



**Mário José  
Neves de Lima**

**Optimização de Sistemas de Comunicação  
Baseados na Tecnologia WDM**



**Mário José  
Neves de Lima**

## **Optimização de Sistemas de Comunicação Baseados na Tecnologia WDM**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica, realizada sob a orientação científica do Doutor José Rodrigues Ferreira da Rocha, Professor Catedrático do Departamento de Electrónica e Telecomunicações da Universidade de Aveiro.

## **O júri**

Presidente

**Prof. Doutor Casimiro Adrião Pio**

Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

**Prof. Doutor José Rodrigues Ferreira da Rocha**

Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

**Prof. Doutor Henrique José Almeida da Silva**

Professor Associado da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

**Prof. Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos**

Professor Associado da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

**Prof. Doutor Adolfo da Visitação Tregreira Cartaxo**

Professor Associado do Instituto Superior Técnico da Universidade Técnica de Lisboa

**Prof. Doutor António Luís Jesus Teixeira**

Professor Auxiliar da Universidade de Aveiro

## **Agradecimentos**

Muitas pessoas e instituições contribuíram de forma valiosa para o trabalho apresentado nesta tese. Sem menosprezar nenhuma das contribuições, vou referir apenas aquelas cujas contribuições foram mais substanciais.

Desde logo, desejo expressar o meu reconhecido agradecimento ao Prof. Doutor José R. Ferreira da Rocha que propôs e orientou esta tese de doutoramento. Agradeço também o seu apoio na revisão dos vários capítulos desta tese, que muito contribuiu para melhorar a sua redacção.

Um agradecimento especial ao Prof. Doutor António Luís J. Teixeira, pela grande colaboração no desenvolvimento de todo o trabalho apresentado nesta tese.

Ao Eng. Orlando Frazão do INESC-Porto, pela contribuição na implementação de redes de *Bragg* gravadas em fibras ópticas, bem como pelas inúmeras discussões científicas que mantivemos.

Agradeço também ao Prof. Doutor Paulo S. B. André, por todas as sugestões dadas sobre vários tópicos abrangidos neste trabalho e pela preciosa ajuda na realização do trabalho laboratorial.

À Universidade de Aveiro e ao Instituto de Telecomunicações – Aveiro, onde foi realizado o trabalho aqui descrito, bem como a todos os seus funcionários pela sua disponibilidade.

Ao INESC-Porto pela disponibilização dos seus laboratórios e equipamentos, utilizados para a implementação de várias das redes de *Bragg* apresentadas nesta tese.

À École Polytechnique Fédérale de Lausanne, em especial ao Prof. Doutor Hans Limberger, pela implementação de algumas das redes de *Bragg* apresentadas.

Gostaria também de agradecer o apoio financeiro da Fundação para a Ciência e Tecnologia e do Fundo Social Europeu no âmbito do III Quadro Comunitário de Apoio.

Finalmente, um agradecimento sentido para todos os familiares e amigos que sempre me encorajaram ao longo deste trabalho.

A todos, o meu muito obrigado!

Mário Lima

## Resumo

O presente trabalho tem por objectivo a optimização de sistemas de comunicação ópticos multicanal de alta densidade, tendo em especial atenção os filtros ópticos utilizados na separação e tratamento dos canais, e os dispositivos de adição/subtracção de canais.

Para tal, caracterizam-se primeiramente as funções de transferência de diferentes filtros ópticos, nomeadamente de filtros Fabry-Pérot simples e de três espelhos, filtros de matriz de guias de onda e redes de *Bragg*, tendo em consideração as limitações relacionadas com a sua implementação prática.

Em seguida, procede-se à optimização do produto capacidade de transmissão  $\times$  distância, recorrendo ao método de transmissão suportada pela dispersão, conjugada com códigos de reduzida ocupação espectral (duobinário e quaternário) e filtros ópticos optimizados para aumentar a eficiência espectral dos sistemas multicanal.

A optimização de filtros ópticos para conseguir uma elevada eficiência espectral e simultaneamente compensar a dispersão é um dos principais conceitos deste trabalho. Essa optimização é aplicada a filtros ópticos que efectuem a filtragem de um único canal ou de vários canais simultaneamente, em sistemas multicanal.

Procede-se ainda à optimização da estrutura de adição/subtracção de um canal, e analisa-se o seu desempenho, na perspectiva das redes ópticas multicanal.

Aborda-se também a sintonia de filtros ópticos, e estudam-se os efeitos do seu desalinhamento indesejável na frequência, conjugado com alterações na sua função de transferência (espectro e fase), considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos. Neste âmbito, desenvolvem-se modelos estatísticos teóricos para prever as tolerâncias aceitáveis dessas variações.

**Palavras-chave:** Comunicações ópticas, sistemas multicanal, transmissão suportada pela dispersão, filtros ópticos, redes de *Bragg*.

## Abstract

The objective of this thesis is the optimisation of high density multi-channel optical communication systems, with emphasis on the optical filters used to extract and process the channels, as well as on the devices that perform channel add/drop functionalities.

To achieve such goal, first we characterise the transfer functions of different optical filters, namely the Fabry-Pérot cavity, the three mirror Fabry-Pérot, the arrayed waveguide grating and the fibre *Bragg* grating, considering the limitations related to their practical implementation.

We proceed with the transmission capacity  $\times$  distance product optimisation, by using the dispersion supported transmission method, together with compressed bandwidth data formats (duobinary and quaternary) and optimised optical filters to increase the multichannel system spectral efficiency.

The optical filter optimisation to achieve high spectral efficiency and simultaneous compensation of the transmission fibre dispersion is one of the main concepts of this work. This optimisation is also extended to optical filters capable of filtering several channels simultaneously.

We have also optimised an add/drop structure, and analysed its performance, when included in a multichannel optical network.

We have also studied tuneable optical filters, and the effects of their undesirable misalignment, together with the inherent changes in the transfer function (spectrum and phase), considering cascades of different types of optical filters. In this context, we have developed statistical models to predict the acceptable tolerances of such variations.

**Key-words:** Optical communications, multichannel systems, dispersion supported transmission, optical filters, fibre *Bragg* gratings.

*Aos meus Pais,  
à Ana,  
ao Mário Rui.*

# Índice

## CAPÍTULO 1 - *Introdução*

<b>1.1. Evolução dos Sistemas de Comunicação Ópticos</b> .....	1
<b>1.2. Enquadramento e Motivação da Tese</b> .....	4
<b>1.3. Objectivos da Tese</b> .....	7
<b>1.4. Estrutura da Tese</b> .....	8
<b>1.5. Principais Contribuições</b> .....	10
<i>Referências</i> .....	12

## CAPÍTULO 2 - *Sistemas de Comunicação Ópticos Multicanal: Parâmetros Críticos para o Desempenho*

<b>2.1. Introdução</b> .....	15
<b>2.2. Fonte Óptica (Laser)</b> .....	18
2.2.1. Instabilidade da Frequência de Emissão.....	19
2.2.2. Instabilidade da Potência Emitida.....	19
2.2.3. Largura Espectral e Chirp.....	20
2.2.4. Ruído do Laser.....	21
<b>2.3. Fibra Óptica</b> .....	22
2.3.1. Efeitos Lineares.....	23
2.3.1.1. Atenuação.....	23
2.3.1.2. Dispersão Cromática.....	24
2.3.1.2.1. <i>Quantificação da Dispersão</i> .....	25
2.3.1.2.2. <i>Compensação da Dispersão</i> .....	28
2.3.1.3. Dispersão Devida aos Modos de Polarização.....	30
2.3.2. Efeitos Não-lineares.....	31
2.3.2.1. Auto Modulação de Fase (SPM).....	32
2.3.2.2. Modulação Cruzada de Fase (XPM).....	34
2.3.2.3. Mistura de Quatro Ondas (FWM).....	35
2.3.2.4. Difusão Não-Elástica Estimulada.....	36
<b>2.4. Amplificador Óptico (EDFA)</b> .....	37
2.4.1. Ganho Não-Equalizado.....	41
2.4.2. Largura de Banda de Amplificação.....	42



2.4.3. Saturação do Ganho .....	42
2.4.4. Diafonia .....	43
2.4.4.1. Saturação Cruzada .....	43
2.4.4.2. Mistura de Quatro Ondas (FWM) .....	44
2.4.5. Ruído de Emissão Espontânea Amplificado (ASE) .....	45
<b>2.5. Filtros Ópticos .....</b>	<b>46</b>
<b>2.6. Conclusões .....</b>	<b>47</b>
<i>Referências</i> .....	48

### ***CAPÍTULO 3 - Modelos para Simulação e Análise de Desempenho de Sistemas de Comunicação Ópticos***

<b>3.1. Introdução .....</b>	<b>52</b>
<b>3.2. Modelos de Simulação dos Componentes Ópticos .....</b>	<b>53</b>
3.2.1. Laser Semicondutor .....	53
3.2.2. Fibra Óptica .....	56
3.2.3. Amplificador Óptico (EDFA) .....	59
3.2.4. Fotodetector .....	60
<b>3.3. Modelização e Caracterização dos Filtros Ópticos .....</b>	<b>61</b>
3.3.1. Fabry-Pérot de Cavidade Única .....	62
3.3.1.1. Estrutura Física .....	62
3.3.1.2. Caracterização da Função de Transferência .....	63
3.3.1.3. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas .....	65
3.3.1.4. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas .....	67
3.3.1.5. Sintonia .....	68
3.3.1.6. Comentários Finais .....	69
3.3.2. Fabry-Pérot de Três Espelhos (Cavidade Dupla) .....	69
3.3.2.1. Estrutura Física .....	70
3.3.2.2. Caracterização da Função de Transferência .....	70
3.3.2.3. Comparação das Respostas dos Filtros Fabry-Pérot de Três Espelhos e de Cavidade Simples .....	71
3.3.2.4. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas .....	72
3.3.2.5. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas .....	73

3.3.2.6. Sintonia .....	74
3.3.2.7. Comentários Finais .....	74
3.3.3. Filtro de Matriz de Guias de Onda (Arrayed Waveguide Grating) .....	74
3.3.3.1. Estrutura Física.....	75
3.3.3.2. Descrição do Princípio de Funcionamento .....	75
3.3.3.3. Caracterização da Função de Transferência .....	77
3.3.3.4. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas.....	80
3.3.3.5. Tipos de AWGs (InP e SiO <sub>2</sub> ) .....	83
3.3.3.6. Limitações do Modelo Utilizado .....	84
3.3.3.7. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas .....	87
3.3.3.8. Sintonia .....	88
3.3.3.9. Comentários Finais .....	89
<b>3.4. Métodos de Avaliação do Desempenho .....</b>	<b>90</b>
3.4.1. Aproximação Gaussiana .....	91
3.4.2. Estimação Semi-Analítica.....	94
<b>3.5. Conclusões.....</b>	<b>95</b>
<i>Referências.....</i>	<i>97</i>

## **CAPÍTULO 4 - Redes de Bragg: Modelização, Caracterização e Implementação Prática**

<b>4.1. Introdução.....</b>	<b>100</b>
<b>4.2. Fabricação de Redes de Bragg (FBG).....</b>	<b>102</b>
4.2.1. Técnicas de Fabricação.....	103
4.2.2. Regimes de Exposição .....	106
<b>4.3. Função de Transferência .....</b>	<b>107</b>
<b>4.4. FBG Uniforme .....</b>	<b>111</b>
4.4.1. Caracterização da Perturbação e da Resposta Espectral.....	111
4.4.2. Dependência da Resposta em Relação às Características Físicas .....	114
4.4.2.1. Síntese da Resposta Espectral ( $\lambda_{max}$ , $\Delta\lambda_{edge}$ , $\Delta\lambda_0$ ).....	114
4.4.2.2. Variação da Resposta Espectral com a Alteração de L e $\overline{\delta n_{eff}}$ .....	116
4.4.3. Implementação de Perturbação Uniforme .....	118
4.4.3.1. FBGs Uniformes Fracas (tipo I).....	118

4.4.3.2. FBGs Uniformes Fortes (tipo IIa) .....	120
4.4.3.2.1. <i>Evolução da Perturbação do Índice Durante a Exposição</i> .....	121
4.4.3.2.2. <i>Simulação da Evolução da Resposta da FBG</i> .....	123
4.4.3.2.3. <i>Comparação das Respostas Simulada e Experimental</i> .....	123
<b>4.5. FBG Apodizada</b> .....	126
4.5.1. Tipos de Apodização .....	127
4.5.2. Caracterização das Perturbações e Respostas Espectrais .....	128
4.5.2.1. Variação com o Formato de Apodização .....	129
4.5.2.2. Variação com o Valor Médio da Perturbação .....	133
4.5.3. Implementação de Perturbação Apodizada.....	136
4.5.3.1. Apodização Simples.....	136
4.5.3.2. Apodização Pura.....	138
4.5.3.3. Apodização Negative-only .....	139
4.5.4. Caso Especial: FBG do Tipo Sinc .....	144
<b>4.6. FBG Aperiódica (Chirped)</b> .....	146
4.6.1. Caracterização da Perturbação e da Resposta Espectral.....	146
4.6.1.1. FBG Aperiódica Uniforme .....	148
4.6.1.2. FBG Aperiódica Apodizada.....	148
4.6.1.3. Comparação da FBG Aperiódica com a FBG Negative-only .....	149
4.6.2. FBG Amostrada Aperiódica (Chirped Sampled).....	150
4.6.3. Implementação de Perturbação Aperiódica .....	155
4.6.4. Opção: FBG Periódica com Perturbação Linear Decrescente .....	156
<b>4.7. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas</b> .....	156
<b>4.8. Sintonia de FBGs</b> .....	158
4.8.1. Tipos de FBGs Estudadas .....	160
4.8.2. Comparação do Comportamento das FBGs com a Temperatura.....	162
4.8.2.1. Capacidade de Sintonia .....	162
4.8.2.2. Alterações na Função de Transferência.....	163
4.8.2.2.1. <i>Reflectividade Máxima</i> .....	163
4.8.2.2.2. <i>Largura de Banda Passante</i> .....	164
4.8.2.2.3. <i>Atraso de Grupo</i> .....	164
4.8.3. Discussão dos Resultados .....	165
<b>4.9. Conclusões</b> .....	167
<i>Referências</i> .....	169

## **CAPÍTULO 5 - *Optimização de Sistemas WDM Baseados no Método de Modulação DST***

<b>5.1. Introdução</b> .....	173
<b>5.2. Transmissão Suportada por Dispersão (DST): Princípio de Funcionamento</b> .....	175
<b>5.3. Sistema DST Monocanal (20 Gsimb/s)</b> .....	178
5.3.1. Estrutura geral.....	178
5.3.2. Análise do Comportamento de um Sistema Binário (20 Gbit/s) .....	179
5.3.3. Análise do Comportamento de Sistemas Multinível (20 Gsimb/s) .....	183
<b>5.4. Optimização da Filtragem Óptica Monocanal em Sistemas N×20 Gb/s</b> .....	187
5.4.1. Estrutura geral de um Sistema WDM-DST .....	188
5.4.2. Optimização do Filtro Óptico .....	188
5.4.2.1. Selecção do Tipo de Filtro Óptico.....	188
5.4.2.2. Optimização das Características (FBG negative-only) .....	193
5.4.2.2.1. <i>Formato da Apodização</i> .....	193
5.4.2.2.2. <i>Variação do Valor Médio</i> .....	198
5.4.3. Comentários Finais .....	199
<b>5.5. Optimização da Eficiência Espectral</b> .....	200
<b>5.6. Filtragem Óptica Multicanal com Compensação da Dispersão</b> .....	203
5.6.1. Comparação do Desempenho de FBGs Negative-only e FBGs Aperiódicas .....	204
5.6.2. Comparação do Desempenho de FBGs Aperiódicas e FBGs Amostradas Aperiódicas .....	208
5.6.3. Comentários Finais .....	210
<b>5.7. Problemas Relativos à Filtragem Óptica</b> .....	210
5.7.1. Cascata de Filtros Ópticos .....	211
5.7.1.1. Função de Transferência da Cascata.....	211
5.7.1.1.1. <i>FBGs Apodizadas</i> .....	211
5.7.1.1.2. <i>AWGs</i> .....	213
5.7.1.1.3. <i>FP de Três Espelhos</i> .....	213
5.7.1.2. Efeito da Cascata .....	214
5.7.1.3. Comentários Finais .....	216
5.7.2. Desalinhamento na Frequência.....	217

5.7.2.1. Efeito do Desalinhamento .....	217
5.7.2.2. Comentários Finais .....	219
<b>5.8. Conclusões.....</b>	<b>219</b>
<i>Referências</i> .....	221

## **CAPÍTULO 6 - Filtragem Óptica em Redes Ópticas Multicanal**

<b>6.1. Introdução.....</b>	<b>223</b>
<b>6.2. Tolerâncias da Variação da Frequência Central e da Largura de Banda da Cascata de Filtros Ópticos em Redes Ópticas Multicanal .....</b>	<b>224</b>
6.2.1. Efeito da Variação da Frequência Central e da Largura de Banda de Filtros Ópticos em Sistemas Multicanal .....	225
6.2.2. Modelos Estatísticos para Previsão das Tolerâncias das Alterações nas Respostas de Filtros Ópticos em Cascata .....	227
6.2.2.1. Variação da Largura de Banda .....	227
6.2.2.2. Desalinhamento da Frequência Central.....	229
6.2.2.3. Cascata de Filtros .....	231
6.2.3. Validação dos Modelos Estatísticos .....	232
6.2.3.1. Variação da Largura de Banda de uma Cascata de Filtros .....	232
6.2.3.2. Desalinhamento da Frequência Central de uma Cascata de Filtros.....	235
6.2.3.3. Comentários Finais .....	240
<b>6.3. Otimização de Multiplexadores de Adição/Subtracção (OADMs).....</b>	<b>240</b>
6.3.1. Definição da Classe de OADM: AWG ou Baseado em FBGs.....	241
6.3.2. Tipos de Configurações de OADMs Baseados em FBGs: Comparação do Desempenho.....	242
6.3.2.1. Baseada em Circuladores Ópticos .....	242
6.3.2.2. Configuração de Mach-Zehnder.....	243
6.3.2.3. Baseada num Acoplador Incluindo as FBGs .....	244
6.3.2.4. Comentários Finais .....	245
6.3.3. Crosstalk de OADMs na Configuração MZI: Dependência em Relação ao Tipo de FBG Utilizada.....	245
6.3.3.1. Setup de Simulação.....	245
6.3.3.2. Implicações das Características das FBGs no Crosstalk .....	246
6.3.3.3. Análise de Resultados .....	248

6.3.3.4. Comentários Finais .....	249
6.3.4. Minimização do Crosstalk .....	250
6.3.4.1. Crosstalk Homodino .....	250
6.3.4.2. Crosstalk Heterodino .....	252
6.3.4.3. Comentários Finais .....	253
6.3.5. OADMs Baseados em FBGs Negative-Only: Comparação de Desempenho dos Casos Ideal e Praticável .....	254
<b>6.4. Desempenho de OADMs Baseados em FBGs numa Rede Óptica .....</b>	<b>257</b>
6.4.1. Setup de Simulação.....	257
6.4.2. Implicações das Características das FBGs no Desempenho.....	258
6.4.3. Análise dos Resultados .....	259
<b>6.5. Conclusões.....</b>	<b>261</b>
<i>Referências</i> .....	263

## **CAPÍTULO 7 - Conclusões e Trabalho Futuro**

<b>7.1. Conclusões do Trabalho Realizado .....</b>	<b>265</b>
<b>7.2. Sugestões de Trabalho Futuro .....</b>	<b>269</b>

## **APÊNDICES**

<b>A. Simulação do Coeficiente de Reflexão de Redes de Bragg.....</b>	<b>271</b>
A.1. Descrição do Método Utilizado (Integração Numérica).....	271
A.2. Comparação com Método das Matrizes.....	272
A.3. Limitações do Método .....	274
<b>B. Caracterização Experimental de Redes de Bragg.....</b>	<b>276</b>
<b>C. Dedução de <math>Q_{avg}</math> em Função dos Desvios Padrões das PDFs das Variações nas Características dos Filtros .....</b>	<b>278</b>
C.1. Variação da Largura de Banda.....	278
C.2. Variação da Frequência Central.....	280
<i>Referências</i> .....	282

### *Glossário de Acrónimos*

### *Adopções Lexicais*

### *Lista de Símbolos e Constantes*

# ***CAPÍTULO 1***

## **Introdução**

### ***1.1. Evolução dos Sistemas de Comunicação Ópticos***

Desde os primórdios da humanidade que se utiliza a luz para transmitir informação à distância. Já no século VIII AC os gregos antigos recorriam a fogueiras e à manipulação da luz solar com espelhos, para comunicar à distância. Ao longo dos tempos, vários sistemas de comunicação que utilizavam a luz como portadora foram implementados, com um grau crescente de sofisticação.

O início da era moderna das comunicações ópticas aconteceu com a descoberta do laser em 1958 [1]. A luz, até então vista como uma radiação incoerente, passou a ter possibilidades de uma radiação coerente e com pequena largura espectral, de modo semelhante aos osciladores de microondas. O grande problema era então a reduzida qualidade do meio de transmissão, o ar, que restringia a transmissão de luz a pequenas distâncias.

