear, da amplitude das ondulações em função do deslocamento do comprimento de onda de Bragg central de uma das grades. Estes resultados indicam a existência de um valor ótimo de $\Delta\lambda$, em torno de 5 pm, capaz de reduzir cerca de 35 % do desvio padrão obtido para o pior caso ($\Delta\lambda = 0$). A Figura 5.26 também apresenta alguns pontos experimentais, relativos ao desvio padrão relativo ao pior caso, mostrando uma boa concordância com a tendência indicada pelas simulações, embora com resultados ligeiramente (~15 %) piores.

Comparando-se as Figuras 5.11 e 5.26, nota-se que a sintonia por estiramento mecânico resulta em reduções semelhantes, porém ligeiramente piores, às causadas pela técnica do corte simétrico de uma das grades. Acredita-se que isso se deva ao fato de que esta última provoca um deslocamento espectral com período não-uniforme, o que é desejável nesta situação, onde se deseja ter uma grade com oscilações do atraso de grupo em anti-fase em relação às oscilações da outra grade, lembrando que estas oscilações possuem períodos não-uniformes. Por outro lado, a partir de um deslocamento uniforme ao longo de toda a banda das DCGs, como o causado pelo estiramento axial mecânico, obtém-se uma melhoria do desvio padrão da amplitude das oscilações em algumas regiões da banda, e uma piora em outras regiões.

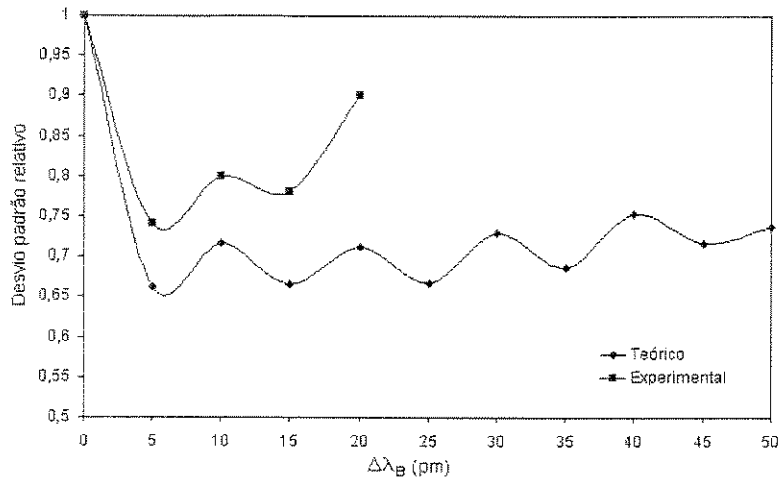


Figura 5.26 - Desvios padrão, relativos ao pior caso ($\Delta\lambda_B = 0$), resultantes do estiramento de uma das grades.

Como aspecto positivo desta técnica, observar que o valor do desvio espectral ótimo, 5 pm, pode ser obtido através de uma estrutura de empacotamento relativamente simples. Algumas patentes de encapsulamento de grades em fibra incluem estruturas nas quais a fibra é fixada em materiais com propriedades bem conhecidas e controladas, que podem permitir, com estabilidade, o deslocamento espectral necessário [5].

5.7. GRADES COM CHIRP APODIZADAS

5.7.1. INTRODUÇÃO

Quando uma grade em fibra possui uma função de transferência de forma retangular, i.e. com bordas abruptas, sua transformada de Fourier pode ser descrita pela função 'sinc', que é associada a uma estrutura de lóbulos laterais, como os que aparecem no espectro de reflexão do filtro. Por outro lado, a transformada de uma função Gaussiana, por exemplo, é uma Gaussiana, sem lóbulos laterais. Portanto, uma grade, onde a modulação de índice de refração possuir tal perfil, teria os lóbulos laterais significativamente reduzidos. Por definição, a supressão dos lóbulos laterais no espectro de reflexão, devido ao aumento gradual do coeficiente de acoplamento na entrada da grade, e à diminuição gradual do mesmo, na saída da grade, é conhecida como 'apodização' [20], descrita em mais detalhes no Capítulo 3. Em grades com *chirp*, os benefícios desta técnica não são apenas manifestos na suavização do espectro de reflexão, mas também nas características da dispersão: a redução das ondulações do atraso de grupo são notáveis, principalmente no meio da banda do filtro. Teoricamente, quanto mais apodizada uma *DCG*, maior a linearização do atraso de grupo mas, na prática, a suavização da *GDR*, obtida através da apodização, é incompleta e deixa uma ondulação residual. Uma maneira de fazer com que as simulações de uma *DCG* apodizada levem em conta as imperfeições práticas, tornando as características do atraso de grupo resultantes mais próximas da realidade, consiste em se reduzir o número de discretizações (seções) da simulação. Por exemplo, para uma *DCG* com 70 seções, a função de transferência

resultante é ilustrada na Figura 5.27, onde também pode ser comparada à caracterização experimental de uma DCG apodizada, escrita a partir de uma máscara de fase com 200 seções. Simulações com uma grade de 200 seções resultariam num atraso de grupo quase totalmente linear, mas esta situação dificilmente é reproduzida na prática. Quanto à refletividade, seu aumento, devido ao aumento do coeficiente de acoplamento entre modos, implica numa banda útil cada vez mais reduzida.

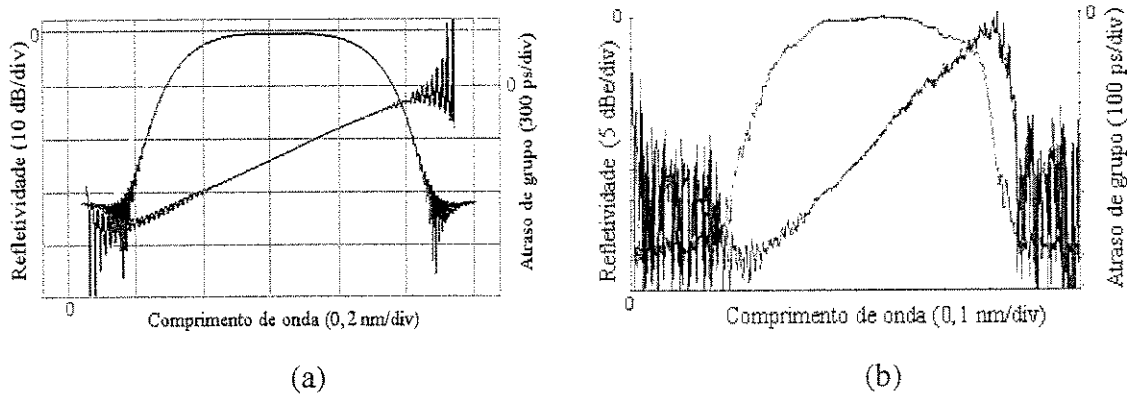


Figura 5.27 – Espectros da reflexão e do atraso de grupo de uma DCG apodizada, caracterizados: (a) numérica e (b) experimentalmente.

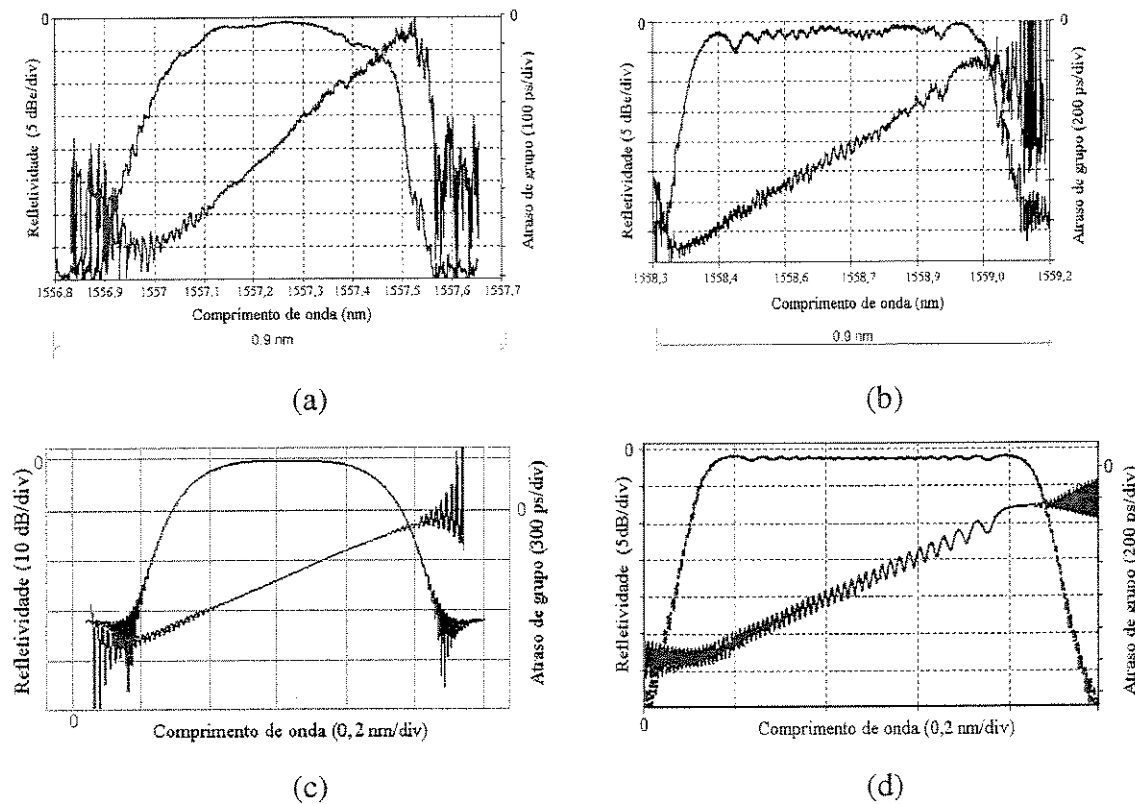


Figura 5.28 – Uma DCG apodizada ((a), experimental e (c), teórica), embora tendo uma resposta espectral mais suavizada, perde em largura de banda quando comparada à uma DCG não-apodizada ((b), experimental e (d), teórica).

Sob o ponto de vista de supressão dos lóbulos laterais e redução das oscilações do atraso de grupo, a apodização representa um avanço tecnológico de valor indiscutível. Contudo, a largura de banda da grade apodizada é significativamente reduzida, em comparação à de uma não-apodizada, como ilustra a Figura 5.28. Embora o tema central da tese seja o estudo de grades não-apodizadas, justamente visando o melhor aproveitamento da banda de reflexão, é inevitável que as referências de comparação para os principais resultados obtidos sejam caracterizações, numéricas e experimentais, de *DCGs* apodizadas, como as apresentadas nesta seção.

5.7.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A Figura 5.29 apresenta as respostas espectrais e os desvios padrão do atraso de grupo, em relação a um atraso de grupo linear com inclinação de ~ 1000 ps/nm, das grades *DCG*₅ e *DCG*₆, ambas apodizadas. Em seguida às caracterizações individuais, as duas foram testadas na configuração da Figura 5.5, i.e. o par de grades quase-idênticas concatenadas por um circulador óptico de 4-portas. A resposta espectral e a ondulação do atraso de grupo, relativa a uma inclinação de ~ 2000 ps/nm, podem ser vistos na Figura 5.30.

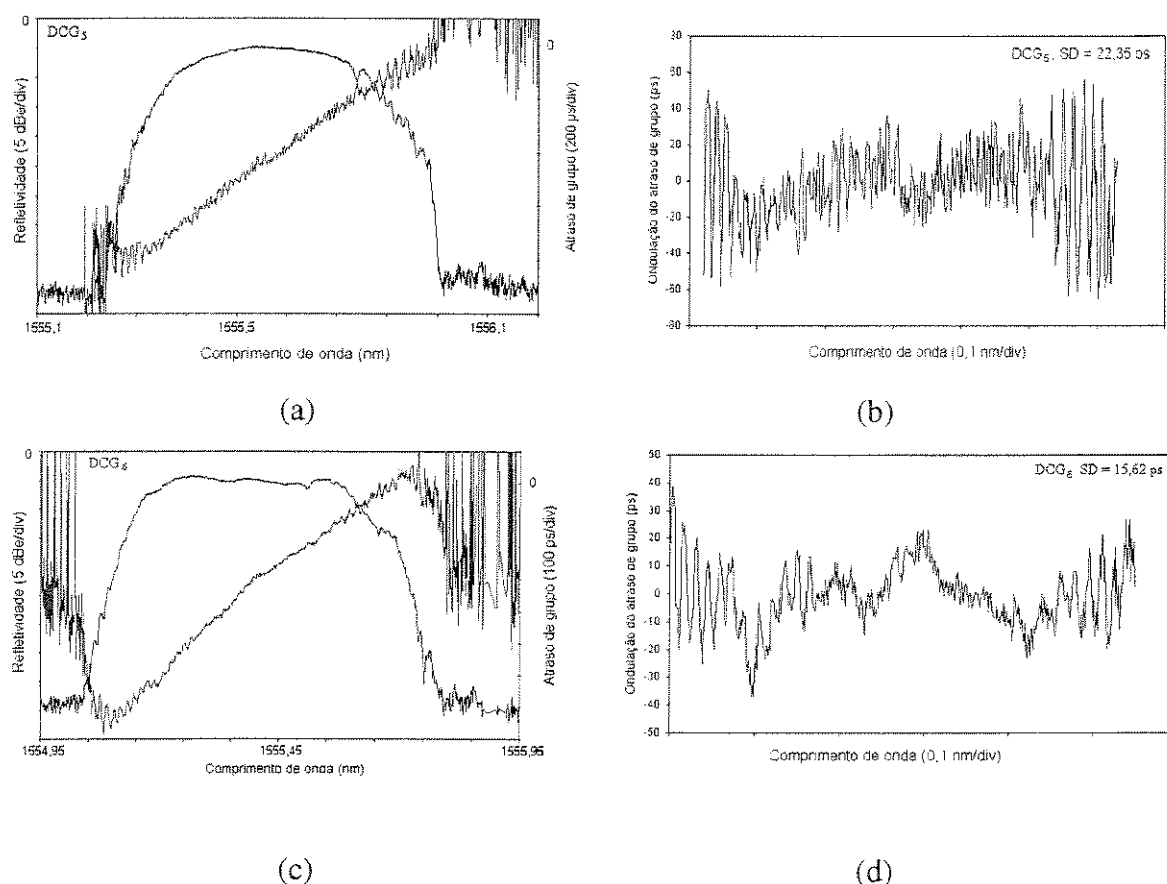


Figura 5.29 – Características espectrais das grades *DCG*₅: (a) refletividade e atraso de grupo e (b) ondulação do atraso de grupo e *DCG*₆: (c) refletividade e atraso de grupo e (d) ondulação do atraso de grupo

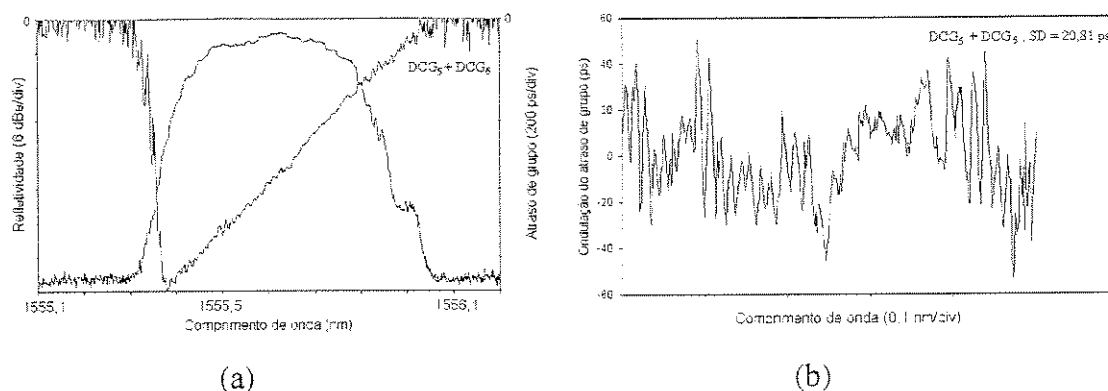


Figura 5.30 - Características espectrais das grades DCG_5 e DCG_6 concatenadas: (a) refletividade e atraso de grupo e (b) ondulação do atraso de grupo.

RESULTADOS NUMÉRICOS

As ondulações do atraso de grupo para uma DCG com 70 seções e fator de apodização igual a 0,8 pode ser vista na Figura 5.31. O desvio padrão em relação à uma inclinação de 1000 ps/nm é de 12,25 ps ao longo de uma banda inferior a 0,7 nm. Notar que o atraso de grupo não possui uma tendência absolutamente linear, para uma refletividade da ordem de 96 %.

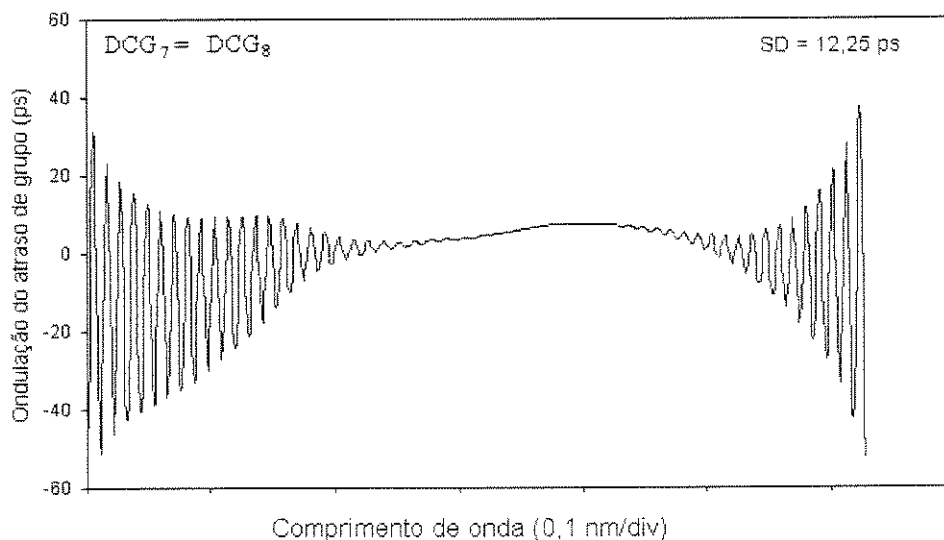


Figura 5.31 - Características espectrais da ondulação do atraso de grupo de uma DCG apodizada, típica.

A combinação de duas $DCGs$ com as características da Figura 5.31, como esperado, resulta numa ondulação do atraso de grupo com desvio padrão multiplicado pelo fator dois, como ilustrado na Figura 5.32.

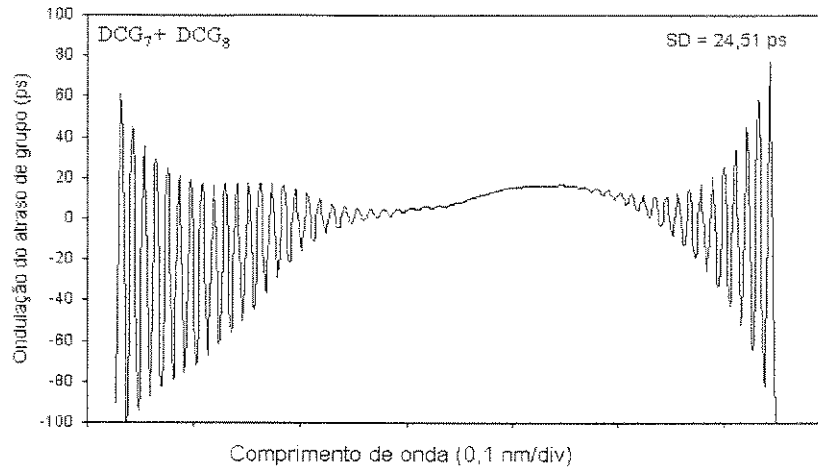


Figura 5.32 - Características espectrais da ondulação do atraso de grupo de duas DCGs apodizadas, após concatenação via circulador óptico de 4-portas.

5.7.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados experimentais e teóricos confirmam, ambos, que a técnica de apodização permite uma redução significativa das ondulações do atraso de grupo. As DCGs usadas no experimento foram cuidadosamente selecionadas para proverem um desvio padrão relativamente próximo do teórico, que varia em torno de 10 a 15 ps. Desta forma, sua combinação também resultou num desvio padrão próximo do teórico. Os resultados também indicam uma redução de cerca de 0,1 nm na banda refletida, em relação à mesma configuração, porém empregando DCGs não-apodizadas.

5.8. IMPACTO SISTÊMICO DA LINEARIZAÇÃO DE DCGs NÃO-APODIZADAS

5.8.1. INTRODUÇÃO

Para a avaliação do desempenho sistêmico dos métodos de suavização da GDR estudados, foram realizadas simulações usando-se o software *Light-D* [21]. Neste, um sistema de comunicação é composto de um conjunto de modelos matemáticos que simulam o comportamento dos componentes e dispositivos reais. A luz é tratada como um par de ondas eletromagnéticas representando as duas polarizações ortogonais. Números complexos, representando a amplitude e a fase de cada polarização, são incorporados às mensagens que são trocadas entre os modelos matemáticos que representam cada componente do sistema. A mensagem, além dos valores de amplitude e fase das duas polarizações, carrega informações sobre o comprimento de onda, nível

e distribuição de ruído, domínio (tempo ou frequência), modos de simulação e métodos para extração e manipulação destes parâmetros.

Apesar do modelo escolhido para as simulações permitir, no módulo referente à fibra óptica, a inclusão da perda por atenuação e de fenômenos não-lineares, tratando todos os comprimentos de onda em conjunto, em um único espectro de frequências, estes efeitos não foram considerados. De fato, tanto o ruído de fase do laser CW, quanto as perdas por atenuação e os efeitos não-lineares da fibra foram intencionalmente excluídos, já que o objetivo das simulações foi justamente isolar os efeitos da dispersão da fibra, da atenuação devida ao fato de que as grades não refletem 100 % do sinal, e da atuação do arranjo compensador de dispersão a ser analisado.

A Figura 5.33 ilustra a paleta de simulação que foi a base para os estudos desta seção. Nela, é utilizado um atenuador para que se possa fazer variar a potência óptica na recepção. O sinal óptico sofre sucessivos ajustes de potência, passando várias vezes pelo fotodetector e medidor de erro (componente *BER – Bit Error Rate*). O módulo 'Loop de Erro' controla o processo de passagem sucessiva de dados. A paleta também permite a visualização do diagrama de olho na recepção bem como a varredura do laser transmissor ao longo da banda refletida das *DCGs*.

Como pode ser visto na paleta de simulação, um sinal óptico CW (largura de linha igual a zero, para evitar flutuações aleatórias da fase do sinal), é modulado externamente (modulador Mach Zender), em amplitude, por um trem de pulsos NRZ (*Non-return to zero*) na taxa de 10 Gb/s, e lançado numa fibra monomodo padrão (especificações de acordo com a norma *ITU-T G.652*) com 160 km de comprimento. Nesta fibra, as perdas e as não-linearidades são consideradas iguais a zero, como já explicado. Ao final do enlace, antes do receptor, é colocado o arranjo de duas *DCGs* com refletividade de cerca de 96 %, cada, concatenadas como na configuração da Figura 5.5.

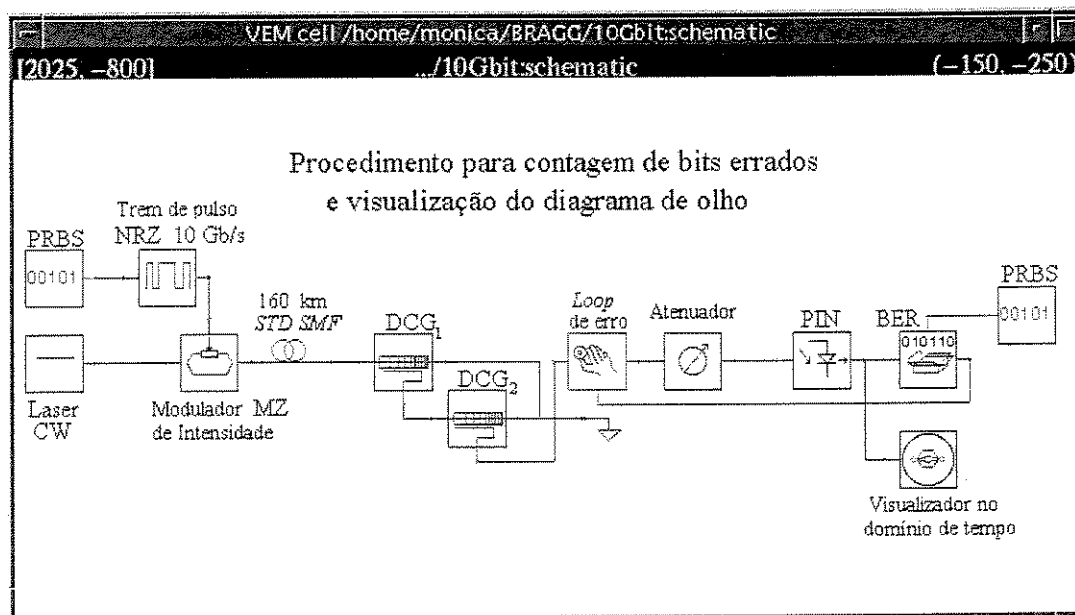


Figura 5.33 – Paleta do LightD, usada como base para as simulações sistêmicas.

5.8.2. AVALIAÇÃO DOS MÉTODOS PROPOSTOS

Para avaliar o impacto sistêmico que a redução da *GDR* pode causar, as situações analisadas na configuração “par de *DCGs* não-apodizadas” foram: *back-to-back* (i.e. sem fibra transmissora), com fibra transmissora (160 km) e sem compensação, ou com o par de *DCGs* não-apodizadas, operando tanto em estado relaxado (idênticas) como nas configurações ‘quase-idênticas’ consideradas ótimas, i.e. com menor desvio padrão em relação ao atraso de grupo quase-linear, para cada um dos três métodos estudados (corte do comprimento, sintonia por temperatura e por estiramento mecânico) ou com o par de *DCGs* idênticas apodizadas.

Como o desvio padrão da amplitude das oscilações do espectro refletido é menor que 0,5 dB, nenhuma atenção especial foi dada à ondulação do sinal refletido. Já foi demonstrado que um trem de dados modulado à taxa de 10 Gb/s é extremamente tolerante a modulações de alta frequência (10 pm), com amplitudes pico-a-pico de cerca de 1,67 dB [22].

5.8.2.1. COMPRIMENTO DA GRADE

Nesta configuração, as técnicas de redução do comprimento: simétrico, de corte do *front end* e de corte do *back end*, de uma das grades, foram simuladas. Os resultados são vistos nas Figuras 5.34 e 5.35, para um comprimento de onda da fonte igual a 1550,015 nm (15 pm acima do comprimento de onda de Bragg central das grades).

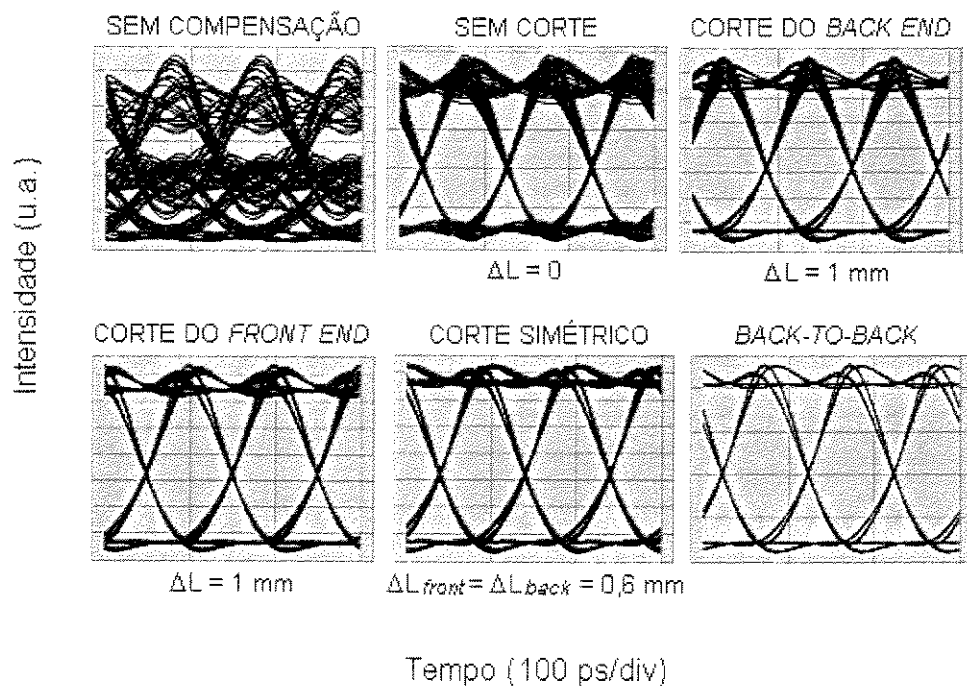


Figura 5.34 – Diagramas de olho resultantes dos testes sistêmicos que avaliaram as técnicas da redução do comprimento físico de uma das grades.