O segundo impulso, que despoletou definitivamente a evolução dos sistemas de

comunicação ópticos, foi o aparecimento da fibra óptica em meados da década de 1960 [2][3]. Inicialmente, as fibras ópticas eram multimodo, e operavam na janela entre 800 e 900 nm, devido ao baixo custo das fontes ópticas e detectores nessa banda. Em 1970 foi fabricada uma fibra óptica monomodo (SMF: *Single Mode Fiber*) com atenuação inferior a 20 dB/km a 900 nm [4], criando-se as condições para tornar as comunicações ópticas competitivas na era moderna. A primeira geração de sistemas comerciais surgiu no final da década de 1970, a operar na janela de 850 nm e com atenuações de 3 a 6 dB/km.

Outro avanço foi conseguido com o surgimento dos lasers semicondutores monomodo e fotodetectores na janela dos 1300 nm, onde as perdas da fibra eram inferiores a 0.5 dB/km, possibilitando uma nova geração de sistemas comerciais, na janela dos 1300 nm e com fibras monomodo, onde a dispersão é mínima. Esses sistemas ópticos utilizavam um elevado número de repetidores com regeneração electrónica, para combater as perdas, tornando-os bastante dispendiosos devido ao uso intensivo de detectores ópticos, fontes ópticas e circuitos electrónicos de processamento do sinal. Além disso, outras desvantagens dos repetidores eram a sua dependência em relação à taxa de transmissão e formato de modulação.

No final da década de 1980, aconteceu o terceiro grande impulso nos sistemas de comunicação ópticos, com o aparecimento dos primeiros amplificadores ópticos, que permitiram ultrapassar todas as limitações referidas dos repetidores e evoluir para o processamento totalmente óptico. Em particular, os amplificadores de fibra dopada com Érbio (EDFA: *Erbium Doped Fiber Amplifier*) [5], que emitem na gama dos 1550 nm, onde a atenuação da SMF normal é mínima, vieram aumentar extraordinariamente o desempenho dos sistemas de comunicação ópticos, estando na origem da terceira geração de sistemas comerciais.

Os sistemas de primeira, segunda e terceira geração referidos são sistemas de intensidade modulada com detecção directa (IM-DD: *Intensity Modulation with Direct Detection*). Durante a década de 1980, em paralelo com estes sistemas IM-DD, desenvolveram-se também os sistemas coerentes, com modulação digital de amplitude, frequência ou fase [6]. Embora a utilização de sistemas coerentes permita aumentar consideravelmente a



sensibilidade dos receptores ópticos, relativamente aos sistemas IM-DD, apresentam uma complexidade acrescida, devido ao necessário controlo dos osciladores locais utilizados na modulação e desmodulação. O referido aparecimento dos amplificadores ópticos, desvalorizou os ganhos conseguidos ao nível da sensibilidade dos receptores no caso dos sistemas coerentes, colocando novamente a atenção nos sistemas IM-DD.

Nos sistemas ópticos IM-DD, a operarem a 1550 nm, a principal limitação é a dispersão cromática, pelo que no decurso da década de 1990 foram propostas várias técnicas para compensar a dispersão, que serão alvo de análise nesta tese. Essas técnicas, embora permitindo compensar a dispersão, não compensam os efeitos não-lineares na fibra óptica, que em sistemas de longa distância e elevados ritmos de transmissão podem assumir um papel dominante na degradação dos sistemas de comunicação ópticos. Uma técnica que utiliza os efeitos não-lineares para compensar a dispersão, proposta em 1973 [7], mas só após o surgimento do amplificador óptico aplicada a sistemas práticos, baseia-se na utilização de impulsos ópticos com envolvente do campo eléctrico do tipo secante hiperbólica, os solitões. Estes são capazes de se propagarem num meio dispersivo e não-linear, como é o caso da fibra óptica, mantendo a sua forma inalterada. Um dos grandes impedimentos à implementação maciça dos sistemas baseados em solitões têm sido as fontes ópticas necessárias, que não são muito baratas devido à estabilidade exigida.

A década de 1990 testemunhou também um desenvolvimento impressionante a nível de novos dispositivos ópticos que utilizam fibra óptica, nomeadamente as redes de fibra (*fiber gratings*) e a matriz de guias de onda (AWG: *Arrayed Waveguide Grating*), que serão estudados ao longo desta tese, entre outros.

A Figura 1 sumaria as principais evoluções referidas, no domínio dos sistemas de comunicação ópticos.

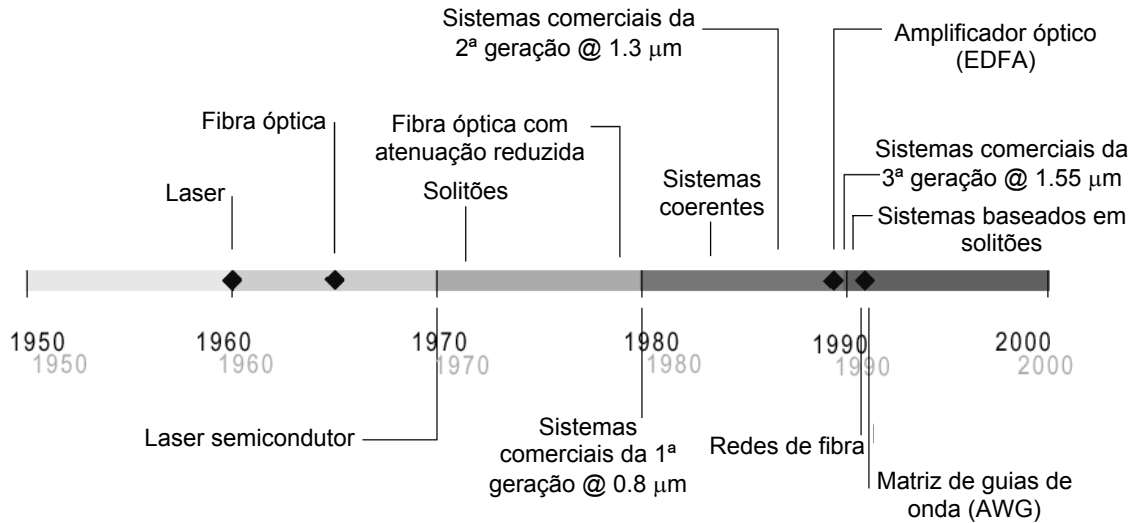


Figura 1 - Evolução dos sistemas de comunicação ópticos ao longo do tempo.

## 1.2. Enquadramento e Motivação da Tese

A evolução na nossa sociedade ao longo das últimas décadas tem alimentado a necessidade crescente de serviços de telecomunicações, como o telefone, a televisão, a Internet, a videoconferência, as comunicações via satélite, bem como da qualidade associada, resultando no crescimento do tráfego de dados nas redes de transporte para além das expectativas mais optimistas, e conseqüentemente no esgotamento da capacidade de tráfego disponibilizada pelos operadores.

A manutenção da qualidade dos serviços disponibilizados ao utilizador, a custos suportáveis para as empresas que os exploram, que implica a manutenção da estrutura física de transporte existente, já com vários milhões de quilómetros de fibra óptica instalada, requer a optimização da eficiência da transmissão de dados. A tecnologia de multiplexagem óptica no comprimento de onda (WDM: *Wavelength Division Multiplexing*), ao permitir várias portadoras ópticas na mesma fibra, surge como a evolução natural para as redes de transporte actuais, possibilitando o aumento da capacidade de transmissão com as infra-estruturas existentes, a nível das fibras ópticas implantadas e dos circuitos electrónicos disponíveis. A tecnologia WDM permite actualmente implementar sistemas de comunicação ópticos a operarem a taxas tão

elevadas quanto 3.2 Tbit/s, com a parte electrónica à velocidade standard actual (10 Gbit/s) [8].

Actualmente, as redes existentes, baseadas na tecnologia WDM, são somente utilizadas como sistemas ponto a ponto. A comutação no fim dos vários troços de fibra é ainda electrónica, requerendo a conversão do domínio óptico para o domínio eléctrico, e deste novamente para o óptico, o que constitui um sério constrangimento à evolução das redes. Assim sendo, grandes esforços têm sido desenvolvidos no sentido de se conseguir uma rede completamente óptica, capaz de proceder ao acesso, reencaminhamento, conversão de canais em sistemas heterogéneos, reconfiguração da rede em caso de falhas, totalmente no domínio óptico. A rede completamente óptica tem como objectivo final a completa transparência em relação ao tipo de tráfego que o utilizador pretende enviar na linha, e simultaneamente providenciar uma largura de banda tão grande quanto seja necessária para a aplicação desejada.

O aumento substancial das capacidades de todo o processo de comutação e transmissão implica o desenvolvimento e apuramento de novas técnicas para resolver os problemas associados, sempre que possível recorrendo a infra-estruturas já existentes para redução dos custos.

Neste contexto, para vencer um dos problemas mais importantes da propagação de impulsos em fibras monomodo normais, a dispersão cromática, foi proposto o método de transmissão suportado pela dispersão (DST: *Dispersion Supported Transmission*) [9]. Este método aproveita o efeito da dispersão num sinal modulado na frequência (FSK: *Frequency Shift Keying*) para, em conjunto com a equalização eléctrica, ultrapassar o limite de distância convencional imposto pela dispersão, em cerca de um factor de 4 [9][10]. Por outro lado, os sistemas DST são menos exigentes em termos de largura de banda do que os sistemas com modulação de intensidade [11], tornando a combinação das tecnologias DST e WDM bastante atractiva. Nestes sistemas (WDM-DST), é particularmente interessante a utilização de diferentes codificações que não a convencional, binária NRZ (*Non Return to Zero*), com ocupação espectral reduzida (por exemplo, duobinária e quaternária), para maximizar a eficiência espectral [12].

A maximização da eficiência espectral nesses sistemas, e nos sistemas WDM em geral, envolve em última instância a optimização do dispositivo que vai efectuar a operação de desmultiplexagem, o filtro óptico, e na perspectiva da rede óptica WDM, da estrutura que efectua não só a filtragem do canal desejado, mas também a adição de um novo canal à mesma frequência, que se designa por multiplexador óptico de adição/subtracção (OADM: *Optical Add Drop Multiplexer*) [13].

Enquanto a optimização do filtro óptico em sistemas WDM considera o balanço entre a degradação mínima do canal escolhido e a rejeição máxima dos canais vizinhos (diafonia heterodina), a optimização do OADM envolve um outro factor além destes, que é a minimização da degradação introduzida pelo canal adicionado (diafonia homodina). Um outro factor importante a considerar em ambas as optimizações referidas são as perdas de inserção, que devem ser o mais reduzidas possível. Por outro lado, os desempenhos do filtro óptico e do OADM podem melhorar se estes, além de efectuarem, respectivamente, as operações de desmultiplexagem e de adição/subtracção do canal desejado, efectuarem também algum processamento óptico adicional, que compense os efeitos da propagação na fibra, por exemplo permitindo compensar a dispersão cromática.

Além dos inúmeros factores referidos, subjacente à optimização do filtro óptico está também a sua implementação prática. Não faz sentido optimizar as respostas em amplitude e fase de um determinado filtro, se essas características de filtragem não forem implementáveis na prática. Assim, na optimização de um filtro óptico deve-se ter também em conta a correspondência entre os parâmetros físicos do filtro e a sua resposta espectral, para nos apercebermos das limitações práticas.

Outro aspecto importante a considerar, relativo à utilização dos filtros ópticos em redes ópticas reais, é a sua sintonia, bem como a análise do efeito provocado nos seus desempenhos pelo desalinhamento indesejável na frequência. Além do desalinhamento na frequência, outro factor a considerar, para avaliar a robustez da operação do filtro óptico em redes ópticas, é a análise do efeito de uma cascata de filtros no desempenho da rede.

### **1.3. Objectivos da Tese**

Em linha com as considerações da secção anterior, a tese tem por objectivo global o estudo e optimização de sistemas de comunicação ópticos baseados na tecnologia WDM de alta densidade, dando especial atenção à operação de filtragem óptica.

Para atingir este objectivo global, vai-se optimizar o produto capacidade de transmissão  $\times$  distância, recorrendo à modulação DST, conjugada com codificações de ocupação espectral reduzida, de modo a aumentar a eficiência espectral dos sistemas WDM. Adicionalmente a uma sinalização adequada, a optimização da eficiência espectral envolve a optimização das características do filtro óptico. Este, além de rejeitar os canais WDM vizinhos, pode também efectuar algum processamento adicional vantajoso, por exemplo a compensação da dispersão cromática da fibra de transmissão.

Assim, a optimização dos filtros ópticos para conseguir uma elevada eficiência espectral e a compensação da dispersão cromática é um dos principais objectivos deste trabalho. Essa optimização estende-se também a filtros ópticos que efectuem a filtragem de vários canais simultaneamente.

Na sequência da optimização de filtros ópticos para sistemas WDM, outro objectivo da tese é, na perspectiva de uma rede óptica WDM, a optimização da estrutura de adição/subtracção (OADM) de um canal.

Neste trabalho abordam-se também aspectos relacionados com a operação de filtros ópticos em redes ópticas reais. Assim, outro objectivo da tese é a análise do efeito da cascata de filtros ópticos presentes nos vários nós da rede, bem como do seu desalinhamento indesejável na frequência. Aborda-se também a sintonia dos filtros ópticos.

A optimização dos vários tipos de filtros ópticos efectuada neste trabalho tem em consideração a sua implementação prática.

#### **1.4. Estrutura da Tese**

Esta tese está dividida em sete capítulos que abordam diversos temas relacionados com a filtragem óptica em sistemas e redes ópticas WDM, sua optimização e implementação.

Neste primeiro capítulo, para além da descrição do contexto em que se insere a tese e os seus objectivos principais, apresenta-se a estrutura da mesma, bem como as principais contribuições.

No segundo capítulo, descrevem-se os sistemas de comunicação ópticos WDM, caracterizando-se os problemas relacionados com os diversos componentes destes sistemas, nomeadamente a fonte óptica, a fibra óptica, o amplificador óptico e os filtros ópticos, e analisando-se o impacto desses problemas no desempenho do sistema.

Essas constatações relativas a cada componente servem de base à modelização efectuada para cada caso, no terceiro capítulo. Nesse capítulo, apresentam-se os modelos dos principais componentes do sistema, nomeadamente do laser semiconductor, da fibra óptica, do amplificador óptico e do fotodetector. Descrevem-se também os modelos dos filtros ópticos, o Fabry-Pérot (FP) de cavidade única, o Fabry-Pérot de três espelhos e o filtro de matriz de guias de onda (AWG). Para esses filtros, apresentam-se as respectivas funções de transferência, e estabelecem-se as relações entre os parâmetros físicos e a resposta espectral obtida, analisando-se as limitações práticas em cada caso. Comparam-se também os desempenhos dos vários filtros ópticos num sistema WDM. Por último, descrevem-se os métodos de avaliação do desempenho do sistema, utilizados nos capítulos quinto e sexto, respectivamente a estimação semi-analítica e a aproximação gaussiana.

No quarto capítulo, apresenta-se o outro tipo de filtro estudado no âmbito deste trabalho, a rede de Bragg (FBG: *Fiber Bragg Grating*). É dado maior ênfase às FBGs do que aos outros filtros, devido à maior variedade de parâmetros físicos controláveis e consequente maior flexibilidade na formatação das suas características espectrais. Essa análise mais pormenorizada também se justifica pelo facto de ter havido oportunidade de implementar vários filtros deste tipo na prática, pelo que os conhecimentos adquiridos são

consequentemente mais vastos. Neste capítulo, caracterizam-se as funções de transferência dos principais tipos de FBGs, e analisa-se a sua dependência em relação às características da perturbação do índice de refração, bem como as limitações envolvidas na implementação prática dessa perturbação. No seguimento do estudo efectuado no capítulo três, compara-se o desempenho deste tipo de filtro com os outros referidos acima, quando integrados num sistema WDM. Por último, aborda-se a sintonia das FBGs. Nesse âmbito, são comparados diferentes tipos de FBGs, sintonizáveis por variação de temperatura, em termos de capacidade de sintonia (desejável) e das alterações inerentes (indesejáveis) nas suas funções de transferência.

No capítulo cinco, optimiza-se a filtragem óptica em sistemas WDM com modulação DST, com a finalidade de incrementar o produto capacidade de transmissão  $\times$  distância em relação aos sistemas WDM com modulação directa. Esta optimização dos filtros, em conjunto com códigos de reduzida ocupação espectral, permite maximizar a eficiência espectral. Procedede-se também à optimização de filtros ópticos que efectuem filtragem multicanal e simultaneamente compensam a dispersão cromática da fibra de transmissão em sistemas WDM-DST. Na sequência do estudo com filtros únicos e perfeitamente alinhados com o canal a desmultiplexar, efectua-se também a análise do impacto da cascata e do desalinhamento na frequência de filtros ópticos no desempenho do sistema. Esta caracterização é importante sob o ponto de vista prático, visto que muitas vezes o sinal atravessa vários filtros e estes não estão perfeitamente alinhados na frequência com o sinal a processar.

No sexto capítulo, desenvolvem-se modelos estatísticos teóricos para prever as tolerâncias aceitáveis das variações observadas nas respostas dos filtros aquando da sua operação, nomeadamente a variação da frequência central e da largura de banda, considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos. Estuda-se também a filtragem óptica na perspectiva duma rede óptica, ou seja, na sequência do capítulo anterior, optimiza-se a estrutura que efectua não só a filtragem de um canal WDM, mas também a adição de um novo canal à mesma frequência (OADM). O desempenho desta estrutura é depois analisado quando inserido numa rede óptica, onde o sinal atravessa vários nós no seu trajecto da fonte até ao destinatário da informação.

Finalmente, no capítulo sete apresentam-se as conclusões finais do trabalho e algumas sugestões perspectivando uma investigação futura.

### **1.5. Principais Contribuições**

Na opinião do autor, as principais contribuições do trabalho descrito nesta tese, para o conhecimento na área da otimização de sistemas de comunicação ópticos multicanal, podem resumir-se da seguinte forma:

- Estudo e implementação de redes de *Bragg* com perturbações de índice de refração associadas de valor médio negativo variável, descritas no capítulo 4 e materializadas nas publicações [14]-[17];
- Estudo experimental da capacidade de sintonia e estabilidade das funções de transferência com a temperatura, de diferentes tipos de FBGs, descrito no capítulo 4 e incluído nas contribuições [18]-[21];
- Estudo e otimização da filtragem óptica monocanal em sistemas WDM com modulação DST, descrito no capítulo 5 e nas referências [22]-[27];
- Otimização da eficiência espectral em sistemas WDM, recorrendo à modulação DST, codificações com ocupação espectral reduzida (duobinária e quaternária) e redes de *Bragg* otimizadas, conforme descrito no capítulo 5 e nas publicações [28] e [29];
- Estudo e otimização da filtragem óptica multicanal com compensação da dispersão cromática da fibra de transmissão, em sistemas WDM-DST, descrito no capítulo 5 e incluído em [30];
- Estudo do impacto do desalinhamento na frequência e da cascata de diferentes tipos de filtros ópticos em sistemas WDM-DST, e em sistemas WDM em geral, descrito nos capítulos 5 e 6, respectivamente, e materializado nas contribuições [31]-[33];



- Desenvolvimento de modelos estatísticos para determinar as tolerâncias da variação da frequência central e da largura de banda, considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos (capítulo 6), a que correspondem as publicações [34]-[37];
- Estudo e otimização de multiplexadores de adição/subtração (OADM), para redes ópticas WDM, baseados em FBGs, conforme detalhado no capítulo 6 e nas contribuições [14] e [38];
- Proposta e caracterização de uma estrutura para diminuição da diafonia heterodina em OADMs, apresentada no capítulo 6 e em [38].

## Referências:

- [1] A. L. Shawlow, C. H. Townes, “Infrared and optical masers”, *Physics Review*, vol. 12, pp. 1940-1948, 1958.
- [2] K. C. Kao, G. A. Hockham, “Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies”, *Proceedings IEE*, vol. 7, pp. 1151-1158, 1966.
- [3] A. Wertz, “Propagation de la lumière cohérente dans les fibres optiques”, *L'Onde Eletrique*, vol. 46, pp. 967-980, 1966.
- [4] F. P. Kapron, D. B. Keck, “Radiation loss in glass optical waveguide”, *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [5] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, D. Payne, “Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ ”, *Electronics Letters*, vol. 23, pp. 1026-1027, 1987.
- [6] P. W. Hooijmans, *Coherent Optical System Design*, John Wiley & Sons, Chichester, England, 1994.
- [7] A. Hasegawa, F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optics in dispersive dielectric fibers”, *Applied Physics Letters*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.
- [8] C. Hullin, C. Gueritch, E. Grand, D. Lesterlin, S. Ruggeri, M. Adlerfligel, J. P. Blondel, V. Boudier, C. Trecasser, L. Curincks, E. Brandon, O. Courtois, D. Filet, “Ultra long haul 2500 km terrestrial transmission of 320 channels at 10 Gbit/s over C+L bands with 25 GHz wavelength spacing”, *Proceedings of 28<sup>th</sup> European Conference on Optical Communication (ECOC'2002)*, paper 1.1.3, Copenhagen, Denmark.
- [9] B. Wedding, “New method for optical transmission beyond dispersion limit”, *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1298-1300, 1992.
- [10] B. Wedding, B. Franz, B. Junginger, “10-Gb/s optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1720-1727, 1994.
- [11] A. Teixeira, *Optimização de Sistemas de Comunicação Óptica Multicanal (WDM) de Alta Densidade*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [12] B. Wedding, W. Pöhlmann, B. Franz, H. Geupel, “Multi-level dispersion supported transmission at 20 Gbit/s over 46 km installed standard single mode fibre”, *Proceedings of 22<sup>nd</sup> European Conference on Optical Communication (ECOC'96)*, pp.1.91-1.94, Oslo.
- [13] S. D. Dods, R. S. Tucker, “A comparison of the homodyne crosstalk characteristics of optical add-drop multiplexers”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 1829-1837, 2001.
- [14] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, J. R. F. da Rocha, P. S. André, J. L. Pinto, O. Frazão, “Unchirped Fiber Bragg Grating for Simultaneous Filtering and Dispersion Compensation in Wavelength-Multiplexed Systems”, *Proceedings of 10<sup>th</sup> International Conference on Telecommunications (ICT 2003)*, pp. 188-191, Papeete, French Polynesia.
- [15] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, José R. F. da Rocha, “Redes de Bragg para filtragem em comunicações ópticas”, *Actas da 12<sup>a</sup> Conferência Nacional de Física (Física'2000)*, pp. 443-444, Figueira da Foz.
- [16] António L. J. Teixeira, Mário J. N. Lima, José R. Ferreira da Rocha, “Fiber Bragg gratings for telecommunications”, Invited paper, *Proceedings of 3<sup>rd</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON'2001)*, pp. 127-130, Cracow, Poland.
- [17] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, “Redes de Bragg para telecomunicações”, *Actas da Engenharia'2001 – Inovação e Desenvolvimento*, pp. 21-26, Universidade Beira Interior, Covilhã.

- [18] O. Frazão, M. Lima, A. Teixeira, P. André, J. R. F. da Rocha, “Estabilidade térmica de redes de Bragg em fibra óptica do tipo I e do tipo IIA”, *Actas da 13ª Conferência Nacional de Física (FISICA'2002)*, pp. 508-510, Évora.
- [19] M. J. N. Lima, O. Frazão, A. L. J. Teixeira, P. S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, “Thermally tunable Bragg grating filters for wavelength-multiplexed systems”, *Revista do DETUA*, vol.3, nº7, pp. 625-627, Setembro 2002.
- [20] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, O. Frazão, Paulo S. B. André, J. R. F. da Rocha, “Thermal Behavior of Bragg Gratings Formed in Germanosilicate Fiber”, aceite para publicação em *SPIE Proceedings*.
- [21] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, J. R. Ferreira da Rocha, O. Frazão, P. S. B. André, “Comparison of the thermal tuning capability of different types of Bragg grating filters for wavelength division multiplexing applications”, aceite para publicação em *SPIE Journal of Optical Engineering*.
- [22] Mário J. Lima, António L. Teixeira, J. Ferreira da Rocha, Rui Ribeiro, “Optical filters for N×20 Gbit/s WDM dispersion supported transmission systems”, *Proceedings of 2<sup>nd</sup> Conference on Telecommunications (ConfTele'99)*, pp. 569-573, Sesimbra.
- [23] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, J. R. F. da Rocha, “Optimization of apodized fiber grating filters for WDM systems”, *Proceedings of 12<sup>th</sup> IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS'99)*, paper ThZ2, pp. 876-877, S. Francisco, USA.
- [24] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, José R. F. da Rocha, “Impact of optical filtering on the channel density of WDM systems”, *Proceedings of 2<sup>nd</sup> Workshop on Fibre and Optical Passive Components (WFOPC'2000)*, pp. 204-209, Pavia, Italy.
- [25] António L. J. Teixeira, Mário J. N. Lima, J. R. Ferreira da Rocha, “Optimization of apodized fiber grating devices for WDM demultiplexing in linear and non-linear systems”, *Proceedings of 5<sup>th</sup> Optoelectronics and Communications Conference (OECC'2000)*, pp. 218-219, Chiba, Japan
- [26] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, J. R. F. da Rocha, “Simultaneous filtering and dispersion compensation in WDM systems using apodised fibre gratings”, *Electronics Letters*, vol. 36, n. 16, pp. 1412-1414, 2000.
- [27] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, J. R. Ferreira da Rocha, “Redes de Bragg para filtragem em sistemas WDM”, *Revista do DETUA*, vol.3, nº2, pp.113-115, 2000.
- [28] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, J. Ferreira da Rocha, “Study of 16×20 Gsymb/s WDM Dispersion Supported Transmission Systems Using Different Line-Codes”, *Proceedings of 1<sup>st</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON'99)*, pp. 37-39, Kielce, Poland.
- [29] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, José R. Ferreira da Rocha, “Improving the spectral efficiency of DWDM-DST systems through line coding and optimized FBGs”, *Journal of Optical Communications*, vol. 23, n. 2, pp. 63-66, 2002.
- [30] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, J. R. Ferreira da Rocha, “Multiwavelength filtering with simultaneous dispersion compensation in DWDM systems”, *Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'2001)*, pp. 470-475, Ipswich, UK.
- [31] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, J. Ferreira da Rocha, “Influence of the laser detuning and optical filter cascading in WDM networks”, *Proceedings of 3<sup>rd</sup> Conference on Telecommunications (ConTele'2001)*, pp. 268-271, Figueira da Foz.
- [32] António L. J. Teixeira, Mário J. N. Lima, José R. Ferreira da Rocha, “Influence of the laser detuning on optical WDM network performance”, *Proceedings of 2<sup>nd</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON'2000)*, pp. 19-22, Gdansk, Poland.
- [33] A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima, J. R. F. da Rocha, “Influence of laser detuning on an optical WDM network performance”, *Journal of Communications Technology and Electronics*, vol. 47, n. 7, pp. 806-810, 2002.

- [34] A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima, J. R. F. da Rocha, “Effects of gratings center frequency tolerances in WDM optical networks”, Proceedings of *13<sup>th</sup> IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS’2000)*, paper WJ5, pp. 484-485, Rio Grande, Puerto Rico.
- [35] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, P. S. B. André, J. R. F. da Rocha, “Center Frequency Tolerances of Cascaded Optical Filters in WDM Optical Networks”, Proceedings of *14<sup>th</sup> IEEE LEOS Annual Meeting (LEOS’2001)*, paper ThK5, pp. 746-747, S. Diego, USA.
- [36] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, “Bandwidth tolerances of cascaded filters in WDM optical networks”, Proceedings of *WSEAS Int. Conferences 2002*, Skiathos, Greece.
- [37] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, J. R. F. da Rocha, “Bandwidth Tolerances of Cascaded Filters in WDM Optical Networks”, *Advances in Communications and Software Technologies*, WSEAS Press, pp. 131-133, 2002.
- [38] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, “Crosstalk characteristics of optical add/drop multiplexers based on Mach-Zehnder interferometers with FBGs”, Proceedings of *4<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON’2002)*, pp. 42-45, Warsaw, Poland.

# ***CAPÍTULO 2***

## **Sistemas de Comunicação Ópticos**

### **Multicanal: Parâmetros Críticos para o Desempenho**

#### **2.1. Introdução**

A fibra óptica monomodo (SMF) apresenta uma largura de banda que excede 12 THz na segunda janela de transmissão (1300 nm) e 15 THz na terceira janela (1550 nm) [1]. Para utilizar essa largura de banda na totalidade, seriam necessários impulsos ópticos individuais com duração de poucos fs [2]. Contudo, actualmente o ritmo de transmissão difundido nos sistemas implementados está limitado a 10 Gbit/s (largura de impulso de 100 ps para formato NRZ), devido às limitações impostas pela dispersão da fibra e pelas suas não-linearidades.

A transmissão de vários canais ópticos (multicanal) na fibra é uma solução simples para ultrapassar estes problemas. Na sua forma mais simples, a multiplexagem no comprimento de onda (WDM), foi utilizada para transmitir dois canais em janelas de

transmissão diferentes. Esta técnica torna possível a evolução dos sistemas a 1300 nm, adicionando um outro canal na vizinhança de 1550 nm, resultando num espaçamento entre canais de 250 nm. Esses sistemas designam-se por *sparse-WDM*.

Contrariamente, os sistemas WDM densos (DWDM: *Dense WDM*), apresentam espaçamentos entre canais inferiores a 1 nm, e trabalham geralmente na terceira janela, onde as perdas são mais reduzidas. O grande avanço dos sistemas WDM nessa janela está ligado ao aparecimento dos amplificadores de fibra dopada com Érbio (EDFA) [3], que trabalham na gama dos 1550 nm. Nessa janela o principal factor limitativo é a dispersão cromática da fibra, pelo que nos últimos anos surgiram várias técnicas para a compensar, sendo também motivo de análise nesta tese.

Na Figura 1 apresenta-se um sistema WDM típico com N canais. As saídas de vários emissores, cada um operando num comprimento de onda diferente, são combinadas e lançadas na fibra óptica. Esse sinal óptico composto propaga-se ao longo da fibra, e no outro extremo um demultiplexador separa cada canal para o receptor respectivo. Os amplificadores ópticos podem ser utilizados antes (amplificador de potência), ao longo (amplificadores de linha) e após a fibra de transmissão (pré-amplificador), para combater a atenuação.

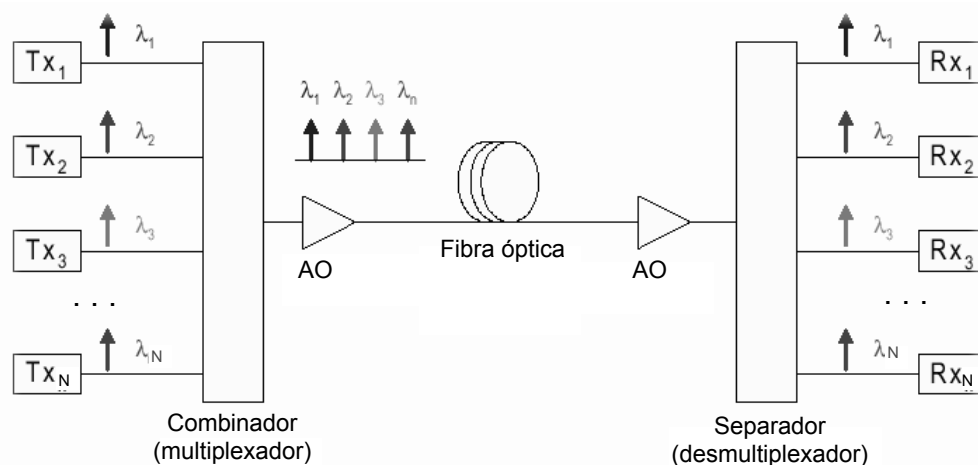


Figura 1 - Sistema WDM típico com N canais; Tx - emissor, Rx - receptor, AO - Amplificador óptico.

Com a tecnologia WDM, mantendo a parte electrónica a ritmos relativamente reduzidos,

a capacidade do sistema é aumentada de um factor N. Actualmente, já foram implementados sistemas com 16, 40, 80, 120 e mesmo mais canais por fibra, sendo que o número máximo de canais depende do espaçamento utilizado entre eles e da largura de banda óptica disponível, determinada pelos EDFAs. Presentemente, a recomendação G.692 [4] do ITU-T define 41 canais com espaçamento de 100 GHz ou 81 canais com espaçamento de 50 GHz, na banda C de um EDFA, começando em 1528.77 nm (196.1 THz) e terminando em 1560.61 nm (192.1 THz), como se ilustra na Figura 2.

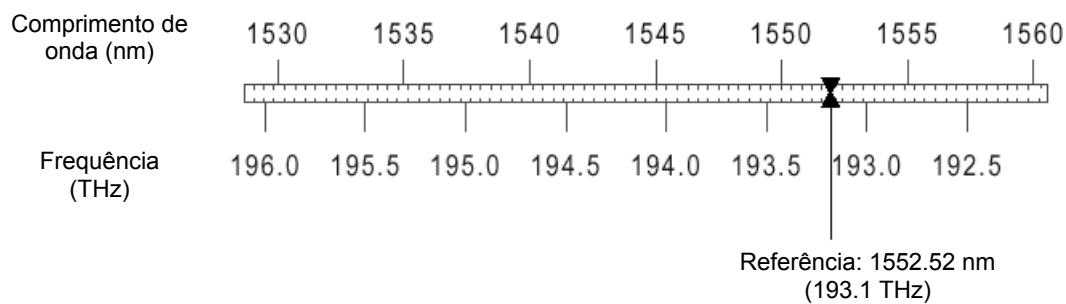


Figura 2 - Disposição dos canais WDM no comprimento de onda e na frequência de acordo com a norma G.692 do ITU-T [4].

Em última instância a maximização da capacidade de um sistema de comunicação óptico multicanal depende de quão próximos os canais com um determinado débito podem ser colocados (por exemplo, já se conseguiram espaçamentos de 12.5 GHz para um ritmo de transmissão por canal de 2.5 Gbit/s [5]). A maximização da capacidade corresponde à maximização da eficiência espectral (bit/s/Hz), que por sua vez implica a optimização das características dos vários constituintes do sistema.

Nesse contexto, seguidamente analisa-se de que forma cada um dos componentes limita a configuração de um sistema WDM, nomeadamente no número de canais, na separação entre eles, na distância de transmissão atingível e no débito/canal. Os principais componentes a analisar são a fonte óptica (secção 2.2), a fibra óptica (secção 2.3), o amplificador óptico (secção 2.4) e o filtro óptico (secção 2.5).

Além destes, há outros dispositivos que, devido à sua simplicidade, são muitas vezes esquecidos, mas, podem ser fortemente limitativos do desempenho de uma rede óptica

multicanal, devido à sua utilização em larga escala. São exemplos, os acopladores, os conectores, entre outros. Quando actuam isoladamente, o seu efeito passa despercebido, mas, por serem em número elevado numa rede, as perdas que introduzem podem ser bastante significativas, com os problemas daí decorrentes.

Uma referência também para o elemento responsável pela interface opto-eletrónica, o receptor óptico. Associado a este sub-sistema temos problemas relacionados com o ruído, nomeadamente ruídos aditivos, que incluem o ruído térmico (devido às componentes resistivas e ao amplificador) e o ruído de corrente escura (associado à corrente no fotodetector quando a potência óptica é nula). Terá que ser ainda considerado o ruído dependente do sinal, o ruído quântico (associado ao carácter corpuscular da luz e à natureza aleatória do processo de detecção dos fótons incidentes) [6]. Além do ruído, também temos os problemas relacionados com a resposta em frequência do fotodetector, determinada pelo tempo de trânsito dos portadores na sua zona activa [7].

## **2.2. Fonte Óptica (Laser)**

As fontes luminosas para sistemas de comunicação ópticos de médio e elevado desempenho são do tipo laser, devido à sua pequena largura espectral. A utilização de lasers semicondutores, em detrimento de outros tipos, por exemplo dos anéis de fibra, é justificado pela robustez física e longevidade elevadas, e volume reduzido, pelo que nos vamos restringir a estes.

Um laser semicondutor baseia-se numa cavidade de Fabry-Pérot, oferecendo, portanto, condições para o aparecimento de um certo número de modos longitudinais (multimodo) em frequências discretas separadas. Contudo, esses modos laterais podem ser atenuados por recurso a diversas técnicas, por exemplo recorrendo a uma cavidade externa ou a realimentação distribuída.

Os lasers monomodo mais vulgares são os lasers com realimentação distribuída (DFB: *Distributed FeedBack*), os lasers com reflector de Bragg distribuído (DBR: *Distributed Bragg Reflector*) e os que utilizam ambas as técnicas.



A estrutura dos lasers foi evoluindo, surgindo os lasers semicondutores com poços quânticos (*quantum wells*), que apresentam vantagens significativas em relação aos referidos, designados por lasers maciços (*bulk*). Mais recentemente, surgiram os lasers de linha (*quantum line*) e de ponto quântico (*quantum dot*), tendendo-se para o confinamento da região activa, que torna o movimento de portadores nessa região mais restrito. Este facto leva a que a energia dos portadores também se restrinja a níveis discretos, resultando numa maior pureza espectral do campo.

De entre os problemas relacionados com o laser de emissão dos vários canais WDM destacam-se a instabilidade da frequência e potência emitidas, a variação da frequência emitida ao longo do tempo, e o seu ruído.

### 2.2.1. Instabilidade da Frequência de Emissão

Um dos principais problemas relacionados com as fontes ópticas é a instabilidade da frequência emitida. Este facto é muito importante em sistemas WDM, pois essas variações arbitrárias do comprimento de onda do canal, por não serem previstas na recepção, podem conduzir à degradação dos canais seleccionados, como se verá mais à frente na tese.

A inclusão de uma rede de *Bragg* associada ao laser [8][9] é um método simples e largamente utilizado para controlar este problema, sendo também consideravelmente eficaz. Ainda assim, nos últimos anos, devido à sua importância, este assunto tem sido largamente investigado, tendo-se desenvolvido lasers específicos [10], bem como sistemas de controlo [11] e monitorização [12] do comprimento de onda emitido, conseguindo-se actualmente uma operação bastante estável na frequência das fontes ópticas utilizadas em aplicações WDM.

### 2.2.2. Instabilidade da Potência Emitida

A estabilidade de potência do laser é também importante em sistemas WDM. Se a potência de saída dos lasers variar ao longo da emissão, poderá conduzir à diminuição das

aberturas dos diagramas de olho para cada canal, e a um consequente aumento da taxa de erros (BER: *Bit Error Rate*).

Por outro lado, se os diferentes canais WDM tiverem potências médias distintas, teremos discrepâncias indesejáveis entre as várias relações sinal ruído (SNR: *Signal to Noise Ratio*) associadas aos canais WDM.

Para evitar estes problemas têm sido propostas várias soluções para estabilizar a potência de saída dos lasers [13][14], conseguindo-se actualmente excelentes resultados neste particular, à semelhança da estabilidade na frequência, referida anteriormente.

### 2.2.3. Largura Espectral e *Chirp*

Outro factor importante relativo à utilização dos lasers como elementos transmissores em sistemas ópticos, em particular em sistemas WDM, é a largura espectral do laser, que depende do *chirp*. Este consiste na variação indesejável da frequência emitida, que conduz a um aumento da largura de banda associada a cada canal, limitando o desempenho do sistema WDM. Devido a este efeito, para se evitar sobreposição espectral dos vários canais, deve-se aumentar o espaçamento entre eles.

Para além do efeito referido acima, o *chirp* em conjunto com a dispersão cromática da fibra pode conduzir ao alargamento temporal dos impulsos [1], aumentando assim a interferência entre símbolos (IES), reduzindo dessa forma a SNR e consequentemente o desempenho do sistema.

Para lasers modulados directamente, e considerando impulsos com formato gaussiano, para termos IES desprezável, o ritmo de transmissão ( $B$ ) por canal está limitado a [1]:

$$B < (4L_f |D| \sigma_\lambda)^{-1} \quad (2.1)$$

sendo  $D$  o parâmetro de dispersão de primeira ordem,  $L_f$  o comprimento da fibra e  $\sigma_\lambda$  a largura espectral RMS (*root mean square*) da fonte.

A variação de fase que acompanha a modulação de amplitude de um laser maciço monomodo é descrita por [1]:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \Gamma g_o [N(t) - N_t] \quad (2.2)$$

onde  $N(t)$  é a densidade de portadores,  $N_t$  é a densidade de portadores na transparência,  $g_o$  é a constante do declive do ganho de emissão estimulada,  $\Gamma$  é o factor de confinamento do modo e  $\alpha_H$  é o factor de alargamento da largura de linha.

Utilizando um laser comum desse tipo, o laser DFB, o factor  $\alpha_H$  é relativamente elevado, limitando assim o ritmo de transmissão por canal. Foram já propostas várias alternativas para reduzir o *chirp*, desde o controlo adequado da corrente de modulação [15], à utilização de uma rede de *Bragg* externa [16]. A forma mais directa para reduzir o *chirp* é utilizar lasers com valores cada vez mais reduzidos de  $\alpha_H$ , desde os lasers de poço quântico simples [17] ou múltiplos [18], passando pelos lasers de linha quântica, até aos mais recentes, lasers de ponto quântico [19][20].

Outro método para minimizar o *chirp* é operar o laser em contínuo, e utilizar um modulador externo para modular a saída do laser. Dessa forma, o limite do ritmo de transmissão (para IES desprezável) aumenta em relação à situação de modulação directa (equação(2.1)) sendo dada por [1]:

$$B < \left(4\sqrt{|\beta_2| L_f}\right)^{-1} \quad (2.3)$$

em que  $\beta_2$  está relacionado com  $D$ ,  $\beta_2 = -D\lambda^2/(2\pi c)$  sendo  $c$  a velocidade da luz no vazio.

#### 2.2.4. Ruído do Laser

O processo de emissão espontânea de fotões e a natureza discreta de geração e recombinação de portadores num laser produzem flutuações na intensidade e na fase (ou frequência) do campo óptico, em torno dos respectivos valores médios. O ruído de fase

reflecte-se no alargamento do espectro à saída laser, com as consequências referidas no ponto anterior, enquanto que o ruído de intensidade (RIN: *Relative Intensity Noise*) limita a SNR do sistema.

Este último, o RIN do laser, é um factor consideravelmente limitativo em sistemas ópticos, em particular nas situações em que se tem vários estágios de amplificação [1]. Tal como o sinal, o RIN é igualmente amplificado, podendo ser bastante limitativo após algumas amplificações [21].

Estas considerações são particularmente relevantes em sistemas WDM, em que se combinam sinais de vários lasers, sendo o RIN cumulativo.