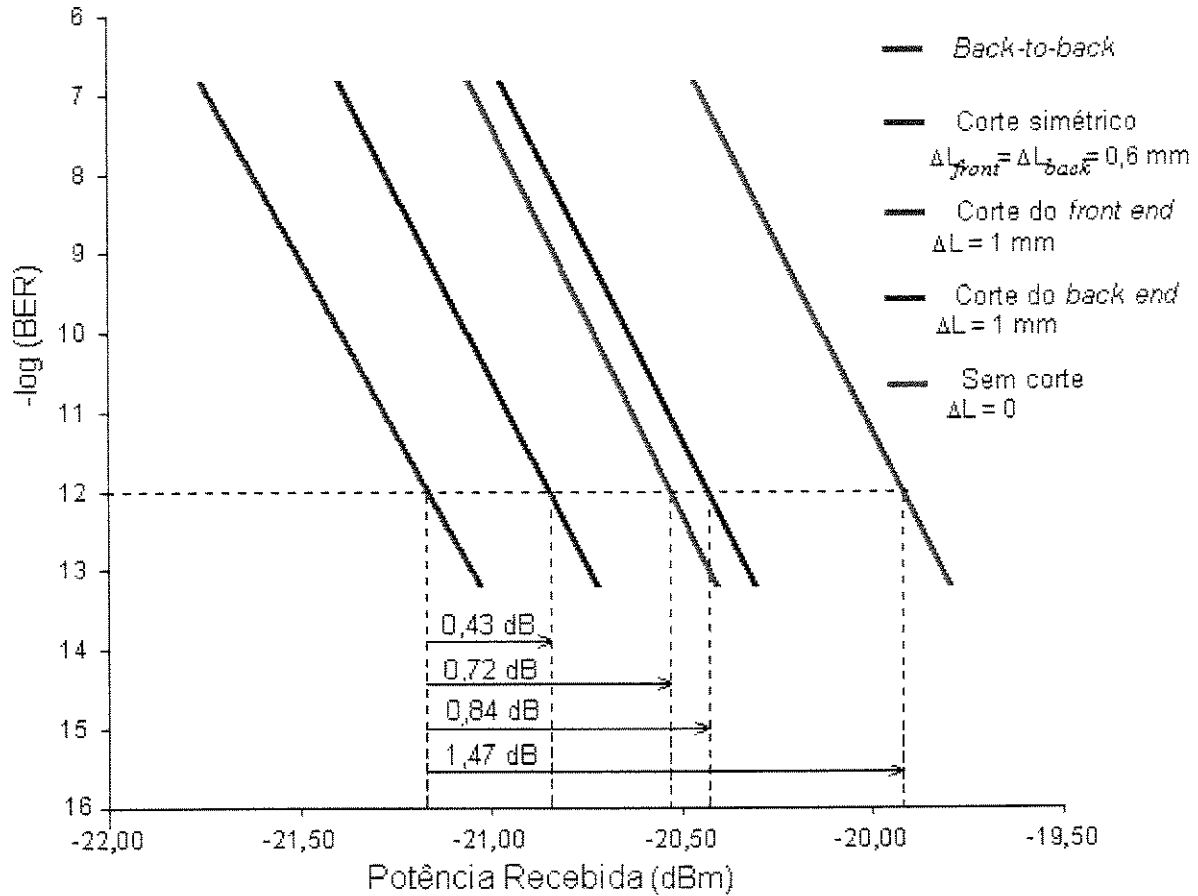


Figura 5.35 – Curvas da taxa de erro em função da potência recebida, no caso de um sistema empregando as técnicas da redução do comprimento físico de uma das grades.

5.8.2.2. TEMPERATURA

Nesta configuração, onde a técnica de sintonia pela aplicação de um gradiente de temperatura sobre uma das grades (DCG_1) foi simulada, enquanto a outra opera em estado relaxado, assumiu-se a temperatura do *front end*, T_1 , igual a $(3 + T_{ambiente})^{\circ}\text{C}$ e a do *back end*, T_2 , igual a $(T_{ambiente} - 2)^{\circ}\text{C}$, correspondendo a um gradiente, ΔT , de 5°C . Comparando-se as penalidades de potência para a configuração *back-to-back* e com $\Delta T = 0$ e $\Delta T = 5^{\circ}\text{C}$, uma melhoria de cerca de 1,11 dB foi estimada para uma taxa de erro, BER , de 1×10^{-12} . Os resultados das simulações são vistos nas Figuras 5.36 e 5.37, para um comprimento de onda da fonte igual a 1549,98 nm (20 pm abaixo do comprimento de onda de Bragg central das grades).

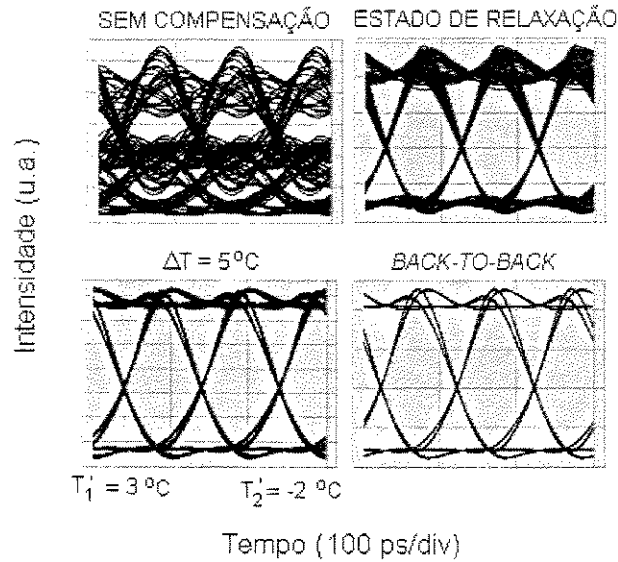


Figura 5.36 – Diagramas de olho resultantes dos testes sistêmicos que avaliaram a técnica de sintonia por gradiente de temperatura de uma das DCGs não-apodizadas.

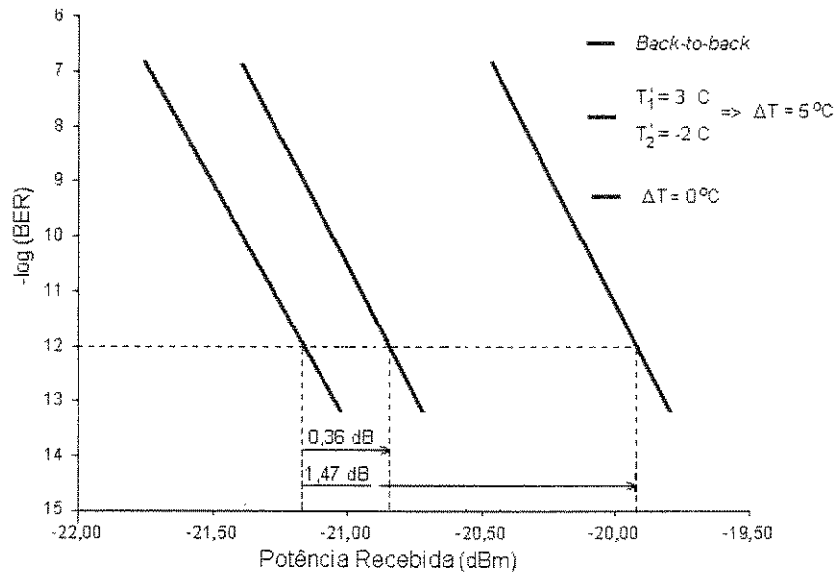


Figura 5.37 – Curvas da taxa de erro em função da potência recebida, no caso de um sistema empregando a técnicas de sintonia pela aplicação de um gradiente de temperatura sobre uma das DCGs não-apodizadas.

5.8.2.3. ESTIRAMENTO MECÂNICO

Nesta configuração, onde a técnica de sintonia por estiramento mecânico longitudinal de uma das grades foi simulada, assumiu-se que o comprimento de onda de Bragg central, λ_{B1} , de DCG_1 é deslocado de 5 pm em relação λ_{B2} . Comparando-se as penalidades de potência na configuração *back-to-back*, e com $\Delta\lambda_B = 0$ e $\Delta\lambda_B = 5$ pm, uma melhoria de cerca de 0,79 dB foi estimada para uma taxa de erro, BER , de 1×10^{-12} . Os resultados das simulações são vistos nas Figuras 5.38 e

5.39, para um comprimento de onda da fonte igual a 1550,0 nm (igual ao comprimento de onda de Bragg central das grades).

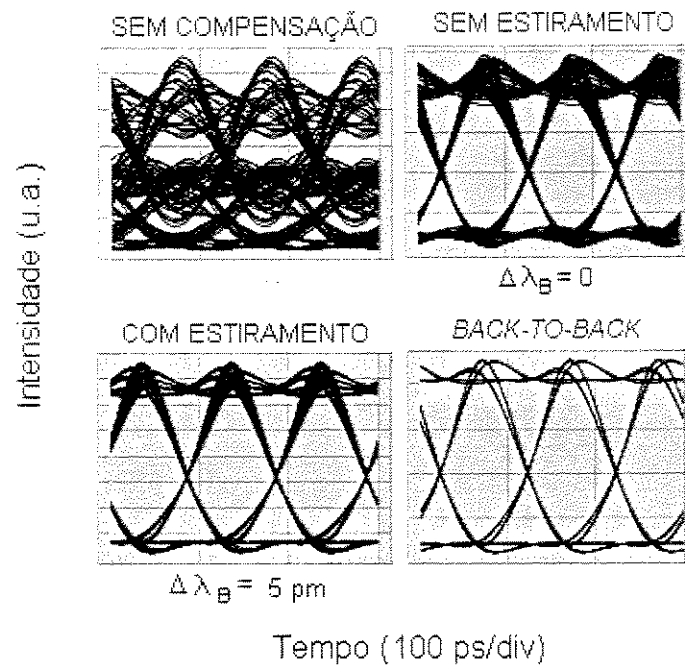


Figura 5.38 – Diagramas de olho resultantes dos testes sistêmicos que avaliaram a técnica de sintonia por estiramento mecânico longitudinal de uma das DCGs não-apodizadas.

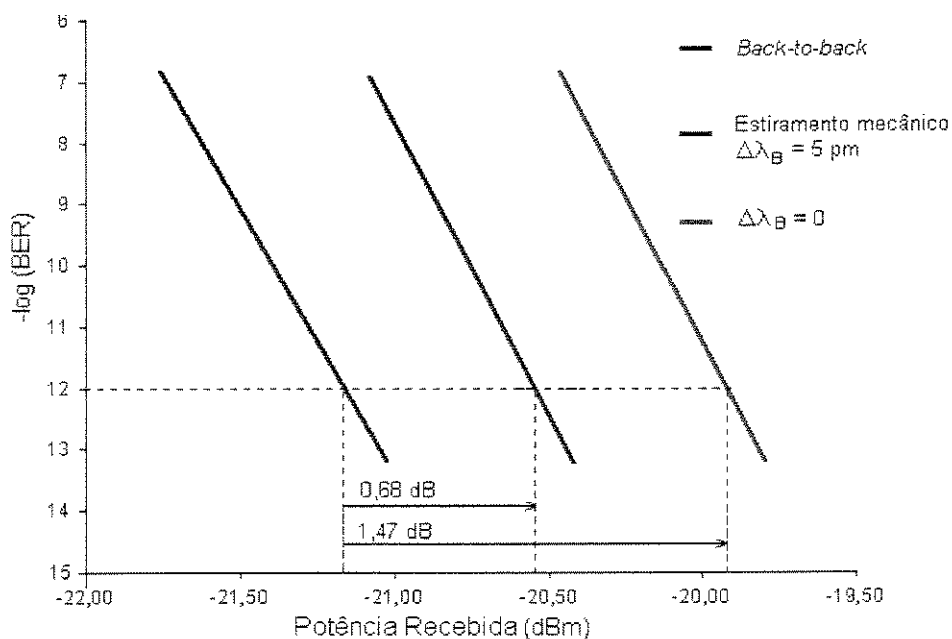


Figura 5.39 – Curvas da taxa de erro em função da potência recebida, no caso de um sistema empregando a técnicas de sintonia pelo estiramento mecânico longitudinal de uma das DCGs não-apodizadas.

5.8.2.4. APODIZAÇÃO

Nesta configuração, assumiu-se que ambas as grades são idênticas e apodizadas. Comparando-se as penalidades de potência na configuração *back-to-back*, e com e sem apodização, uma melhoria de cerca de 1,12 dB em relação ao uso de DCGs não-apodizadas foi estimada, para uma taxa de erro, *BER*, de 1×10^{-12} . Os resultados das simulações são vistos nas Figuras 5.40 e 41, para um comprimento de onda da fonte igual a 1550,0 (igual ao comprimento de onda de Bragg central das grades).

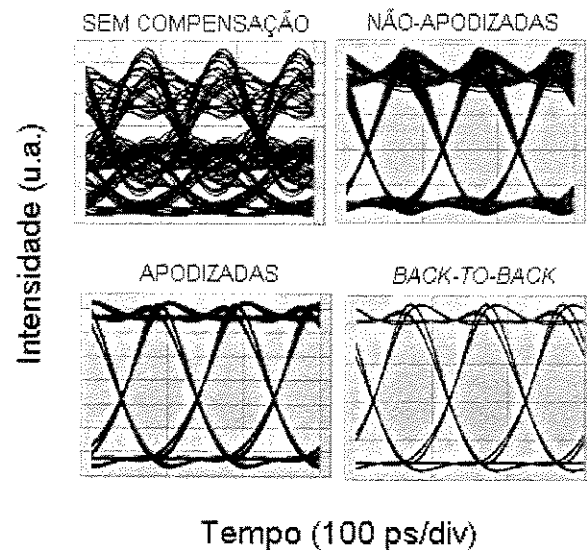


Figura 5.40 – Diagramas de olho resultantes dos testes sistêmicos que avaliaram a técnica de apodização.

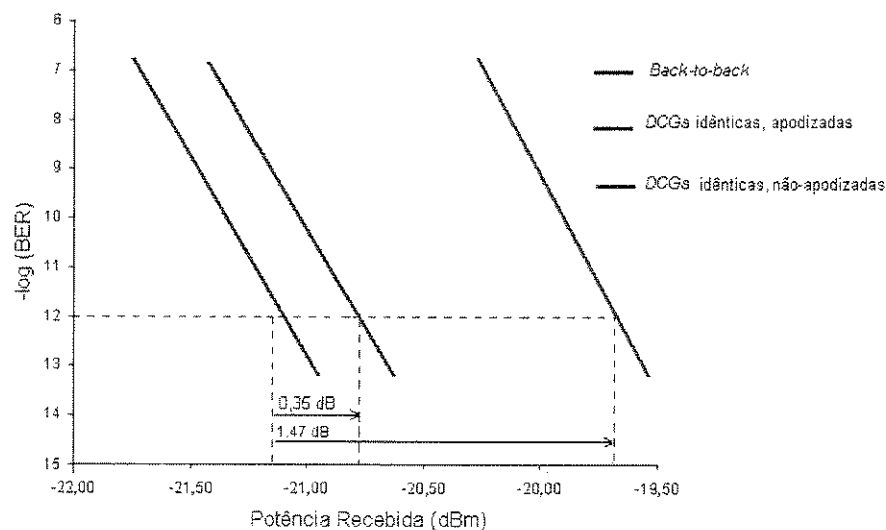


Figura 5.41 – Curvas da taxa de erro em função da potência recebida, no caso de um sistema empregando DCGs apodizadas.

5.8.3. RESPOSTA ESPECTRAL DA CONTAGEM DE ERROS

Para obtenção dos resultados BER x penalidade de potência e diagrama de olho, apresentados na seção anterior, numa condição ótima, foi necessário que o comprimento de onda de emissão do laser CW fosse ajustado, em torno do comprimento de onda de Bragg central das grades, 1550 nm, numa faixa de $\pm 0,02$ nm. Observou-se que, dependendo do comprimento de onda da fonte, a penalidade variava sensivelmente, embora pudesse ser otimizada com a sintonia da fonte. Fêz-se necessário, então, que se avaliasse o impacto sistêmico das ondulações do atraso de grupo na banda do compensador, verificando-se como a taxa de erro varia ao longo desta faixa espectral e relacionando-se estas variações à GDR , sendo o comprimento de onda fixado pela fonte óptica). Assim, as mesmas configurações anteriores foram simuladas, porém numa situação onde o laser transmissor é sintonizado ao longo da banda de reflexão dos vários arranjos ($DCG_1 + DCG_2$), com passo de 10 pm.

5.8.3.1. DCGs NÃO-APODIZADAS

Os resultados das simulações, para uma potência recebida de -21 dBm, são vistos na Figura 5.42, numa faixa espectral de 0,7 nm.

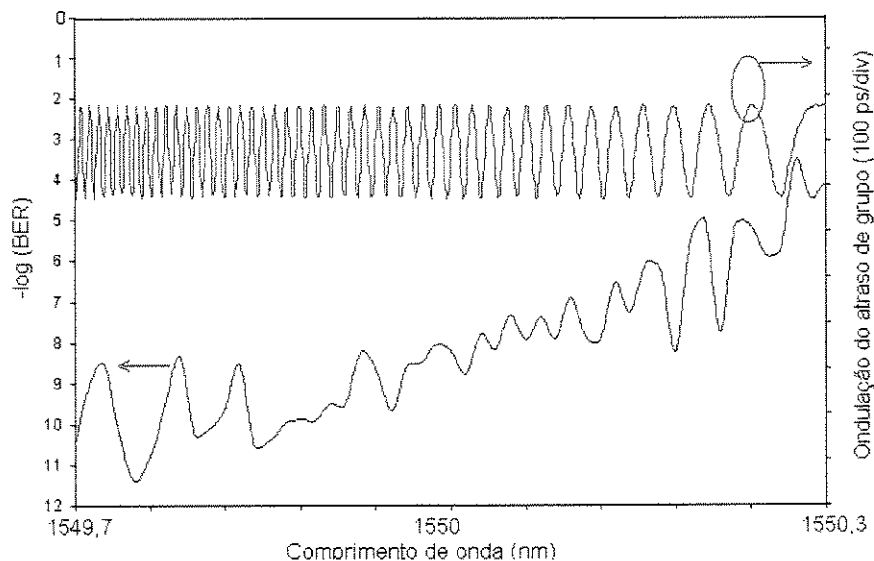


Figura 5.42 — Variação da taxa de bits errados ao longo da faixa espectral útil, refletida pelo arranjo de DCGs não-apodizadas, quando da concatenação de duas DCGs não-apodizadas idênticas.

5.8.3.2. COMPRIMENTO FÍSICO DA GRADE

Os resultados das simulações, para uma potência recebida de -21 dBm, são vistos na Figura 5.43, numa faixa espectral de $0,7$ nm.

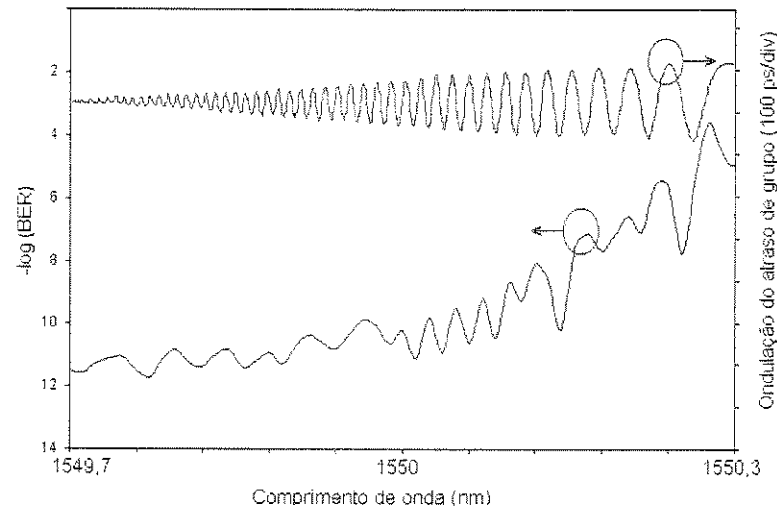


Figura 5.43 – Variação da taxa de bits errados ao longo da faixa espectral útil, refletida pelo arranjo de DCGs não-apodizadas, quando do uso da técnica de redução simétrica do comprimento físico de uma das grades ($\Delta L_{total} = 1,2$ mm).

5.8.3.3. TEMPERATURA

Os resultados das simulações, para uma potência recebida de -21 dBm, são vistos na Figura 5.44, numa faixa espectral de $0,8$ nm.

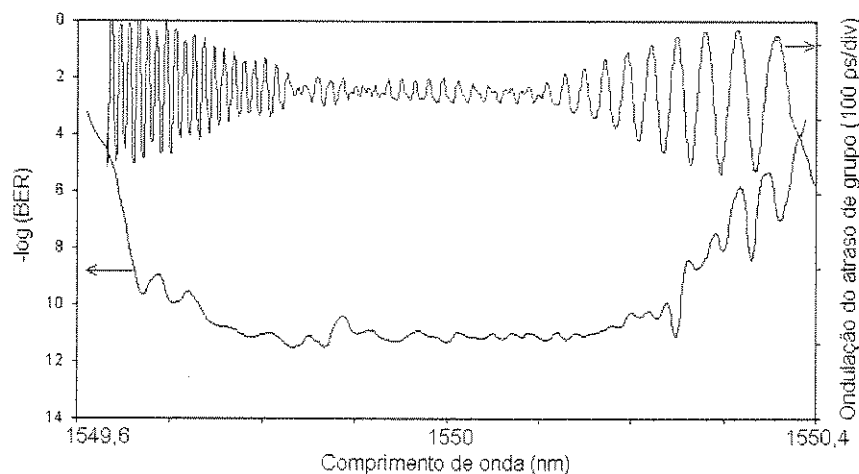


Figura 5.44 - Variação da taxa de bits errados ao longo da faixa espectral útil, refletida pelo arranjo de DCGs não-apodizadas, quando do uso da técnica de sintonia por gradiente de temperatura aplicado sobre uma das grades ($\Delta T = 5$ °C, $T_1 = 3$ °C e $T_2 = -2$ °C).

5.8.3.4. ESTIRAMENTO MECÂNICO LONGITUDINAL

Os resultados das simulações, para uma potência recebida de -21 dBm, são vistos na Figura 5.45, numa faixa espectral de $0,7$ nm.

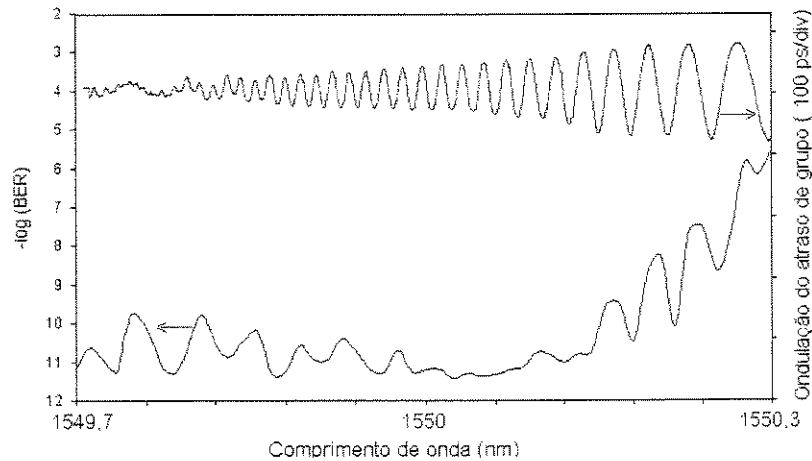


Figura 5.45 - Variação da taxa de bits errados ao longo da faixa espectral útil, refletida pelo arranjo de DCGs não-apodizadas, quando do uso da técnica de sintonia por estiramento longitudinal de uma das grades ($\Delta\lambda_B = 5$ pm).

5.8.3.5. APODIZAÇÃO

Os resultados das simulações, para uma potência recebida de -21 dBm, são vistos na Figura 5.46.

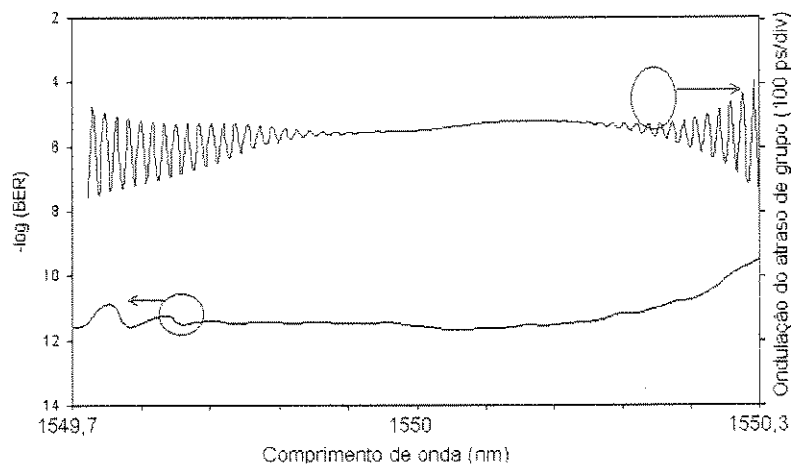


Figura 5.46 - Variação da taxa de bits errados ao longo da faixa espectral útil, refletida pelo arranjo de DCGs apodizadas.

5.8.4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Todas as *DCGs* simuladas possuem refletividade da ordem de 96 %, cada, o que resulta numa refletividade global de cerca de 92 % após a concatenação de duas *DCGs*. Este valor corresponde a uma perda de potência em torno de 0,35 dB, que é justamente a penalidade no caso de *DCGs* idênticas apodizadas. Convém lembrar que as curvas da taxa de erro em função da potência recebida, vistas na seção anterior, não foram obtidas para uma condição fixa de mesmo comprimento de onda da fonte, i.e. 1550 nm, que corresponde ao comprimento de onda de Bragg central em todos os casos. Otimizando-se a emissão da fonte em termos de penalidade, os resultados indicam que a concatenação de duas *DCGs* não-apodizadas idênticas pode penalizar o sistema em cerca de 1 dB. Se estas *DCGs* forem quase-idênticas, na configuração de ‘corte simétrico’, a penalidade é desprezível, para o corte no *front end* ela fica em torno de 0,4 dB e de 0,5 dB, para o corte no *back end*. Na configuração ‘sintonia por gradiente de temperatura’, a penalidade é desprezível e é estimada em torno de 0,33 dB para a sintonia por estiramento mecânico longitudinal. Em todas as configurações propostas, a melhoria na abertura de olho é significativa, principalmente ao se considerar que todo este estudo foi realizado isolando-se os efeitos da dispersão da fibra e perda por reflexão incompleta, o que não se verifica em sistemas reais. Num sistema prático, efeitos como atenuação da fibra e por inserção de componentes, bem como ruídos de interferência (conectores e emendas) e efeitos de polarização e não-lineares podem estar presentes, também afetando a abertura do diagrama de olho e penalizando o sistema.

Como a amplitude da *GDR* é variável ao longo da banda útil das grades, nas configurações propostas, é muito importante que as simulações sistêmicas sejam analisadas sob o ponto de vista não apenas das penalidades de potência, inferidas para um certo comprimento de onda, como também ao longo de toda a faixa espectral refletida por estes compensadores. Os resultados *BER* x comprimento de onda são muito úteis para esta interpretação e indicam como é importante que a amplitude da *GDR* seja minimizada ao longo da banda das grades. Em termos de planicidade espectral da *BER*, é notável a superioridade da técnica de apodização, como apresentado.