### **2.3. Fibra Óptica**

Em sistemas de comunicação ópticos, a fibra óptica é o elemento central do canal de comunicação. Ao nível da produção das fibras ópticas têm sido tentadas várias configurações, no sentido de minimizar o impacto da dispersão e dos efeitos não-lineares, melhorando dessa forma o desempenho do sistema de comunicação óptica em que se insere. No entanto, essas soluções estão limitadas pela enorme quantidade de fibra normal, monomodo, já instalada, que os operadores de telecomunicações pretendem rentabilizar, pelo que será este o tipo de fibra considerado neste trabalho.

A SMF é constituída por um núcleo de sílica envolto por um revestimento cujo índice de refração é ligeiramente inferior ao do núcleo. O diâmetro do núcleo tem que ser suficientemente pequeno (8 a 12  $\mu\text{m}$ ) para garantir condições para a existência de apenas um modo de propagação.

A propagação de impulsos ópticos ao longo de uma SMF está sempre sujeita a efeitos lineares (atenuação, dispersão cromática e dispersão devida aos modos de polarização), que limitam o desempenho dos sistemas. Quando impulsos de potência elevada se propagam numa SMF, além dos efeitos lineares referidos, vão também sofrer a acção de processos não-lineares.

Estes efeitos lineares e não-lineares vão condicionar a transmissão na fibra, e consequentemente o desempenho do sistema óptico, como se verá a seguir para os sistemas WDM.

### 2.3.1. Efeitos Lineares

Nesta secção analisam-se as propriedades lineares das SMF: a atenuação, a dispersão cromática e a dispersão devida aos modos de polarização.

A atenuação e a dispersão cromática foram os dois primeiros factores limitativos da capacidade dos sistemas ópticos. A dispersão devida aos modos de polarização está actualmente a assumir-se como um novo limite linear para sistemas a altos ritmos de transmissão.

#### 2.3.1.1. Atenuação

A atenuação que um sinal óptico sofre ao propagar-se numa fibra é um dos efeitos mais importantes para o projecto de sistemas de comunicação. Por essa razão se têm desenvolvido os sistemas de comunicação na terceira janela (1550 nm), de menor atenuação da fibra. Como se referiu na introdução deste capítulo, o desenvolvimento de amplificadores de elevado ganho e baixo ruído nesta janela (EDFAs), aumentou ainda mais o interesse nessa região.

Se  $P_{in}$  for a potência óptica à entrada de uma SMF de comprimento  $L_f$ , à saída temos  $P_{out}$  dada por:

$$P_{out} = P_{in} e^{-\alpha L_f} \quad (2.4)$$

onde  $\alpha$  é a constante de atenuação. Pela expressão (2.4) podemos verificar que o decaimento de potência óptica ao longo da fibra segue uma lei exponencial. É usual as perdas da fibra serem quantificadas em dB/km.

Vários factores contribuem para a atenuação, nomeadamente a absorção (absorção

intrínseca do material constituinte da fibra, absorção extrínseca protagonizada pelas impurezas na fibra – dominada pelos iões de  $\text{OH}^-$  – e absorção por defeitos atómicos no material), a difusão (difusão de Rayleigh da luz) e a radiação (provocada por curvaturas).

O somatório destes factores resulta na variação de perdas com o comprimento de onda ilustrada na Figura 3 (para SMF padrão).

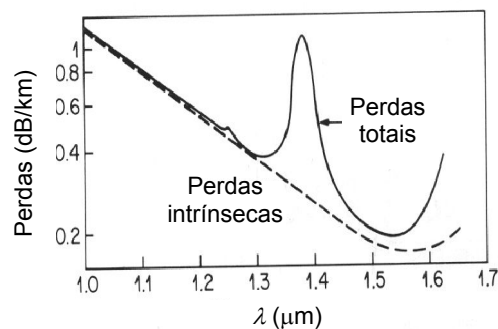


Figura 3 - Atenuação de uma fibra monomodo padrão [22].

A atenuação é um problema em qualquer sistema óptico, mas assume particular importância em sistemas WDM, pois devido à sua variação com o comprimento de onda (Figura 3), teremos discrepâncias entre as várias SNRs associadas a cada canal.

### 2.3.1.2. Dispersão Cromática

A dispersão cromática numa SMF resulta do somatório de duas componentes, a dispersão material e a dispersão do guia de onda.

Em geral, o índice de refração de um material dielétrico, caso da sílica, depende da frequência óptica do campo electromagnético. Consequentemente, as diferentes componentes espectrais dos impulsos propagam-se a velocidades diferentes na fibra, originando um alargamento dos impulsos, fenómeno designado por dispersão material.

Há outro tipo de dispersão que resulta do facto de mesmo na ausência de dispersão material, o valor efectivo do índice de refração depender da frequência óptica. Isto

acontece porque uma fracção do modo de propagação encontra-se no revestimento, e o valor dessa fracção depende da frequência óptica. O valor efectivo do índice de refração é assim dado por uma média pesada dos respectivos valores no núcleo e no revestimento. Como existe um diferencial entre esses valores, e os valores das fracções do modo nessas duas regiões variam com a frequência óptica, então mesmo na ausência de dispersão material, o valor efectivo do índice de refração depende da frequência óptica, fenómeno designado por dispersão do guia de onda.

É possível, alterando o perfil de variação do índice de refração, manipular a dispersão do guia de onda e por consequência a dispersão total. Exemplos de manipulação de dispersão por este efeito são as fibras de dispersão desviada (DSF: *Dispersion Shifted Fiber*), ou as fibras de dispersão desviada não-nula (NZ-DSF: *Non Zero DSF*).

#### 2.3.1.2.1. Quantificação da Dispersão

Para quantificar a dispersão, considera-se a expansão da constante de fase de propagação,  $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$  ( $n(\omega)$  é o índice de refração dependente da frequência angular,  $\omega$ , e  $c$  a velocidade da luz no vázio) em série de Taylor em torno da frequência central  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.5)$$

com

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.6)$$

Na equação (2.5),  $\beta_0$  define a fase da portadora,  $\beta_1$  é o inverso da velocidade de grupo e os termos de ordem igual ou superior a dois são responsáveis pela dispersão cromática. Na prática, os termos com ordem superior a três são insignificantes, considerando-se apenas  $\beta_2$  e  $\beta_3$ . O parâmetro  $\beta_2$  é o termo responsável pela dispersão da velocidade de grupo (GVD: *Group Velocity Dispersion*) e  $\beta_3$  é usualmente designado por coeficiente de dispersão de segunda ordem. Existe um comprimento de onda para o qual  $\beta_2$  é nulo,

designado por comprimento de onda com dispersão nula, que para uma SMF normal é cerca de 1.31  $\mu\text{m}$  [1].

De facto, a dispersão nesse comprimento de onda não é nula, e é dominada por  $\beta_3$ . Para este tipo de fibra, fora da vizinhança do comprimento de onda com dispersão nula, por exemplo na janela interessante para comunicações ópticas, a 1550 nm, a contribuição de  $\beta_3$  para a dispersão é desprezável, uma vez que se verifica a condição  $\beta_2 \gg \beta_3/T_0$ , com  $T_0$  a largura do impulso à intensidade  $1/e$  [23]. De facto, qualquer que seja o formato do impulso, e o ritmo de transmissão, para uma SMF normal a 1550 nm, com  $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$  e  $\beta_3 = 0.138 \text{ ps}^3/\text{km}$  [1], a condição referida verifica-se quase sempre.

Em comunicações ópticas é comum utilizar o parâmetro de dispersão,  $D$ , definido por:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.7)$$

em que  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. O valor de  $D$ , dado pela expressão (2.7), pode ser interpretado como o atraso que sofre um impulso relativamente a outro, com comprimentos de onda centrais deslocados de 1 nm, após propagarem-se em 1 km de fibra. Na Figura 4 apresenta-se a variação de  $D$  em função do comprimento de onda para uma SMF normal.

No caso das SMF normais, com sinais na 3ª janela (vizinhança de 1550 nm),  $D$  é positivo e dizemos que estamos no regime de dispersão anómalo. Quando  $D$  é negativo, dizemos que estamos no regime de dispersão normal.

Para um impulso com um valor RMS para a largura espectral associada designado por  $\sigma_\lambda$ , o alargamento verificado,  $\tau_g$ , após propagação numa SMF de comprimento  $L_f$ , pode ser aproximado por:

$$\tau_g = L_f |D| \sigma_\lambda \quad (2.8)$$

Como se conclui da equação (2.8) e do exposto na secção 2.2.3, o efeito da dispersão e do



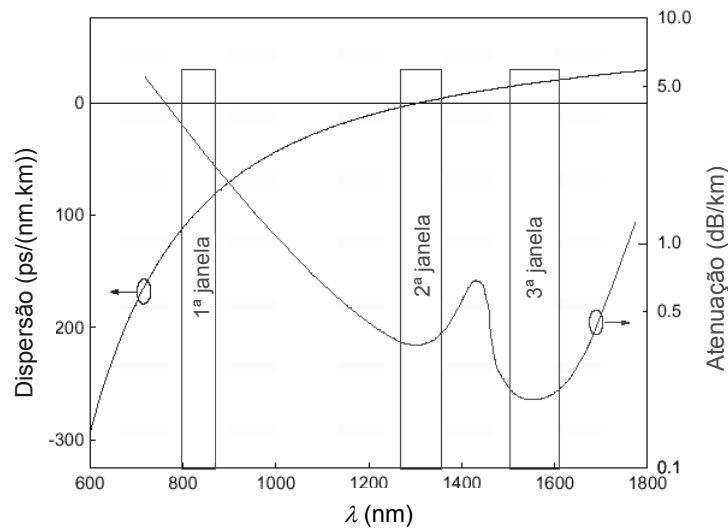


Figura 4 - Atenuação e dispersão cromática ( $D$ ) de uma fibra monomodo padrão [24].

*chirp* associado ao laser não podem ser dissociados. Considerando impulsos de formato gaussiano e uma variação da frequência do laser com o tempo,  $\delta\omega(t)$ , linear:

$$\delta\omega(t) = k_1 Ct \tag{2.9}$$

em que  $k_1$  é uma constante relacionada com a largura do impulso e  $C$  é o parâmetro de *chirp* (relacionado com parâmetro global  $\alpha_H$ ,  $C \propto -\alpha_H$ ), se o produto  $\beta_2 C$  for positivo temos um alargamento monótono do impulso com o comprimento da fibra. No entanto, se  $\beta_2 C$  for negativo a largura do impulso inicialmente decresce com o comprimento da fibra e só depois esse impulso se alarga [1].

Para lasers semicondutores monomodo a operarem em 1550 nm o valor típico de  $C$  é -6 [1]. Como  $\beta_2$  é negativo nessa região,  $\beta_2 C$  é positivo e temos como resultado o alargamento temporal do impulso. No entanto, como se verá mais à frente neste capítulo, devido aos efeitos não-lineares da SMF, podem-se criar condições que conduzam a  $C > 0$ , e assim evitar o alargamento referido. Este é o princípio subjacente à propagação de solitões numa SMF [22].

Em sistemas WDM, devido à variação de  $D$  com o comprimento de onda (ver Figura 4) a dispersão acumulada em cada canal será diferente, conduzindo a diferenças indesejáveis

na qualidade de cada canal recuperado na recepção (este efeito é bem evidente nos resultados da secção 5.6 do capítulo 5, onde se estuda filtragem óptica multicanal), pelo que nos sistemas ópticos em geral, e em particular em sistemas WDM, interessa compensar a GVD.

#### 2.3.1.2.2. Compensação da Dispersão

Durante os últimos anos foram surgindo várias técnicas capazes de compensarem o alargamento dos impulsos em sistemas ópticos (monocanal e multicanal), quer do lado do emissor, quer ao longo do canal de transmissão, quer ainda no receptor.

As técnicas utilizadas no lado do emissor baseiam-se tipicamente na manipulação da largura espectral da fonte, geralmente com técnicas designadas por *pre-chirp* (fazer com que  $C > 0$ ) [25]. As técnicas de compensação do lado do receptor baseiam-se no carácter determinístico da dispersão, sendo usual o recurso a filtros equalizadores a operarem no domínio eléctrico após a detecção do sinal [26].

Das técnicas utilizadas para compensação da GVD ao longo do canal temos as baseadas na inclusão de troços de fibra compensadora da dispersão (DCF: *Dispersion Compensating Fiber*) [27], ou as baseadas em filtros ópticos equalizadores, recorrendo basicamente a redes de *Bragg* aperiódicas (*chirped*) simples ou amostradas (*chirped sampled*), que serão analisadas na secção 4.6 do capítulo 4.

Em sistemas WDM, em certas situações, pode ser interessante não efectuar a compensação da dispersão simultaneamente para os vários canais, até porque a dispersão acumulada em cada canal é diferente, e porque para as redes de *Bragg* referidas (aperiódicas simples e amostradas) há uma relação de dependência entre a largura de banda de filtragem e capacidade de compensação da dispersão [28]. Nessas situações, podem-se utilizar filtros ópticos com menor largura de banda que efectuem as operações de compensação de dispersão e demultiplexagem simultaneamente, por exemplo as redes de *Bragg negative-only*, analisadas em pormenor nesta tese, ou as redes de *Bragg* com perturbação linear decrescente (apresentadas na secção 4.6.4).

No decurso deste trabalho vamo-nos cingir à compensação da GVD por filtro óptico equalizador, pelo que trataremos em seguida este caso. Considerando uma SMF monomodo normal, e operação a 1550 nm,  $\beta_3$  pode-se desprezar, como se referiu anteriormente, e o impulso óptico  $A(z,t)$  propagando-se ao longo da fibra é dado por [1]:

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(0,\omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 z \omega^2 - i\omega t\right) d\omega \quad (2.10)$$

sendo  $z$  a distância percorrida na fibra e  $\tilde{A}(0,\omega)$  a transformada de Fourier de  $A(0,t)$ . Os termos  $\beta_0$  e  $\beta_1$  não se consideram porque não afectam o formato do impulso.

Para um filtro óptico de função de transferência  $H(\omega) = |H(\omega)| \exp[i\theta_H(\omega)]$ , a fase  $\theta_H(\omega)$  pode ser desenvolvida em série de Taylor, à semelhança da constante de fase de propagação na SMF (equação (2.5)), em torno de  $\omega_0$ , da seguinte forma:

$$\theta_H(\omega) = \theta_0 + \theta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \theta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \theta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.11)$$

com

$$\theta_m = \left. \frac{d^m \theta_H}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.12)$$

Assim, considerando um filtro óptico equalizador à saída da SMF de comprimento  $L_f$ , o sinal à saída do filtro é dado por (não se considera  $\theta_0$  e  $\theta_1$  porque não alteram o formato do impulso):

$$A(L_f, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(0,\omega) |H(\omega)| \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 L_f \omega^2 + \frac{i}{2} \theta_2 \omega^2 - i\omega t\right) d\omega \quad (2.13)$$

Portanto, a fase introduzida pela fibra pode ser compensada recorrendo a um filtro óptico tal que  $\theta_2 = d^2 \theta_H / d\omega^2 = -\beta_2 L_f$ , ou seja o atraso de grupo introduzido pelo filtro,  $\theta_1$ , deve

variar linearmente com  $\omega$ . No caso de uma SMF normal, com sinais 3ª janela ( $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup>/km), o filtro óptico compensador deve ter  $d\theta_H / d\omega = -\beta_2 L_f \omega + a$  ( $a$  é uma constante), ou seja, a variação linear referida do atraso de grupo com  $\omega$ , deve ser crescente. Ao longo da tese são estudados vários exemplos de filtros com esta característica.

Por último, em relação à compensação da dispersão cromática convém reter que, embora a GVD coloque um limite à distância máxima que é possível atingir sem regeneração (para um determinado ritmo de transmissão), e por isso deva ser compensada, a presença de um certo nível de dispersão é importante para compensar certos efeitos não lineares, como se verá mais à frente.

### **2.3.1.3. Dispersão Devida aos Modos de Polarização**

A propagação de um sinal óptico linearmente polarizado através de uma fibra monomodo normal pode ser analisada considerando a existência de dois modos degenerados com polarizações ortogonais. Em condições ideais estes modos propagam-se com velocidades idênticas, devido à simetria circular do guia de onda, dando sentido à expressão fibra monomodo. Neste caso a polarização da luz ao longo da propagação é mantida.

Na realidade, a luz não mantém a polarização ao propagar-se através duma SMF normal. De facto, existem imperfeições na fibra, devidas a defeitos geométricos no fabrico e a deformações mecânicas na cablagem e instalação, que fazem com que a fibra seja melhor modelada por um guia de onda elíptico. Nesta situação, os dois modos ortogonais referidos apresentam diferentes velocidades de propagação, fenómeno designado por birrefringência, implicando variações na polarização da luz.

O modelo elíptico pode ser aplicado a um troço de fibra suficientemente pequeno (tipicamente da ordem de alguns metros), em que se pode assumir que as imperfeições na fibra são uniformes, e os eixos de polarização fixos, resultando numa variação periódica da polarização da luz. Contudo, para um troço maior de fibra, essa aproximação não é válida, observando-se uma variação aleatória da polarização.

Os efeitos práticos da birrefringência mais importantes em comunicações ópticas são, além das já referidas flutuações da polarização da luz, tanto espaciais como temporais, o aparecimento de dispersão devida aos modos de polarização degenerados (PMD: *Polarization Mode Dispersion*), que implica o alargamento temporal dos impulsos propagados (efeito semelhante à GVD) e o conseqüente aumento da IES, resultando na degradação do desempenho do sistema [1][29]-[31].

A PMD é caracterizada pelo parâmetro PMD,  $D_{PMD}$ , definido por [1][29]:

$$D_{PMD} = \frac{\sigma_T}{\sqrt{L_f}} \quad (2.14)$$

onde  $L_f$  é a distância de propagação e  $\sigma_T$  o valor RMS dos atrasos diferenciais aleatórios entre os dois modos degenerados.

Para SMFs a operarem na 3ª janela, o alargamento temporal induzido pela PMD, directamente relacionado com o atraso diferencial entre os modos, proporcional a  $\sqrt{L_f}$  (equação (2.14)), é relativamente reduzido quando comparado com o efeito da GVD, que depende de  $L_f$  (equação (2.8)). No entanto, o efeito da PMD pode ser limitativo em sistemas de comunicação ópticos com comprimentos de transmissão elevados, operando na vizinhança do comprimento de onda com dispersão nula [30], ou que utilizem DSF.

Os problemas que se levantam em sistemas WDM, decorrentes da PMD, relacionam-se com a sua natureza aleatória, podendo assim ter impactos diferentes (indesejáveis) nos diversos canais.

Por último, referir que as variações da polarização mencionadas acima são bastante importantes em sistemas com componentes ópticos sensíveis à polarização, como se verá mais adiante.

### 2.3.2. Efeitos Não-lineares

Como foi referido, a resposta de um dieléctrico à luz torna-se não-linear para campos

electromagnéticos fortes. Nessa situação, a polarização induzida na fibra não é linear com o campo eléctrico, e no seu relacionamento aparecem susceptibilidades de ordem superior a 1 [32]. Devido à simetria das moléculas na fibra de sílica, a susceptibilidade de segunda ordem é nula. Assim, os efeitos não-lineares de menor ordem são originados pela susceptibilidade de terceira ordem. Esses efeitos são: geração do terceiro harmónico, mistura de quatro ondas (FWM: *Four Wave Mixing*) e refacção não-linear. Os dois efeitos mais conhecidos da refacção não-linear são a auto modulação de fase (SPM: *Self Phase Modulation*), onde a variação da intensidade de um sinal vai provocar um desvio na sua fase, e a modulação cruzada de fase (XPM: *Cross Phase Modulation*), onde a fase de um sinal é afectada pela intensidade de um outro sinal.

Além dos fenómenos não-lineares referidos, provenientes da susceptibilidade de terceira ordem, designados por elásticos, no sentido em que não existem trocas de energia entre o campo electromagnético e o material dieléctrico, existe uma outra classe de fenómenos não-lineares e não-elásticos, em que parte de energia da luz é transferida para a fibra, excitando os modos vibracionais da sílica. Dois fenómenos não-lineares e não-elásticos importantes na fibra são a difusão de Brillouin estimulada (SBS: *Stimulated Brillouin Scattering*) e a difusão de Raman estimulada (SRS: *Stimulated Raman Scattering*), ambos com origem na interacção com os modos vibracionais da sílica (interacção entre fotões e fonões).

Seguidamente, são analisados os efeitos não-lineares referidos, importantes para o desempenho de sistemas WDM por SMF: SPM, XPM, FWM, SBS e SRS.

### 2.3.2.1. Auto Modulação de Fase (SPM)

A refacção não-linear faz com que o índice de refacção,  $n_T$ , seja dependente da potência do sinal óptico ( $P$ ) [1]:

$$n_T(\omega, P) = n(\omega) + n_{NL} P / A_{eff} \quad (2.15)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular óptica,  $n(\omega)$  é a parte linear do índice de refacção (que

provoca a dispersão cromática),  $n_{NL}$  a parte não-linear, proporcional à susceptibilidade de terceira ordem [32], e  $A_{eff}$  a área efectiva do núcleo.

Desta forma, as variações na potência  $P$ , provocam variações no índice de refração, alterando a constante de fase de propagação na fibra (equação (2.5)) [1]:

$$\beta'(\omega, P) = \beta(\omega) + \gamma P \quad (2.16)$$

onde  $\gamma$  é o coeficiente não-linear dado por [1]:

$$\gamma = \frac{n_{NL}\omega_0}{cA_{eff}} \quad (2.17)$$

Assim, a modulação em amplitude do sinal óptico é convertida, por intermédio da não-linearidade do índice de refração, em variações de fase, que por sua vez resultam em variações da frequência óptica [33]. Portanto, na prática, a variação temporal da potência ( $P(t)$ ), resulta em *chirp*, pelo que o efeito da SPM pode ser entendido como uma contribuição para o *chirp* da fonte óptica (analisado na secção 2.2.3), que afecta os impulsos a propagarem-se na fibra através da GVD (analisado na secção 2.3.1.2.1).

Em primeira análise, o efeito da SPM é nefasto, uma vez que ao aumentar o *chirp* tem-se um incremento da largura de banda por canal, e um maior alargamento temporal dos impulsos devido aos efeitos da GVD, aumentando assim a IES. No entanto, o efeito da SPM pode ser exactamente o oposto, como se verá a seguir.

Considerando a contribuição da SPM para o *chirp* da fonte óptica, o factor de alargamento da largura de linha total ( $\alpha_H'$ ) é dado por:

$$\alpha_H' = \alpha_H + \alpha_{SPM} \quad (2.18)$$

com  $\alpha_H$  correspondente ao *chirp* do laser, e  $\alpha_{SPM}$  a contribuição da SPM. No caso de um sistema com vários amplificadores ( $N_a$ ) intercalados por troços de fibra,  $\alpha_{SPM}$  é dado por [33]:

$$\alpha_{SPM} = -\frac{\gamma KP}{\alpha L_f} \sum_{i=1}^{N_a} \left[ \left( L_i - \frac{1 - e^{-\alpha L_i}}{\alpha} \right) + \sum_{j=i+1}^{N_a} L_j (1 - e^{-\alpha L_j}) \right] \quad (2.19)$$

onde  $L_f$  é o comprimento total da ligação e  $L_i$  o comprimento da  $i$ -ésima secção,  $K$  é um factor relacionado com a forma da onda e  $\alpha$  a constante de atenuação da fibra.

Em resultado desta contribuição (SPM) o factor de alargamento de linha total,  $\alpha_H'$ , pode tornar-se negativo (sem o efeito SPM,  $\alpha_H$  é positivo, como se viu na secção 2.3.1.2.1). Assim, operando na 3ª janela ( $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup>/km), podemos ter  $\beta_2 C$  negativo, e conseqüentemente, tratando-se da propagação de impulsos ordinários (por exemplo NRZ ou com formato gaussiano), eles podem encolher, como se referiu na secção 2.3.1.2.1. No caso dos solitões fundamentais, a SPM compensa exactamente a GVD, e temos uma propagação estável ao longo da fibra [22].

### 2.3.2.2. Modulação Cruzada de Fase (XPM)

Se em vez de um sinal óptico único, tivermos vários canais WDM, a dependência do índice de refração em relação à potência implica variações de fase (e frequência) num sinal óptico, provocadas não só pela variação de potência desse sinal, mas também dos outros canais.

Considerando a análise do canal  $j$ , tem-se a fase do sinal óptico associado a variar com  $P'(t)$ , dada por [1]:

$$P'(t) = P_j(t) + 2 \sum_{m \neq j}^N P_m(t) \quad (2.20)$$

sendo  $P_m(t)$  a potência do  $m$ -ésimo canal, para considerar o efeito dos vários (N) canais. O factor de 2 na equação (2.20) indica que, para a mesma potência, a XPM é duas vezes mais efectiva que a SPM [1].

A variação de frequência total depende da potência em todos os canais, e irá variar de bit



para bit, dependendo da sequência de dados nos canais vizinhos (a pior situação verifica-se quando se tem simultaneamente em todos os canais um “1” lógico).

Tal como a SPM, o efeito da XPM pode ser entendido como uma contribuição (mais efectiva) para o *chirp* do laser, que conjuntamente com a GVD poderá limitar bastante o desempenho num sistema WDM. De facto, em sistemas WDM com modulação em intensidade, através de fibras monomodo normais, com os vários canais na vizinhança de 1550 nm, a variação de frequência provocada pela XPM cresce linearmente com o número de canais, e é a principal limitação nesses sistemas [34]. O limite de potência por canal nesses sistemas, devido à XPM, é ~0.1 mW, para um número de canais maior que 100 [34].

### 2.3.2.3. Mistura de Quatro Ondas (FWM)

Como se referiu anteriormente, a origem da FWM é a mesma dos fenómenos SPM e XPM, a susceptibilidade de terceira ordem. No entanto, enquanto que a SPM e a XPM originam uma modulação de fase do sinal, no fenómeno de FWM verifica-se a troca de energia entre frequências, com a possível geração de novas frequências, como resultado do batimento dos diferentes canais.

Quando canais com diferentes frequências interagem devido à susceptibilidade de terceira ordem, dão origem ao aparecimento de novos sinais ópticos, correspondentes ao batimento das frequências três a três, com frequências:

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (2.21)$$

com  $i \neq j \neq k$ , considerando-se todas as diferentes combinações de frequências. Assim, a interacção de três sinais origina nove novos sinais. Genericamente, a interacção de N canais irá originar  $N_{FWM}$  novos produtos de FWM [35]:

$$N_{FWM} = \frac{1}{2}(N^3 - N^2) \quad (2.22)$$

Em sistemas WDM, a FWM acontece para todas as combinações diferentes de três canais. Dessa forma, por exemplo num sistema com apenas dez canais são geradas centenas de novas frequências devido à FWM, podendo muitas delas sobrepor-se aos canais já existentes, originando uma degradação no desempenho desses canais, por diafonia (*crosstalk*) homodina [36][37]. Mesmo se essas novas frequências não coincidirem com os canais originais, podem, contudo, provocar também degradação, por diafonia heterodina.

No entanto, a eficiência da FWM requer condições especiais para se obter emparelhamento de fase (*phase matching*). No caso de sistemas WDM com canais igualmente espaçados e dispersão cromática reduzida, o emparelhamento de fase é facilmente conseguido, e muitas das novas frequências geradas sobrepõem-se a canais já existentes, tornando a FWM crítica para o desempenho do sistema. Em sistemas WDM com DSF, a FWM é o efeito não-linear dominante [36]. Contudo, nos sistemas ópticos com SMF normal, a operarem na 3ª janela, o nível de dispersão existente é suficiente para não permitir o *phase matching* e tornar o efeito da FWM insignificante [34][35].

#### 2.3.2.4. *Difusão Não-Elástica Estimulada*

Dois fenómenos não-lineares e não-elásticos importantes na fibra são a SBS e a SRS. Do ponto de vista quântico, em ambos os casos, um fóton do campo incidente é aniquilado para dar origem a outro fóton com menor energia, e a um fonão cujas características asseguram a conservação de energia e do momento. O inverso também pode acontecer, ou seja, um fóton absorver um fonão e originar um fóton com maior energia, desde que exista um fonão disponível, que assegura o princípio de conservação de energia e de momento.

Embora as origens da SBS e da SRS sejam semelhantes, existe uma diferença básica que consiste na participação de fonões ópticos na SRS e de fonões acústicos na SBS. Estas naturezas distintas conduzem a propriedades diferentes para os dois fenómenos, como se verá a seguir.

Do ponto de vista de aplicação às comunicações ópticas, a SBS e a SRS apresentam várias características relevantes, como a introdução de perdas de potência no sinal transmitido. Estes mecanismos podem ser encarados como mecanismos de atenuação não-lineares dependentes da intensidade do campo electromagnético propagado. Ambos os fenómenos são desprezáveis para níveis reduzidos da potência do sinal óptico, sendo caracterizadas por valores de potência limiares, a partir dos quais se tornam significativos [1].

Para uma SMF a 1550 nm, a SRS tem um limiar de potência de ~500 mW [1], pelo que, apesar da grande largura espectral do seu ganho, cerca de 5 THz [1], geralmente é desprezável para sistemas ópticos monocanal. No entanto, para sistemas WDM, mesmo com pouca potência por canal, se houver um número considerável de canais, esse limiar pode ser atingido, e por efeito da SRS certos canais podem provocar amplificação de outros canais de comprimentos de onda mais elevados, distanciados a ~13 THz [1], desde que estejam dentro da largura de banda do ganho (5 THz).

O ganho da SBS é superior ao da SRS em mais de duas ordens de grandeza, pelo que a potência limiar da SBS pode ser tão baixa como ~1 mW [1]. No entanto, a largura espectral do seu ganho é reduzida, ~50 MHz [1], e portanto, em sistemas WDM, só se o espaçamento entre canais coincidir exactamente com o afastamento do ganho ~10 GHz [1] é que o seu efeito é problemático. Assim, o efeito da SBS é desprezável desde que se evite a coincidência referida. Além disso, o efeito de amplificação de Brillouin só acontece entre canais contra-propagantes.

#### **2.4. Amplificador Óptico (EDFA)**

Como se viu na secção anterior, a atenuação que os sinais sofrem na fibra óptica é um dos principais mecanismos de degradação nos sistemas de comunicação ópticos. Nas primeiras gerações destes sistemas e na maioria dos sistemas de transmissão a longa distância actualmente instalados, a amplificação dos sinais envolve repetidores-regeneradores electrónicos ao longo da transmissão. Estes operadores opto-electrónicos são projectados para operarem a um ritmo de transmissão específico, não permitindo a

alteração posterior desse ritmo. Além disso, em sistemas WDM, é necessário um repetidor dedicado para cada canal, o que os torna proibitivos em termos de custos, e coloca constrangimentos na transparência, manutenção e fiabilidade dos sistemas.

Se a amplificação for realizada no domínio óptico, sem conversão para o domínio eléctrico, apresenta vantagens adicionais: é independente dos ritmos de transmissão, tem uma elevada largura de banda óptica disponível, apresenta um menor consumo de energia, assim como uma menor complexidade e maior flexibilidade. As desvantagens associadas à amplificação óptica, em relação à amplificação opto-electrónica, são: os amplificadores ópticos só regeneram a potência óptica dos impulsos, não compensando os efeitos da GVD, e a elevada largura de banda do ruído óptico adicionado [38].

Existem vários tipos de amplificadores ópticos, nomeadamente os amplificadores semicondutores, os amplificadores de fibra de Raman, os amplificadores de fibra de Brillouin, e os amplificadores de fibra dopada. Nesta última categoria encontram-se os amplificadores de fibra dopada com Érbio (EDFAs), que trabalham na região dos 1550 nm. A baixa atenuação que as fibras apresentam nessa janela, em conjunto com o desenvolvimento de fontes ópticas fiáveis nessa região, tornou evidente que seria essa a janela escolhida para as comunicações por fibra óptica, mas só o surgimento dos EDFAs no final da década de 1980 [3], com boas características de ganho na gama referida (1550 nm), despoletou definitivamente o desenvolvimento dos sistemas de comunicação ópticos for fibra nessa região. Em 1995, começaram a ser instalados de uma forma generalizada os primeiros EDFAs disponíveis comercialmente [39].

O Érbio comporta-se como um sistema quântico com três níveis de energia (Figura 5). Neste tipo de sistemas, o ião no nível fundamental é excitado para um nível superior (instável) pela absorção de fotões provenientes de uma bomba (a 980 nm ou 1480 nm). O ião relaxa em seguida rapidamente, por um processo não radiativo, para um nível de energia mais baixo. Este nível tem um tempo de vida da ordem das dezenas de ms, designando-se, por isso, de meta-estável. A relaxação desse estado é efectuada com a emissão estimulada de um fotão, cuja energia corresponde a radiação óptica situada na janela dos 1550 nm. A emissão estimulada é provocada por um fotão com comprimento

de onda dentro da banda de emissão do Érbio, que ao passar pela fibra dopada excitada, origina a libertação de um ou mais fotões coerentes com o fotão incidente.

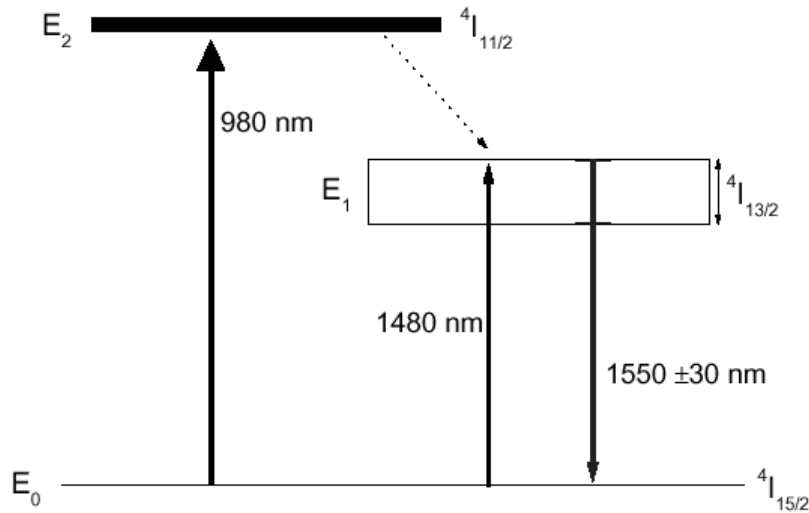


Figura 5 - Diagrama de níveis de energia dos íons de Érbio em fibras de sílica dopada com Érbio [38].

O sinal da bomba pode ser obtido por um laser a emitir nas gamas 810 nm, 980 nm ou 1480 nm, sendo estes dois últimos os mais comuns dada a sua eficiência (dB/mW) [38]. Quanto ao tipo de bombagem, esta pode ser efectuada de três modos, com a bomba co-/contra- propagando-se com o sinal a amplificar, ou uma combinação desses dois tipos, mediante as necessidades do sistema [38]. A configuração normalmente utilizada é a de bombagem co-propagante (progressiva) pelas suas características de ruído e simplicidade [38].

Os íons de Érbio têm características benéficas em termos de comunicações ópticas, conduzindo a largas de banda de amplificação razoáveis. Considerando apenas os átomos de Érbio, o espectro do ganho teria uma forma Lorentziana. Contudo, as características do material dopado (sílica) provocam um alargamento não homogéneo, por efeito de desordens estruturais, e o espectro do ganho apresenta uma forma como a que se observa na Figura 6, onde se apresenta o espectro de ganho de um EDFA comercial (*Photonetics* modelo BT13). A largura a meia altura do pico onde o ganho é superior (~35 dB) é cerca de 10 nm, sendo este pico sobreposto a outra formação de envolvente mais larga (~28 nm), mas de menor ganho (~20 dB).

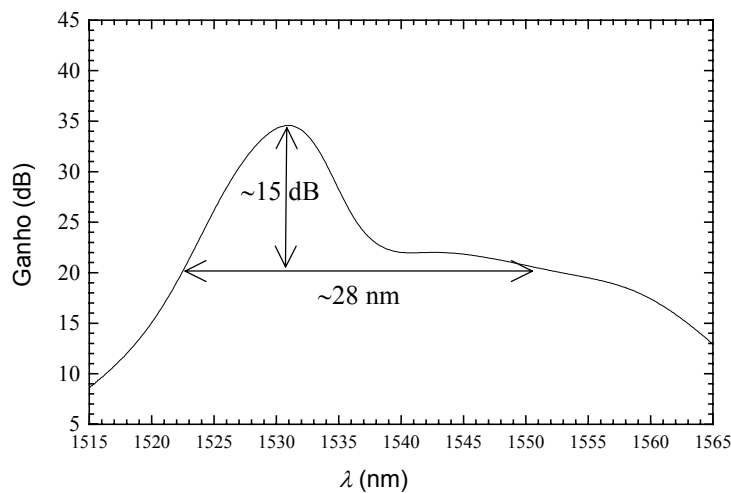


Figura 6 - Espectro de ganho (fora da saturação) de um EDFA comercial medido em laboratório.

Refira-se também que nos EDFAs, juntamente com o processo de amplificação óptica, há também um outro fenómeno, não menos importante para o seu desempenho. De facto, além da descrita emissão estimulada de um fóton, pode também dar-se a libertação espontânea de energia, sob a forma de um fóton. Este efeito acontece num instante aleatório, e com direcção e energia também aleatórios. No contexto das comunicações ópticas, este fenómeno é designado por ruído de emissão espontânea amplificada (ASE: *Amplified Spontaneous Emission*) [38].

Comparando este ruído com o previamente referido no caso dos lasers semicondutores, proveniente de emissão espontânea, deve-se salientar que existe uma diferença importante: a polarização da emissão espontânea nos EDFAs é aleatória, enquanto que é linear nos lasers [40]. Tal como para os lasers, o ruído de emissão espontânea dos EDFAs é um importante factor limitativo do seu desempenho em sistemas de comunicação ópticos.

Observando a Figura 6, verifica-se claramente que uma outra característica dos EDFAs, que condiciona fortemente o seu desempenho em sistemas WDM, é a variação do ganho com o comprimento de onda (ganho não-equalizado), que será responsável por diferentes níveis de amplificação (indesejável) para os vários canais. Outros problemas relacionados com os EDFAs, são a largura de banda de amplificação limitada, a saturação do ganho e a

diafonia entre canais amplificados. Todos estes problemas condicionam o desempenho dos EDFAs, como se verá a seguir.

### 2.4.1. Ganho Não-Equalizado

O facto do EDFA apresentar ganho variável com o comprimento de onda pode ser bastante problemático em sistemas WDM. Se considerarmos uma diferença de ganho para dois canais distintos (com igual potência média) de apenas 0.5 dB, poderemos ter ao fim de 12 estágios de amplificação, uma diferença de 6 dB nas potências médias dos dois canais.

Para combater este problema do ganho não-equalizado do EDFA, têm sido sugeridos alguns esquemas de equalização, incluindo a utilização de fibras especiais [41], pré-ênfase [42], dispositivos foto-sensíveis [43], *clamping of inhomogeneous gain* [44], diminuição da potência da bomba (com a consequente diminuição do ganho), filtros ópticos (por exemplo, Mach-Zehnder e FBG) [45][46], sendo os mais vulgarmente utilizados as redes de fibra de período longo (LPFG: *Long Period Fiber Gratings*) [47]-[51]. Na Figura 7 apresenta-se a resposta espectral em transmissão de uma LPFG fabricada para o efeito (no âmbito de um projecto que envolveu o nosso grupo), utilizando a técnica do arco-eléctrico, e o espectro de ganho equalizado resultante [50], do EDFA comercial apresentado na Figura 6.

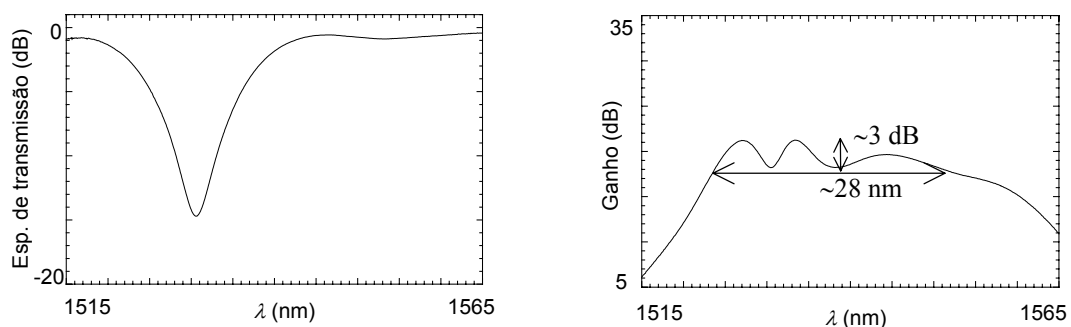


Figura 7 - Espectro de transmissão da LPFG (a) e espectro de ganho equalizado resultante (b) do EDFA da Figura 6 [50].

Como se pode verificar comparando a Figura 6 e a Figura 7 (b), a variação do ganho na largura de banda considerada ( $\sim 28$  nm) passou de  $\sim 15$  dB para menos de 3 dB, utilizando uma simples LPFG. Essa variação pode ser ainda mais reduzida, utilizando mais do que uma LPFG e otimizando as suas características. Dessa forma, já se conseguiu um ganho de 22 dB, com uma variação menor que 1 dB, em toda a banda C (40 nm) [52].

#### 2.4.2. Largura de Banda de Amplificação

Além do ganho não-equalizado, a largura de banda limitada é também um problema que tem sido alvo de estudo no domínio dos EDFAs. O crescimento do grau de exigência dos sistemas ópticos baseados em WDM tem exigido cada vez maior largura de banda para os sistemas de amplificação, tendo sido necessário explorar a capacidade de amplificação noutras bandas (S e L).

Os amplificadores de fibra de Raman são uma boa opção para essas bandas, mas o seu elevado custo, devido à elevada potência das bombas necessárias, tem retardado a sua implantação definitiva, pelo que se procuraram soluções que utilizassem a tecnologia dos EDFAs. Assim, recorrendo ao controlo da concentração de Érbio na fibra, obtiveram-se amplificadores a trabalhar nas bandas S [53] e L [54].

Actualmente, conseguem-se larguras de banda de amplificação tão elevadas quanto  $\sim 70$  nm (C+L) com variações inferiores a 0.9 dB (equalização recorrendo a uma cascata de interferómetros de Mach-Zehender) [55].