Pelas simulações, é aparente que na região do *back end*, a taxa de erro pode oscilar em até 2,5 décadas, em torno de uma componente linear com variação espectral nula. Porém, na região espectral do *front end*, a derivada da taxa erro, em relação ao comprimento de onda, torna-se positiva, o que implica numa degradação ainda maior do desempenho sistêmico (variação de 5 a 6 décadas). Para *DCGs* com apodização teórica, onde a amplitude das oscilações no centro da banda é praticamente nula, não são verificadas oscilações significativas na taxa de erro, o que comprova ser essencial que se linearize o atraso de grupo, apesar de também ser observável uma pequena degradação do lado do *front end*. Das configurações propostas para *DCGs* quase-idênticas não-apodizadas, o melhor resultado é obtido para a sintonia por temperatura, em termos de maior faixa espectral sem oscilações significativas, seguido pelo estiramento longitudinal e pelo corte simétrico. Em termos de menor amplitude das oscilações do *BER*, a configuração de sintonia por temperatura também tem melhor desempenho mas, neste caso, o corte simétrico apresenta um resultado melhor do que o do estiramento longitudinal mecânico, indicando que o compromisso entre uma maior largura de banda sem inclinação e menor oscilação da taxa de erro deve ser observado, quando da escolha de um ou de outro método, dependendo dos critérios de projeto.

5.9. CONCLUSÃO

Foi demonstrado que a resposta do atraso de grupo de grades de Bragg com *chirp* pode ser afetada pelo perfil de simetria de apodização da grade. Também foi confirmado que a apodização do *front end* exerce um efeito dominante para a redução das oscilações do atraso de grupo. Para uma mais perfeita re-compressão de um pulso disperso, o posicionamento ótimo de uma *DCG*, dentro de um enlace dependerá, portanto, do tipo e intensidade de apodização. A partir do estudo de apodização assimétrica, obteve-se uma explicação para a origem da *GDR*: acredita-se que as oscilações do atraso de grupo são resultantes da interferência entre os lóbulos laterais, formados devido às bordas abruptas dos extremos da grade, e os pontos de reflexão no interior desta. A apodização suaviza as bordas do filtro, o que elimina os lóbulos laterais e, conseqüentemente, suaviza a *GDR*.

Para aumento da dispersão a ser compensada, foi proposto o uso da concatenação de duas *DCGs* quase-idênticas, através de um circulador de 4-portas. Este arranjo pode ser útil em enlaces de fibra padrão com mais de 100 km de comprimento, operando em taxas de transmissão igual ou superior a 10 Gb/s por canal.

No caso de se concatenar duas *DCGs* não-apodizadas, o que implica numa maximização da banda útil da grade, foram propostas três configurações capazes de prover uma redução significativa do desvio padrão das oscilações do atraso de grupo: através da redução simétrica, de cerca de 0,6 mm, em cada extremo de uma das grades; da aplicação, sobre uma das grades, de um gradiente de temperatura de 5 °C (3 °C acima da temperatura ambiente, no *front end*, e 2 °C abaixo, no *back end*); e pelo estiramento longitudinal mecânico de uma das grades, correspondendo a um deslocamento de seu comprimento de onda de Bragg central de cerca de 5 pm. Lembrar que as caracterizações experimentais foram realizadas para uma condição de máxima razão de extinção do modulador óptico, possível graças ao ajuste do estado de polarização do sinal óptico à sua entrada. Todos os cordões e fibras ópticos foram, então, mantidos imobilizados, de modo a evitar deslocamentos espectrais causados por efeitos de dispersão do modo de polarização. Além disso, o uso de conectores ópticos em ângulo é encorajado para que perdas devidas a ruído interferométrico sejam evitadas.

Foram realizadas simulações sistêmicas para avaliação dos métodos de controle da *GDR*, que comprovaram sua eficiência, em termos de taxa de erro e abertura do diagrama de olho, em algumas regiões do espectro. Os resultados deste estudo indicam que as ondulações do atraso de grupo causam uma oscilação espectral da taxa de erro cuja inclinação muda da condição de nula para não-nula à medida em que o período da *GDR* aumenta (próximo da região do *front end*).

Os métodos propostos podem ser um auxiliar às técnicas já conhecidas para linearização da *GDR*, tais como a apodização, o uso de um processo de impressão das grades que não induza birrefringência (através, por exemplo, da escolha da técnica de escrita: holografia versus máscaras de fase do tipo *e-beam*) [23] e um empacotamento estável. Desta maneira, as limitações sistêmicas impostas pela *GDR*, podem ser ainda mais reduzidas, como demonstrado pelas simulações sistêmicas.

REFERÊNCIAS

- [1] M. Schiano and G. Zaffiro, "Polarization mode dispersion in chirped fibre gratings", *Proceedings ECOC'98*, 1998.
- [2] K. Ennser *et al.*, "Effects of non-ideal group delay and reflection characteristics of chirped fibre grating dispersion compensators", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [3] R. Kashyap, A. Swanton and D.J. Arms, "Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 32, N. 13, pp. 1226 – 1228, 1996.
- [4] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Chapter 7, pp. 324-330, Academic Press, 1999.
- [5] J. Arkwright *et al.*, "Fiber gratings for dispersion compensation", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [6] R. Kashyap and M. L. Rocha, "On the group delay characteristics of chirped fibre Bragg gratings", *Optics Communications*, V. 153, pp. 19 – 22, 1998.
- [7] A. Boskovic, J.R. Taylor and R. Kashyap, "Forty times dispersive broadening of femtosecond pulses and complete recompression in a chirped fibre grating", *Optics Communications*, V. 119, pp. 51 – 55, 1995.
- [8] C. Bungarzeanu, *Proceedings ITA, Information, Telecommunications, Automata Journal*, V. 15, pp. 1 – 3, 1997.
- [9] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Chapter 7, pp. 336-339, Academic Press, 1999.
- [10] J. Arkwright *et al.*, "Fibre gratings for dispersion compensation", *Proceedings of ECOC'97, IEE Conference Publication N. 448*, 1997.
- [11] W.A. Gardner, *Introduction to random process – with applications to signals and systems*, MacMillan Publishing Company, pp. 143 – 162, 1986.
- [12] J.S. Bendat and A.G. Piersol, *Random data: analysis and measurement procedures*, Wiley-Interscience, pp. 14 – 18, 1971.
- [13] A. Boskovic, J.R. Taylor and R. Kashyap, "Forty times dispersive broadening of femtosecond pulses and complete recompression in a chirped fibre grating", *Optics Communications*, V. 119, pp. 51 – 54, 1995.
- [14] R. Kashyap, A. Swanton and D.J. Arms, "Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, V. 32, N. 13, pp. 1226 – 1228, 1996.
- [15] M.L. Rocha, R. Kashyap, R.F. Souza, M.R.X. Barros, C. Coral and A. Paradisi, "System impact of the physical length of unapodised chirped fiber Bragg gratings on dispersion compensation", *Proceedings of International Microwave and Optoelectronics Conference*, August 1999.
- [16] M. Kuznetsov, "Theory of wavelength tuning in two-segment distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 24, N. 9, pp. 1837 – 1844, 1988.
- [17] S. Bonino *et al.*, "Spectral behavior analysis of chirped fiber Bragg gratings for optical dispersion compensation", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, pp. 194 – 197, 1997.

- [18] See for example, R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Chapter 7, Figure 7.13, page 328, Academic Press, 1999.
- [19] T. Komukai and M. Nakazawa, "Fabrication on nonlinearly chirped fiber Bragg gratings for higher-order dispersion compensation", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 71 – 72, 1998.
- [20] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Chapter 5, pp. 195 - 226, Academic Press, 1999.
- [21] <http://www.cpqd.com/lighd/>
- [22] K. Ennser, R. I. Laming, M. N. Zervas, M. Ibsen and M. Durkin, "Effects on non-ideal group delay and reflection characteristics of chirped fiber grating dispersion compensators", *Proceedings of ECOC'97*, pp. 45 – 48, 1997.
- [23] S. J. Mihailov et al., "Comparison of fiber Bragg grating dispersion-compensators made with holographic and e-beam written phase masks", *Proceedings of ECOC'98*, pp. 283 – 284, 1998.

Capítulo 6

CONCLUSÃO

Foi apresentada uma revisão sobre os parâmetros relacionados à dispersão de pulsos ópticos numa fibra. Foram descritos vários aspectos do impacto sistêmico provocado pelos efeitos dispersivos, tais como as penalidades de potência e as limitações às taxas de bit e às distâncias de transmissão.

Foi apresentada uma revisão histórica da pesquisa e desenvolvimento de grades de Bragg em fibra aplicadas às comunicações ópticas, com ênfase nas grades compensadoras de dispersão. Foram descritos alguns estudos matemáticos destes dispositivos e do comportamento oscilatório de seu atraso de grupo, também conhecido como *Group Delay Ripple*, *GDR*.

Foi apresentado um método, baseado numa medida elétrica realizada por um voltímetro vetorial (ou analisador de rede) e por um medidor de comprimento de onda, capaz de medir respostas do atraso de grupo com uma resolução de 1 ps / 0,1 pm. Uma caracterização de *DCGs* com precisão da ordem de, pelo menos, 1 ps / 1 pm é um requisito fundamental para que se possa estudar as oscilações do atraso de grupo. Lasers semicondutores com cavidade externa e lasers *DFB* com 2 eletrodos foram usados como fontes sintonizáveis de alta resolução, apresentando resultados comparáveis.

Para caracterização numérica das grades, foi usado o *software LightD*. Descreveu-se, também, a estrutura projetada para experimentos de sintonia térmica e por estiramento longitudinal de uma grade com *chirp* medindo 100 mm de comprimento.

Foi demonstrado que a resposta do atraso de grupo de grades de Bragg com *chirp* pode ser afetada pelo perfil de simetria de apodização da grade. Também foi confirmado que a apodização do *front end* exerce um efeito dominante para a redução das oscilações do atraso de grupo. Para uma mais perfeita re-compressão de um pulso disperso, o posicionamento ótimo de uma *DCG*, dentro de um enlace dependerá, portanto, do tipo e intensidade de apodização. A partir do estudo de apodização assimétrica, obteve-se uma explicação para a origem da *GDR*: acredita-se que as oscilações do atraso de grupo são resultantes da interferência entre os lóbulos laterais, formados devido às bordas abruptas dos extremos da grade, e os pontos de reflexão no interior desta. A apodização suaviza as bordas do filtro, o que elimina os lóbulos laterais e, conseqüentemente, suaviza a *GDR*.

Para compensação de dispersão na região anômala (dispersão, D , positiva, com $\beta_2 < 0$) de uma fibra padrão (*G. 652*), lança-se o sinal pelo lado da grade de maior periodicidade da modulação do índice de refração (faixa espectral que tende para o vermelho), por convenção chamado de *front end*. Neste caso, no espectro do atraso de grupo de uma grade não-apodizada, as oscilações da *GDR* de frequência mais alta ocorrem no lado contrário ao de lançamento, i.e. na faixa espectral que tende para o azul.

Para compensar um valor mais alto de dispersão e, conseqüentemente, para aumentar a distância de transmissão, foi proposto o uso da concatenação de duas *DCGs* quase-idênticas, através de um circulador de 4-portas. Este arranjo pode ser útil em enlaces de fibra padrão com mais de 100 km de comprimento, operando em taxas de transmissão igual ou superior a 10 Gb/s por canal.

No caso de se concatenar duas *DCGs* não-apodizadas, o que maximiza a banda útil do compensador equivalente, foram propostas três configurações capazes de prover uma redução significativa do desvio padrão das oscilações do atraso de grupo: através da redução simétrica, de cerca de 0,6 mm, em cada extremo de uma das grades; pela aplicação, sobre uma das grades, de um gradiente de temperatura de 5 °C (3 °C acima da temperatura ambiente, no *front end* e 2 °C abaixo, no *back end*); e pelo estiramento longitudinal mecânico de uma das grades, correspondendo a um deslocamento de seu comprimento de onda de Bragg central de cerca de 5 pm. A técnica de sintonia por gradiente de temperatura provê uma redução das ondulações do atraso de grupo melhor distribuída ao longo da banda útil refletida. Seguem, em ordem decrescente do desempenho nestes termos, as técnicas de redução simétrica do comprimento físico e de sintonia por estiramento axial mecânico

Foram realizadas simulações sistêmicas para avaliação dos métodos de controle da *GDR*, que comprovaram sua eficiência, em termos de taxa de erro e abertura do diagrama de olho, em algumas regiões do espectro. Os resultados deste estudo indicam que as ondulações espectrais do atraso de grupo causam uma oscilação espectral da taxa de erro cuja componente linear possui uma inclinação positiva, em relação à faixa espectral das grades, à medida em que se aproxima da região do *front end*.

Mesmo que não sejam um substituto à apodização, os métodos propostos podem auxiliar as técnicas já conhecidas para linearização da *GDR*, tais como a própria apodização, o uso de um processo de impressão das grades que não induza birrefringência e um empacotamento estável. Uma aplicação possível para a concatenação de *DCGs* não-apodizadas é o seu uso em sistemas monocanais com multiplexação temporal dos pulsos ópticos, de curta duração, da ordem de poucos pico-segundos. Em outras palavras, em sistemas *OTDM* (*optical time domain multiplexing*) operando em taxas iguais ou superiores a 10 Gb/s. Para sistemas *WDM* operando no padrão *STM-64* (10 Gb/s), as *DCGs* apodizadas possuem banda suficiente para refletir, quase-linearmente no tempo, o espectro do pulso. Em taxas superiores, o aumento da largura espectral útil do compensador torna-se um requisito de maior peso. Neste caso, a evolução tecnológica dos métodos de linearização espectral do atraso de grupo de *DCGs* não-apodizadas, aqui propostos, também passaria a ter aplicação em sistemas *WDM*.

Com base nos resultados sistêmicos, sugere-se que a eficiência das grades compensadoras de dispersão também seja medida em termos da uniformidade com que estas reformatam o espectro de um pulso disperso ao longo da banda refletida, além dos fatores normalmente considerados para definição de uma figura de mérito, tais como dispersão total, faixa espectral e perda de potência. De fato, quanto menos oscilações temporais ocorrerem durante o processo de recompressão, tanto mais estável será o desempenho sistêmico e menor a probabilidade de erro, na recepção.

A precisão e eficiência com que o laser transmissor é sintonizado pode implicar, na recepção, numa maior abertura de olho, e na conseqüente redução da contagem de bits errados. Assim, mesmo havendo algumas regiões na banda útil refletida onde o atraso de grupo oscila, o desempenho sistêmico fica menos comprometido se a fonte transmissora for sintonizada

adequadamente. Neste caso, lasers semicondutores *DBR* e *DFB* multi-eletrodos, como os estudados nesta tese, encontram uma aplicação natural: são sintonizados por corrente, o que permite uma resposta mais rápida e de controle eletrônico mais confiável, quando comparada à de lasers *DFB* sintonizados por temperatura ou do tipo Fabry-Perot com cavidade externa, cujo princípio de sintonia é por ajuste mecânico. Uma outra aplicação dos lasers *DFB* de duas seções estudados é a caracterização de *DCGs* com largura de banda de até ~ 2 nm. Nesta faixa, eles operam com precisão de 1 pm, ou ainda mais precisos, dependendo da precisão da fonte de corrente *DC* que os alimenta.

Finalmente, pode-se dizer que o objetivo inicialmente proposto, estudar o atraso de grupo e seu caráter espectralmente oscilatório, presente em grades compensadoras de dispersão, foi alcançado. Foram propostos novos métodos de controle da *GDR*, a partir dos quais outros métodos podem vir a ser desenvolvidos. A idéia básica é que se obtenha um deslocamento espectral do atraso de grupo que seja não uniforme, i.e. que corresponda a meio período, para cada período da *GDR* e, portanto, que seja mínimo no extremo azul da banda refletida, e máximo no extremo vermelho. Assim, da concatenação de duas *DCGs* quase-idênticas, com ondulações espectrais do atraso de grupo em anti-fase, resultará um atraso de grupo mais linear. Para otimização deste resultado, outros parâmetros podem ser explorados além da temperatura, do comprimento físico e do estiramento mecânico longitudinal. Como exemplo, pode-se citar a sintonia de uma das grades por curvatura da fibra, por sua compressão mecânica e pelo controle do estado de polarização da luz e/ou do *chirp* da grade. Um aspecto positivo dos experimentos com duas *DCGs* quase-idênticas, onde uma é ligeiramente deslocada espectralmente em relação à outra, foi a demonstração de um princípio. A maneira de implementação deste princípio dependerá do aprimoramento da engenharia de fabricação e encapsulamento de grades em fibra, mas é importante destacar que o estado-da-arte indica já ser possível a construção de estruturas que satisfaçam às especificações de tais projetos. Outra possibilidade de novas pesquisas diz respeito à utilização dos conceitos de sintonia por aplicação de um campo elétrico, que associaria as técnicas de sintonia de estruturas periódicas, do tipo laser semicondutor *DFB* ou *DBR*, com técnicas de *poling* na fibra, i.e. aplicação de um campo elétrico sobre o núcleo de uma fibra onde foi impressa uma grade de Bragg.

Os resultados experimentais de sintonia das *DCGs* foram validados por simulações numéricas o que, por sua vez, valida os resultados obtidos através das simulações sistêmicas. A realização de simulações que levem em consideração os efeitos não-lineares e da atenuação da fibra, requerendo, normalmente, amplificação óptica, é sugerida para a avaliação dos métodos apresentados num contexto mais complexo. É necessário, também, que sejam realizados experimentos sistêmicos, com os arranjos propostos, operando a uma taxa de transmissão de 10 Gb/s, em fibra monomodo convencional e com amplificação óptica, para que sejam confirmadas as previsões dos estudos teóricos numa situação prática mais próxima dos sistemas reais.

Também requerem mais estudo as questões relativas à representação e à descrição analítica geral da *GDR* e à tendência não-linear da função de *fitting* do atraso de grupo, bem como os efeitos sistêmicos que esta tendência provoca. As *DCGs* estudadas sugerem que a fabricação de grades com refletividade superior a ~ 90 % induz uma não-linearidade na função de *fitting* do atraso de grupo, devida à saturação da modulação do índice de refração. A concatenação experimental de duas grades com *fitting* do atraso de grupo não-linear (polinômio de terceira ordem), muitas vezes, causou uma redução da ordem do polinômio do *fitting* (parábola) do atraso de grupo

resultante, cujas implicações e penalidades associadas poderiam ser temas a serem analisados com mais detalhes.

Várias são, portanto, as motivações e as linhas de continuidade do estudo aqui apresentado, visando a melhoria do desempenho de grades de Bragg com *chirp*, impressas em fibra, atuando como compensadores de dispersão em sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade.

Apêndice A

TÉCNICAS PASSIVAS E ATIVAS PARA COMPENSAÇÃO E GERÊNCIA DA DISPERSÃO

Este apêndice revê os princípios e as características das principais técnicas passivas de compensação da dispersão, que funcionam à base de dispositivos feitos em fibra ou de fibras especialmente projetadas, discutindo alguns de seus pró e contra visando à modernização dos sistemas, já existentes, para torná-los capazes de suportar sistemas de alta densidade ($N \times 10$ Gb/s). Introduz, também, os conceitos de algumas soluções alternativas às técnicas passivas, apresenta aspectos relevantes dos sistemas solitônicos que empregam o gerenciamento da dispersão, e descreve alguns circuitos para equalização da dispersão. Descreve algumas tendências evolutivas das fibras de transmissão com dispersão deslocada (DS), e alguns métodos para torná-las compatíveis aos sistemas de alta capacidade atuais. Discute aspectos das fibras com dispersão deslocada e comenta as tendências e a evolução tecnológica relativas ao gerenciamento da dispersão em sistemas a serem implantados.

A.1. TÉCNICAS PASSIVAS

Esta seção revê os princípios e as características das principais técnicas de compensação da dispersão que funcionam à base de dispositivos feitos em fibra ou de fibras especialmente projetadas (DCGs e DCFs).

A.1.1. GRADE COMPENSADORA DA DISPERSÃO (DCG)

Uma grade de Bragg em fibra, que pode ser vista como um dispositivo ressonante passivo, possui uma distribuição periódica do índice de refração, no núcleo da fibra óptica. Quando um sinal,

propagando-se pelo núcleo, entra em contato com tal grade, uma banda estreita de comprimentos de onda, centrados num valor conhecido como ‘comprimento de onda de Bragg’, é refletida na direção contra-propagante à do sinal. Este comprimento de onda de ressonância de Bragg, λ_B , é proporcional ao dobro do período da grade, denotado por Λ_B , relação que é descrita pela ‘condição de Bragg’:

$$\frac{\lambda_B}{n_{eff}} = 2 \Lambda_B , \quad (A.1)$$

onde n_{eff} é o índice de refração efetivo do núcleo [1]. O comprimento total da grade e a amplitude da modulação do índice de refração do núcleo determinam se a grade possui uma alta ou baixa refletividade sobre uma ampla ou estreita faixa espectral, centrada na ressonância de Bragg, λ_B . Desta forma, as grades de Bragg impressas em fibra podem ser fabricadas para atuar como componentes ópticos básicos, por exemplo: espelhos, filtros e refletos parciais, em inúmeras aplicações. O advento das grades de Bragg em fibra constitui um marco tecnológico por serem, dentre outros motivos, componentes de fabricação relativamente simples e barata, e integrados diretamente à fibra: uma característica ideal em aplicações sistêmicas e de sensoriamento. O estudo destes dispositivos está mais detalhado no Capítulo 3, que é dedicado ao assunto, ficando para esta seção uma abordagem mais específica das grades compensadoras da dispersão ou, simplesmente, *DCGs*.

Os diferentes tipos de grades podem ser distinguidos tanto pelo espaçamento entre os planos das grades quanto pela inclinação destes. O tipo mais comum possui um espaçamento constante e planos transversais ao eixo da fibra, constituindo as ‘grades uniformes’. Sistemas ressonantes, em geral, são acompanhados por uma grande dispersão. Embora as grades uniformes também tenham sido propostas para compensar a dispersão, sua banda não é suficientemente larga para cobrir toda a banda do sinal. Desta maneira, justifica-se o uso de estruturas com *chirp* linear, onde a frequência de ressonância varia ao longo do dispositivo, resultando numa atraso de grupo que é função da frequência.

Uma grade com *chirp* reflete diferentes comprimentos de onda em diferentes pontos de seu comprimento, ou seja, como os planos de modulação do índice de refração possuem um período decrescente, ou ‘com *chirp*’, a grade satisfaz à condição de Bragg para uma ampla gama de comprimentos de onda. A Figura A.1 ilustra esquematicamente o princípio de funcionamento da grade com *chirp* na compensação da dispersão em regime anômalo: uma vez que o período da grade é linearmente reduzido ao longo de seu comprimento, para os comprimentos de onda mais curtos a condição de Bragg (reflexão) é atingida em pontos mais distantes, dentro do dispositivo, do que para os comprimentos de onda mais longos. A grade, assim, impõe um atraso maior nos comprimentos de onda curtos, em relação aos longos, corrigindo a dispersão induzida pela fibra transmissora. Além de funcionarem como filtros altamente dispersivos, com baixas perdas e compactos, as *DCGs* não favorecem o surgimento de efeitos não-lineares da fibra.

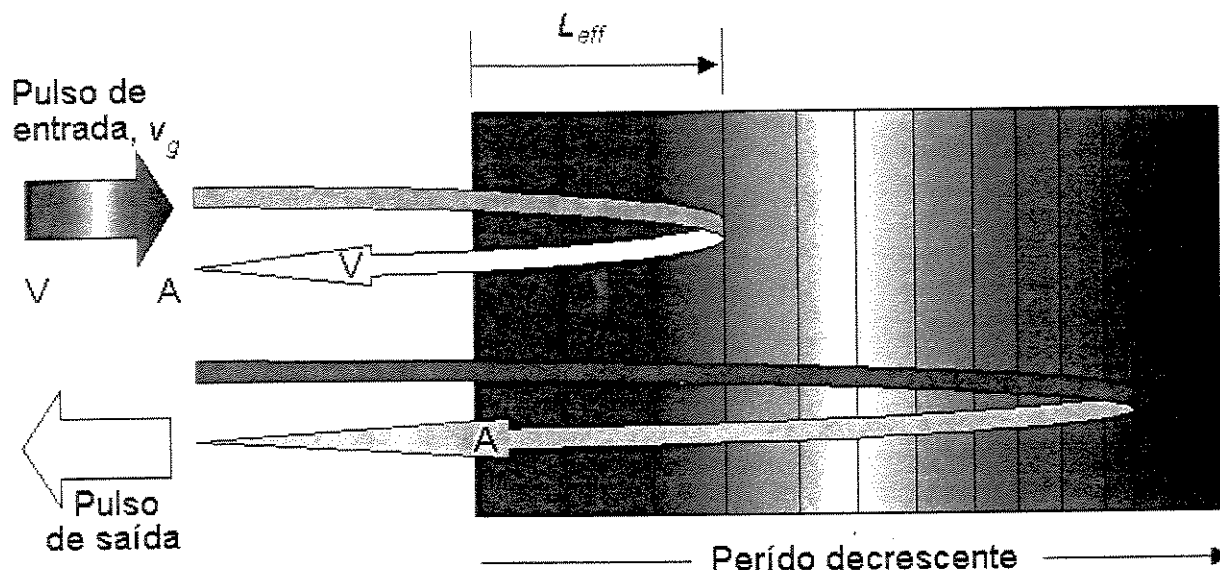


Figura A.1 – Princípio de funcionamento de uma grade de Bragg, com chirp, como compensadora da dispersão.

Várias técnicas de fabricação das DCGs têm sido reportadas [1], incluindo métodos onde o *chirp* é imposto à fibra tanto durante quanto depois do processo de fabricação da grade. A mais popular baseia-se na modulação periódica do índice de refração da fibra, iluminada por uma luz ultravioleta, incidente através de uma máscara de fase. Atualmente, todas as técnicas limitam-se a grades com comprimento de ~ 10 cm, valor imposto pelas máscaras de fase usadas na sua produção. Este comprimento corresponde ao máximo atraso de grupo ou, equivalentemente, ao produto banda $\times$ dispersão e, portanto impõe uma limitação severa à banda ou, alternativamente, ao valor da dispersão do compensador. Por exemplo, uma grade com 10 cm pode ser projetada com uma banda de 5 nm e dispersão baixa (200 ps/nm); ou então com uma banda estreita de 0,1 nm e uma dispersão alta (~ 6000 ps/nm) [2].

As DCGs são dispositivos refletivos e, portanto, um circulador óptico deve ser usado para separar a entrada da grade de sua saída, como ilustrado na Figura A.2. No passado, o custo relativamente alto dos circuladores, e sua perda por dependência da polarização (*polarization dependent loss*, *PDL*) e por inserção eram um obstáculo à aplicação das grades com *chirp* como compensadores da dispersão. Com a redução do preço dos circuladores e de sua perdas (inserção < 1 dB/ entre portas consecutivas e *PDL* $< 0,1$ dB), seu uso já não é considerado um grande problema.

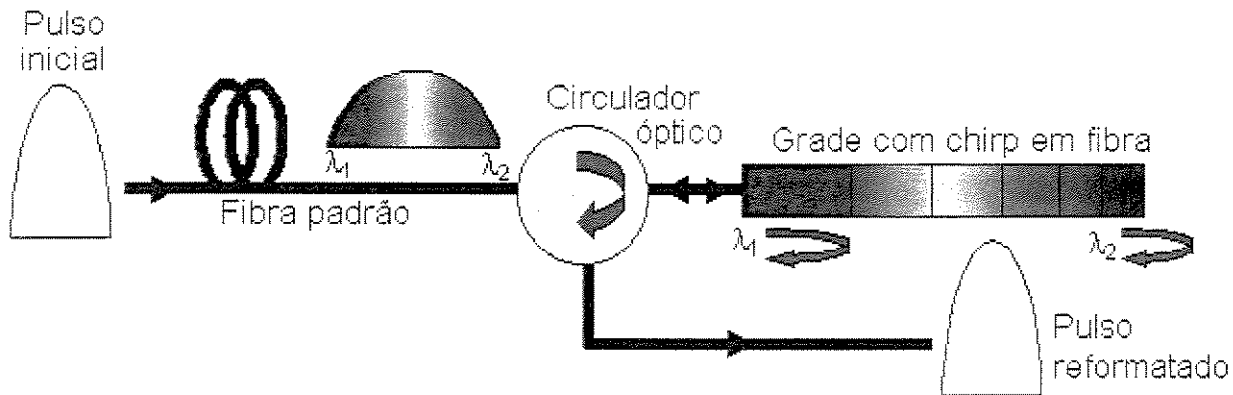


Figura A.2 – Operação sistêmica de uma DCG: através de um circulador óptico, a grade corrige o alargamento decorrente dos efeitos dispersivos da fibra transmissora, impondo um atraso temporal maior dos componentes de comprimento de onda mais curtos, em relação aos mais longos, e reformatando o pulso transmitido.