#### 2.4.3. Saturação do Ganho

Um factor a considerar em amplificadores ópticos é a saturação do ganho, isto é, a potência do sinal à saída do amplificador está limitada a um certo valor máximo, que depende da potência da bomba e da topologia de bombagem utilizada [38]. Assim, quando a potência do sinal de entrada é relativamente elevada, o ganho de potência do amplificador diminui de modo a que o sinal de saída não ultrapasse a potência limite.



Um dos parâmetros característicos de um amplificador é precisamente a potência de saída de saturação, definida como a potência de saída para a qual há uma diminuição de 3 dB no ganho do amplificador relativamente ao ganho para potências de saída baixas. Tipicamente, os EDFAs podem ter potência de saída de saturação até 30 dBm [38].

Em sistemas WDM, tipicamente com vários canais, o valor da potência de saturação pode ser atingido, contudo, o valor apresentado pode-se considerar elevado, pois os efeitos não-lineares (secção 2.3.2) começam a limitar o desempenho do sistema para valores de potência inferiores.

#### 2.4.4. Diafonia

Em sistemas WDM a potência óptica ( $P_{tot}$ ) flutua em torno do somatório das potências dos vários (N) canais:

$$P_{tot} = \sum_{i=1}^N P_i + \sum_{j \neq k} \sum_{k \neq j}^N 2\sqrt{P_j P_k} \cos[(\omega_j - \omega_k)t + \phi_j - \phi_k] \quad (2.23)$$

onde  $P_i$ ,  $\omega_i$  e  $\phi_i$  são respectivamente a potência, a frequência angular e a fase do  $i$ -ésimo canal.

##### 2.4.4.1. Saturação Cruzada

Da equação (2.23) conclui-se que em sistemas WDM com amplificação, o ganho associado a um determinado canal poderá ser afectado, se a presença de outros canais conduzir o amplificador à saturação. Então, o ganho de cada canal depende a cada momento da potência total dos vários canais à entrada do EDFA. Estamos perante um processo designado por saturação cruzada do ganho, que poderá provocar diafonia (*crosstalk*).

Este fenómeno de *crosstalk* depende do tempo de vida espontânea da população no estado excitado (fluorescência). Se esse tempo de vida for suficientemente elevado,

comparado com a taxa das flutuações de potência dos canais, os portadores não podem responder a essas flutuações, e o processo referido é desprezável. Tal verifica-se sempre que  $\Omega_m \gg 1/\tau_{sp}$ , em que  $\Omega_m$  é o ritmo de modulação dos canais e  $\tau_{sp}$  o tempo de vida espontânea da população no estado excitado.

Assim, em amplificadores semicondutores em que  $\tau_{sp}$  é da ordem de ns, os portadores podem facilmente responder às flutuações de potência a taxas da ordem de GHz, e o *crosstalk* induzido pela saturação cruzada pode ser problemático. No caso dos EDFAs, o referido tempo de vida é ~10 ms [38], pelo que só existirão problemas relacionados com o *crosstalk* referido para ritmos inferiores a 10 kHz, o que nunca se verifica nos sistemas WDM actuais.

#### 2.4.4.2. Mistura de Quatro Ondas (FWM)

Mesmo no regime de pequenos sinais, não saturantes do ganho dos EDFAs, em sistemas WDM amplificados pode haver efeito de *crosstalk* de outra origem. De facto, tendo em conta a equação (2.23) e a equação de taxas da população no estado excitado dos EDFAs [56]:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_1 - W_s (N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_{sp}} \quad (2.24)$$

onde  $N_2$  e  $N_1$  são, respectivamente, as populações no estado excitado e no estado base,  $\tau_{sp}$  é o tempo de vida espontânea da população no estado excitado, e  $W_p$  e  $W_s$  são, respectivamente, as taxas de transição para as ondas da bomba e do sinal, proporcionais às potências correspondentes, verifica-se que a população no estado excitado ( $N_2$ ) vai oscilar à frequência de batimento  $\Omega_{ik} = \omega_i - \omega_k$ . Como o ganho e o índice de refração dependem de  $N_2$ , são, portanto, modulados à frequência  $\Omega_{ik}$  e tem-se a criação de redes de ganho e de índice, que provocam diafonia intercanal por dispersão de parte de um canal para o outro, designada por mistura de quatro ondas (FWM).

Este efeito é desprezável quando o espaçamento entre canais  $\Omega \gg 1/\tau_{sp}$ , situação em que

os portadores no estado excitado não conseguem responder à frequência de batimento. Para os EDFAs tem-se diafonia intercanal, induzida por FWM, desprezável quando  $\Omega$  é maior que  $\sim 10$  kHz, o que nos sistemas actuais é sempre verdade.

#### 2.4.5. Ruído de Emissão Espontânea Amplificado (ASE)

Como se referiu, durante o processo de amplificação (emissão estimulada) são gerados espontaneamente fotões, num instante aleatório, e com direcção e energia também aleatórios, sem qualquer coerência com o sinal de entrada, o que corresponde à adição de ruído. A quantificação deste fenómeno, designado por ASE, é feita normalmente pela sua densidade espectral de potência unilateral [38]:

$$S_{sp}(\lambda) = F_n(G-1)hc/\lambda \quad (2.25)$$

onde  $G$  é o ganho em potência,  $\lambda$  é o comprimento de onda central do sistema,  $h$  é a constante de Plank,  $c$  a velocidade da luz e  $F_n$  o factor de ruído do amplificador dado por [38]:

$$F_n \approx 2\eta_{sp} \quad (2.26)$$

com  $\eta_{sp}$  o factor de emissão espontânea do amplificador. Os valores típicos de  $F_n$  são 3.5 dB para sistemas bombeados a 980 nm e de 4.1 dB para 1480 nm [38]. Com bombagem a 1480 nm,  $F_n$  é mais elevado, pois é mais difícil obter inversão completa da população, devido à banda de bombagem ser próxima da banda de emissão (ver Figura 5).

O ruído ASE é idêntico ao ruído quântico, gaussiano na estatística e aditivo, tendo fase e polarização completamente aleatórias. O ASE é o maior problema decorrente da utilização de EDFAs, sendo bastante limitativo do desempenho de sistemas de comunicação ópticos [57][58], em particular de sistemas WDM.

## **2.5. Filtros Ópticos**

Os filtros ópticos para utilização em sistemas WDM, devem ser o menos ofensivos possível para o sinal escolhido, pelo que, idealmente, a sua banda passante deveria ser de topo plano (perdas nulas), e com fase linear associada. Adicionalmente, os canais vizinhos devem ser totalmente eliminados, pelo que o filtro óptico deveria apresentar uma resposta espectral rectangular, com rejeição infinita fora da banda. Na realidade, os vários filtros ópticos utilizados na prática alteram o sinal escolhido, distorcendo-o, por via da sua resposta espectral não-ideal e fase não-linear [59]. Simultaneamente, esse sinal é afectado pelos outros canais que não foram totalmente eliminados, devido à rejeição finita fora da banda (diafonia heterodina).

Quando inseridos numa rede óptica, em dispositivos de adição/subtracção e outros, além dos problemas referidos há que considerar também a diafonia homodina, provocada no sinal escolhido pelo canal adicionado à mesma frequência.

Há também os problemas derivados da variação das condições de operação do filtro óptico, como sejam o seu envelhecimento ou alterações de temperatura, que podem provocar a sua dessintonia e variações na função de transferência (resposta espectral e fase). Esses efeitos nefastos podem ser agravados se considerarmos uma rede óptica, em que temos vários filtros ópticos em série.

Outro problema relacionado com os filtros ópticos são as perdas de inserção, que vão implicar amplificação extra, com os inconvenientes daí decorrentes, analisados na secção anterior. Há também as perdas de retorno, que, se forem reduzidas, podem alterar o comportamento dos dispositivos a montante do filtro. Um exemplo desse efeito é o incremento do RIN do laser.

Além das perdas de inserção e de retorno, os filtros ópticos, por serem na sua maioria dispositivos sensíveis à polarização da luz, podem também introduzir perdas dependentes da polarização (PDL: *Polarization Dependent Loss*), com as desvantagens inerentes que daí podem advir.

Todos estes problemas relacionados com a filtragem óptica, isolada ou integrada em dispositivos de adição/subtracção, em redes ópticas WDM, serão analisados em detalhe ao longo desta tese.

## **2.6. Conclusões**

Neste capítulo foram apresentados os problemas relacionados com os diversos componentes de um sistema WDM, nomeadamente a fonte óptica, a fibra óptica, o amplificador óptico e os filtros ópticos, tendo-se analisado de que forma esses problemas limitam o seu desempenho numa rede óptica WDM.

As constatações relativas a cada componente vão servir de base à modelização efectuada para cada caso, no próximo capítulo.

## Referências:

- [1] G. P. Agrawal, "Optical fibers", *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [2] C. A. Brackett, "Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 948-964, 1990.
- [3] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, D. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, vol. 23, pp. 1026-1027, 1987.
- [4] ITU-T Recommendation G.692. Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers. October 1998.
- [5] H. Suzuki, M. Fujiwara, N. Takachio, K. Iwatsuki, T. Kitoh, T. Shibata, "12.5 GHz spaced 1.28 Tb/s (512-channel $\times$ 2.5 Gb/s) super-dense WDM transmission over 320 km SMF using multiwavelength generation technique", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 405-407, 2002.
- [6] G. P. Agrawal, "Optical receivers", *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [7] John E. Bowers, Charles A. Burrus, "Ultrawide-band long-wavelength p-i-n photodetectors", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-5, pp.1339-1350, 1987.
- [8] Seung-Tak Lee, Y. Park, Chang-Joon Chae, "Demonstration of a fiber grating based wavelength stabilization scheme for WDM application", *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 1998 (OFC'98)*, pp. 233-234, San Jose, USA.
- [9] Y. Park, Seung-Tak Lee, Chang-Joon Chae, "A novel wavelength stabilization scheme using a fiber grating for WDM transmission", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 1446-1448, 1998.
- [10] A. Leroy, H. Helmers, B. Thédrez, S. Hubert, P. Peloso, S. Kerboeuf, G.-H. Duan, J. Jacquet, W. Heck, L. Lablonde, M. Boitel, "Low-cost wavelength stabilised plug and play lasers for WDM systems in future local networks", *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 1012-1014, 2001.
- [11] E. Buimovich, S. Rubin, D. Sadot, "A digitally controlled, fast tunable, wavelength stabilized, laser transmitter with direct modulation", *Proceedings of 21<sup>st</sup> IEEE Convention of Electrical and Electronic Engineers (CEEE'2000)*, pp. 95-98, Israel.
- [12] San-Liang Lee, Ching-Tang Pien, Yu-Yi Hsu, "Wavelength monitoring with low cost laser diodes for DWDM applications", *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 545-546, 2000.
- [13] Jin-Ho Yoo, Nack Chung, Gil-Ho Yang, In-Shik Park, "Stabilizing LD power in a wide temperature range for optical burst-mode communications by means of optical filter", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 843-845, 2000.
- [14] D. A. Ackerman, K. F. Dreyer, U. Koren, J. W. Stayt, S. L. Broutin, W. A. Asous, J. E. Johnson, L. J. P. Ketelsen, K. K. Kamath, S. O'Brien, W. J. Shakespeare, M. A. Eshelman, M. M. Meyers, D. A. Snyder, E. S. Mak, "Wavelength, modal and power stabilization of tunable electro-absorption modulated, distributed Bragg reflector lasers", *Proceedings of IEEE 17<sup>th</sup> International Semiconductor Laser Conference (ISLC'2000)*, pp. 49-50.
- [15] L. Bickers, L. D. Westbrook, *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 103, 1985.
- [16] N. A. Olsson, C. H. Henry, R. F. Kazarinov, H. J. Lee, K. J. Orlowsky, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 143, 1988.
- [17] C. A. Green, N. K. Dutta, W. Watson, *Applied Physics Letters*, vol. 50, pp. 1409, 1987.
- [18] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, H. Mawatan, Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, "Linewidth enhancement factor in InGaAsP/InP modulation-doped strained multiple-quantum-well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 533-537, 1994.

- [19] Y. S. Tang, W. -X. Ni, C. M. S. Torres, G. V. Hansson, "Fabrication and characterisation of Si-Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub> quantum dot light emitting diodes", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1385-1386, 1995.
- [20] R. L. Sellin, C. Ribbat, D. Bimberg, F. Rinner, H. Konstanzer, M. T. Kelemen, M. Mikulla, "High-reliability MOCVD-grown quantum dot laser", *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 883-884, 2002.
- [21] A. Mecozzi, D. Marcenac, "Theory of optical amplifier chains", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, pp. 745-756, 1998.
- [22] A. Teixeira, *Optimização de Sistemas de Comunicação Óptica Multicanal (WDM) de Alta Densidade*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [23] J. Pires, W. Idler, A. Teixeira, R. Ribeiro, F. Rocha, "Electrical and optical TDM systems and related limitations", *Report on TDM versus WDM systems*, Deliverable number D09, project SPEED of program ACTS, 1996.
- [24] M. E. V. Segatto, *All Optical Bit Parallel WDM Systems*, PhD Thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London, UK, 2001.
- [25] J. C. Cartledge, H. Debregeas, C. Rolland, "Dispersion compensation for 10 Gb/s lightwave systems based on a semiconductor Mach-Zehnder modulator", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 224-226, 1995.
- [26] I. P. Kaminow, T. L. Koch, capítulo 7, *Optical Fiber Telecommunications*, Academic Press, San Diego, 1997.
- [27] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni, A. M. Vengsarkar, "Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1746-1758, 1994.
- [28] F. Ouellette, P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi, B. Eggleton, "Broadband and WDM dispersion compensation using chirped sampled fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 899-901, 1995.
- [29] C. D. Poole, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, D. A. Fishman, "Fading in lightwave systems due to polarization-mode dispersion", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 68-70, 1991.
- [30] E. Lichtman, "Performance limitations imposed on all-optical ultralong lightwave systems at the zero-dispersion wavelength", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 898-905, 1995.
- [31] P. K. A. Wai, C. R. Menyak, "Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 148-157, 1996.
- [32] G. P. Agrawal, "Wave propagation in optical fibers", *Nonlinear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> Ed., Academic Press, 1995.
- [33] N. Kikuchi, S. Sasaki, "Analytical evaluation technique of self-phase-modulation effect on the performance of cascaded optical amplifiers systems", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 868-878, 1995.
- [34] G. P. Agrawal, "Multichannel lightwave systems", *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [35] P. André, *Componentes Optoelectrónicos para Redes Fotónicas de Alto Débito*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 2002.
- [36] K. Inoue, K. Nakanishi, K. Oda, H. Toba, "Crosstalk and power penalty due to fiber Four-Wave Mixing in multichannel transmissions", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1423-1439, 1994.

- [37] A. Boskovic, S. Ten, V. L. da Silva, "Four-Wave Mixing Q-penalty measurements in dense WDM, 10 Gbit/s systems", Proceedings of *Optical Fiber Communication Conference 1998 (OFC'98)*, paper WM2, pp. 122-123, San Jose, USA.
- [38] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber amplifiers: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994.
- [39] Y. Sun, A. K. Srivastava, J. Zhou, J. W. Sulhoff, "Optical fiber amplifiers for WDM optical networks", *Bell Labs Technical Journal*, vol. 4, pp. 187-205, 1999.
- [40] R. Ribeiro, *Simulação, Análise e Optimização de Sistemas FSK Ópticos*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1996.
- [41] H. Ibrahim, D. Ronarc, L. Pophillat, A. Madani, J. Moalic, M. Guibert, J. Le Roch, "Comparison between erbium-doped fluoride and silica fiber amplifiers in an AM-CATV transmission system", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 540-543, 1993.
- [42] A. R. Chaplyvy, R.W. Tkach, K.C. Reichmann, P. D. Magill, J. A. Nagel, "Equalization in amplified WDM lightwave transmission systems", *IEEE Photonics Technology letters*, vol. 5, 1993.
- [43] R. Kashyap, R. Wyatt, R. J. Campbell, "Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating", *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 154-156, 1993.
- [44] V. L. da Silva, Y. Silberberg, J. S. Wang, E. L. Goldstein, M. J. Andrejco, "Automatic gain flattening in optical fiber amplifiers via clamping of inhomogeneous gain", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 412-414, 1993.
- [45] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel, D. N. Payne, "Erbium-doped fiber amplifier with flattened gain spectrum", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 118-120, 1991.
- [46] Chi, Sien, Dung, Jeng-Cherng, "Gain flattened for WDM system by using fiber Bragg gratings in EDFA", Proceedings of *Optical Fiber Communication Conference 1998 (OFC'98)*, pp. 135-136, San Jose, USA.
- [47] E. M. Dianov, V. I. Karpov, O. I. Medvedkov, A. M. Prokhov, V. N. Protopopov, S. A. Vasil'ev, "Gain spectrum flattening of Erbium Doped fiber amplifier using long-period gratings", Proceedings of *Photosensitivity and quadratic nonlinearity in glass waveguides* (1995), pp. 14-17, Portland.
- [48] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 58-65, 1996.
- [49] Naito, Takao, Terahara, Takafumi, Shimojoh, Naomasa, Tanaka, Toshiki, Chikama, Terumi, Suyama, Masuo, "20-Nm signal bandwidth after 147-amplifier chain using long-period gain-equalizers", Proceedings of *Optical Fiber Communication Conference 1998 (OFC'98)*, pp. 320-321, San Jose, USA.
- [50] O. Frazão, G. Rego, M. Lima, A. Teixeira, F. M. Araújo, P. André, J. F. da Rocha, H. M. Salgado, "EDFA gain flattening using long-period fibre gratings based on the electric arc technique", Proceedings of *London Communications Symposium (LCS'2001)*, pp. 55-57, London, UK.
- [51] M. Harunoto, M. Shigehara, H. Sukanuma, "Gain-flattening filter using long-period fiber gratings", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1027-1033, 2002.
- [52] P. F. Wysocki, J. Judkins, R. Espindola, M. Andrejco, A. Vengsarkar, K. Walker, "Erbium-doped fiber amplifier flattened beyond 40 nm using long-period grating", Proceedings of *Optical Fiber Communication Conference 1997 (OFC'97)*, postdeadline paper PD2, Dallas, USA.
- [53] H. Ono, M. Yamada, M. Shimizu, "S-band erbium-doped silica fibre amplifier with flattened-gain of over 21 dB", *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 1084-1085, 2002.



- [54] Jung Mi Oh, Hyun Beom Choi, Donghan Lee, Seong Joon Ahn, Soo Jin Jung, Sang Bae Lee, “Demonstration of highly efficient flat-gain L-band erbium-doped fiber amplifiers by incorporating a fiber Bragg grating”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 1258-1260, 2002.
- [55] K. Suzuki, T. Kitoh, S. Suzuki, Y. Inoue, Y. Hibino, T. Shibata, A. Mori, M. Shimizu, “PLC-based dynamic gain equaliser consisting of integrated Mach-Zehnder interferometers with C- and L-band equalising range”, *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 1030-1031, 2002.
- [56] G. P. Agrawal, “Optical Amplifiers”, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [57] C. R. Giles, E. Desurvire, “Modeling erbium-doped fiber amplifiers”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 271-283, 1991.
- [58] T. Georges, E. Delevaque, “Analytic modelling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers”, *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1113-1115, 1992.
- [59] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, C. R. Giles, G. Nykolak, “Optimal dispersion of optical filters for WDM systems”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 567-569, 1998.

# ***CAPÍTULO 3***

## **Modelos para Simulação e Análise de Desempenho de Sistemas de Comunicação Ópticos**

### **3.1. Introdução**

Neste capítulo apresentamos, na secção 3.2, os modelos dos componentes ópticos utilizados nos sistemas de comunicação ópticos estudados nos capítulos 5 e 6, nomeadamente do laser semiconductor (secção 3.2.1), da fibra óptica (secção 3.2.2), do amplificador óptico (secção 3.2.3) e do fotodetector (secção 3.2.4).

No estudo efectuado nesses capítulos são utilizados dois simuladores, o simulador SCORE (*Simulator for Communications Research*) [1], desenvolvido pelo nosso grupo, e o simulador comercial PTDS (*Photonic Transmission Design Suite*) [2]. Na descrição efectuada (secção 3.2) apresenta-se, para cada componente referido, o modelo implementado para o SCORE, que se baseou em modelos já referenciados na literatura, mas considerando as várias orientações/constatações do capítulo anterior, e em alguns

casos recorrendo a resultados experimentais, fazendo-se também referência ao modelo do PTDS.

Apresentam-se também, na secção 3.3, os modelos dos filtros ópticos, nomeadamente do Fabry-Pérot de cavidade única (secção 3.3.1), do Fabry-Pérot de três espelhos (secção 3.3.2), e do filtro de matriz de guias de onda (secção 3.3.3). O outro tipo de filtro estudado neste trabalho, a rede de *Bragg*, vai ser analisado em pormenor num capítulo dedicado (capítulo seguinte). Para os filtros considerados estabelecem-se as relações entre os parâmetros físicos e as características de filtragem (monocanal e multicanal), bem como as limitações práticas em cada situação.

Por último, na secção 3.4 descrevem-se os métodos de estimação da probabilidade de erro utilizados no âmbito desta tese, nomeadamente a aproximação gaussiana (secção 3.4.1) e a estimação semi-analítica (secção 3.4.2).

### **3.2. Modelos de Simulação dos Componentes Ópticos**

Apresentam-se de seguida os modelos dos principais componentes constituintes de um sistema óptico WDM, referidos acima. Quanto aos restantes componentes utilizados nos sistemas WDM estudados, por exemplo os acopladores e os multiplexadores, consideraram-se os modelos ideais (sem perdas).

#### **3.2.1. Laser Semicondutor**

O modelo implementado para o SCORE teve por referência um laser de poços quânticos múltiplos (MQW: *Multiple Quantum Well*), do qual tivemos acesso à caracterização experimental [3]. O dispositivo tinha 10 poços de  $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ , com os tempos de transporte minimizados simultaneamente através da ausência de heteroestruturas de confinamento separadas (SCH: *Separated Confinement Heterostructures*) e por injeção de portadores directamente nos poços.

A caracterização do comportamento de um laser é geralmente obtida recorrendo ao tratamento semi-clássico, resultando num sistema de equações diferenciais (equações de

taxa). No caso dos lasers de poço quântico múltiplo, devem ser considerados os efeitos de dois tempos de transporte distintos, através das SCH e das camadas de separação dos poços, conduzindo a um sistema de equações de taxa mais complexo do que no caso dos lasers maciços. No entanto, para o laser de poços quânticos considerado, sem SCH, o tempo de transporte através das SCH é obviamente nulo, e o número de equações de taxa vem reduzido [3][4]. Além disso, se o tempo de transporte entre os poços for também reduzido, os lasers MQW podem ser aproximados por lasers do tipo poço quântico simples [3][4]. Nesse caso, o modelo utilizado para os lasers maciços pode ser aplicado [3][4]. O laser considerado está nas condições mencionadas, e como tal vai ser aproximado pelas equações de taxas próprias dos lasers maciços.

A aplicação do tratamento semi-clássico a um laser maciço monomodo resulta num sistema de três equações diferenciais, designadas por equações de taxa, que definem a evolução da potência óptica no modo do laser, da fase do respectivo campo electromagnético e do número de portadores. Uma forma possível para estas equações é [5][6]:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{qV_a} - g(t)S(t) - \frac{N(t)}{\tau_n} + f_n(t) \quad (3.1)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma g(t)S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\Gamma\beta_{sp}N(t)}{\tau_n} + f_s(t) \quad (3.2)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \Gamma g_o [N(t) - N_t] + f_\phi(t) \quad (3.3)$$

onde  $S(t)$  e  $N(t)$  são as densidades de fotões e portadores, respectivamente,  $\phi(t)$  é a fase do campo eléctrico,  $I(t)$  é a corrente de injeção,  $g(t)$  é o ganho de emissão estimulada e  $g_o$  é a sua constante de declive (ganho diferencial). Os parâmetros  $\tau_p$  e  $\tau_n$  são os tempos de vida dos fotões e portadores, respectivamente,  $\Gamma$  é o factor de confinamento do modo óptico do laser,  $\beta_{sp}$  o factor de emissão espontânea (ver secção 2.2.4),  $q$  a carga electrónica,  $V_a$  o volume da zona activa,  $\alpha_H$  é o factor de alargamento da largura de linha (ver secção 2.2.3) e  $N_t$  a densidade de portadores na transparência.

Os parâmetros  $f_s(t)$ ,  $f_n(t)$  e  $f_\phi(t)$  são forças de Langevin, inseridas para ter em conta as flutuações provenientes da emissão espontânea, e da natureza discreta na geração e recombinação de portadores, representando portanto o ruído (ver secção 2.2.4). Assumindo que o tempo de correlação das fontes de ruído é muito inferior aos tempos de vida dos fótons e dos portadores, então estas forças podem-se considerar processos de Markov [7], simplificando o problema. Com o pressuposto referido, estas forças podem-se assumir como ruídos brancos com médias nulas e estatística gaussiana [5]-[8].

Quanto ao ganho,  $g(t)$ , é descrito por:

$$g(t) = g_o \frac{N(t) - N_t}{1 + \varepsilon S(t)} \quad (3.4)$$

onde  $\varepsilon$  é o factor de compressão do ganho. A potência óptica emitida por cada face,  $P(t)$ , é proporcional à densidade de fótons,  $S(t)$ , e é dada por:

$$P(t) = \frac{V_a \eta_f h f}{\Gamma \tau_p} S(t) \quad (3.5)$$

onde  $\eta_f$  é a eficiência quântica por face,  $h$  é a constante de Planck e  $f$  é a frequência óptica.

Os parâmetros a definir para caracterizar completamente o modelo (equações (3.1) a (3.5)) são  $g_o$ ,  $N_t$ ,  $\tau_p$ ,  $\tau_n$ ,  $\Gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\beta_{sp}$ ,  $V_a$ ,  $\eta_f$ ,  $\alpha_H$  e  $f$ . Os seus valores foram obtidos por Teixeira [3], considerando os resultados experimentais do laser MQW referido, e tendo por referência a gama de valores para cada um dos parâmetros [7][9]. Os valores obtidos são apresentados na Tabela 1.

O laser implementado para o SCORE utiliza o modelo acima descrito, tendo-se recorrido ao método Runge-Kutta para a integração das equações de taxa apresentadas anteriormente (equações (3.1) a (3.5)).

O modelo do PTDS implementa um laser monomodo modulado externamente com o

ritmo desejado. Tem-se um laser monomodo a emitir em contínuo, com uma largura de linha e potência média emitida definidas, sendo depois o sinal de saída modulado por um interferómetro de Mach-Zehnder (MZI: *Mach-Zehnder Interferometer*), com uma razão de extinção (*extinction ratio*) também definida pelo utilizador [10].

Parâmetro	Valor	Unidade
$g_o$	$7.83 \times 10^{-12}$	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
$N_i$	$1.7 \times 10^{24}$	$\text{m}^{-3}$
$\tau_p$	$3.2 \times 10^{-12}$	s
$\tau_n$	$2.1 \times 10^{-9}$	s
$\Gamma$	0.13	
$\varepsilon$	$3.8 \times 10^{-23}$	$\text{m}^3$
$\beta_{sp}$	$1 \times 10^{-4}$	
$V_a$	$3.8 \times 10^{-17}$	$\text{m}^3$
$\eta_f$	$5 \times 10^{-2}$	W/A
$\alpha_H$	2.95	

Tabela 1 - Valores dos vários parâmetros para caracterização do modelo do laser [3].

### 3.2.2. Fibra Óptica

O modelo implementado considera os fenómenos presentes na transmissão de um sinal óptico através de uma SMF normal, referenciados no capítulo 2, secção 2.3, relevantes para os sistemas ópticos estudados no âmbito desta tese, com sinais localizados na vizinhança de 1550 nm (ver Figura 4 do Capítulo 2).

Se representarmos o campo eléctrico pela sua envolvente  $A$ , a respectiva equação de propagação pode então ser expressa por [11]:

$$\frac{\partial A}{\partial L_f} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A + j\gamma |A|^2 A = 0 \quad (3.6)$$

onde  $L_f$  representa a distância de transmissão,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  e  $\beta_3$  são, respectivamente, as derivadas de 1ª, 2ª e 3ª ordem da constante de fase de propagação,  $\beta(\omega)$ , em ordem a  $\omega$ , na frequência central  $\omega_0$ ,  $\alpha$  é a constante de atenuação, e  $\gamma$  o coeficiente não-linear. A equação (3.6), conhecida por equação não-linear de Schrödinger, tem em conta o atraso

de grupo, originário no termo que contém  $\beta_1$ , e a dispersão de primeira e segunda ordem, representadas respectivamente pelos termos com os factores  $\beta_2$  e  $\beta_3$  (ver secção 2.3.1.2.1).

No modelo implementado, o termo proporcional a  $\beta_1$  em (3.6) foi ignorado, uma vez que não provoca distorção. Por outro lado, considera-se o termo proporcional a  $\beta_3$ , embora se pudesse também desprezá-lo, por estarmos a considerar uma SMF normal a 1550 nm, onde  $\beta_2$  é significativo (como se concluiu na secção 2.3.1.2.1).

Outra consequência de se estar a considerar a SMF a operar na 3ª janela, foi desprezar o efeito da PMD, em relação à GVD (ver secção 2.3.1.3). Assim, não se considerou a birrefringência da fibra. Supôs-se que os dois modos degenerados em polarizações ortogonais se propagavam com velocidades idênticas, descrevendo a equação (3.6) a propagação ao longo da fibra dum desses modos.

O efeito da atenuação foi considerado, no termo proporcional a  $\alpha$  da equação (3.6) (ver secção 2.3.1.1). Os efeitos da refração não-linear, a SPM e a XPM, são expressos no termo proporcional a  $\gamma$  (ver secções 2.3.2.1 e 2.3.2.2).

Os outros efeitos não-lineares, a FWM, a SRS e a SBS, não foram considerados. Como se considera uma SMF normal, e operação a 1550 nm, o efeito da FWM é insignificante, pois a dispersão existente não permite o *phase matching* (ver secção 2.3.2.3).

Por outro lado, nos sistemas WDM analisados no decurso da tese, os espaçamentos entre canais são sempre superiores a 10 GHz, portanto muito superiores aos desvios de frequência correspondentes ao ganho da SBS, pelo que também se despreza este efeito (ver secção 2.3.2.4). Além disso, o efeito SBS só acontece com canais contra-propagantes, o que não se verifica nos casos analisados neste trabalho.

Em relação à SRS, apesar do seu limiar de potência poder ser atingido em certos sistemas WDM estudados nesta tese (ver secção 2.3.2.4), nas diversas situações as larguras de banda do sinal WDM não são suficientemente elevadas, o mesmo se passando com os

comprimentos de fibra considerados, para se verificar o efeito de amplificação por SRS, pelo que também se despreza o seu efeito.

O modelo construído implementa a equação de propagação (3.6) ao longo da SMF utilizando um método numérico, uma vez que essa equação não é propensa a uma resolução analítica. O método utilizado, devido à sua eficiência, foi o “split-step Fourier” [11], que consiste em calcular separadamente os efeitos lineares e não-lineares.

Neste método, a equação de propagação (3.6) pode ser expressa como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.7)$$

com

$$\hat{D} = \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (3.8)$$

onde  $\beta_1$  foi ignorado, e

$$\hat{N} = -j\gamma|A|^2 \quad (3.9)$$

A fibra é subdividida em secções com comprimento suficientemente pequeno (passo), para que a influência dos dois operadores não altere o sinal de forma significativa. Nessas condições, pode-se considerar que os dois operadores são independentes. O cálculo do campo propagado em cada secção é efectuado em duas fases. Na primeira fase, é aplicado apenas o operador não-linear no domínio do tempo. Na segunda fase, é aplicado o operador linear, no domínio da frequência, ao resultado da primeira fase.

Os parâmetros a definir para o modelo são  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $L_f$  e o passo a usar no método “split-step Fourier”. Os valores usuais para estes parâmetros, na vizinhança de 1550 nm, são  $\beta_2=2 \times 10^{-26} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$  ( $D=17 \text{ ps/nm.km}$ ),  $\beta_3=1.38 \times 10^{-40} \text{ s}^3 \text{ m}^{-1}$ ,  $\alpha=0.21 \text{ dB/km}$ ,  $\gamma=1.39 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$  [3][11]. O comprimento  $L_f$  e o passo são definidos em cada situação.



O modelo do PTDS é semelhante ao modelo descrito acima para o SCORE, também implementa a equação não-linear de Schrödinger considerando os vários efeitos lineares e não-lineares da propagação na fibra referidos (equação (3.6)), e adicionalmente possibilita considerar a SRS [12]. O método utilizado para o efeito foi também o “split-step Fourier”.

### 3.2.3. Amplificador Óptico (EDFA)

No capítulo 2, secção 2.4, identificaram-se os vários problemas relacionados com os EDFAs, que podem influenciar o seu desempenho em sistemas ópticos. Neste trabalho, considera-se que o EDFA utiliza uma das técnicas referidas para a equalização do seu ganho numa gama de frequências superior à largura de banda dos sinais WDM considerados, pelo que o sistema não é afectado por problemas resultantes do ganho não-equalizado (secção 2.4.1) ou largura de banda de amplificação insuficiente (secção 2.4.2).

Quanto à saturação do amplificador (secção 2.4.3), também não vai ser considerada pois, para o número de canais e potências consideradas nos vários sistemas analisados, este fenómeno não ocorre. Mesmo que ocorresse, a única consequência seria uma diminuição do ganho para os vários canais, não conduzindo a discrepâncias indesejáveis nas suas potências. Isto porque o consequente fenómeno de diafonia (secção 2.4.4.1) não se verifica nos EDFAs para os ritmos de transmissão considerados neste trabalho (da ordem dos Gbit/s). O mesmo se passa com a diafonia intercanal induzida por FWM, uma vez que os espaçamentos entre canais considerados são bastante superiores ao necessário para a sua ocorrência em EDFAs (ver secção 2.4.4.2).

Assim, o modelo implementado para o SCORE considera ganho constante ( $G$ ) em toda a banda do sinal WDM a amplificar, ao qual se adiciona ruído gaussiano, branco, com densidade espectral de potência (DEP) dada pela equação (2.25) do capítulo 2 (secção 2.4.5), dependente de  $G$  e do factor de ruído ( $F_n$ ). Portanto, os parâmetros a definir para o modelo do amplificador óptico são o ganho,  $G$ , e o factor de ruído,  $F_n$  (3.5 dB ou 4.1 dB, respectivamente para bombagens a 980 nm ou 1480 nm).

O modelo do PTDS é semelhante ao descrito acima para o SCORE, considera também o ganho constante, independente do comprimento de onda, e um determinado factor de ruído. No entanto, permite funcionamentos alternativos, com potência de saída constante em vez do ganho, ou funcionamento na saturação [13].

### 3.2.4. Fotodetector

Considera-se um fotodetector do tipo PIN (de Positivo-Intrínseco-Negativo), constituído por uma junção  $p-n$ , com a zona de depleção na fronteira dos dois tipos de semiconductor substancialmente aumentada pela introdução de uma camada de semiconductor intrínseco. Este método permite aumentar muito o tamanho da zona activa da junção, com um correspondente aumento na eficiência do processo de detecção.

A corrente média gerada,  $I_d(t)$ , está relacionada com a potência óptica incidente,  $P(t)$ , pela seguinte relação [14]:

$$I_d(t) = \mathfrak{R}P(t) = \frac{\eta_d q}{hf} P(t) \quad (3.10)$$

onde  $\mathfrak{R}$  é a responsividade, definida por  $\eta_d q/hf$ , sendo  $\eta_d$  a eficiência quântica (fracção de fótons incidentes que geram um par electrão-lacuna),  $f$  a frequência óptica,  $h$  a constante de Planck e  $q$  a carga do electrão. A responsividade,  $\mathfrak{R}$ , é definida em A/W e o seu valor varia com o comprimento de onda do sinal.

Outro aspecto a considerar no modelo do fotodetector, é a sua resposta em frequência, determinada pelo tempo de trânsito dos portadores [15]:

$$\frac{i(\omega)}{i(0)} = \frac{1}{1 - e^{-\alpha_d L_d}} \left( \frac{1 - e^{-\alpha_d L_d - i\omega\tau_m}}{\alpha L_d + i\omega\tau_m} + e^{-\alpha_d L_d} \frac{e^{-i\omega\tau_m} - 1}{i\omega\tau_m} + \frac{1 - e^{i\omega\tau_p}}{i\omega\tau_p} + e^{-\alpha_d L_d} \frac{1 - e^{\alpha_d L_d - i\omega\tau_p}}{\alpha_d L_d - i\omega\tau_p} \right) \quad (3.11)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular de modulação,  $L_d$  é a espessura da zona activa,  $\alpha_d$  é o coeficiente de absorção da camada intrínseca,  $\tau_m$  (igual a  $L_d/v_n$ , sendo  $v_n$  a velocidade dos

electrões) é o tempo de trânsito dos electrões na região activa e  $\tau_{tp}$  (igual a  $L_d/v_p$ , sendo  $v_p$  a velocidade das lacunas) é o tempo de trânsito das lacunas. A equação (3.11) pressupõe a iluminação do fotodetector pelo lado  $n$ . No caso da iluminação ser pelo lado  $p$ , esta equação continua a ser válida desde que se troquem os índices  $n$  e  $p$ .

O modelo do fotodetector é, portanto, constituído por um bloco quadrador, já que, como se mostra na equação (3.10), o fotodetector actua como uma fonte de corrente proporcional à potência incidente, que por sua vez é proporcional ao quadrado do campo eléctrico, e um outro bloco que implementa a resposta em frequência dada pela equação (3.11). Em geral, estes dispositivos apresentam uma resposta em frequência superior aos conversores electro-ópticos (lasers ou moduladores externos), pelo que, nesta situação, o comportamento do fotodetector pode ser considerado como ideal. Por último, referir que os ruídos do receptor óptico, nomeadamente o ruído térmico, de corrente escura e quântico são tomados em consideração na estimação semi-analítica (descrita na secção 3.4.2).

O modelo do PTDS é idêntico, considera também as fontes de ruído referidas, assumidas com distribuição gaussiana [16], e uma resposta em frequência limitada.

### **3.3. Modelização e Caracterização dos Filtros Ópticos**

Os filtros ópticos são dispositivos muito utilizados em sistemas WDM, para efectuar a operação de desmultiplexagem, separando por filtragem o canal desejado. Devem ser o menos ofensivos possível para o sinal, e simultaneamente o mais selectivos possível no que diz respeito à eliminação dos canais vizinhos, minimizando o efeito de diafonia linear.

Nesta secção apresentam-se vários tipos de filtros ópticos desmultiplexadores, que utilizam as propriedades de interferência entre ondas ópticas, nomeadamente o Fabry-Pérot (FP) de cavidade única, o Fabry-Pérot de três espelhos (cavidade dupla) e o filtro de matriz de guias de onda (AWG).

Existem outros filtros ópticos para além dos referidos, que são também utilizados na operação de desmultiplexagem em sistemas WDM, nomeadamente o interferómetro de Mach-Zehnder (MZI) e a sua cascata, o filtro acusto-óptico, o filtro de filme fino com multi-camadas de dieléctrico (MDTFF: *Multilayer Dielectric Thin-Film Filter*), entre outros. Os filtros escolhidos para análise, juntamente com as redes de Bragg, analisadas no capítulo seguinte, são aqueles que revelam uma maior maturidade tecnológica, aliada a um melhor potencial para filtragem.

Para cada um deles, apresenta-se a estrutura física, descreve-se o princípio de funcionamento e caracteriza-se a respectiva função de transferência, indicando os parâmetros físicos que se podem variar para se obter uma determinada resposta espectral. São também apontadas as vantagens e desvantagens de cada um dos filtros para operações de desmultiplexagem (monocanal e multicanal) em sistemas WDM, bem como as limitações práticas em cada caso. Nesse âmbito, é previsto o desempenho dos vários filtros estudados, quando utilizados para filtrar um canal de um sinal WDM, analisando-se para cada caso as restrições impostas pela implementação prática, na obtenção da resposta espectral pretendida. Por último, aborda-se a sintonia de cada um dos filtros.

### 3.3.1. Fabry-Pérot de Cavidade Única

Como se referiu, os filtros ópticos a analisar baseiam-se no fenómeno de interferência entre ondas ópticas. O interferómetro mais simples e mais conhecido é o interferómetro Fabry-Pérot [17].

#### 3.3.1.1. Estrutura Física

Este dispositivo baseia-se em dois espelhos paralelos, contendo no seu interior um dieléctrico, que pode ou não ter ganho e pode ou não ter o seu índice de refração controlável. No entanto, para o caso mais simples onde o dieléctrico da cavidade não apresenta nenhum tipo de ganho nem modulação do índice de refração, a estrutura base é a que se apresenta a seguir na Figura 1.

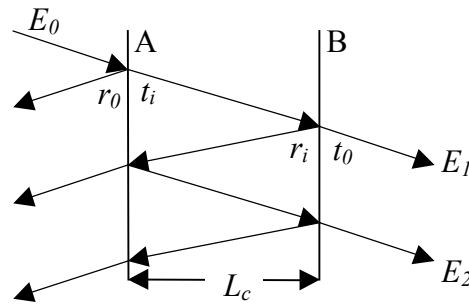


Figura 1 - Estrutura de um interferómetro Fabry-Pérot de cavidade única.

### 3.3.1.2. Caracterização da Função de Transferência

Recorrendo às trajetórias dos raios na cavidade, que por simplicidade se assumem perpendiculares às superfícies dos espelhos, podemos facilmente calcular a função de transferência do filtro FP.