As grades com *chirp* já são disponíveis comercialmente, em geral com opções para compensar cerca de 40 km de fibra padrão, numa banda de 1 nm, ou de 80 km por 0,5 nm [3]. As grades podem operar em sistemas monocanais ou *DWDM*, dentro dos comprimentos de onda recomendados pelo ITU-T e, neste caso, cada dispositivo deve prover a compensação para um canal específico. Por exemplo, um sistema de quatro canais pode requerer quatro grades, uma para cada comprimento de onda, mas estas podem ser encapsuladas em arranjos especiais. A banda estreita das *DCGs* requer que estas estejam contidas em um encapsulamento muito estável e com temperatura controlada, pois as grades são bastante sensíveis a variações térmicas e a tensões mecânicas. Um das maiores limitações destes dispositivos é a ondulação do atraso de grupo devida, possivelmente, a efeitos Fabry-Perot, intrínsecos de sua estrutura. A técnica de apodização (i.e. 'suavização'), que consiste em se modular periodicamente o índice de refração com uma envoltória, em geral uma função cosseno levantado, reduz significativamente esta ondulação (também conhecida como *group delay ripple*, *GDR*) mas, em contrapartida, também reduz a banda da grade. A busca por soluções alternativas à técnica da apodização é um dos maiores desafios enfrentados por diversos grupos de pesquisa na atualidade.

Sumarizando, as *DCGs* baseiam-se nas grades de Bragg, com *chirp*, em fibra, e correspondem, em essência, a linhas de atraso dependentes da frequência. São versáteis e de fabricação relativamente simples. Por não serem uma tecnologia totalmente madura, ainda apresentam desafios tecnológicos, como a supressão de lobos laterais do espectro da refletividade, típica de grades de Bragg, a linearidade da característica do atraso de grupo e o controle da temperatura, da tensão mecânica e da birrefringência induzida. Grades com comprimento de cerca de 100 mm são capazes de compensar, tipicamente, ~ 100 km de fibra convencional numa banda de ~ 0,4 a 0,5 nm, a 10 Gb/s. Atualmente, já é possível a fabricação de grades mais longas (~ 1 m), capazes de compensar bandas maiores (3 a 4 nm). Outra maneira de se estender a banda de compensação é o cascadeamento de grades, que as torna compatíveis a esquemas *DWDM*.

A.1.2. FIBRA COMPENSADORA DA DISPERSÃO (DCF)

As fibras compensadoras da dispersão, em geral, são projetadas para apresentarem uma dispersão alta e negativa, como ilustrado na Figura A.3, o que é obtido através de modificações da combinação de dopantes, do perfil de refração e da geometria da fibra (dispersão do guia de onda e do perfil) [4]. Com estas características elas induzem um efeito contrário ao provocado pela dispersão das fibras convencionais ou de dispersão deslocada, permitindo a reconstituição dos pulsos distorcidos, de volta à sua forma original.

Uma configuração típica do perfil de refração de tais fibras, conhecido como 'perfil W', é ilustrada esquematicamente na Figura A.4: o núcleo tem um perfil do tipo 'degrau' e a casca consiste de uma depressão interna e de uma camada de casca externa (em inglês, *depressed inner cladding and outer cladding*). Em geral, os elementos básicos da fibra são: germânio, para o núcleo (embora em pequeno nível de dosagem, para não aumentar a perda de transmissão da fibra), germânio e/ou fluor, para a camada interna, e sílica pura, para a camada externa da casca, resultando num alto valor de abertura numérica (*numerical aperture, NA*). Δ^+ e Δ^- indicam as diferenças entre os índices do centro do núcleo e da camada interna da casca e em relação à sílica pura, respectivamente. Fatores como perda por curvatura da fibra e inclinação da curva espectral de dispersão são decisivos na escolha dos parâmetros de projeto das DCFs, o que costuma resultar na escolha de um raio de núcleo reduzido ($< 4 \mu\text{m}$, resultando numa área efetiva de $25 \mu\text{m}^2$), e em altos valores de diferença relativa entre índices de refração ($\Delta^+ \approx 2 - 3 \%$, $\Delta^- \approx 0,3 - 0,7 \%$) [5].

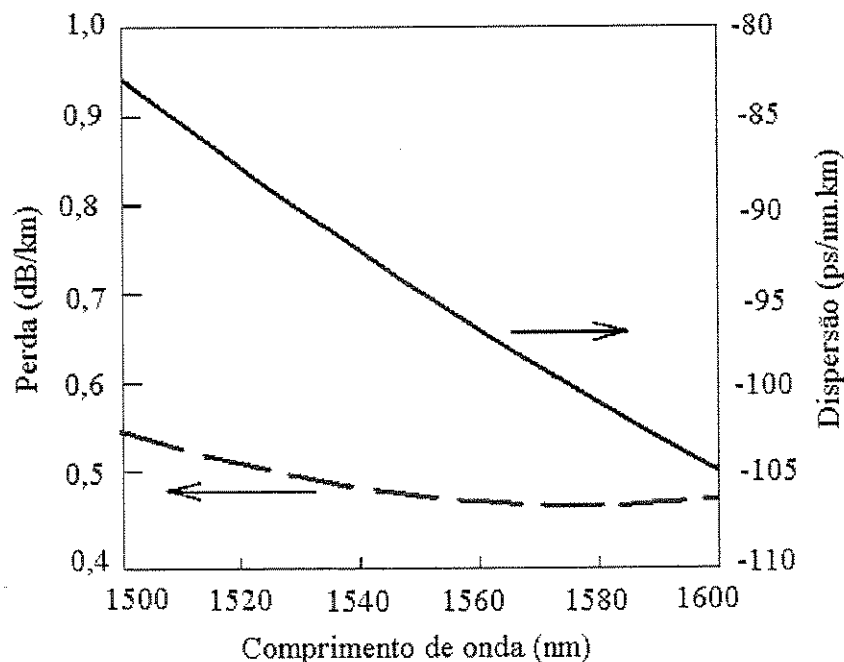


Figura A.3 – Perfil de atenuação e de dispersão de uma DCF típica.

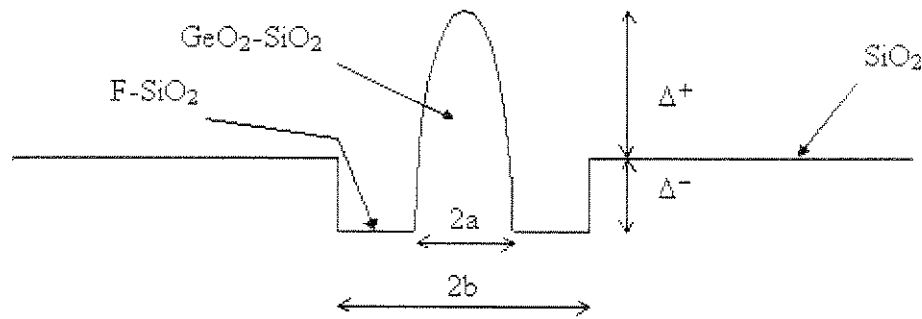


Figura A.4 – Perfil de refração típico de uma DCF de alta NA.

Inúmeras demonstrações de compensação/gerenciamento da dispersão têm sido apresentados nos últimos anos, empregando DCFs [6 - 10]. Uma das características das técnicas passivas é que em qualquer ponto do enlace, a dispersão nunca será totalmente nula, evitando, assim, o aumento de efeitos de FWM, em sistemas WDM, principalmente. Por outro lado, a dispersão total acumulada é aproximadamente nula. Uma das desvantagens das DCFs é seu alto coeficiente de perda ($\sim 0,5\text{dB} / \text{km}$ @ 1550 nm), o que em alguns casos requer uma pré-amplificação do sinal, antes que este se propague pelo compensador. A inserção de um amplificador extra pode contribuir para o aumento indesejável de ruído, não-linearidades e custo no sistema.

Basicamente, variações na estrutura das DCFs, por exemplo nas relações entre raios e na composição da fibra, podem prover fibras com diferentes tipos de inclinações espectrais de dispersão, indo das muito inclinadas às de dispersão plana, também conhecidas como ‘fibras compensadoras com dispersão plana’ (*dispersion flat compensation fibre, DFCF*), consideradas uma evolução da fibra NZ (*non-zero dispersion fibre*). Essencialmente, a fibra com dispersão não-nula foi desenvolvida para transmissão WDM, evitando o efeito FWM que ocorre nas fibras DS. Alguns fabricantes deslocam o zero de dispersão, nestas fibras “não-zero” tanto para a esquerda quanto para a direita do comprimento de onda que corresponde ao ‘zero de dispersão’ das fibras DS. Embora a dispersão total de um único canal possa ser gerenciada para valer aproximadamente zero, o que se consegue através da combinação de valores positivos e negativos de dispersão, a inclinação da dispersão assim obtida afeta outros canais e este efeito também deve ser considerado. Desta maneira, tendo por meta a obtenção de uma dispersão totalmente plana ao longo de toda a faixa de operação, nos últimos anos foi desenvolvida a fibra com dispersão plana na região em torno de 1550 nm [11, 12].

Entretanto, apesar das melhorias obtidas com o uso da fibra DFCF, esta ainda não é ideal para uso em cabo óptico, pois possui uma perda relativamente alta e propriedades não-lineares, o que continua motivando a busca por novos tipos de fibras compensadoras da dispersão. Recentemente, foi demonstrado outro tipo de DCF, dita ‘com dispersão reversa’ (*reverse dispersion fibre, RDF*), projetada para gerenciar a dispersão total, em combinação com a fibra padrão. Nela, a dispersão e sua inclinação são negativas, praticamente em exata oposição à dispersão e inclinação espectral da dispersão das fibras padrão. Por princípio, a razão entre a dispersão e sua inclinação @ 1550 nm , de uma fibra RDF, deve ser proporcional a esta razão em uma fibra padrão, em outras palavras, as fibras RDF e padrão possuem valores absolutos de dispersão aproximadamente iguais. Assim, os comprimentos das duas fibras seguem uma relação do tipo 1 : 1, na construção da rede óptica. Além disso, o valor de Δ^+ é ligeiramente menor, se

comparado ao das *DFCF*, o que reduz a perda e a não-linearidade, embora haja um fator de compromisso nesta redução pois a fibra torna-se mais vulnerável a curvaturas quando Δ^+ é reduzido. Uma vantagem deste tipo de fibra é que seu nível de perda é suficientemente baixo e estável para cabeamento. A Tabela 1 sumariza as principais características dos três tipos de fibra, para um mesmo fabricante [13].

Tabela 1 – Características de dispersão, perda e não-linearidade das fibras compensadoras da dispersão dos tipos ‘reversa’ e ‘dispersão plana’, em comparação a uma fibra padrão, para um mesmo fabricante. A medida das perdas por curvatura considera a fibra enrolada num carretel de 20 cm de diâmetro.

PARÂMETROS	<i>RDF</i>	<i>DFCF</i>	<i>STD-SMF</i>
Perfil do índice de refração	W	W	<i>Matched-clad</i>
Dispersão @ 1550 nm (ps /nm.km)	-15,6	-106,8	16,5
Inclinação @ 1550 nm (ps /nm ² .km)	-0,046	-0,364	0,058
Perda @ 1550 nm (dB / km)	0,25	0,49	0,20
Perda por curvatura ϕ 20 cm (dB / m)	5,1	7,2	6,2
<i>Mode field diameter</i> @ 1550 nm (μ m)	5,8	5,1	10,5
Não linearidade, n_2 / A_{eff} (W ⁻¹)	$1,12 \times 10^{-9}$	$1,85 \times 10^{-9}$	$0,37 \times 10^{-9}$

Em resumo, as *DCF*s, com tecnologia bem consolidada, já estão no mercado, exibindo atenuação de 0,4 a 0,6 dB / km e alta dispersão negativa (- 80 a -100 ps/nm.km). São capazes de compensação de banda larga, são transparentes ao formato de transmissão e à taxa de bit, além de serem compatíveis com sistemas *WDM*. Entretanto, possuem algumas limitações sérias, como os fatos de requererem amplificação óptica adicional, introduzirem problemas de empacotamento e de emenda, por descasamento entre raios e, devido à sua área efetiva pequena ($\sim 20 \mu\text{m}^2$), produzirem distorções não-lineares no sinal.

A.1.3. POSICIONAMENTO DOS COMPENSADORES A FIBRA

Os estudos sobre o posicionamento dos compensadores num sistema, isto é, qual a melhor configuração (pré- ou pós-compensação) e a qual distância é necessário a compensação da dispersão, para que se obtenham mínimas penalidades de potência, em geral analisam a combinação dos efeitos dispersivo e não-linear (*SPM*) [14, 15].

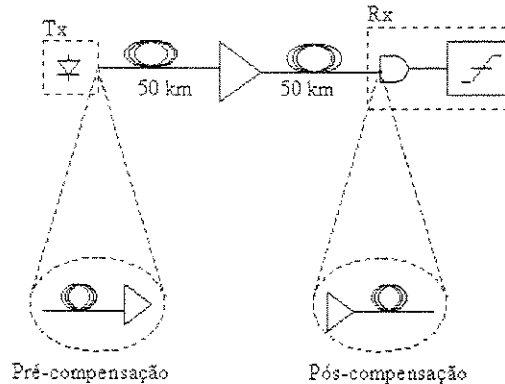


Figura A.5 – Sistema modulado em intensidade e detecção direta, com 100 km de fibra padrão, incluindo um módulo para pré-compensação e outro de pós-compensação.

A Figura A.5 ilustra o sistema considerado num destes modelos (desenvolvido por M. Schiess), para uma transmissão a 10 Gb/s por 100 km de fibra padrão, com um amplificador de linha após 50 km, laser com *chirp*, e potência de pico, na entrada da fibra, de 10 mW (para inclusão do efeito *SPM*) e compensação por módulo *DCF* [14]. O modelo de Schiess não considerou os efeitos do ruído de emissão espontânea, apesar de ter incluído amplificadores ópticos ao módulo compensador (*DCF + EDFA*), nem o ruído térmico do receptor, pois este não faz parte das propriedades de propagação na fibra. Os valores do sistema usados nesta simulação são: comprimento de onda, 1550 nm; taxa de bit, 10 Gb/s; comprimento do enlace, 100 km; duração do pulso, 100 ps; dispersão, 17 ps/nm.km; atenuação, 0,2 dB/km; constante Kerr, $3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$; área modal, $50 \mu\text{m}^2$. O sinal óptico é modulado em intensidade no formato *NRZ* e razão de extinção é igual a -10 dB. O *chirp* do laser transmissor, diretamente proporcional a ' α ' (*linewidth enhancement factor*), também é incluído no modelo. O receptor consiste de um pré-amplificador óptico e um detector quadrático, seguido por um filtro passa baixa. Os amplificadores ópticos compensam a atenuação da fibra exatamente.

Este modelo provou que na configuração 'pós-compensação' sempre é possível encontrar-se um valor de comprimento da *DCF* capaz de causar uma penalidade relativamente plana, dentro da faixa de potência de entrada. No esquema de pré-compensação, a compensação é feita antes dos 100 km do enlace e, como no caso anterior, a compensação completa causa um rápido aumento da penalidade de potência, para valores de α iguais a 2 e 4. Além disso, para o esquema de pré-compensação, o modelo de Schiess não conseguiu encontrar um valor de comprimento da *DCF* capaz de levar a uma penalidade plana. De acordo com os resultados obtidos por estas simulações, o esquema de pós-compensação parcial, num sistema monocanal, é superior ao de pré-compensação para suprimir os efeitos de *chirp*, *SPM* e dispersão.

Mais recentemente, outro modelo, desenvolvido por M.I. Hayee e A.E. Willner [16], levou a resultados de interpretação mais complexa. Este novo modelo analisou sistemas *WDM* de oito canais de 10 Gb/s sem e com gerenciamento da dispersão, usando pré-, pós ou ‘compensação dual’, também conhecida por ‘compensação de linha’ (uma combinação de esquemas pré- e pós-), de cada canal, para minimizar a dispersão e os efeitos não lineares. O estudo de Hayee e Willner considerou as interações da dispersão com os efeitos *SPM* e *XPM* e as seguintes possibilidades para que o fenômeno *FWM* não degradasse os sistemas: (a) sem gerenciamento da dispersão, i.e., alocação de todos os comprimentos de onda do mesmo lado e longe de λ_D ; (b) com gerenciamento da dispersão, i.e., utilização de segmentos alternados de fibras com valores de dispersão positivos e negativos, de modo que sempre houvesse uma dispersão residual ao longo do enlace, mas provendo uma dispersão total acumulada ~ 0 . Em ambos os casos, cada canal acumula uma quantidade diferente de dispersão, devido à dependência espectral da inclinação da dispersão.

O modelo incluiu vários enlaces de fibra *DS*, fibra padrão e/ou *DCF*, sendo cada enlace precedido por um amplificador óptico ideal, sem ruído. Os oito canais, iniciando em 1555 nm e terminando em 1562 nm, são espaçados de 1 nm. Dois mapas de dispersão foram considerados para os sistemas sem gerenciamento da dispersão: (1) $\{DS^+\}$: enlaces com 50 km de fibra *DS*, com todos os canais à direita de λ_D e $D = -0,5$ ps/nm.km, para o canal 8. (2) $\{DS^-\}$: enlaces de 50 km de fibra *DS*, com todos os canais à esquerda de λ_D e $D = -0,5$ ps/nm.km, para o canal 8.

Os três mapas de dispersão para os sistemas com gerenciamento de dispersão foram arranjados de modo que a dispersão do centro da banda do canal fosse completamente compensada.

- $\{1 \times DS^+ 1 \times DS^-\}$: enlaces alternados de 50 km de fibras *DS*, com $D = \pm 2,5$ ps/nm.km.
- $\{7 \times DS^+ 1 \times SMF\}$: sete enlaces de 50 km de fibra *DS*, com $D = -2,5$ ps/nm.km, seguidos por um enlace de 50 km de fibra padrão com $D = +17,5$ ps/nm.km.
- $\{2 \times SMF + 1 \times DCF\}$: dois enlaces de 50 km de fibra padrão, com $D = +17$ ps/nm.km, seguidos por um enlace de 20 km de fibra *DCF* com $D = -85$ ps/nm.km.

Para cada mapa de dispersão foram estudados os casos da pré-, pós- e compensação dual e os resultados obtidos são resumidos a seguir:

- A compensação dual provê a mínima penalidade por canal em sistemas *WDM* com dispersão gerenciada.
- Em sistemas sem gerenciamento da dispersão, as diferenças entre os três esquemas de compensação é muito pequena.
- A quantidade ótima da pré- ou da pós-compensação depende do mapa específico de dispersão usado no sistema *WDM*.

Diante do exposto acima, sob o ponto de vista de um projetista de sistema, fica aparente a conclusão de que uma regra geral sobre o melhor posicionamento de um compensador não é de facilmente dedução. Nos sistemas ópticos modernos, a complexidade dos parâmetros envolvidos e as interações entre os mesmos requerem uma análise, preferivelmente teórica e experimental, individualizada conforme a configuração e os requisitos sistêmicos.

A.1.4. FIGURA DE MÉRITO

Do ponto de vista de uma empresa operadora de telecomunicações, um bom compensador de dispersão deve ser capaz de garantir que todo o sistema opere livre de erros, a um nível mínimo de potência, sobre toda a gama de condições especificadas e por um dado período de tempo (tipicamente, 25 anos). Sob esta perspectiva, os fatores críticos que decidem a eficácia de um compensador da dispersão podem diferir daqueles necessários a uma demonstração de laboratório. Em última instância, a confiabilidade sistêmica de longo prazo é que deve determinar o valor de qualquer elemento fotônico a ser incluído no sistema. Na prática, isso significa que embora os parâmetros do sistema sejam perturbados, por exemplo, por envelhecimento ou variações da temperatura, os componentes a serem avaliados não devem causar nenhum aumento na taxa de erro, dos bits recebidos, acima de um limiar pré-determinado, tipicamente 1 erro em 10^{13} bits transmitidos.

Atualmente, nota-se um consenso sobre o fato de existirem duas técnicas compensadoras da dispersão mais promissoras, as *DCGs* e as *DCFs*. Não existe, contudo, um consenso sobre qual delas é a melhor, nem sobre como compará-las de uma maneira justa, uma vez que nas *DCGs* a distorção do pulso introduzida pela grade com *chirp* é o fator limitante mais significativo, enquanto que nas *DCFs* as perdas por inserção tendem a dominar a degradação do sistema. A Tabela A.2 apresenta alguns prós e contras destes métodos, embora se deva lembrar que estas vantagens e desvantagens são relativas, i.e. muitos problemas de uma técnica, apontados por defensores da outra, possuem solução viável e competitiva. Por exemplo, aqueles que defendem o uso das *DCFs* argumentam sobre a banda limitada das *DCGs*. Os adeptos das grades compensadoras contra-argumentam lembrando que, através da serialização de grades, consegue-se bandas capazes de suportar sistemas *WDM* com elevado número de canais.

Como os aspectos a serem considerados são vários, para que se possa comparar estes compensadores de uma maneira mais sistemática, alguns autores definem figuras de mérito (*figure of merit*, *FOM*) que tentam levar em consideração o desempenho do sistema e o efeito da perda introduzida pelo compensador, embora não exista um consenso sobre a melhor definição deste parâmetro. Há, por exemplo, os que questionam a validade das *FOMs* existentes, expressas em (ps / nm / dB) [17], ou em (km / dB) [18], por não estarem relacionadas diretamente ao desempenho do sistema nem considerarem as não-linearidades das fibras e, por este motivo propõem uma nova *FOM*, matematicamente mais elaborada, que inclua os efeitos não-lineares das fibras envolvidas[19].

A título de ilustração, a Figura A.6 apresenta uma comparação entre *DCFs* e *DCGs*, tendo a *FOM* definida como a razão entre a dispersão provida pelo compensador e o ganho adicional requerido pelo sistema, devido à inclusão do compensador [4]. Por este critério, nota-se que as *DCGs* são mais indicadas para compensar bandas inferiores a 10 nm enquanto que as *DCFs*, apesar da *FOM* relativamente baixa, são mais indicadas para sistemas operando em bandas superiores a 10 nm.

Tabela A.2 –DCG e DCF: prós e contras (FOM = Figure of Merit)

<i>D C</i> <i>PRÓS</i>		<i>G</i> <i>CONTRAS</i>	<i>D C</i> <i>PRÓS</i>		<i>F</i> <i>CONTRAS</i>
<i>Baixas não-linearidades</i>		<i>Ondulação do atraso de grupo (GDR)</i>	<i>Banda larga de compensação</i>		<i>Não-linearidades altas</i>
<i>Alta FOM numa de banda compensação estreita</i>		<i>Pequenos desvios de fase</i>	<i>Facilidade em prover pequenos desvios da dispersão</i>		<i>FOM relativamente baixa</i>
<i>Comprimentos de interação curtos</i>		<i>Dificuldade de empacotamento</i>	<i>Possibilidade de fabricação em massa</i>		<i>Perda por curvatura varia com $D(\lambda)$</i>
<i>Dispositivo a fibra compacto</i>		<i>Tecnologia pouco madura</i>	<i>Tecnologia relativamente madura</i>		<i>Empacotamento pouco compacto</i>

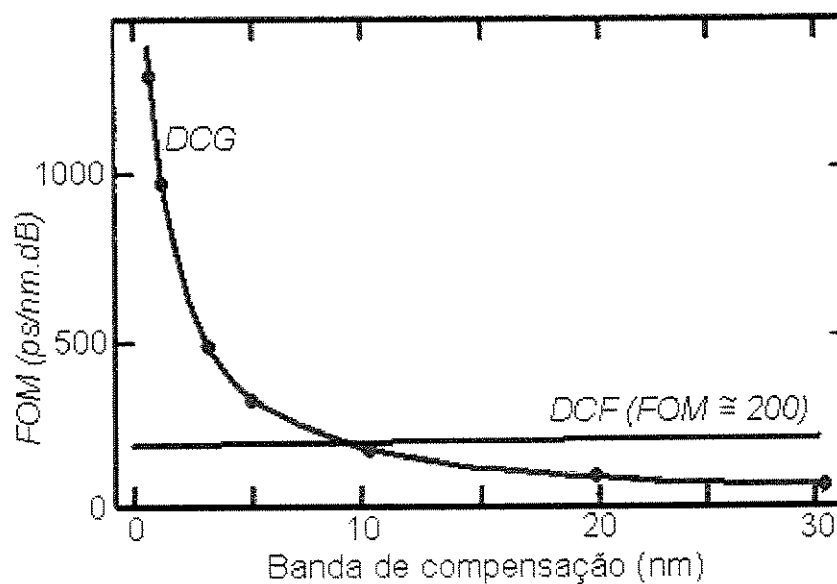


Figura A.6 – Figura de mérito de DCGs e DCFs, em função da banda a ser compensada.

A.2. TÉCNICAS ATIVAS

Algumas técnicas que utilizam circuitos ópticos e eletro-ópticos, para equalização do atraso de grupo em fibras padrão, são apresentadas nesta seção.

A.2.1. PRÉ-CHIRP

O *prechirp*, definido como um sinal modulado em intensidade que possui uma modulação de fase na sua portadora, baseia-se numa técnica de pré-distorção e pode ser explicada com o auxílio da Figura A.7. Um sinal modulado externamente por um modulador de intensidade ideal, antes e depois de sua transmissão por uma fibra dispersiva (no exemplo, operando em regime anômalo), é visto nas Figuras A.7 (a) e (b), respectivamente, onde, após a transmissão, a largura da envoltória torna-se maior e os componentes de mais alta frequência vão para a dianteira da envoltória. Resulta deste efeito dispersivo uma interferência intersimbólica que, por sua vez, causa uma penalidade de potência.

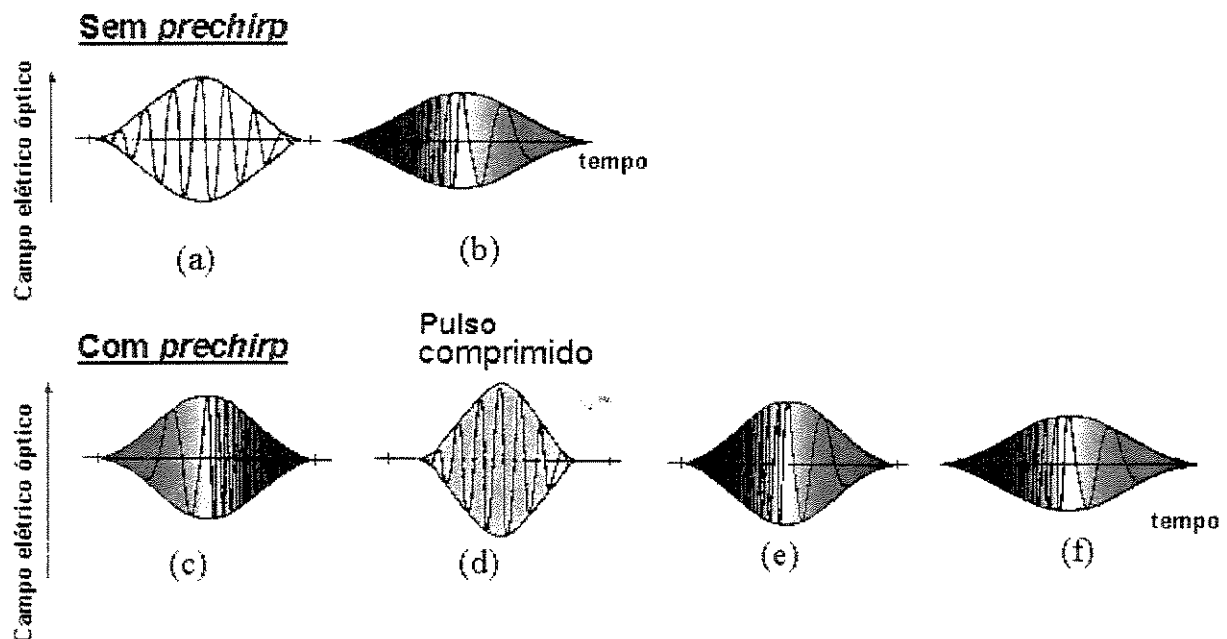


Figura A.7 – Princípio do *prechirp*: (a) sinal modulado em intensidade, sem *prechirp*, a ser transmitido; (b) sinal sem *prechirp* recebido; (c) sinal com *prechirp*; (d) e (e) sinais transmitidos intermediários; (f) sinal com *prechirp* recebido.

Alternativamente, o sinal visto na Figura A.7 (c) possui um *prechirp*, exibindo os componentes de baixa frequência na dianteira da envoltória e os componentes de alta frequência na parte traseira. (Notar que se o sinal visto em (a) fosse transmitido em regime de dispersão normal, sua forma na recepção seria idêntica à vista em (c)). Ao se transmitir o sinal com *prechirp*, numa fibra com dispersão anômala, após a primeira metade do comprimento de propagação, ele torna-se distorcido como ilustrado na Figura A.7 (d) e, subsequentemente, torna-se alargado, como visto na Figura A.7 (e). Se a transmissão continuar, aparecerá o efeito da interferência intersimbólica, com a penalidade de potência associada, Figura A.7 (f). Conclui-se, portanto, que

a transmissão de um sinal com *prechirp*, será possível por uma distância maior do que a transmissão sem *prechirp*.

Para a implementação do *prechirp*, um deslocamento de frequência e um atraso são calculados conforme os parâmetros práticos do sistema. Em geral, a corrente de polarização do laser transmissor, usualmente um laser semiconductor *DFB*, tem seu valor fixado acima do limiar de *lasing*, de maneira que o deslocamento de frequência e o atraso sejam fixados à capacidade de máxima distância para compensação da dispersão, e só então o sinal óptico é externamente modulado [20].

A técnica conhecida como '*prechirp* modificado' corresponde à multiplexação óptica temporal de sinais *RZ* (*return-to-zero*) independentemente *prechirped*, resultando num sinal com formato *NRZ* (*non-return-to-zero*). A taxa de bit do sinal *NRZ* é o dobro da dos sinais *RZ* originais, sendo o sinal transmitido diretamente detectado por um receptor convencional. Estimativas para a capacidade de compensação da dispersão, obtidas para as técnicas do *prechirp* e do *prechirp* modificado mostraram que é possível a transmissão de um sinal com *prechirp* e formato *NRZ*, a 10 Gb/s, por 80 km de fibra padrão operando em regime de dispersão normal, e de um sinal com *prechirp* modificado *NRZ* por 120 km de fibra [20].

A.2.2. INVERSÃO ESPECTRAL

Uma abordagem diferente para a compensação da dispersão, bastante estudada recentemente, baseia-se na técnica ativa da conjugação de fase óptica, por meio da qual o espectro do sinal é invertido na metade da linha de transmissão (*mid-span spectral inversion, MSSI*). Este efeito pode ser obtido através de uma mistura não-linear entre um bombeio, bastante forte, e o sinal óptico em propagação, tanto por uma fibra com dispersão deslocada, *DS*, quanto por um amplificador óptico semiconductor (*semiconductor optical amplifier, SOA*) [21].

O processo de conjugação de fase é definido como aquele no qual a fase da onda de saída é o complexo conjugado da fase da onda de entrada. Para que esta técnica possa ser utilizada na compensação da dispersão, é necessário que todo o aparato responsável pela inversão de fase esteja localizado na metade da distância total de propagação. Além disso, é necessário que se utilize um filtro óptico com largura de banda estreita no final do enlace, para a seleção do comprimento de onda de interesse [22 - 24]. A Figura A.8 ilustra um sistema com *MSSI* onde, após a propagação por $L/2$ da primeira metade do enlace, devido à dispersão, o pulso de comprimento de onda λ_s , apresenta uma varredura de frequência espectral. Após ser amplificado, este pulso é lançado numa fibra com dispersão deslocada, *DS*, simultaneamente com a saída amplificada de um laser de bombeio *c.w.*, emitindo no comprimento de onda λ_s' . Na fibra *DS* (~ 20 km), ocorre a mistura paramétrica dos sinais, resultando no sinal complexo conjugado λ_s'' , que apresenta uma varredura de frequência com sinal oposto à do pulso original ($\lambda = \lambda_s$). Após outra amplificação, o sinal resultante é lançado na outra metade do enlace, com comprimento $L/2$, que irá introduzir uma dispersão de mesma amplitude e de sinal oposto à do pulso com λ_s'' .

Desta forma, ao final da segunda metade do enlace, o pulso óptico terá sofrido uma dispersão líquida nula.

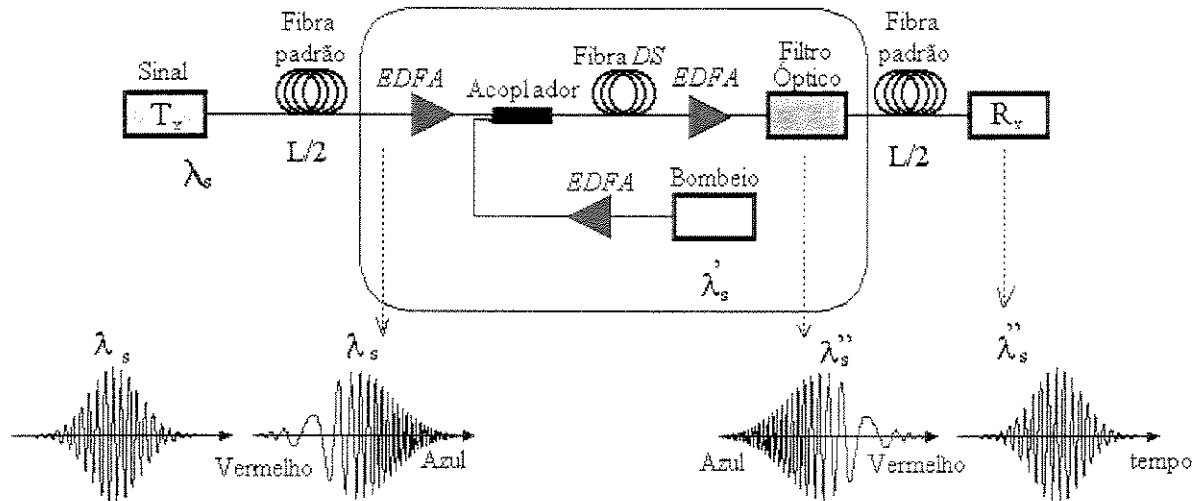


Figura A.8 – Compensação de dispersão em sistemas com fibras padrão através da conjugação de fase óptica não-linear (cortesia do Dr. Sérgio Tsuda)..

O uso de amplificadores ópticos a semicondutores como meio não-linear, ao invés de amplificadores a fibra, introduz algumas vantagens práticas a esta técnica, como a operação de conversão ultra-rápida (devido à dinâmica de portadores responsável pela mistura de quatro ondas), o comprimento de interação bastante curto (~ 2 mm), a possibilidade de conversão em uma ampla região espectral e a possibilidade de acoplamento entre a entrada e a saída óptica do SOA, o que facilitaria o encapsulamento do esquema compensador, reduzindo seu custo [21]. Outra vantagem desta técnica é que a compensação independe do comprimento do sistema, desde que o dispositivo responsável pela inversão espectral esteja posicionado na metade do caminho. Por outro lado, existem algumas desvantagens, dentre elas destaca-se a degradação da relação sinal-ruído, devido à baixa eficiência de conversão, no processo *FWM*.

O esquema da conversão espectral, apesar de promissor, ainda é complexo, dependente da polarização e bastante ruidoso [22]. Além disso, por requerer que o elemento compensador se situe na metade da distância de transmissão, fica restrita aos casos onde esta condição possa ser satisfeita. Contudo, suas grandes potencialidades justificam o interesse em sua investigação, tanto teórica quanto experimental.

A.2.3. DISPERSÃO SUPORTADA

Neste esquema de transmissão, o gerador óptico gera uma sinal óptico modulado em frequência e um enlace de fibra dispersiva é usado para converter a modulação de frequência em modulação de amplitude que é, então, detectada no receptor óptico. O princípio de operação é explicado na Figura A.9: as formas do pulso de corrente I , do pulso da frequência óptica ν , e da potência

óptica, P_{opt} do transmissor são ilustradas na Figura A.9 (a), onde se considera que o sinal do transmissor não é modulado em amplitude, ou seja, $P_{opt} = \text{constante}$. A frequência óptica ν é chaveada pelo dado binário NRZ entre dois valores de frequência, com variação $\Delta\nu$, correspondendo ao deslocamento de comprimento de onda $\Delta\lambda = -\Delta\nu\lambda^2/c$. Devido à dispersão da fibra, os componentes do sinal, após transmissão por uma fibra de comprimento L , chegarão no receptor em tempos diferentes, Figura A.9 (b). A diferença de tempo, $\Delta\tau$, é dada por $\Delta\tau = \Delta\lambda D L$, onde D é a dispersão da fibra. A modulação de amplitude, resultante do sinal óptico P_{opt} , ilustrada na Figura A.9 (b), não é mais constante. Na região onde os dois componentes do sinal com diferentes frequências ópticas se sobrepõem, efeitos de interferência devem ser observados. Se a interferência for construtiva, um pico positivo de $P_{opt}(t)$ ocorrerá e, na região onde nenhum componente do sinal estiver presente, $P_{opt}(t)$ terá um pico negativo. Se o transmissor for modulado a uma taxa B e $\Delta\tau$ for ajustado para ($|\Delta\tau| = 1/B$), o sinal P_{opt} de três níveis, como visto na Figura A.9 (b), deverá ser detectado na recepção. Após uma detecção direta, por exemplo, um sinal NRZ pode ser obtido a partir do sinal recebido no receptor, usando-se um integrador elétrico em conjunto com um circuito de decisão. A Figura A.9 (b) mostra o sinal, V_{int} , correspondente à saída do integrador e a voltagem de saída, V_{dec} , após o circuito de decisão.

Esta técnica de compensação da dispersão é capaz de prover a compensação para sinais modulados a 10 Gb/s e transmitidos por distâncias de 253 km de fibra padrão [25].

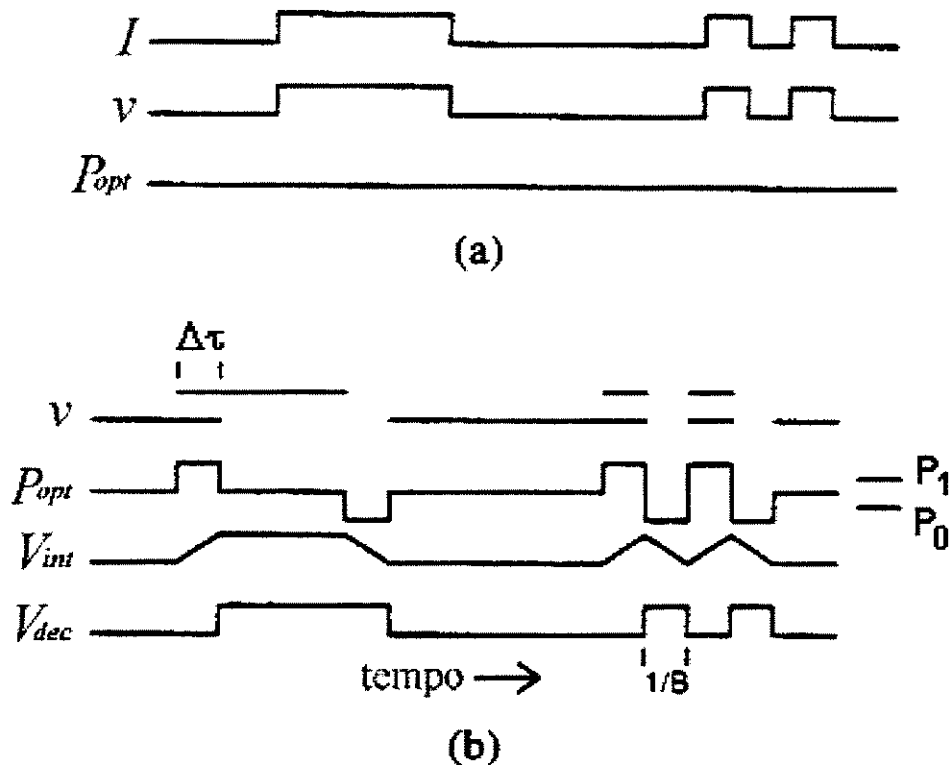


Figura A.9 – Princípio da transmissão com dispersão suportada: (a) transmissão puramente FSK; (b) sinais recebidos após transmissão por uma fibra dispersiva de comprimento L .

A.3. SÓLITONS COM GERENCIAMENTO DA DISPERSÃO

Os sólitons sempre apareceram como a maneira natural de se enviar um sinal digital em altas taxas de modulação e por longas distâncias em sistemas de comunicações. Contudo, eles continuam confinados aos laboratórios, sem que nenhum sistema comercial que utilize esta tecnologia esteja instalado, ou em vias de ser instalado. Uma das razões é que os sólitons sofrem o problema do *jitter*, que é dependente da dispersão. A redução da dispersão pode reduzir o *jitter*, mas o custo para tanto é a potência do sinal. Novas propostas têm sido apontadas como soluções para libertar os sistemas solitônicos deste e de outros dilemas [26 - 28], e esta seção apresenta uma breve visão do assunto.

A.3.1. JITTER TEMPORAL, INDUZIDO POR COLISÃO

A localização temporal de um dado sóliton depende tanto dos deslocamentos de frequência que este experimentar, que por sua vez dependem das fases de suas colisões em relação ao ciclo periódico ganho/perda, quanto do padrão de dados específico do canal com o qual ele colidir. O *jitter* temporal resultante é dado por [29]:

$$\langle \Delta t^2 \rangle = \frac{T_b}{\Delta \lambda^2} \frac{m^3}{6} \left(\frac{\lambda^2}{c} \right)^2 \langle \Delta f^2 \rangle, \quad (A.2)$$

onde T_b é o período do bit, m é o número máximo de colisões entre canais, e $\langle \Delta f^2 \rangle$ é a variância da frequência do *jitter*. A eficiência do sistema gerenciador da dispersão, na redução do *jitter* induzido por colisões deve-se a uma dispersão média baixa, que reduz o número máximo de colisões lentas entre canais, e à dinâmica das colisões modificadas, onde cada colisão lenta compreende um número de colisões rápidas, o que reduz a amplitude do deslocamento de frequência residual, $\langle \Delta f^2 \rangle$. Desta maneira, o gerenciamento da dispersão pode ser efetivo na redução do deslocamento de frequência, induzido por colisões, em sistemas solitônicos WDM. O grau de supressão do *jitter* de frequência é diretamente aumentado com o aumento do gerenciamento, o que é atribuído a colisões 'zig-zag' modificadas entre sólitons de diferentes canais de um sistema WDM.

A.3.2. DISPERSÃO ALOCADA

Os sólitons com dispersão gerenciada, ou alocada (*dispersion-managed or dispersion-allocated solitons, DM or DA solitons*) [30 - 37] ocorrem em sistemas onde a dispersão varia espacialmente (normalmente, de maneira periódica). Com isso, consegue-se um aumento de potência de modo que a potência necessária para manter a estabilidade do pulso não é reduzida ao se reduzir a dispersão líquida, mas pode ser aumentada através do aumento da profundidade (amplitude) das variações da dispersão.

A configuração mais simples de sólitons com dispersão alocada corresponde a um mapa de dois-estágios com seções alternadas de dispersão com sinais opostos, que podem ser duas fibras ou uma fibra e um compensador de dispersão. A dispersão total (líquida) deve ser mantida baixa, o

que elimina o *jitter* temporal de longa distância, embora a dispersão local (de cada sinal) possa ser relativamente alta. Simulações numéricas e experimentos sistêmicos indicam que estes sólitons *DM* são bastante estáveis, e as interações sóliton-sóliton, e principalmente as interações entre comprimentos de onda diferentes (*WDM*) são significativamente reduzidas com o gerenciamento da dispersão. Se o mapa da dispersão for adequadamente escolhido, os deslocamentos de frequência induzidos pelas colisões (que produzem o *jitter*) podem ser minimizados e, virtualmente, eliminados. As propriedades *WDM* dos sólitons com dispersão alocada e a redução do *jitter* de Gordon-Haus implicam que é possível implementar-se múltiplos canais de 10 Gb/s, para distâncias transoceânicas, sem a necessidade de um controle elaborado dos sólitons.

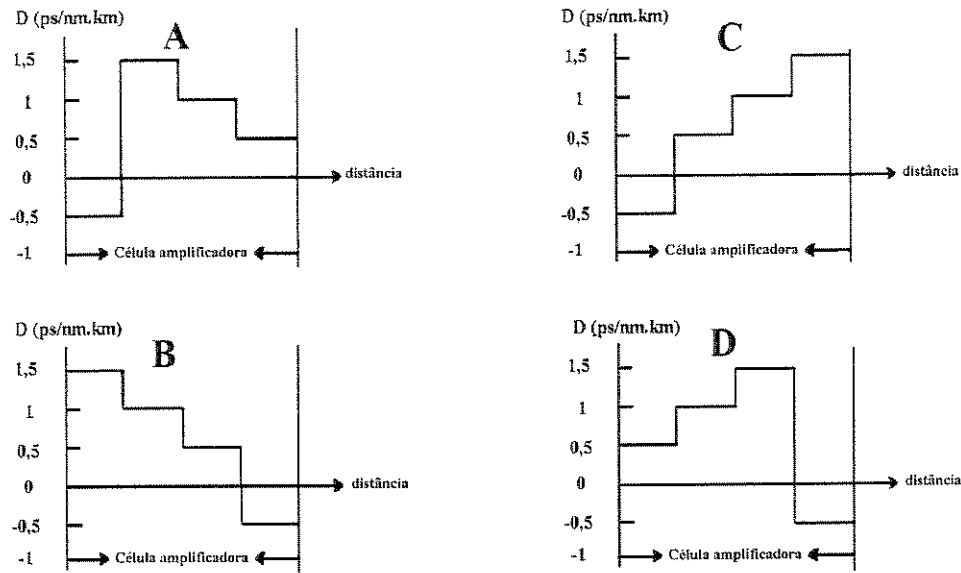


Figura A.10 – Quatro configurações (mapas de dispersão) típicas de alocação da dispersão.

Uma vantagem decorrente da técnica de transmissão de sólitons com dispersão alocada é que não é necessário que todos os segmentos de fibra possuam dispersão anômala. Desde que se garanta que a dispersão média seja anômala ou nula, um sóliton pode se propagar em fibras com dispersão normal. Contudo, um fator limitante é a distância entre amplificadores. J. Yu *et al.*, estudando teoricamente as configurações ilustradas na Figura A.10, demonstraram que, a partir de um espaçamento entre amplificadores de linha da ordem de 60 km, a perda da fibra é um fator crítico e o sóliton se mantém apenas nas configurações B e C, da Figura A.10, e para uma distância de 80 km, apenas a configuração B é capaz de manter o sóliton [38]. Em um estudo similar, porém experimental, J.P. Hamaide *et al.* [39] demonstraram a transmissão de sólitons com espaçamento entre amplificadores de 60 km, usando uma alocação de dispersão decrescente em 4-passos. A implementação em passos discretos é uma aproximação da predição de que o decréscimo exponencial de uma *DCF* permite a remoção dos efeitos induzidos pela variação da potência: colisões assimétricas, mistura de quatro-ondas e geração de *continuum*.

A.4. MODERNIZAÇÃO DE SISTEMAS

A dispersão é um obstáculo à modernização dos sistemas ópticos, no que diz respeito tanto ao aumento da taxa de bits - pois o alargamento temporal de um bit óptico pode resultar numa invasão de um bit adjacente - quanto ao aumento da distância de transmissão, pois o efeito dispersivo é agravado progressivamente, à medida em o sinal óptico se propaga pela fibra. A abordagem deste problema varia em função da meta a ser atingida, em geral: (1) expansão e modernização de uma rede ou enlace óptico já instalado; (2) projeto e implantação de uma nova rede ou enlace óptico de alta capacidade.

A situação mais comum corresponde aos sistemas que já existem, utilizam fibra monomodo convencional e operam em taxas de transmissão de 622 Mb/s ou 2,5 Gb/s. Devido à crescente demanda por mais largura de banda, a tendência é o aumento destas taxas para 2,5 Gb/s e 10 Gb/s, com ou sem adição de novos canais (tecnologia *WDM*). Na prática, um sistema com modulação direta do laser, sem um amplificador de potência (*booster*) e operando sem compensação da dispersão, pode chegar a taxas de 2,5 Gb/s com uma distância, estimada para a regeneração do sinal, de cerca de 70 a 90 km. Com modulação externa do laser transmissor e com amplificador de potência, esta distância pode chegar a 140 km. Caso haja demanda por maiores taxas, uma solução é o uso de multiplexação de comprimentos de onda e o uso de amplificação de potência e de linha. Neste caso, se pode aumentar a distância de regeneração para ~900 km a uma taxa de 2,5 Gb/s por canal [40].

Caso a fibra do enlace a ser modernizado seja do tipo dispersão deslocada (*DS*), a distância média, necessária para que o sinal seja regenerado, é de 140 km, a uma taxa de 2,5 Gb/s, e sem controle de dispersão. Contudo, neste caso o uso da tecnologia de *WDM* é dificultado pela presença do efeito não-linear da mistura de quatro ondas (*FWM*).

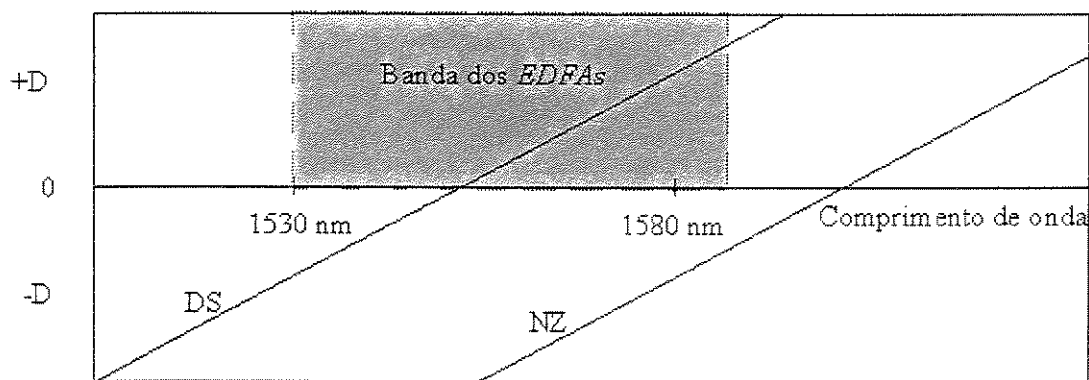


Figura A.11– Esquemático dos perfis de dispersão das fibras DS e NZ.. Notar que esta é uma representação qualitativa das fibras e valores de dispersão nula variam, dependendo do fabricante das fibras.

Para a taxa de 10 Gb/s, a modulação externa deve ser sempre a escolhida e o uso de amplificadores ópticos é indicado. Neste caso, um sistema monocanal, operando com fibra padrão, modulação externa, amplificador de potência e sem compensação da dispersão, tem o espaçamento entre regeneradores estimado em 50 a 70 km. Com compensação da dispersão esta distância sobe para cerca de 120 a 140 km. Notar que a compensação da dispersão eleva este sistema ao mesmo nível de um sistema que utiliza tanto uma fibra *DS* quanto uma fibra com dispersão não-nula (na verdade, esta fibra, *NZ*: *nonzero-dispersion-shifted-fibre*, tem seu zero de dispersão deslocado para fora da banda dos amplificadores). Em outras palavras, as três configurações se equivalem em termos de dispersão e são limitadas por potência, i.e. a partir daquele ponto as penalidades de potência são tais que o receptor não tem mais sensibilidade para detectar o sinal corretamente [40].

No caso de transmissão *WDM* com $B = 10$ Gb/s por canal, com amplificador de potência e de linha, e fibra: (i) padrão, com módulo de compensação da dispersão; ou (ii) *DS*; ou (iii) *NZ*, a distância é limitada, em cerca de 300 km, pelo ruído dos amplificadores, pela equalização do ganho destes e por efeitos não-lineares [40].

A escolha das características de um sistema de alta capacidade é crítica e depende de fatores que possuem a relação custo/benefício variável. Mesmo para novos sistemas, existem situações onde a demanda pode ser satisfatoriamente atendida por fibras padrão, cujo custo de instalação é menor se comparado ao de fibras *DS* ou *NZ*. Dependendo do comprimento do enlace, porém, esta relação pode não se manter, pois a fibra padrão requer um controle da dispersão mais rigoroso. A Figura A.11 ilustra, esquematicamente, os perfis de dispersão das fibras *DS* e *NZ*, cujas características principais são resumidas na Tabela A.2, juntamente com as da fibra padrão [40].

Tabela A.2– Parâmetros dos três tipos de fibra (*SMF STD*, *DS* e *NZ*) de um determinado fabricante. P_{NL} é a potência característica a partir da qual os efeitos não-lineares tornam-se importantes [41].

PARÂMETROS	PADRÃO (STD)	DS	NZ
λ_D [nm]	1312	1550	1565
S_D [ps/nm ² .km]	0,09	0,075	0,09
D @ 1550 nm [ps/nm.km]	17	0	-1,4
S @ 1550 nm [ps/nm ² .km]	0,06	0,075	0,09
A_{eff} [μm ²]	88	52	56
α @ 1550 nm [dB/km]	0,2	0,21	0,2
P_{NL} @ 1550 nm [mW]	93	54	57

Recentemente, variações das características das fibras com dispersão deslocada têm sido propostas por vários fabricantes de fibras. Uma delas refere-se ao aumento da área efetiva do núcleo, com vários perfis de índice, em relação às fibras *DS* convencionais, o que reduz as não-linearidades da fibra, permitindo uma elevação do nível de potência transmitida e, por consequência, um aumento do espaçamento entre repetidores [42].

Outra variação proposta para fibras com dispersão não-nula inclui, além do aumento da área efetiva (*large-effective-core-area non-zero-dispersion-shifted fibre, LEA-NZ-DSF*) a planicidade da dispersão [43]. O projeto de tais fibras é viabilizado por otimizações do perfil do índice de refração, alguns dos quais podem ser vistos na Figura A.12 [45].

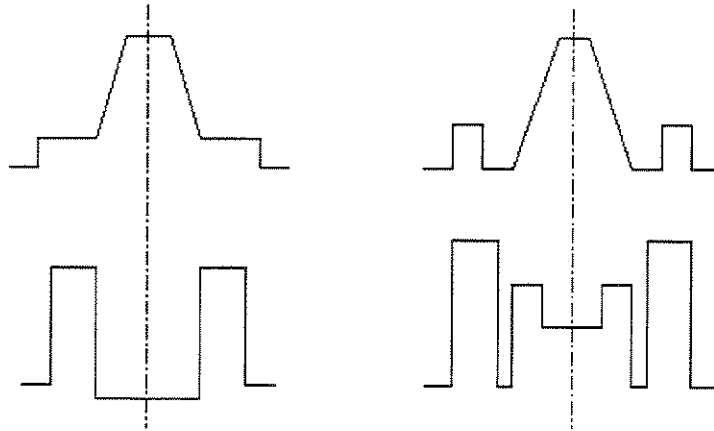


Figura A.12 – Diagramas esquemáticos de perfis de índice para fibras com dispersão não nula com a área aumentada: pedestal, trapezoidal + anel, coaxial, coaxial + anel.

Para a modernização dos sistemas que operam com fibras *DS*, a opção *DWDM* com *EDFAs* igualmente espaçados sofre severamente com o efeito *FWM* [46]. O impacto das degradações induzidas pela mistura de quatro ondas depende tanto da distribuição média da dispersão quanto de seu valor [47]. Simulações numéricas demonstram que os parâmetros mais importantes à determinação da eficiência do efeito *FWM* dependem, principalmente, do espaçamento entre canais, da inclinação da dispersão, das flutuações *rms* de λ_D e do comprimento da fibra [48]. Uma das tentativas de contornar este problema baseia-se no espaçamento desigual entre canais, embora uma determinação numérica do espaçamento ótimo entre canais torne-se bastante complexa, e demande muito tempo computacional, à medida em que se aumenta o número de canais [49].

Outra opção atraente baseia-se na operação dentro da banda de 1580 nm, que possibilita não apenas o aumento da faixa útil na região de mínimas perdas das fibras, como também permite o uso das fibras *DS* instaladas, para sistemas *DWDM*. Na banda de 1580 nm, as fibras *DS* possuem uma dispersão moderada (0,5 a 4 ps/nm.km), o que suprime efetivamente os efeitos de *FWM*. Contudo, como foi visto, este valor de dispersão induz distorções em altas taxas e limita a distância de transmissão. Uma forma alternativa às já apresentadas neste capítulo, para neutralizar a dispersão faz uso de codificação óptica duobinária, que reduz a banda do sinal e aumenta a resistência da fibra ao efeito dispersivo [50].

A escolha do tipo de fibra a ser usada é, portanto, uma forma de pré-gerenciamento da dispersão, porém não é suficiente para eliminar os problemas que dela decorrem e métodos para compensá-la se fazem necessários.

A.5. CONCLUSÃO

Dentre as técnicas propostas para a compensação e/ou gerenciamento da dispersão, foram descritas as que utilizam os dois compensadores a fibra que mais se destacam no cenário tecnológico atual: a grade compensadora de dispersão (*dispersion compensating grating, DCG*) e a fibra compensadora de dispersão (*dispersion compensating fibre, DCF*). Sobre o posicionamento destes compensadores num sistema, resultados da literatura mostram que este depende de vários fatores porém, em sistemas monocanaís, o uso da pós-compensação provê melhor desempenho sistêmico. Discutiu-se a necessidade de uma figura de mérito para que se possa comparar o desempenho das *DCGs* e *DCFs* e, embora não exista uma concordância universal sobre a validade das figuras de mérito normalmente usadas, pode-se dizer que, para aplicações em bandas inferiores a 10 nm, pelos resultados encontrados na literatura, as *DCGs* apresentam melhor desempenho. Acima de 10 nm, porém, as *DCFs* são a melhor opção. Contudo, ambas as técnicas ainda possuem sérios limitantes e requerem várias melhorias.

Foram descritos alguns circuitos para equalização da dispersão, como as técnicas de *prechirping*, da ‘conjugação de fase’ ou ‘inversão espectral’ (*mid span spectral inversion*), e a transmissão com ‘dispersão suportada’ (*dispersion supported transmission*). Foram também apresentados aspectos relevantes dos sistemas solitônicos que empregam o gerenciamento da dispersão, bem como as tendências evolutivas das fibras de transmissão com dispersão deslocada (*DS*), e alguns métodos para torná-las compatíveis aos sistemas de alta capacidade atuais.

REFERÊNCIAS

- [1] R. Kashyap, "Photosensitive optical fibers: devices and applications", *Optical Fiber Technology*, V. 1, N. 1, pp. 17–34, 1994.
- [2] R. Laming *et al.*, "Fiber gratings for dispersion compensation", *OFC'97 Technical Digest*, pp. 234–235, 1997.
- [3] S.K. Juma, "Chirped Bragg gratings compensate for dispersion", *Laser Focus World*, V.33, N.10, pp. 125-130, 1997.
- [4] A.M. Vengsarkar, "Dispersion compensation techniques", *OFC'98, Tutorial Sessions*, pp. 36–58, 1998.
- [5] M. Onishi, C. Fukuda, H. Kanamori and M. Nishimura, "High NA double-cladding dispersion compensating fibre for WDM systems", *Proceedings ECOC'94*, V.2, pp. 681–684, 1994.
- [6] M. Artiglia *et al.*, "2.5 Gb/s transmission experiment over 1000 km of standard single-mode fibre at 1550 nm with dispersion compensating fibres", *Proceedings ECOC'94*, pp. 689–692, 1994.
- [7] R.J. Nuyts, Y.K. Park and P. Gallion, "Dispersion equalization of a 10 Gb/s repeatered transmission system using dispersion compensating fibers", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 1, pp. 31–42, 1997.
- [8] L.D. Garret *et al.*, "Dispersion management in optical networks", *Proceedings ECOC'97*, pp. 73–76, 1997.
- [9] E. Brandon *et al.*, "Error-free unrepeatered WDM 8 x 2.5 Gb/s transmission over 461 km with launch signal power in excess of 1 watt", *Proceedings ECOC'97*, pp. 13–16, 1997.
- [10] A. Ehrhardt *et al.*, "Field transmission experiment of chirped 4 x 2.5 Gb/s WDM signals over 135 and 4000 km single channel transmission over dispersion compensated standard single-mode fibre trunks", *Proceedings ECOC'97*, pp. 251–254, 1997.
- [11] Y. Akasaka *et al.*, *OFC'95 Technical Digest*, ThH3, 1995.
- [12] Y. Akasaka *et al.*, *ECOC'96 Proceedings*, ThP01, 1996.
- [13] L. Mukasa *et al.*, "Novel network fiber to manage dispersion at 1,55 μm with combination of 1.3 μm zero dispersion single mode fiber", *Proceedings ECOC'97*, pp. 127–130, 1997.
- [14] M. Schiess, "Chirp and Dispersion Compensation in Nonlinear Fibers for High Bit-Rate IM/DD Systems", *Proceedings ECOC'95*, pp. 481–484, 1995.
- [15] A. Naka and S. Saito, "Transmission distance of In-Line Amplifier Systems with Group-Velocity Dispersion Compensation", *Journal of Lightwave Technology*, V. 13, N. 5, pp. 862–867, 1995.
- [16] M.I.Hayee and A.E. Willner, "Pre- and post-compensation of dispersion and nonlinearities in 10 Gb/s WDM systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 9, N. 9, pp. 1271–1273, 1997.
- [17] C.D. Poole, "Dispersion Compensation in Lightwave Systems", *OFC'94 Technical Digest*, Tutorial Session, pp. 124–144, 1994.

- [18] J. Arkwright *et al.*, "Fibre gratings for dispersion compensation", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, 1997
- [19] F. Forghieri, R.W. Tkach and A.R. Chraplyvy, "Dispersion compensating fiber: is there merit in the figure of merit?", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 9, N. 7, pp. 920 – 922, 1997.
- [20] N. Henmi, T. Saito and T. Ishida, "Prechirp technique as a linear dispersion compensation for ultrahigh-speed long-span intensity modulation directed detection optical communication systems", *Journal of Lightwave Technology*, V. 12, N. 10, pp. 1706 – 1719, 1994.
- [21] D.D. Marcenac *et al.*, "40 Gb/s transmission over 406 km of NDSF using mid-span spectral inversion by four-wave mixing in a 2 mm long semiconductor optical amplifier", *Electronics Letters*, V. 33, N. , pp. 148 - , 1997.
- [22] K. Inoue and H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing", *IEEE Photonics Technology Letters*, V.4, N. , pp. 69 - , 1992.
- [23] N. Shibata, R.P. Braun and R.G. Waarts, "Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 23, N. , pp. 1205 - , 1987.
- [24] S. Watanabe, T. Naito and T. Chikama, "Compensation of chromatic dispersion in a single-mode fiber by optical phase conjugation", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 5, N. , pp. 92 - , 1993.
- [25] B. Wedding, B. Franz and B. Junginger, "10-Gb/s optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission", *Journal of Lightwave Technology*, V. 12, N. 10, pp. 1720 – 1727, 1994.
- [26] T. Matsuda, A. Naka and S. Saito, "4 x 10 Gb/s RZ-signal transmission over 5040 km in anomalous regime with optimally dispersion-compensated WDM channels", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, pp. 5 – 8, 1997.
- [27] J.M. Jacob *et al.*, "Long-haul, 10 Gb/s error-free transmission of NRZ data and dispersion-managed solitons using the same transmission system", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, paper 102, 1997.
- [28] D.L. Guen *et al.*, "320 Gb/s soliton WDM transmission over 1100 km with 100 km dispersion-compensated spans of standard fibre", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, pp. 25 – 28, 1997.
- [29] J.F.L. Devaney, W. Forysiak and N.J. Doranm, "Soliton collisions in dispersion-managed WDM systems", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, paper 156, 1997.
- [30] N.J. Doran, "Dispersion-managed solitons: a new paradigm for high bit data rate", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 265, 1998.
- [31] J. Yu, Y. Bojun and K. Guan, "Dispersion-allocated soliton technology with Long Amplifier Spacing and Long Distance", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 9, N. 7, pp. 952 – 954, 1997.
- [32] A. Sahara, H. Kubota and M. Nakazawa, "Optimum fiber dispersion for two-step dispersion allocated optical soliton, RZ at zero GVD and NRZ systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 7, N. 8, pp. 1179 – 1181, 1997.

- [33] O. Leclerc and E. Desurvire, "Performance limits in 80 – 160 Gb/s ($N \times 20$ Gb/s) regenerated WDM solitons transmission", *Proceedings ECOC'97*, pp. 103 - 106, 1997.
- [34] J.M. Jacob and G.M. Carter, "Analysis of bit-error-rate performance and pulse dynamics studies on error-free transmission of dispersion-managed solitons at 10 Gb/s over 24500 km", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 265 – 266, 1998.
- [35] V.S. Grigoryan *et al.*, "Timing jitter in dispersion-managed soliton communications", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 266 – 268, 1998.
- [36] H.H.B. Bijhof *et al.*, "Energy enhancement of dispersion-managed solitons for strong dispersion maps", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 268, 1998.
- [37] R.M. Mu *et al.*, "Optimizing the arrangement of optical amplifiers in a dispersion-managed soliton system", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 268 – 269, 1998.
- [38] J. Yu *et al.*, "Dispersion-allocated soliton technology with long amplifier spacing and long distance", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 9, N. 7, pp. 952 – 954, 1997.
- [39] J.P. Hamaide *et al.*, "Experimental investigation of $N \times 10$ Gb/s WDM soliton transmission with large 60 km amplifier spacing and 4-step dispersion-decreasing management", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, pp. 107 – 110, 1997.
- [40] A. F. Elrefaie, R.E. Wagner, D.A. Atlas, D.G. Daut, "Chromatic Dispersion Limitation in Coherent Lightwave Systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, pp.704-709, 1988.
- [41] G. F. Wildeman and C. Weinstein, "Dispersion-shifted optical fibers adapt to network capacity and data rate changes", *Lightwave*, pp. 40 – 43, November 1995.
- [42] M. Kato, K. Kurokawa and Y. Miyajima, "A new design for dispersion-shifted fiber with an effective core area larger than $100 \mu\text{m}^2$ and good bending characteristics", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 301 – 302, 1998.
- [43] H. Hatayama *et al.*, "Dispersion flattened fiber with large-effective-core area more than $50 \mu\text{m}^2$ ", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 304 – 305, 1998.
- [44] Y. Akasaka and Y. Suzuki, "Enlargement of effective core area on dispersion flattened fibre and its low nonlinearity", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 302 – 303, 1998.
- [45] P. Nouchi, "Maximum effective area for non-zero dispersion-shifted fiber", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 303 – 304, 1998.
- [46] K.H. Kim *et al.*, "Calculation of dispersion and nonlinear effect limited maximum TDM and FDM bit rates of transform-limited pulses in single-mode fibers", *Journal of Lightwave Technology*, V. 13, N. 8, pp. 1597 – 1605, 1995.
- [47] M. Fukui *et al.*, "Influence of dispersion fluctuation of installed dispersion-shifted fiber on four-wave mixing induced degradation in WDM transmission systems", *ECOC'97, Conference Publication N. 448*, paper 219, 1997
- [48] D.R. Hjelm *et al.*, "Four-wave mixing efficiency in installed dispersion-shifted fibers: effects of zero-dispersion wavelength variations", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 209 – 210, 1998.

- [49] J-S. Lee *et al.*, "Periodic allocation of a set of unequally spaced channels for upgradable dense-WDM applications using dispersion-shifted fibers", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 393 – 394, 1998.
- [50] S. Aisawa *et al.*, "Equally-spaced 8 x 10 Gb/s optical duobinary WDM transmission in 1580 nm band over 800 km of dispersion-shifted fiber without dispersion compensation", *OFC'98 Technical Digest*, pp. 411 – 412, 1998

Apêndice B

ANÁLISE DE GRADES DE BRAGG EM FIBRA

B.1. FORMALISMO DA MATRIZ DE ESPALHAMENTO

Existe um grande número de formalismos e técnicas numéricas que podem ser empregados na descrição de guias ópticos contendo grades de difração [1], e o método da matriz de transferência, ou de espalhamento, é um dos mais efetivos. Neste caso, a grade é dividida em seções, onde o comprimento de cada seção é maior do que o maior período da corrugação e a variação do índice de refração dentro de cada seção é tal que esta possa ser considerada uma grade uniforme. Cada seção é descrita, portanto, por uma função de transferência correspondente à grade uniforme, e a estrutura geral é caracterizada por uma matriz global, obtida através do produto das matrizes individuais.

Uma das abordagens mais empregadas para implementação desta técnica recursiva é o método de Rouard [2], cujo fundamento consiste em se substituir uma seção, caracterizada por uma refletividade efetiva complexa, por uma única interface que possua as mesmas propriedades. A implementação da abordagem matricial baseia-se na seguinte equação genérica, onde a matriz $[S]$ descreve a relação entre os parâmetros ópticos de entrada e de saída:

$$[\text{Ondas que saem}] = [S] \cdot [\text{Ondas que entram}]$$

$$[S] = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \quad (B.1)$$

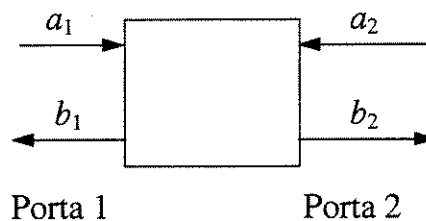


Figura B.1 – Quadripolo básico para o formalismo da matriz de espalhamento.

Essencialmente, os parâmetros da matriz [S] são um meio para a caracterização de uma rede de n -portas, por exemplo como a ilustrada na Figura B.1, relacionando as amplitudes de ondas refletidas pela rede (b_1 e b_2 , para a representação matricial de um quadripolo) às ondas nela incidentes (a_1 e a_2 , idem) [3], e representada matricialmente por:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (B.2)$$

A principal vantagem deste abordagem é que ela leva a uma interpretação simples dos elementos da matriz [S], i.e. s_{ij} representa uma fração complexa da onda incidente na i -ésima porta, que é espalhada para fora da j -ésima porta. Um exame da Equação (B.1), para as duas condições $a_1 = 0$ e $a_2 = 0$, separadamente, mostra que s_{11} é o coeficiente de reflexão na porta 1, s_{22} o coeficiente de reflexão na porta 2, e s_{12} , s_{21} são os coeficientes de transmissão da porta 2 para a porta 1 e vice-versa, respectivamente.

Algumas restrições genéricas são impostas pelo princípio da conservação de energia. Se:

$$\begin{aligned} a_2 = 0, \quad a_1 \neq 0, \quad b_2 &= s_{12}.a_1, \\ b_2.b_2^* &= |s_{12}|^2.a_1.a_1^* \quad \text{e} \\ b_1.b_1^* &= |s_{11}|^2.a_1.a_1^*, \end{aligned} \quad (B.3)$$

então:

$$|b_1|^2 + |b_2|^2 \leq |a_1|^2 \quad \text{ou} \quad |s_{11}|^2 + |s_{12}|^2 \leq 1. \quad (B.4)$$

Além disso, se o elemento for excitado por ambos os lados, a potência emergente será:

$$\begin{aligned} |b_1|^2 + |b_2|^2 &= \left[(|s_{11}|^2 + |s_{12}|^2) |a_1|^2 \right] + \left[(|s_{22}|^2 + |s_{21}|^2) |a_2|^2 \right] + \\ &\quad [(s_{11}s_{12}^* + s_{22}^*s_{21})(a_1a_2^*)] + [(s_{11}^*s_{21} + s_{22}s_{21}^*)(a_1^*a_2)] \end{aligned} \quad (B.5)$$

Para tanto, é necessário que:

$$(s_{11}s_{12}^* + s_{22}^*s_{21}) = 0 \quad (B.6)$$

e, pelo princípio da reciprocidade, que:

$$s_{12} = s_{21}. \quad (7)$$

Tradicionalmente, considera-se o coeficiente de reflexão um número real, i.e., ($s_{11} = R_1$) e ($s_{22} = R_2$). Por outro lado, as condições (B.6) e (B.7) requerem que ($s_{12} = \pm j.t$) e, num sistema sem perdas, tem-se que ($s_{11} = s_{22} = R$). Assim, finalmente, a matriz de espalhamento para um espelho ideal, sem perdas, pode ser escrita como:

$$[S] = \begin{bmatrix} R & \gamma_{j,t} \\ \gamma_{j,t} & R \end{bmatrix} \quad (B.8)$$

B.2. ANÁLISE DE GRADES EM FIBRA

B.2.1. INTRODUÇÃO

Tradicionalmente, as grades de Bragg são analisadas via teoria dos modos acoplados, o que leva a dois tipos distintos de informação: a força do acoplamento entre os modos incidente (*a*) e refletido (*b*), descrita pelo coeficiente de acoplamento κ_{ab} , e a refletividade da grade, de comprimento total L , obtida pela resolução de duas equações diferenciais acopladas. Alternativamente, ao invés de resolver um sistema de equações acopladas para a grade inteira, o método de Rouard é uma abordagem que requer que se obtenha a refletividade de cada período da grade, Λ , individualmente, o que simplifica o problema consideravelmente, já que o sistema de equações diferenciais acopladas precisa ser resolvido apenas uma vez, para um único período, como esquematizado na Figura B.2.

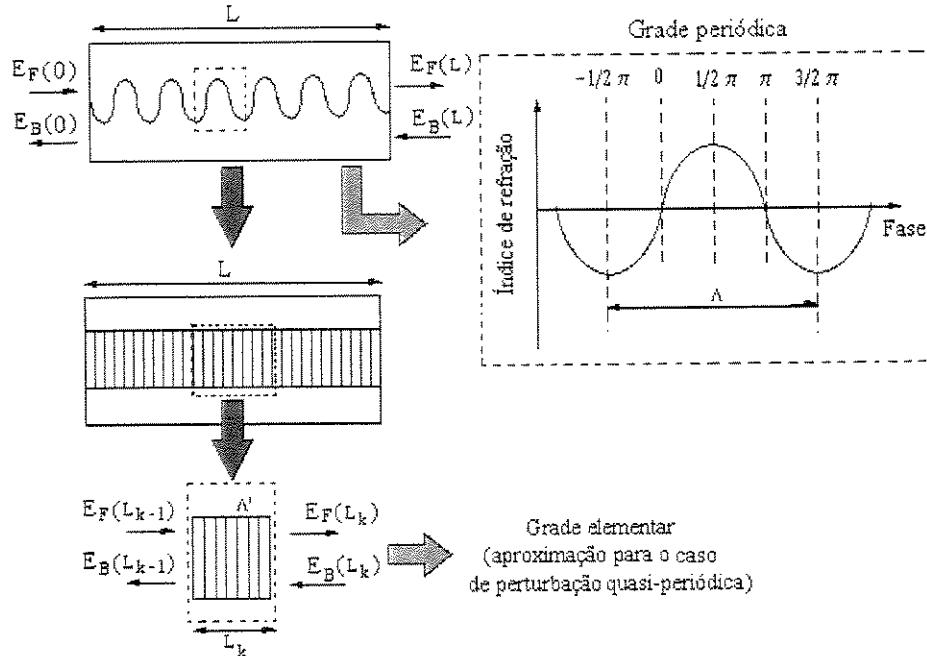


Figura B.2 – Diagrama esquemático para implementação do método de Rouard aplicado a grades de Bragg uniformes periódicas e quasi-periódica (F = forward (propagante) e B = backward (contra-propagante)).

Comparando as duas técnicas, Weller-Brophy e Hall [2] demonstraram que ambas levam, exatamente, à mesma expressão analítica para a refletividade de uma grade de Bragg, na situação de casamento de fase. No caso mais geral, com descasamento de fase, a resposta espectral de uma grade é obtida a partir da expressão geral para o coeficiente de potência refletida, R , derivada das equações de modos acoplados para uma grade uniforme:

$$R = r^2 = \frac{\kappa^2 \cdot \sinh^2(\Omega L)}{\Omega^2 \cosh^2(\Omega L) + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \sinh^2(\Omega L)} \quad (B.9)$$

onde $\Delta\beta$ representa o descasamento de fase, definido como:

$$\Delta\beta = \beta - \beta_B. \quad (B.10)$$

Para o comprimento de onda de Bragg λ_B , são válidas as seguintes relações:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}, & \beta_B &= \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} = \frac{\pi}{\Lambda} \\ \Omega &= \sqrt{4\kappa^2 - (\Delta\beta)^2}, & \kappa &\equiv |\kappa_{ab}| \end{aligned} \quad (B.11)$$

A amplitude do coeficiente de acoplamento é dada por:

$$\kappa = \frac{\pi n_2 \Delta n \eta}{\lambda_B n_{eff}}, \quad (B.12)$$

onde η é integral de sobreposição dos modos propagantes e contra-propagantes ao longo da região de perturbação do índice (comprimento L), n_{eff} é o índice de refração modal (sem modulação), n_2 o índice da casca e Δn é a amplitude da modulação do índice, dada por:

$$\Delta n(z) = \frac{1}{2} \sum_{N=1}^{\infty} A_N \Delta n \exp\left(\frac{-i 2\pi N z}{\Lambda} + \phi\right) + cc, \quad (B.13)$$

ϕ é a fase em $z = 0$, J_0 é a função de Bessel que descreve a distribuição do modo fundamental no núcleo, u , v e w são parâmetros normalizados de guia, definidos no Capítulo 2, e A_N é o coeficiente de Fourier para o índice de refração modulado espacialmente.

B.2.2. GRADE COM CHIRP EM DEGRAU

As simulações de grades com *chirp* em degrau, apodizadas e não-apodizadas, apresentadas na tese, baseiam-se no componente “Bragg”, do *software LightD* [4]. Este componente modela a resposta, no domínio da frequência, de uma grade compensadora de dispersão. A função de

transferência da grade é calculada assumindo-se a seguinte mudança do índice de refração efetivo da fibra, $n(z)$, em função da distância z a partir do centro da grade:

$$n(z) = n_0 \left[1 + 2h_0 A(z) \cos \left(2\pi \frac{z}{\Lambda} (1 + C z) \right) \right] \quad (B.14)$$

onde n_0 é o índice de refração efetivo (1,45, no caso), C é a taxa de *chirp* da grade, Λ é seu período central, h_0 é uma constante que descreve a profundidade de modulação e $A(z)$ descreve o perfil de apodização. A apodização é caracterizada por F , a fração do comprimento da grade que é apodizada. Em particular, usa-se uma função cosseno de tal forma que $A(z)$ seja igual a zero nos extremos da grade e se aproxime de 1 em $[z = \pm(l-F)L/2]$, onde L é o comprimento da grade, como indicado na Figura B.3.

O número de seções N é um parâmetro de simulação e aumentando-se N aumenta-se a precisão do resultado. A Tabela B.1 indica os estados dos parâmetros de entrada para a realização de uma caracterização numérica.

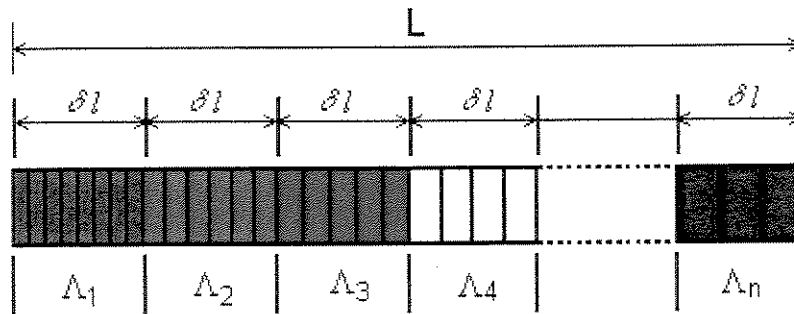


Figura B.3 – Grade com chirp em degrau: N seções com períodos $\Lambda_1, \Lambda_2, \dots, \Lambda_N$.

Tabela B.1– Parâmetros de simulação do componente BRAGG, no software LightD.

Nome	Símbolo	Descrição	Unidade	Valor default	Tipo
Centro	λ_B	Comprimento de onda de Bragg	nm ou GHz	1550	float
Comprimento	L	Comprimento da grade	cm^{-1}	10	float
<i>Kappa</i>	κ	Coefficiente de acoplamento	cm^{-1}	1	float
<i>Chirp</i>	C	<i>Chirp</i>	m^{-1}	0,75e-3	float
Apodização	F	Fator de apodização	-	0,7	float
Seções	N	Número de seções	-	50	int

REFERÊNCIAS

- [1] E. Peral and J. Capmany, "Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguide gratings", *Journal of Lightwave Technology*, V. 15, N. 8, pp. 1295 – 1302, 1997.
- [2] L.A. Weller-Brophy and D.G. Hall, "Analysis of waveguide gratings: application of Rouard's method", *Journal of Optical Society of America*, V. 2, N. 6, pp. 863 – 871, 1985.
- [3] R.E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, IEEE Press, Second Ed., 1990.
- [4] <http://www.cpqd.com.br/lightd/>

Apêndice C

LASER SINTONIZÁVEL *DFB* DE 2-SEÇÕES

Um método de sintonia e controle de um laser semiconductor DFB com dois eletrodos é descrito. Através de varredura por corrente, onde a temperatura é mantida constante, uma sintonia com resolução de 1 pm é obtida, em uma banda de ~ 2 nm. Um conjunto de cinco lasers é usado para obter uma varredura de cerca de 10 nm. De baixo custo e com operação estável em frequência, estes lasers operam como fonte sintonizável, alternativa aos modelos comerciais com cavidade externa e de alta resolução, na caracterização de grades de Bragg em fibra.

C.1. INTRODUÇÃO

Lasers semicondutores sintonizáveis possuem diversas aplicações. Na área de comunicação óptica, foram bastante estudados ao longo da última década, principalmente para aplicações em sistemas de detecção coerente [1], porém recentemente voltaram à cena, desta vez para aplicações em sistemas *WDM* [2] e de chaveamento fotônico [3, 4]. O tipo mais simples de um laser sintonizável faz uso de uma cavidade externa, formada por uma grade colocada a uma certa distância de um laser semiconductor multimodo. Tal estrutura pode ser sintonizada, por uma ampla banda (até ~ 80 nm), através da rotação dessa grade. Entretanto, seu uso em sistemas práticos é limitado pelo alto custo e dificuldades de seu projeto não monolítico. Por essa razão, considerável esforço foi e continua a ser despendido no desenvolvimento de estruturas sintonizáveis alternativas, como os diodos laser com mais de uma seção, ou eletrodo, também conhecidos como lasers *multielectrode distributed feedback (DFB)* [5 - 8] e *multielectrode distributed Bragg (DBR)* [1 - 3, 5]. Tendo em vista a plena utilização das bandas dos amplificadores a fibra em sistemas *WDM*, os lasers *DBRs* despertam grande interesse por oferecerem uma banda de sintonia mais larga, quando comparados aos *DFB* multi-eletrodos [2, 3 e 9]. A literatura já registrou o desenvolvimento de super-*DBRs* operando em faixas de 30 a 60nm [9] ou mesmo de 100 nm [10], enquanto os *DFBs* mantêm uma banda típica em torno de 2 a 3 nm [7, 11], podendo chegar a cerca de 6 - 7 nm através de projetos especiais [12]. Por outro lado, lasers *DBR* são de fabricação relativamente mais difícil e têm a velocidade de sintonia limitada pelo tempo de recombinação de portadores (vários nano-segundos). Uma das vantagens de lasers *DFB* multi-eletrodos são a sua fabricação mais fácil e a alta velocidade de sintonia, uma

vez que os tempos de vida dos portadores são reduzidos pela emissão estimulada e, em princípio, a frequência de modulação FM destes dispositivos pode ser tão alta quanto a frequência de modulação de intensidade em lasers de alta velocidade (dezenas de gigahertz). Apesar dos avanços, ambos os tipos de fontes ainda apresentam problemas de desempenho a serem resolvidos, como o *chirping* de frequência sob modulação direta, e a resposta de frequência e de intensidade não planas, em uma faixa mais ampla (acima de centena de megahertz) [13].

Especificamente, os lasers sintonizáveis *DFB* de duas seções, também conhecidos como *tunable twin-guide* ou *split-contact DFBs*, de que trata este apêndice, foram fabricados no final dos anos 80, no *BT Labs*, visando principalmente aplicações em sistemas coerentes. Porém, apenas recentemente foram encapsulados para uso como fontes sintonizáveis de alta precisão e potência. A primeira aplicação prática que tiveram foi na montagem de caracterização de grades de Bragg em fibra, descrita no Capítulo 4. Originalmente, a montagem utilizava um laser semiconductor comercial com cavidade externa e resolução de 1 pm. Sua substituição pelos *split-contact DFBs* revelou um desempenho destes comparável ao do modelo comercial, em termos de resolução e estabilidade em frequência e melhor, em termos de nível de potência. Este apêndice descreve o princípio de funcionamento destas estruturas, apresenta algumas medidas da faixa de sintonia e potência, em função da corrente aplicada aos eletrodos, com a temperatura constante, e ilustra o desempenho dos lasers na caracterização de algumas grades de Bragg em fibra.

C.2. PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO

Em um laser monomodo convencional, do tipo Fabry-Perot, dois espelhos planos, parcialmente refletivos, são direcionados um em frente ao outro, formando uma cavidade óptica. A função desses espelhos é prover uma forte realimentação na direção longitudinal, constituindo-se assim um oscilador óptico com um mecanismo de ganho capaz de compensar as perdas na cavidade. A única discriminação do modo longitudinal em tais lasers vem do espectro do ganho; porém, como esse espectro é normalmente muito mais largo do que o espaçamento entre os modos longitudinais, sua discriminação é fraca. Uma maneira de se melhorar a seletividade de modos é tornar a realimentação dependente da frequência, de forma que a perda da cavidade seja diferente para diferentes modos longitudinais [14]. Um dos mecanismos mais utilizados a este respeito é conhecido como ‘realimentação distribuída’ (*distributed feedback, DFB*) onde, como o nome indica, a realimentação necessária à ação *lasing* não se localiza nas faces da cavidade, mas é distribuída ao longo desta. Tal efeito é alcançado através de uma grade periódica, gravada quimicamente em uma das camadas do diodo, onde a espessura dessa camada varia periodicamente ao longo da cavidade. A perturbação periódica do índice de refração, resultante, provê a realimentação desejada através do efeito conhecido como ‘espalhamento Bragg contra propagante’, que acopla as ondas propagante e contra-propagante. A seletividade de modo num mecanismo *DFB* resulta da condição de Bragg, segundo a qual um acoplamento coerente só ocorre para comprimentos de onda que obedeçam à relação $\Lambda = m\lambda_B/2 n_{eff}$, onde Λ é o período da grade, λ_B é o comprimento de onda correspondente, m é a ordem da difração, induzida pela grade,

e n_{eff} é o índice de refração efetivo do modo guiado. Escolhendo-se apropriadamente o período Λ , tal dispositivo provê realimentação distribuída apenas em comprimentos de onda selecionados.

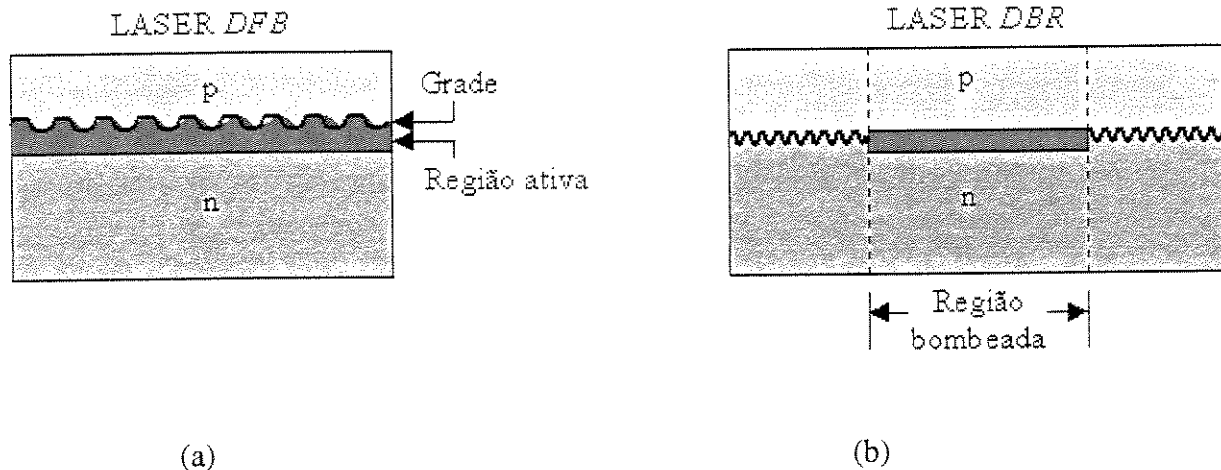


Figura C.1 – Ilustração esquemática de lasers semicondutores: (a) DFB, onde o ganho é obtido na região da grade e (b) DBR, onde grades são usadas como espelhos e são separadas da região de ganho, ou ativa.

Em lasers do tipo *distributed Bragg reflector*, DBR, a grade é gravada próxima às extremidades da cavidade e a realimentação distribuída não ocorre na região ativa central. As regiões corrugadas, não bombeadas, agem como espelhos efetivos cuja refletividade é de origem DFB e, portanto, dependente do comprimento de onda. Estas duas estruturas estão ilustradas esquematicamente na Figura C.1 [15].

A idéia básica relativa à capacidade de sintonia de estruturas DFB e DBR, de origem eletrônica, é relativamente simples. O comprimento de onda de operação de tais lasers é determinado pela grade neles gravada, através do comprimento de onda de Bragg. Apesar do comprimento da grade ser fixo, o comprimento de onda do laser pode variar variando-se o índice de refração efetivo do modo guiado, n_{eff} . Um maneira de se alcançar tal efeito é mudar o índice do material através da injeção de corrente na região da grade, uma vez que o índice de refração depende da densidade de portadores injetados. Em geral, o índice de refração decresce com o aumento da densidade de portadores, resultando num deslocamento do comprimento de onda de Bragg.

Uma sintonia contínua de comprimentos de onda pode ser obtida através da mudança da condição da fase de uma volta completa (*round trip phase*) na cavidade laser. O deslocamento do comprimento de onda emitido pelo laser, também conhecido como 'comprimento de onda modal', altera a posição deste relativa à janela de ganho do dispositivo, como ilustra a Figura C.2, eventualmente causando 'um salto' de modos conhecido como *mode hopping* [16].

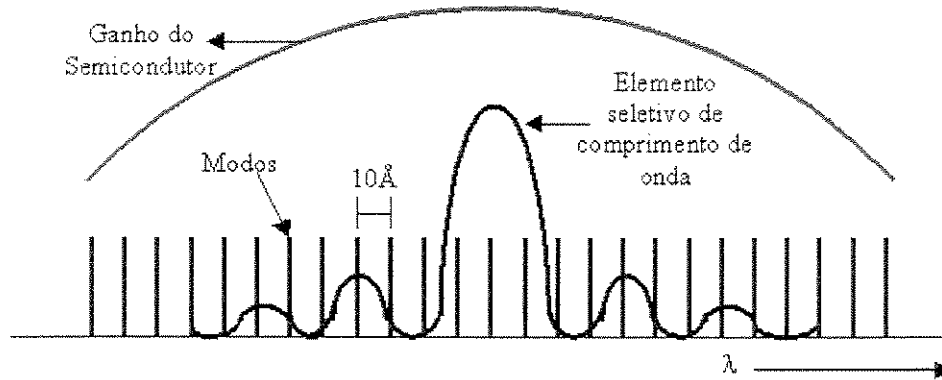


Figura C.2 – Espectro do ganho, modos e seleção de comprimentos de onda em lasers semicondutores monomodo.

Para uma sintonia contínua em frequência, sem *mode hoppings*, a sintonia da fase de uma volta completa deve ser independente do elemento seletivo de comprimentos de onda. Eletrodos separados em *DFBs* têm a habilidade de prover esta sintonia, através da injeção de diferentes quantidades de corrente em cada eletrodo, induzindo, assim, uma distribuição espacial de portadores de corrente, do índice de refração e do ganho [13].

A estrutura de um laser *DFB* de dois segmentos é ilustrada na Figura C.3, onde uma grade uniforme é gravada quimicamente em todo o dispositivo e os dois contatos, independentes, controlam a injeção de portadores nos dois eletrodos. A análise a ser descrita a seguir baseia-se na teoria desenvolvida por Mark Kuznetsov, escolhida por explicar a sintonia de comprimento de onda de um *DFB* de dois segmentos em termos das propriedades fundamentais de grades em guias de onda, o que é pertinente ao contexto geral da tese [16].

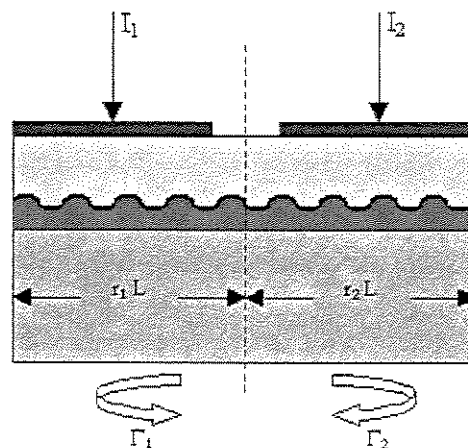


Figura C.3 – Estrutura esquemática de um laser *DFB* de dois eletrodos.

Para fins de análise, o dispositivo é dividido em duas partes e os coeficientes de reflexão complexos dos dois segmentos de grade são definidos por:

$$\Gamma_i = |\Gamma_i| \exp(j\Phi_i) \quad i=1,2. \quad (C.1)$$

As reflexões afetam o ganho e mudam a fase do sinal óptico. Além disso, assume-se que o ganho (saturado) numa seção individual não é suficiente para causar o *lasing* daquela seção, onde a condição de *lasing* pode ser escrita como

$$\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 = 1. \quad (C.2)$$

A condição de 'volta completa' em (C.2),

$$\Phi_1 + \Phi_2 = 2m\pi \quad m = \text{inteiro}, \quad (C.3)$$

define os modos da estrutura. Considerando-se o valor absoluto das amplitudes,

$$|\Gamma_1| \cdot |\Gamma_2| = 1, \quad (C.4)$$

os ganhos de limiar dos dois eletrodos, combinados, podem ser obtidos. As equações anteriores são necessárias à análise do mecanismo de deslocamento de frequência do modo *lasing*, sob diferentes condições de polarização das duas seções. Por simplicidade, assume-se que não existem reflexões provenientes das faces do laser, cobertas por camadas anti-refletoras. Neste caso, a amplitude do coeficiente de reflexão de uma das seções do guia de onda corrugado, de comprimento L , pode ser calculado a partir da teoria dos modos acoplados clássica:

$$\Gamma = \frac{j\kappa \sinh(\mu L)}{\mu \cosh(\mu L) - j\delta \sinh(\mu L)}, \quad (C.5)$$

onde κ é o coeficiente de acoplamento da grade e δ é o parâmetro complexo da dessintonia:

$$\delta = \frac{(\omega - \omega_B)}{v_g} - j\frac{g}{2} = -\left(\frac{2\pi n_g}{\lambda^2}\right)(\lambda - \lambda_B) - j\frac{g}{2}, \quad (C.6)$$

Na Equação (C.6), ω é a frequência angular e λ é o comprimento de onda no espaço livre. A frequência de Bragg é dada pela condição de Bragg

$$\beta(\omega_B) = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (C.7)$$

onde β é a constante de propagação do guia de onda e Λ é o período da grade de primeira ordem. O coeficiente do ganho de potência no guia de onda é g , v_g é a velocidade de grupo, n_g o índice de grupo, e

$$\mu^2 = \kappa^2 - \delta^2. \quad (C.8)$$

O comportamento do laser, em termos de sintonia de comprimento de onda, *mode hopping* e potência de saída, é determinado pelas amplitudes e fases dos coeficientes de reflexão, Γ_i , sob diferentes condições de polarização.

Uma grade em guia de onda pode ser sintonizada pela variação do índice de refração no guia. Uma mudança no índice, Δn , leva a uma mudança na constante de propagação, de

$$\Delta\beta = \Delta n \cdot k_0 \quad (C.9)$$

onde $k_0 = \omega / c = 2 \pi / \lambda$ e c é a velocidade da luz no espaço livre. Esta variação, por sua vez, desloca a frequência de Bragg ω_B de

$$\Delta\omega_B = -v_g \Delta\beta. \quad (C.10)$$

O deslocamento do comprimento de onda de Bragg correspondente é

$$\Delta\lambda_B = \left(\frac{\lambda^2}{2\pi n_g} \right) \Delta\beta = \frac{\Delta n}{n_g} \lambda. \quad (C.11)$$

A Figura C.4 ilustra, esquematicamente, o deslocamento da amplitude e da fase do coeficiente de reflexão, como resultado de uma mudança do índice de refração.

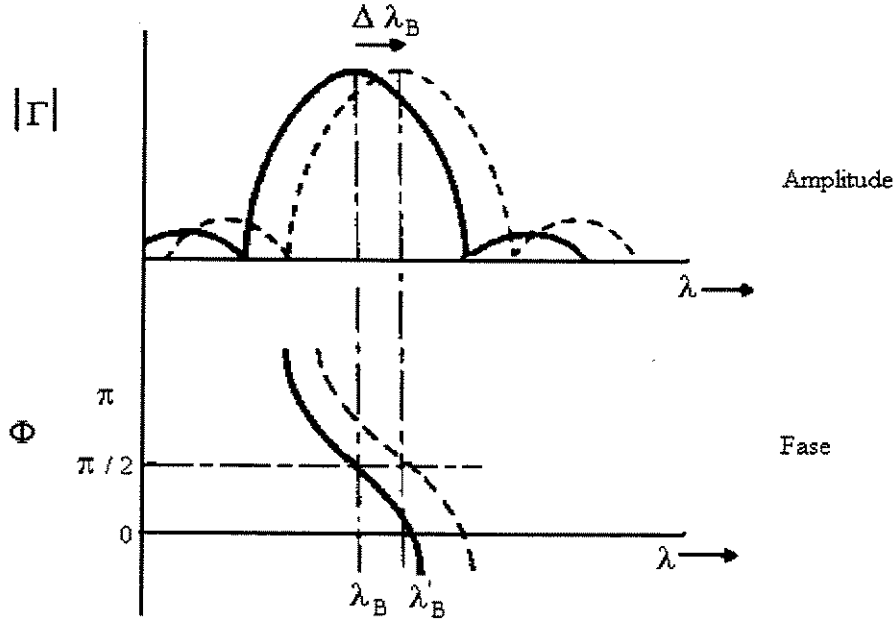


Figura C.4 – Sintonia de uma grade de Bragg gravada em guia de onda, resultante de uma mudança no índice de refração ($\Delta n > 0$, $\Delta\lambda_B > 0$).

Em um laser semiconductor, a mudança do índice de refração é, normalmente, obtida através da variação da densidade de portadores no material. Esta variação causa mudanças tanto no índice de refração quanto no coeficiente de ganho, e pode ser escrita, fenomenologicamente, como

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta g} = -\frac{1}{2}\alpha. \quad (C.12)$$

Na Equação (C.12), α é o ‘fator de alargamento de linha’ (*linewidth enhancement factor*), definido por

$$\alpha \equiv \frac{\Delta n_r / \Delta N}{\Delta n_i / \Delta N}, \quad (C.13)$$

onde Δn_r e Δn_i são as mudanças nas partes real e imaginária do índice de refração complexo e ΔN é a mudança na densidade de portadores. Assim, uma grande mudança no valor de α implica em uma grande variação da parte real do índice (e, portanto, uma sintonia forte), acompanhada por pequenas mudanças do ganho. Em termos de sintonia de comprimentos de onda, a maior diferença entre lasers sintonizáveis *DBR* e *DFB* é a amplitude de α na região das grades. Em lasers *DBR*, o comprimento de onda de operação é superior ao associado ao *bandgap*, do material na região da grade e, sob tais condições, o material fica transparente e o valor de α torna-se muito alto. Um valor de α igual a infinito é comumente associado às regiões da grade e de controle de fase. Ao mesmo tempo, na região ativa (ganho), o *bandgap* é menor e o fator α é muito menor. Esta não homogeneidade de α é a razão básica para a maior faixa de sintonia dos lasers *DBR*. Por outro lado, para os lasers *DFB*, o comprimento de onda de operação é próximo ao associado ao *bandgap*, o valor de α é relativamente pequeno (~ 3 a 5) e, essencialmente, o mesmo em ambas as seções. Com o ganho modal acima do limiar, o índice e o ganho são fortemente acoplados em ambas as seções, o que complica o mecanismo de sintonia neste caso.

Para compreensão da sintonia do comprimento de onda modal, num *DFB* de 2-eletrodos excitado não uniformemente, a Figura C.5 ilustra as fases das reflexões provenientes dos segmentos deste laser. Os comprimentos de onda dos modos desta estrutura são inferidos da Equação (C.3); os modos ocorrem onde a média das duas fases é um múltiplo inteiro de π . Se os índices na região dos eletrodos mudarem, o que desloca os comprimentos de onda de Bragg de $\Delta\lambda_{B1}$ e $\Delta\lambda_{B2}$ (Equações (C.10) e (C.11) e Figura C.4), o deslocamento do comprimento de onda modal, $\Delta\lambda_m$, pode ser determinado pelas inclinações das curvas das duas fases, em λ_m , como indica a Figura C.5.

O deslocamento do comprimento de onda modal, $\Delta\lambda_m$, pode ser escrito como

$$\Delta\lambda_m = \Delta\lambda_{B1} \left(\frac{L_{eff1}}{L_{eff1} + L_{eff2}} \right) + \Delta\lambda_{B2} \left(\frac{L_{eff2}}{L_{eff1} + L_{eff2}} \right) \quad (C.14)$$

onde L_{eff} , comprimento efetivo de um segmento de grade, em termos da curvatura da fase em λ_m , é função da dessintonia da condição de Bragg e pode ser definido como

$$L_{eff} \equiv \left(\frac{v_g}{2} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = - \left(\frac{\lambda^2}{4\pi n_g} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}. \quad (C.15)$$

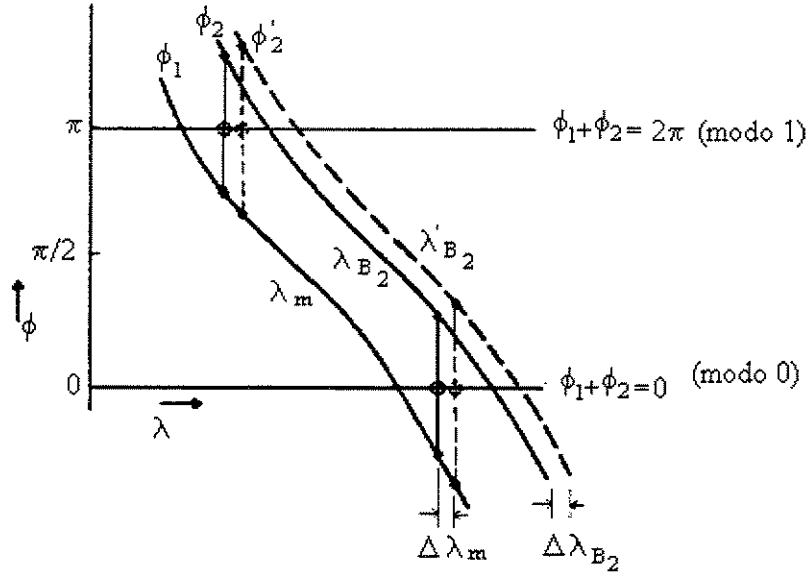


Figura C.5 – Sintonia de modos em um laser DFB de dois eletrodos excitado não uniformemente, com $\Delta\lambda_{BI}=0$.

A Equação (C.14) mostra que o comprimento de onda modal se desloca o equivalente à média ponderada entre os deslocamentos dos comprimentos de onda de Bragg dos dois eletrodos. Se estes se deslocassem em direções opostas, em proporção inversa às razões entre os comprimentos efetivos, seus efeitos no comprimento de onda modal se cancelariam e não haveria sintonia – o que aconteceria num laser Fabry-Perot de duas seções. Em um DFB a situação é diferente, basicamente devido aos fatos de que:

- Os comprimentos efetivos das seções não são constantes e dependem da dessintonia e do ganho.
- A saturação de ganho é diferente em lasers DFB; o ganho líquido não é plano, mas modulado pela seletividade de comprimento de onda da grade.

Em analogia ao descrito no Capítulo 3, para o caso de grades de Bragg em fibra, o comprimento efetivo da grade tem uma interpretação relativamente simples. Um pulso lançado numa grade ‘vê’ um espelho refletor virtual a uma distância L_{eff} do ponto de lançamento; portanto, a relação $(2 L_{eff} / v_g)$ define o atraso de grupo do pulso refletido. Usando-se a definição (C.15) e a fase do coeficiente de reflexão Γ , como definida pelas Equações (C.1) e (C.5), obtém-se uma expressão explícita para L_{eff} :

$$L_{eff} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{j \tanh(\mu L) + \frac{\delta}{\mu} - \frac{2\delta L}{\sinh(2\mu L)}}{j\mu + \delta \tanh(\mu L)} \right] \quad (C.16)$$

Na condição de Bragg (sintonia) e com ganho zero (ou perda), esta expressão se reduz a:

$$L_{eff} = \frac{\tanh(\kappa L)}{2\kappa}. \quad (C.17)$$

Todas as propriedades das grades descritas até aqui são úteis para se explicar o mecanismo de sintonia de um laser *DFB* de 2-eletrodos. O modelo é o mostrado na Figura C.3: o laser tem um comprimento total L , com duas seções de comprimento r_1L e r_2L , e assume-se que não há reflexões provenientes das faces do laser. Inicialmente, determina-se os modos da estrutura a partir da condição de fase (Equação(C.3)) e, então, ajusta-se os ganhos g_1 e g_2 das duas seções, de forma que o modo, com o ganho modal mais alto ($|\Gamma_1 \cdot \Gamma_2|$), satisfaça à condição de limiar (Equação (C.4)). Ao se ajustar os ganhos, os modos da estrutura são sintonizados via dois mecanismos básicos:

- A mudança de ganho causa uma mudança direta da condição de fase.
- A mudança de ganho causa uma mudança da parte real do índice de refração, via o fator de alargamento de linha, α . Este efeito, por sua vez, desloca os comprimentos de onda de Bragg das grades e sintoniza os modos (Equações (C.10), (C.11) e (C.14) e Figuras C.4 e C.5).

Através destes processos, obtém-se os ganhos de limiar e o comprimento de onda modal no limiar. Assumindo-se uma distribuição de intensidade óptica aproximadamente uniforme dentro da cavidade, as seguintes expressões passam a valer para o ganho saturado acima do limiar:

$$g_1 = \frac{g_{10}}{1 + \frac{P}{P_{sat}}}, \quad g_2 = \frac{g_{20}}{1 + \frac{P}{P_{sat}}}, \quad (C.18)$$

onde g_{10} e g_{20} são os ganhos não saturados (pequeno sinal ou bombeio) dos dois eletrodos, g_1 e g_2 são os ganhos saturados, P é a potência óptica média dentro da cavidade e P_{sat} é a potência de saturação. Usando-se (C.18), a potência óptica do laser acima do limiar pode ser determinada pois, através de aproximações, o comprimento de onda de *lasing* acima do limiar depende apenas da ‘razão entre ganhos’ (g_1 / g_2), que aqui é a mesma tanto para ganhos saturados como para não saturados, e independe dos valores dos ganhos. Numa distribuição de intensidade uniforme – o caso considerado - o modelo do laser *DFB* de 2-eletrodos é exato no limiar e abaixo deste, enquanto é apenas aproximado acima do limiar.

A Figura C.6(a) mostra, esquematicamente, uma sintonia de comprimentos de onda obtida pelo modelo acima, onde o comprimento de onda de referência é escolhido onde o deslocamento do comprimento de onda de Bragg é zero no valor g_0 . O ganho não saturado no eletrodo dito ‘número 1’, g_{10} , é mantido constante e maior do que g_0 e o ganho não saturado no eletrodo número 2, g_{20} , é variado. Os deslocamentos dos comprimentos de onda de Bragg e modal, bem como o comprimento de onda de Bragg médio,

$$\lambda_{Bavg} = \frac{(\lambda_{B1} + \lambda_{B2})}{2}, \quad (C.19)$$

são traçados em função de g_{20} . Além disso, a variação da potência óptica normalizada (P / P_{sat}) em função de g_{20} também é representada no gráfico.

Uma visão expandida dos deslocamentos dos comprimentos de onda de Bragg e modal é mostrada na Figura C.6 (b). Quando o laser está abaixo do limiar, ao se aumentar o ganho g_{20} , o comprimento de onda de Bragg λ_{B1} permanece inalterado, enquanto λ_{B2} e o comprimento de onda modal, λ_m (modo com o ganho mais alto) se deslocam para o azul (comprimentos de onda menores) –o que se deveria esperar de uma sintonia eletrônica para um valor de α positivo (Equações (C.10), (C.12) e (C.13)). Notar que λ_m se desloca mais lentamente do que λ_{B2} , como previsto pela Equação (C.14). Quando o laser ultrapassa o limiar, a potência óptica aumenta lentamente com o ganho de bombeio e o comprimento de onda modal muda o sentido de seu deslocamento: λ_m se desloca para valores maiores. Os parâmetros do laser, considerados por Kuznetsov nestas simulações, foram: $L = 0,250$ nm; coeficiente de acoplamento da grade igual a 50 cm^{-1} ; índice de refração de grupo igual a 3,5; fator α de ambas as seções igual a 3,5 e comprimento de onda de operação igual a 1300 nm.

O efeito descrito acima assemelha-se ao de uma sintonia térmica, mas é de origem puramente eletrônica. Assim, aumentando-se o ganho no eletrodo 2, e com λ_{B2} movendo-se, como esperado, para valores menores, o comprimento de onda modal, λ_m , se desloca na direção oposta. Neste ponto, a saturação do ganho (Equações (C.4) e (C.18)) afeta os ganhos em ambas as direções: os dois comprimentos de onda de Bragg deslocam-se um em direção ao outro ao se aumentar o ganho de bombeio no eletrodo 2. Quando os dois ganhos de bombeio se igualam, o laser é bombeado uniformemente e os curvas de λ_{B1} e λ_{B2} se cruzam.

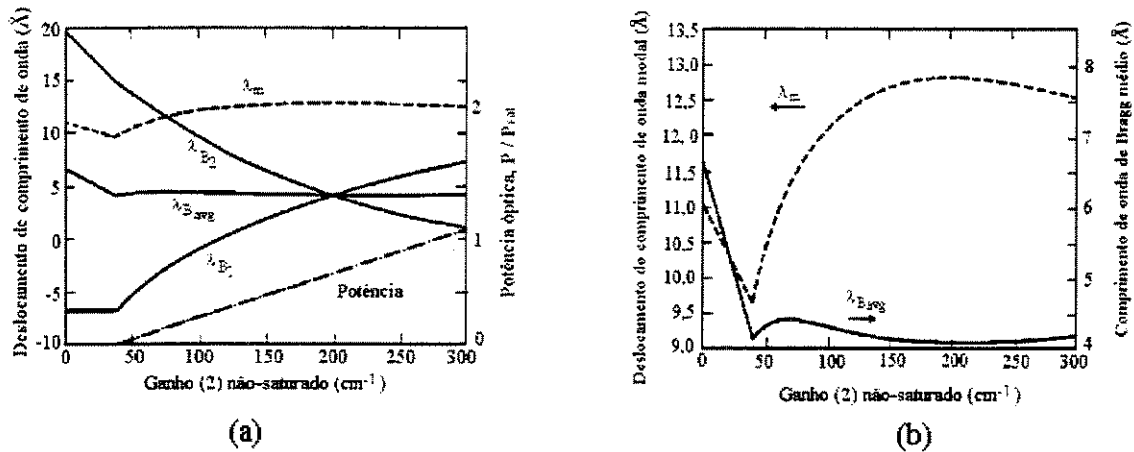


Figura C.6 – Laser DFB de 2-eletrodos: (a) sintonia dos comprimentos de onda modal e de Bragg e potência óptica de saída; (b) visão expandida dos deslocamentos dos comprimentos de onda modal e de Bragg.

As Figuras C.6 (a) e (b) indicam que os dois comprimentos de onda de Bragg movem-se – primeiro em direção um do outro e depois se separando – de forma que o comprimento de onda de Bragg médio sofra pouca mudança após o limiar ($\Delta\lambda_{B1} \approx -\Delta\lambda_{B2}$). Contudo, o comprimento de onda de *lasing* de um dos eletrodos é deslocado em relação ao do outro eletrodo (cerca de uma ordem de grandeza, quando se faz uma análise quantitativa). Esta diferença se explica pelo fato de que os comprimentos efetivos dos dois eletrodos são diferentes, mesmo que seus comprimentos físicos sejam iguais. Como ($\Delta\lambda_{B1} \approx -\Delta\lambda_{B2}$), a Equação (C.14) indica que a sintonia modal pode ser, aproximadamente, descrita como:

$$\Delta\lambda_m \approx \Delta\lambda_{B1} \left(\frac{L_{eff1} - L_{eff2}}{L_{eff1} + L_{eff2}} \right). \quad (C.20)$$

Com $L_{eff1} > L_{eff2}$, a sintonia ocorre na mesma direção de λ_{B1} , isto é, aumenta em direção aos comprimentos de onda mais longos. Isso é o que se observa na Figura C.5, onde se nota uma sintonia mais significativa apenas quando os dois comprimentos de onda de Bragg estão longe um do outro: apenas nesta condição os λ_m 's estão igualmente espaçados de λ_{B1} e λ_{B2} , o que corresponde a dizer que os comprimentos efetivos dos eletrodos estão consideravelmente diferentes. No ponto de cruzamento dos comprimentos de onda de Bragg, a sintonia desaparece. A Figura C.7 (a) ilustra, esquematicamente, a curva de ganho saturado (ou de limiar) de um laser DFB de dois eletrodos, bem como do comprimento de onda modal. Como este é um gráfico no limiar, ele é válido tanto para a distribuição de intensidade uniforme quanto para a não uniforme.

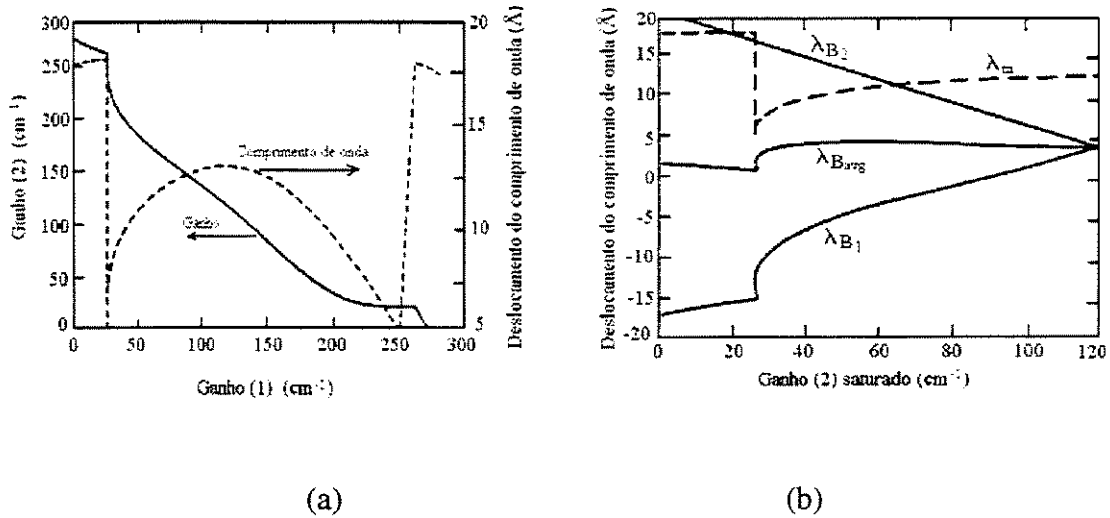


Figura C.7 – (a) Curvas de ganho saturado (ou de limiar) e do deslocamento de comprimento de onda; (b) sintonia dos comprimentos de onda modal e de Bragg em função do ganho saturado no eletrodo 2.

Tipicamente, uma sintonia de cerca de quase 2 nm é obtida antes que um *mode hopping* ocorra, ou seja, o modo de *lasing* ‘salte’ para o seguinte (λ_{+2}). A Figura C.7 (b) apresenta os comprimentos de onda modal e de Bragg em função do ganho saturado no eletrodo 2. A partir deste gráfico, o ganho correspondente no eletrodo 1 pode ser inferido no gráfico da Figura C.6 (b).

Sumarizando, duas propriedades da reflexão de grades em guias de onda podem ser consideradas importantes, sob o ponto de vista da sintonia:

- O comprimento efetivo (derivada da fase da reflexão em relação ao comprimento de onda) das grades varia fortemente com a dessintonia.
- A amplitude da reflexão de uma grade é também uma função forte da dessintonia.

A sintonia do comprimento de onda modal pode ser descrita pela Equação (C.14) e dois mecanismos básicos podem explicá-la:

- Quando os movimentos dos comprimentos de onda de Bragg se cancelam (ou quase) um ao outro, haverá sintonia modal se os comprimentos efetivos dos dois eletrodos forem diferentes. A direção da sintonia depende da amplitude relativa dos dois comprimentos efetivos (Equação (C.20)). Este mecanismo é uma consequência importante da propriedade “i” das grades em guia de onda, descrita acima.
- À medida em que os comprimentos de onda de Bragg se deslocam, a dessintonia modal, relativa às condições de Bragg, também muda. Com o ganho modal acima do limiar, a mudança da refletividade do modo precisa ser compensada pela mudança do ganho líquido ($g_1 + g_2$). O comprimento de onda de Bragg médio, λ_{Bavg} , segue a mudança do ganho líquido, o que faz com que λ_m seja sintonizado junto a λ_{Bavg} .

O primeiro, o segundo, ou ambos os mecanismos de sintonia podem ser responsáveis pela sintonia do laser, dependendo da localização do modo de *lasing* em relação aos λ_B 's. No caso do *split-contact DFB*, onde uma grade não é deslocada em fase em relação à outra (uma região de deslocamento de fase às vezes é introduzida para quebrar a degenerância de modos), o comprimento de onda modal tende a estar mais próximo de um comprimento de onda de Bragg do que do outro. Como consequência, os dois comprimentos efetivos são muito diferentes e o primeiro mecanismo de sintonia é dominante. Se uma das grades fosse deslocada em relação à outra (em geral de $\lambda / 4$), o modo de *lasing* seria mais próximo de λ_{Bavg} e o segundo mecanismo de sintonia seria dominante. Contudo, uma faixa de sintonia muito semelhante (cerca de 120 GHz) é, em geral, observada na prática para ambos os casos, embora os mecanismos de sintonia sejam diferentes.

C.3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS [17]

Ao todo, cinco *split-contact DFBs* foram encapsulados para uso na montagem de caracterização de grades de Bragg em fibra. Inicialmente, foi feita uma jiga para os lasers, cujo encapsulamento (DIP 14) permite a ligação independente de duas fontes de corrente. As demais ligações são do tipo padrão, isto é, com terminações para um fotodiodo, um termistor e um *peltier*. Os dois

eletrodos, chamados de ‘frontal’ e ‘traseiro’, correspondem aos eletrodos de sintonia e de corrente constante, respectivamente. Em outras palavras, para garantir a não uniformidade da densidade de portadores injetados, o processo de sintonia do laser consistiu em manter constantes a temperatura de operação (em torno de 20 °C) e a corrente aplicada ao eletrodo traseiro (*rear current, I_r*), enquanto a corrente aplicada ao eletrodo frontal (*frontal current, I_f*) foi variada.

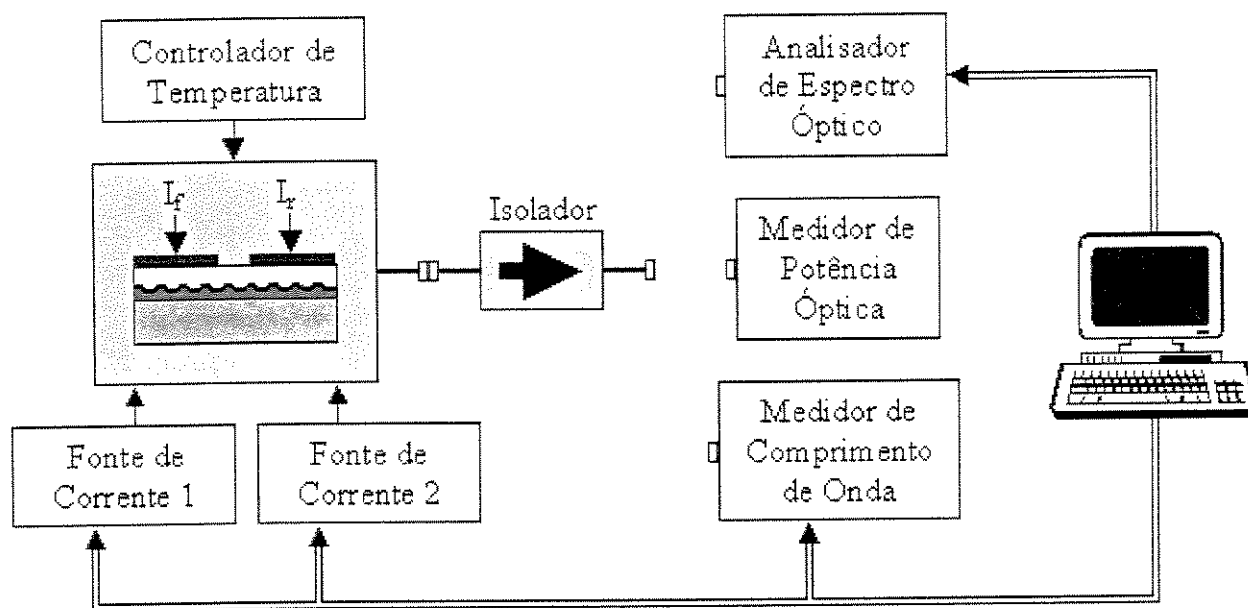


Figura C.8 – Montagem para caracterização dos lasers ‘split-contact DFB’.

A Figura C.8 apresenta a montagem, usada para caracterização dos lasers. O isolador óptico, colocado na saída do laser, evita realimentações que poderiam danificá-lo. Os dois eletrodos são alimentados independentemente por duas fontes de corrente, cuja resolução permite que a corrente de sintonia varie a um passo mínimo de 0,05 mA. O controlador de temperatura, ligado ao laser, garante a estabilidade térmica do dispositivo durante os experimentos. O medidor de potência fornece a leitura dos níveis do sinal e o analisador de espectro óptico, com resolução de 0,1nm, é usado para visualização da saída do laser. O medidor de comprimento de onda, de resolução igual a 1 pm, foi usado como referência para o analisador de espectro e, principalmente, para medir a sintonizabilidade dos lasers.

Em sistemas de alta capacidade, os modos longitudinais laterais de um laser semiconductor são indesejáveis pois podem causar alargamento de pulso na presença da dispersão da fibra.

Um parâmetro importante que descreve a pureza espectral de um laser semiconductor é a ‘razão de supressão de modo’ (*mode suppression ratio, MSR*), definida como a razão entre as potências médias do modo principal e do modo lateral mais intenso. Na janela de 1550 nm, valores de MSR superiores a 30 dB são desejáveis [15]. Os lasers caracterizados apresentaram uma MSR > 40 dB, como pode ser inferido da Figura C.9, para o laser número ‘1’.

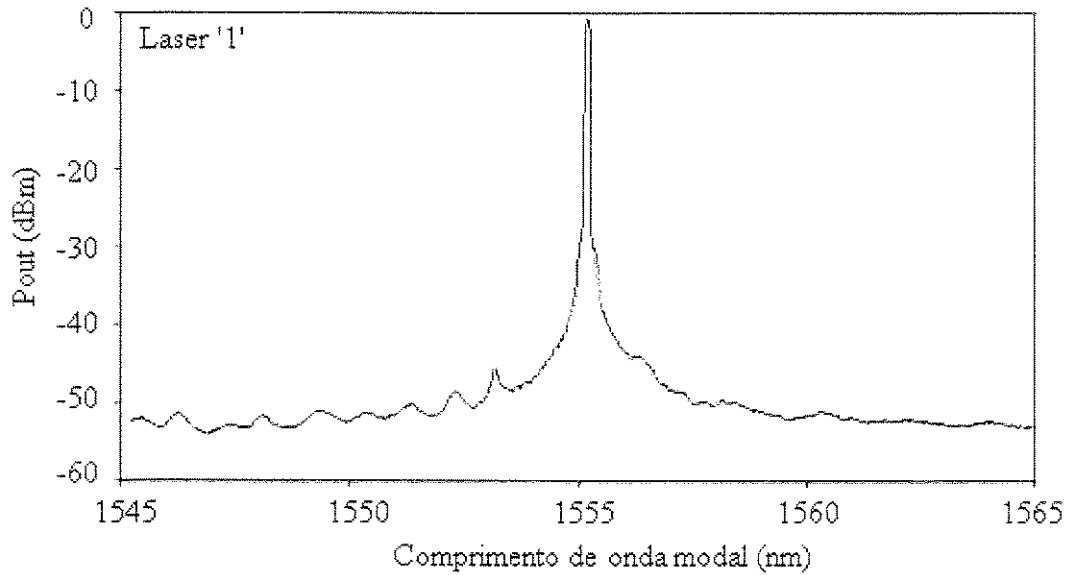


Figura C.9 – Espectro do laser número ‘1’, com $I_r = I_f = 50,7 \text{ mA}$, $T = 20^\circ \text{C}$.

Para efeito de simplificação, a corrente total aplicada ao laser é assumida como sendo a soma das correntes aplicadas aos dois eletrodos, $I_t = (I_r + I_f)$. Uma análise mais cuidadosa teria que ser feita ao se estudar a combinação das densidades de corrente (em geral, a resistência entre os eletrodos é grande, quando comparada à resistência entre os eletrodos e o substrato, da ordem de $\sim 200 \Omega$ e 9Ω , respectivamente [5]). As correntes de limiar, $(I_r + I_f)_{th}$, dos cinco lasers examinados têm, aproximadamente, o mesmo valor, $\sim 60 \text{ mA}$ e as correntes totais máximas, permitidas sem risco de danificar o dispositivo, não ultrapassam $\sim 160 \text{ mA}$. Como a faixa de sintonia destes lasers é de cerca de 2 nm , fez-se inicialmente uma caracterização individual dos mesmos, o que permitiu sua ordenação em termos de banda de sintonia, potência do sinal óptico emitido e correntes aplicadas aos eletrodos. Todas as medidas apresentadas neste apêndice foram realizadas com a temperatura do *peltier* fixada em 20°C , mas, eventualmente, antes da caracterização de algumas grades de Bragg em fibra (Capítulos 3 e 4), para ajustar-se a banda de sintonia do laser à banda da grade, a temperatura do laser foi variada acima e/ou abaixo daquele valor. As caracterizações de sintonizabilidade e potência do laser número ‘1’, Figura C.10, são bastante similares às dos demais lasers, e poucos *mode hoppings*, como o do laser número ‘4’, visto na Figura C.11, foram observados durante as medidas de sintonizabilidade. Observar, contudo, que todos os *mode hoppings* ocorreram com a corrente do eletrodo traseiro ajustada para 30 mA , ou seja, a corrente total pouco acima do limiar.

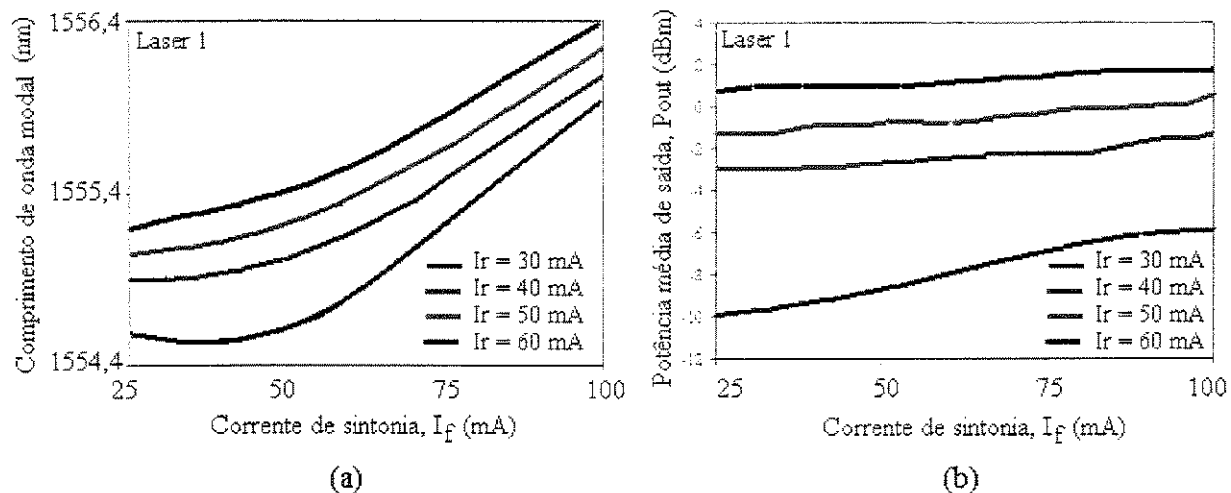


Figura C.10 – Laser ‘1’: (a) sintonizabilidade e (b) variação da potência de saída, em função variação da corrente de sintonia, aplicada ao eletrodo dianteiro (I_F), para quatro valores constantes da corrente do eletrodo traseiro (I_r).

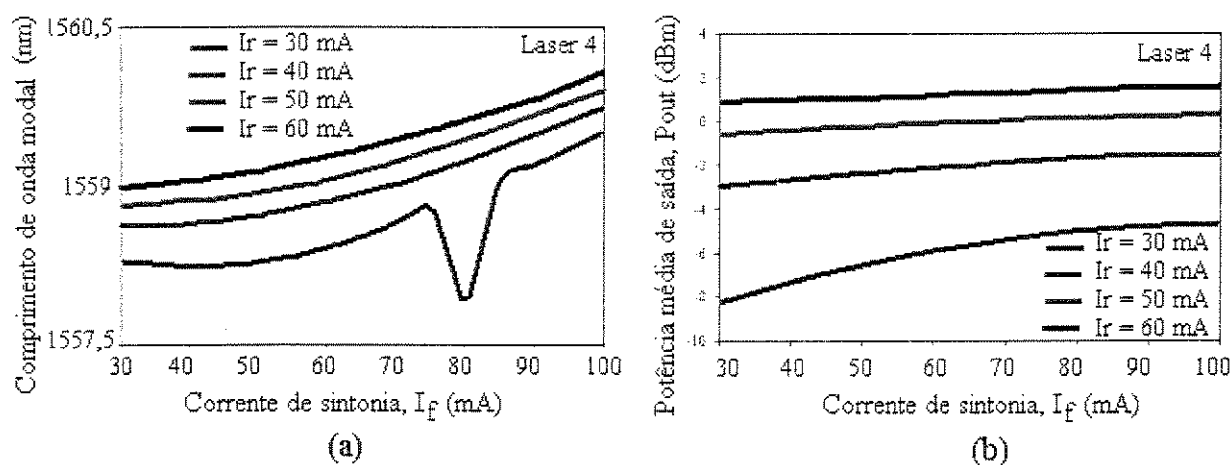


Figura C.11 - Laser ‘4’: (a) sintonizabilidade e (b) variação da potência de saída, em função variação da corrente de sintonia, aplicada ao eletrodo dianteiro (I_F), para quatro valores constantes da corrente do eletrodo traseiro (I_r).

O modelo de sintonia descrito na seção anterior foi sempre observado na prática, ou seja, o aumento do número de portadores em uma seção causando uma mudança do índice de refração, com o conseqüente deslocamento do comprimento de onda modal. Os lasers apresentaram maior estabilidade, em termos de comprimento de onda e potência, na configuração descrita anteriormente, i.e., a corrente do eletrodo frontal sendo variada e a do traseiro mantida constante, embora na situação contrária um efeito de sintonia contínua, porém mais ruidosa, também tenha sido observado. Além disso, através do analisador de espectro, a largura espectral dos lasers foi avaliada em ~ 13 GHz, ou seja, um valor praticamente limitado pela resolução do aparelho. Por falta de maior precisão, não foi feita uma caracterização da variação da largura de linha em

função da sintonia. Posteriormente, os lasers foram usados em outros experimentos, e um feixe CW, não modulado, apresentou uma largura espectral de ~ 10 GHz, medida por um analisador de espectro elétrico [18].

Por não se dispor de dados específicos sobre a estrutura dos dispositivos, como comprimento de cada seção e refletividade das faces, não foi possível a realização de cálculos teóricos sobre sintonizabilidade e nível de potência. Os resultados experimentais, entretanto, são satisfatórios em termos de ausência quase total de *mode hopping* e de alto nível de potência (0 - ~ 2 dBm), embora as respostas de potência não sejam completamente planas nas faixas de sintonia.

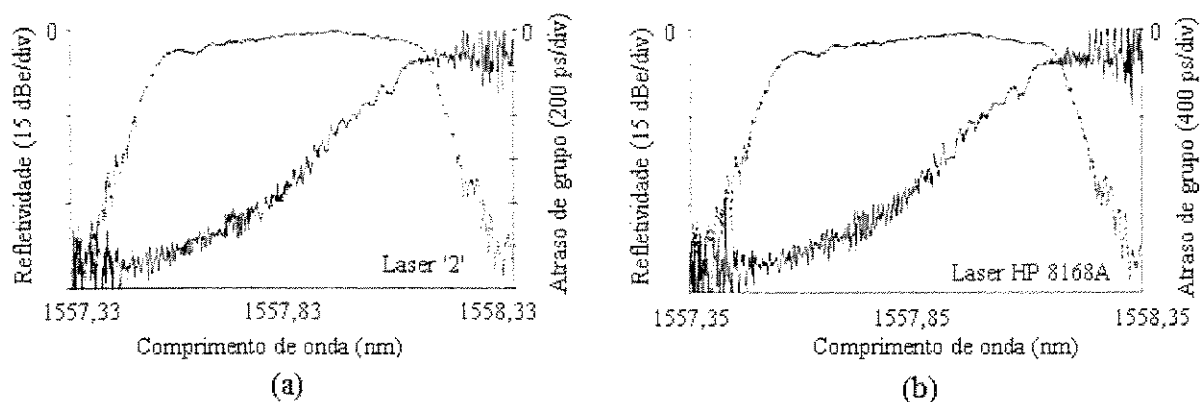


Figura C.12 – Caracterização de uma grade com ‘chirp’ em degrau feita com (a) um laser ‘split-contact DFB’ (número ‘2’) e (b) um laser sintonizável comercial (HP 8168A.).

A precisão da sintonia foi imposta pela resolução da fonte de corrente (0,05 mA). Os resultados obtidos indicaram que, com uma fonte de resolução mais fina a sintonia seria mais acurada. Isso não implica, contudo, em precisão insatisfatória: o passo de comprimento de onda, resultante do passo de corrente, foi estimado em cerca de 1 pm, o equivalente ao das fontes comerciais de que se dispunha. A Figura C.12 permite uma comparação entre duas caracterizações de uma mesma grade em fibra, com *chirp* em degrau, realizadas com um laser *split-contact DFB* e uma fonte sintonizável comercial (resolução de 1 pm) - praticamente não se observam diferenças significativas entre as duas medições. Notar que a refletividade é representada em dB elétrico, pois sua caracterização é feita no domínio elétrico.

C.4. CONCLUSÃO

O modelo teórico de M. Kuznetsov, capaz de explicar os mecanismos de sintonia de um laser semiconductor do tipo *DFB* de dois eletrodos conforme a teoria de modos acoplados usada em guias com grades, foi apresentado. O método de sintonia e controle experimental destes dispositivos foi descrito. Através de varredura por corrente, onde a temperatura é mantida constante, uma sintonia com resolução de 1 pm foi obtida, por uma faixa de ~ 2 nm/laser. Por não apresentarem uma banda de sintonia compatível com a resposta de amplificadores a fibra, uma série de lasers distintos é necessária para cobrir uma maior gama espectral. De baixo custo, fabricação relativamente simples (uma única grade gravada em todo o dispositivo), alta razão de

supressão de modo (> 40 dB), operação estável em termos de comprimento de onda e capazes de gerar sinais com nível de potência relativamente alto (~ 2 dBm) e de pouca variação (~ 1 dB em toda a faixa), estes lasers podem operar como fontes sintonizáveis alternativas aos modelos comerciais, com cavidade externa, na caracterização de grades de Bragg em fibra, dentre outras aplicações.

Finalmente, vale acrescentar que, após o preparo desta monografia, em meados de 1998, motivada pela percepção da crescente importância da questão da sintonia de lasers semicondutores - um assunto mais destacado na década de 80 (sistemas coerentes), foi publicado o livro *Tunable Laser Diodes*, editado por M.-C. Amman e J. Buus (Nortwood MA: Artech House, 1998). O livro apresenta um condensado atual sobre lasers semicondutores sintonizáveis, incluindo uma descrição de seus princípios de operação, características de desempenho e aspectos mais críticos de projeto. Em particular, seu capítulo 5 é inteiramente dedicado a lasers monomodo sintonizados em comprimento de onda, classificados em dois grupos: estruturas integradas longitudinais (lasers DBR de duas e três seções e lasers DFB de multi-seções) e estruturas integradas transversais. Segundo os editores, espera-se que estes lasers sejam componentes chave para a próxima geração de sistemas de comunicação óptica, nos quais todas as funcionalidades das redes *DWDM* irão assumir um papel importante. Além disso, são crescentes suas aplicações em sensoriamento e em caracterização de componentes e materiais. Uma boa revisão deste livro é feita em [19], por B. Tromborg (Tele Danmark).

REFERÊNCIAS

- [1] G. Destefanis and M. Meliga, "Multisection lasers for optical communications", *CSELT Technical Reports*, Vol. XIX, N. 4, pp. 233 - 236, 1991.
- [2] T. Farrel *et al.*, "Low cost wavelength and power settable source for deployment in WDM networks", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, © IEE, 1997.
- [3] H. Shoji, Y. Arakawa and Y. Fujii, "Fast bistable wavelength switching characteristics in two-electrode distributed feedback laser", *IEEE Photonics Tecnology Letters*, V. 2, N. 2, pp. 109 - 110, 1990.
- [4] F. Delorme *et al.*, "Widely tunable DBR lasers with wavelength drift lower than 0,009 nm/yr over all addressable wavelength channels", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, © IEE, 1997.
- [5] Y. Yoshikuni and G. Motosugi, "Multielectrode distributed feedback laser for pure frequency modulation and chirping supressed amplitude modulation", *Journal of Lightwave Technology*, V. LT-5, N. 4, pp. 516 - 522, 1987.
- [6] Y. Kotaki *et al.*, "Tunable, narrow-linewidth and high-power $\lambda/4$ -shifted dfb laser", *Electronics Letters*, V. 25, N. 15, pp. 990 - 992, 1989.
- [7] M. Fukuda *et al.*, "Continuously tunable thin active layer and multisection DFB laser with narrow linewidth and high power", *Journal of Lightwave Technology*, V. 7, N. 10, pp. 1504 - 1509, 1989.
- [8] A.E. Willner *et al.*, "Multigigahertz bandwidth FM response of frequency tunable two-electrode DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 1, N. 11, pp. 360 -363, 1989.
- [9] H. Ishii, F. Fumiyoshi and Y. Yoshikuni, "Wavelentgh stabilisation of a superstructures-grating DBR laser for WDM networks", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, © IEE, 1997.
- [10] P. Rigole *et al.*, "114 nm wavelength tuning range of a vertical grating assisted codirectional coupler laser with a super structure grating distributed Bragg reflector", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 7, N. 7, pp. 697 - 699, 1995.
- [11] M. Okai, S. Sakano and N. Chinone, "Wide range continuous tunable double-sectioned distributed feedback lasers", *Proceedings of ECOC'89*, pp. 122 - 125, 1989.
- [12] M.-C. Amann *et al.*, "Tuning range and threshold current of tunnable twin-guide (TTG) laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, V. 1, N. 9, pp. 253 - 254, 1989.
- [13] P.J. Rigo *et al.*, "Numerical analysis of the tuning characteristics of two electrode DFB lasers", *Journal of Optical Communications*, V. 12, N. 2, pp. 69 - 71, 1991.
- [14] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, Inc. International Edition, 1991.
- [15] G.P. Agrawal, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [16] M. Kuznetsov, "Theory of wavelength tuning in two-segment distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 24, N. 9, pp. 1837 - 1844, 1988.

- [17] M.L. Rocha, R. Kashyap and R.F. Souza, "Wavelength-tunable split-contact semiconductor DFB laser for a high-resolution fibre Bragg grating characterization", *Anais do VIII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*, pp. 312 – 316, 1998.
- [18] A. Ellis, comunicação privada, 1998.
- [19] B. Tromborg, "Book Review Section: Tunable Laser Diodes, M.-C. Amann and J. Buus, Eds.", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, V. 35, N. 2, pp. 254, 1999.