O campo eléctrico de entrada ( $E_0$ ), começa por ser parcialmente reflectido no espelho A de reflectividade externa  $r_0$  e parcialmente transmitido com uma transmissibilidade  $t_i$ . O campo transmitido passa pelo dieléctrico até chegar ao espelho B, aparecendo no seu exterior multiplicado pela transmissibilidade deste ( $t_0$ ). Além destes efeitos sobre a amplitude, temos o atraso sofrido pelo campo ao atravessar a cavidade de comprimento  $L_c$ . Fazendo  $T=t_0t_i$ ,  $R=r_i^2$ ,  $\beta_d$  a constante de fase do dieléctrico dada por  $2\pi n_c/\lambda$ ,  $n_c$  o índice de refração da cavidade e  $\lambda$  o comprimento de onda, temos as seguintes expressões para os campos  $E_1, E_2, \dots$  que aparecem sucessivamente à saída do espelho B:

$$E_1 = t_i t_0 E_0 \exp(-i\beta_d L_c) = T E_0 \exp(-i\beta_d L_c) \quad (3.12)$$

$$E_2 = T r_i^2 E_0 \exp(-i3\beta_d L_c) = T R E_0 \exp(-i3\beta_d L_c) \quad (3.13)$$

⋮

$$E_k = T R^{(k-1)} E_0 \exp[-i(2k-1)\beta_d L_c] \quad (3.14)$$

O campo total,  $E_{tot}$ , à saída do espelho B é então dado por [17]:

$$\begin{aligned}
 E_{tot} &= E_1 + E_2 + \dots + E_k + \dots \\
 &= TE_0 \exp(-i\beta_d L_c) \{1 + R \exp(-i2\beta_d L_c) + \dots + R^2 \exp[-i(2k-2)\beta_d L_c] + \dots\} \\
 &= TE_0 \frac{\exp(-i\beta_d L_c)}{1 - R \exp(-i2\beta_d L_c)}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Para se ter interferência construtiva, isto é, para que todas as ondas transmitidas se adicionem em fase, deve-se ter  $\sin(\beta_d L_c) = 0$  [17], o que implica que  $L_c = m\lambda/2n_c$  ( $m$  um número inteiro). Ou seja, temos apenas um número discreto de comprimentos de onda que satisfazem a equação anterior e que se designam por comprimentos de onda ressonantes:

$$\lambda = \frac{2n_c}{m} L_c \tag{3.16}$$

Para estes comprimentos de onda ressonantes, tem-se  $E_{tot} = E_0$  (como se conclui da equação (3.15)), o que significa que a potência incidente é totalmente transmitida (potência reflectida é nula), independentemente da reflectividade ( $R$ ) dos espelhos.

Uma vez que há um espaçamento bem definido entre as soluções, é conveniente definir o espaçamento modal ou gama espectral livre (FSR: *Free Spectral Range*). Este, é igual à separação entre dois modos característicos definidos na equação (3.16). Mostra-se então facilmente que:

$$FSR(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2n_c L_c} \tag{3.17}$$

Na realidade não haverá número infinito de picos de transmissibilidade máxima, pois o dieléctrico normalmente tem uma resposta em frequência de banda limitada.

A largura de banda a meia potência para cada um dos picos individuais pode ser determinada, obtendo-se a seguinte expressão:

$$B_o(\lambda) = \frac{1-R}{\sqrt{R}} \frac{\lambda^2}{2\pi n_c L_c} \quad (3.18)$$

Outro dos parâmetros usualmente definidos, e que nos dá uma visão do efeito geral deste tipo de filtros é a finura (*finesse*), que relaciona os dois parâmetros principais da resposta do filtro, a largura de banda ( $B_o$ ) e a FSR. Das equações (3.17) e (3.18) obtém-se:

$$\frac{FSR}{B_o} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.19)$$

Apenas nos falta definir a função de transferência do filtro,  $H(\lambda)$ , em função de parâmetros da resposta, nomeadamente  $FSR$  e  $B_o$ . Reorganizando a equação (3.15) e considerando a igualdade da equação (3.17) obtemos para  $H(\lambda) = E_{tot}(\lambda)/E_0$ :

$$H(\lambda) = \frac{(1-R)\exp(-i\pi\lambda / FSR)}{1-R\exp(-i2\pi\lambda / FSR)} \quad (3.20)$$

com  $R$  obtido da equação (3.19):

$$R = \frac{2 + k_{FP}^2 - k_{FP}\sqrt{k_{FP}^2 + 4}}{2}, \quad k_{FP} = B_o\pi / FSR \quad (3.21)$$

### 3.3.1.3. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas

Para se obter um filtro FP cuja função de transferência apresente determinadas FSR e largura de banda a meia potência ( $B_o$ ), deve-se utilizar uma cavidade com espelhos de reflectividade  $R$  dada pela equação (3.21). Para que a resposta esteja centrada num dado comprimento de onda ressonante ( $\lambda_{cent}$ ), a cavidade deve ter um comprimento ( $L_c$ ) e um índice de refração ( $n_c$ ) tais, que o seu produto seja (obtido da equação (3.17))  $n_c L_c = \lambda_{cent}^2 / (2FSR)$ . Fixando um dos valores obtém-se o outro.

Na Figura 2 (a) apresentam-se os espectros de transmissão (função de transferência de potência,  $20\log(|H(\lambda)|)$ ) de vários filtros FP, com diferentes FSR e  $B_0$ . Apresenta-se também na Figura 2 (b) uma outra característica dos filtros ópticos, bastante importante para os seus desempenhos, como se demonstrará nos capítulos seguintes, o atraso de grupo ( $T_a$ ), que é definido por [18]:

$$T_a = \frac{d\theta_H}{d\omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\theta_H}{df} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_H}{d\lambda} \quad (3.22)$$

onde  $\theta_H$  é a fase da função de transferência  $H$ .

Para se obterem as características apresentadas na Figura 2, espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b), centradas em 1550 nm, com FSR=1.2 nm (150 GHz) e  $B_0=0.6$  nm, utilizou-se uma cavidade FP com espelhos de reflectividade ( $R$ ) aproximadamente 24% e comprimento 1 mm, para  $n_c=1$ . Mantendo a FSR, logo conservando inalterável o produto  $n_c L_c$  como se conclui da equação (3.17), para diminuir a  $B_0$  para um valor 10 vezes inferior (0.06 nm), aumentou-se a reflectividade para ~85%, de acordo com a equação (3.19). Se ao invés, quisermos manter  $B_0$ , e pretendermos aumentar a FSR para o dobro (2.4 nm), deve-se diminuir o produto  $n_c L_c$  para metade, logo  $L_c=0.5$  mm (para  $n_c=1$ ) e aumentar  $R$  para ~46%.

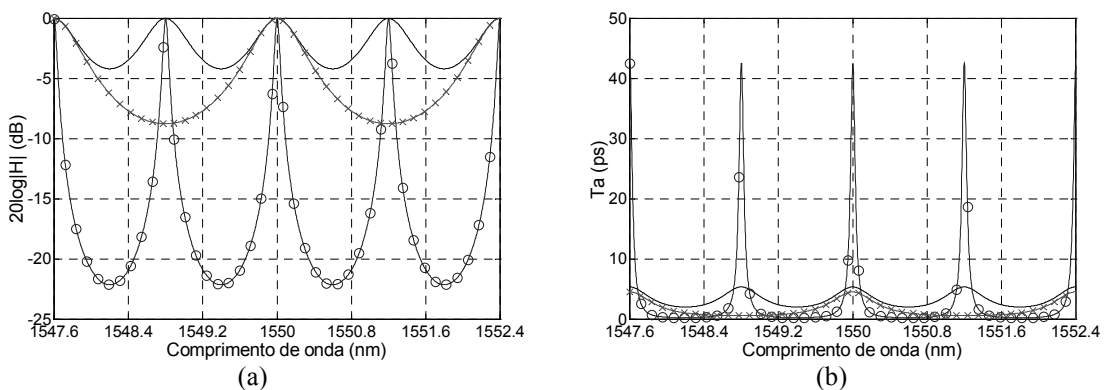


Figura 2 - Espectros de transmissão (a) e atrasos de grupo (b) de filtros FP centrados em 1550 nm, com diferentes FSR e  $B_0$ : (—) FSR=1.2 nm e  $B_0=0.6$  nm; (---) FSR=1.2 nm e  $B_0=0.06$  nm; (x) FSR=2.4 nm e  $B_0=0.6$  nm.



### 3.3.1.4. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas

O principal problema deste tipo de filtros FP quando se deseja filtrar um único canal, é o facto de estes filtros apresentarem uma resposta periódica. Nessa situação, a FSR deverá ser suficientemente elevada para que os canais vizinhos sejam convenientemente rejeitados, implicando um comprimento de cavidade bastante reduzido (como se conclui da equação (3.17)), que poderá ser impraticável.

Por outro lado, se além da FSR elevada para rejeitar os canais vizinhos, também pretendêssemos um filtro FP com largura de banda  $B_0$  reduzida (embora suficiente para não degradar o canal a filtrar), além do comprimento extremamente reduzido da cavidade, a reflectividade dos espelhos deveria ser bastante elevada, o que pode também ser impraticável.

Apresenta-se de seguida um exemplo para demonstrar as dificuldades de implementação de um filtro FP com características espectrais tais, que conduzam a um desempenho aceitável nos sistemas WDM actuais. Suponhamos que pretendemos filtrar o primeiro de 8 canais de um sinal WDM com espaçamento entre canais de 100 GHz, de acordo com as especificações da recomendação G.962 [19] do ITU-T (*International Telecommunications Union*), com um ritmo de transmissão por canal de 9.95328 Gbit/s correspondente ao sinal STM-64, da hierarquia SDH (*Synchronous Digital Hierarchy*) [20], e codificação NRZ.

Um filtro FP capaz de filtrar o canal pretendido deveria apresentar um espectro centrado em 193.1 THz (1552.52 nm) [19], com uma largura de banda a meia potência,  $B_0$ , de pelo menos 20 GHz (0.16 nm), para minimizar a degradação do canal a filtrar, e com uma FSR de pelo menos 1.4 THz (11.2 nm), para que a atenuação de todos os canais vizinhos fosse sempre maior que 20 dB (ver Figura 3 (a)).

A cavidade FP com estas características espectrais, deveria ter um comprimento de aproximadamente 107  $\mu\text{m}$  (sendo  $n_c=1$ ) e espelhos de reflectividade  $\sim 96\%$ , que são valores impraticáveis.

Quanto ao atraso de grupo introduzido verifica-se que o seu valor é reduzido, apresentando uma variação de  $\sim 8$  ps dentro da banda do sinal ( $\pm 0.08$  nm) como se observa na Figura 3 (b). Este valor, e genericamente os valores de atraso de grupo introduzidos pelos filtros FP (ver Figura 2 (b)), são considerados reduzidos quando comparados com outros filtros ópticos, como se verá mais à frente. O atraso introduzido só começa a ser considerável quando se diminui bastante a largura de banda  $B_0$  (ver Figura 2 (b)).

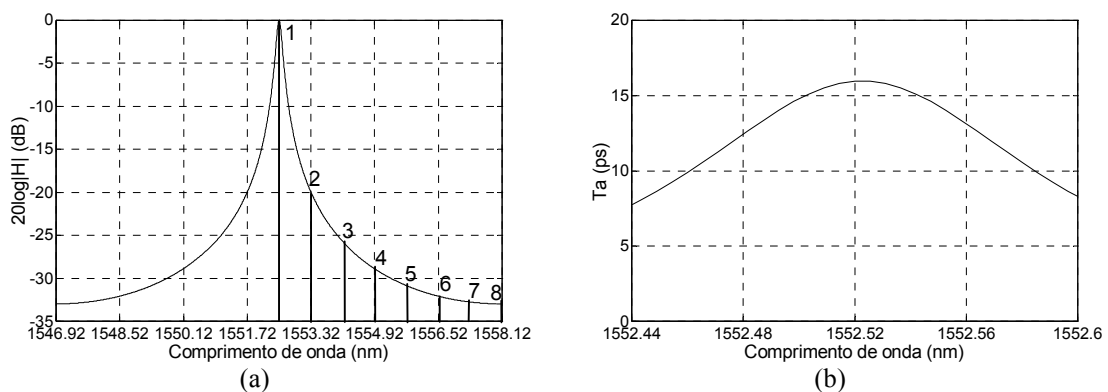


Figura 3 - Espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b) de um filtro FP de cavidade única para filtragem de um sinal WDM de 8 canais STM-64 com separação de 0.8 nm (100 GHz); indica-se também a posição dos 8 canais WDM.

Na análise efectuada acima, considerou-se a filtragem de um canal (monocanal) de um sinal WDM. Para efectuar filtragem multicanal em sistemas WDM, o filtro FP deve ter uma resposta com  $B_0$  suficientemente elevado para não degradar os canais desejados e FSR elevada para rejeitar os canais vizinhos. Essas características implicavam também um comprimento reduzido da cavidade e reflectividade dos espelhos elevada, que como se referiu podem ser impraticáveis.

### 3.3.1.5. Sintonia

Se pretendêssemos sintonizar a resposta do filtro, mantendo as outras características inalteradas ( $B_0$  e FSR) devíamos simplesmente alterar o produto  $n_c L_c$ , como se conclui da equação (3.16). Assim, por exemplo para termos a resposta apresentada na Figura 2 (para

FSR=2.4 nm e  $B_0=0.6$  nm) deslocada, tal que  $\lambda_{cent}=1560$  nm, devíamos alterar ligeiramente  $L_c$  de 0.5 mm para 0.507 mm ( $n_c=1$ ), mantendo  $R$ .

Apesar de simples conceptualmente, a sintonia de filtros FP na prática apresenta problemas de rapidez de sintonia devido à natureza mecânica do mecanismo utilizado para variar o comprimento da cavidade, mas velocidades de comutação de  $\sim 100$   $\mu$ s podem ser obtidas usando transdutores piezoelétricos controlados electronicamente [21].

### **3.3.1.6. Comentários Finais**

Apesar de na descrição apresentada não se terem considerado as perdas de inserção inerentes, os filtros FP têm perdas de inserção elevadas quando comparadas com os outros filtros ópticos em estudo.

Apesar das limitações apresentadas, os filtros FP de cavidade única têm a seu favor a maturidade tecnológica, que advém do facto de serem estudados há vários anos para aplicações de filtragem/desmultiplexagem [22] e a sua utilização estar largamente difundida desde 1995 [21] como filtros para sistemas WDM comerciais.

### **3.3.2. Fabry-Pérot de Três Espelhos (Cavidade Dupla)**

Para além da periodicidade da sua função de transferência, as limitações dos filtros FP de cavidade simples, quando utilizados para desmultiplexagem de um sinal WDM, advém também da forma da função de transferência, que tem uma variação aproximadamente Lorentziana (varia aproximadamente com  $1/f^2$ ) [23] fora da banda de passagem.

Facilmente se pode intuir que a associação em cascata de dispositivos deste tipo pode beneficiar as suas características [22][23]. No entanto, a cascata de dispositivos independentes pode levar a muitas perdas de inserção e a um aumento muito significativo da complexidade do sistema. Provou-se então que se pode criar uma estrutura mais simples e com propriedades equivalentes à cascata destes dispositivos, simplesmente introduzindo na cavidade espelhos intermédios com reflectividades apropriadas [23]-[27].

Dispositivos deste tipo, onde apenas um espelho foi colocado a meio da cavidade, provaram ter uma resposta aproximadamente de Butterworth de segunda ordem na banda passante (*flat top*) e uma característica de decaimento forte ( $1/f^4$ ) fora da banda [23].

### 3.3.2.1. Estrutura Física

A estrutura base deste dispositivo é apresentada na Figura 4. Comparando com o FP de cavidade única, este dispositivo apresenta mais alguns parâmetros controláveis, permitindo obter uma gama mais variada de respostas.

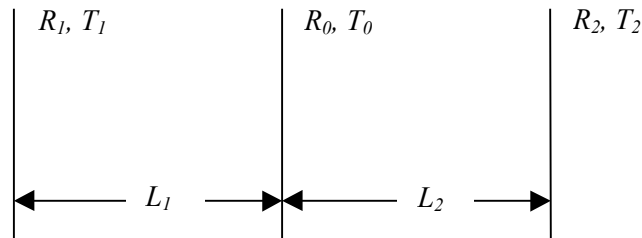


Figura 4 - Estrutura de um filtro Fabry-Pérot de três espelhos.

### 3.3.2.2. Caracterização da Função de Transferência

Se escolhermos o caso simétrico, em que  $L_1=L_2$ ,  $R_1=R_2$  e  $T_1=T_2$ , a função de transferência do dispositivo é a seguinte [23] [28]:

$$H(\lambda) = \frac{\sqrt{T_0} T_1}{1 - 2\sqrt{R_0 R_1} e^{-(i2\pi\lambda / FSR)} + R_1 e^{-(i4\pi\lambda / FSR)}} \quad (3.23)$$

Em que  $R_k$  e  $T_k$  ( $k=0,1$ ) são as reflectividades e transmissibilidades dos espelhos interior ( $k=0$ ) e exteriores ( $k=1$ ), com FSR dado pela equação (3.17), sendo  $L_c$  o comprimento de cada uma das cavidades [28].

Se negligenciarmos as perdas por absorção e por acoplamento teremos então  $R_k+T_k=1$  ( $k=0,1$ ). Se escolhermos  $R_0$  como tendo o valor crítico dado por:

$$R_0 = \frac{4R_1}{(1 + R_1)^2} \quad (3.24)$$

o filtro torna-se um Butterworth de segunda ordem na banda passante [25][27][28], com largura de banda a meia potência dada por [28]:

$$B_o(\lambda) = \frac{FSR(\lambda)}{\pi} \arccos \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{k_{tr}}{4R_1}} \right) \quad (3.25)$$

$$k_{tr} = 2T_0T_1^2 + R_1(2 - R_1 - 4R_0) - 1 \quad (3.26)$$

### 3.3.2.3. Comparação das Respostas dos Filtros Fabry-Pérot de Três Espelhos e de Cavidade Simples

Como se referiu, o filtro de cavidade dupla apresenta respostas mais planas na banda passante e com maior decaimento fora da banda. Estas características são evidenciadas com mais pormenor na Figura 5, onde são apresentados os espectros e atrasos introduzidos por filtros FP simples e de três espelhos, com FSRs e larguras de banda idênticas, respectivamente 2.4 nm e 0.8 nm, e  $\lambda_{cent}=1550$  nm.

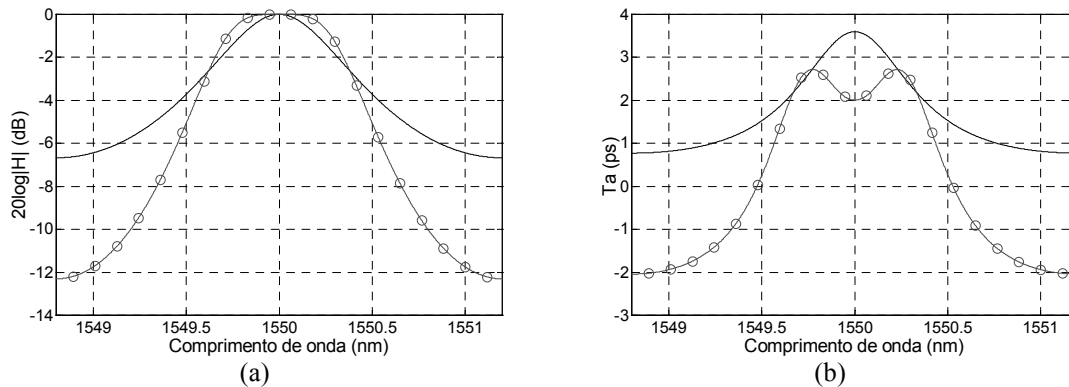


Figura 5 - Comparação das respostas, espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b) de um filtro FP de cavidade simples (—) e um filtro FP de três espelhos (o) com FSR (2.4 nm) e  $B_0$  (0.8 nm) idênticas.

Relativamente ao atraso de grupo, o filtro FP de três espelhos apresenta, tal como o filtro

FP simples, uma variação reduzida, mas ainda assim um pouco maior, principalmente fora da banda passante.

### 3.3.2.4. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas

Para se obter um filtro FP de três espelhos cuja função de transferência apresente determinadas FSR e largura de banda a meia potência ( $B_0$ ), os espelhos interno e externos devem ter reflectividades  $R_0$  e  $R_I$ , respectivamente, dadas pelas equações (3.26), (3.25) e (3.24). Para que a resposta esteja centrada num dado comprimento de onda ressonante ( $\lambda_{cent}$ ), as cavidades devem ter um comprimento  $L_1=L_2=L_c$  e um índice de refração ( $n_c$ ) tais, que o seu produto seja (obtido da equação (3.17))  $n_c L_c = \lambda_{cent}^2 / (2FSR)$ .

Na Figura 6 apresentam-se os espectros de transmissão e os atrasos de grupo de vários filtros FP de três espelhos, com diferentes FSR e  $B_0$ .

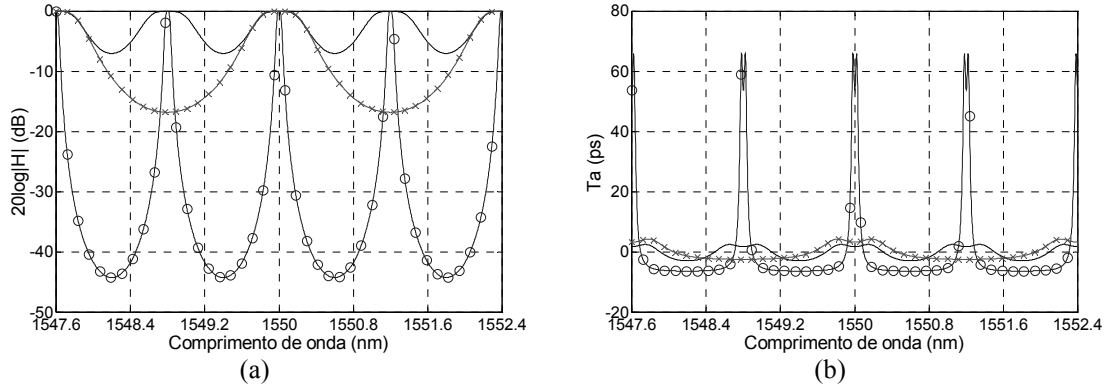


Figura 6 - Espectros de transmissão (a) e atrasos de grupo (b) de filtros FP de três espelhos centrados em 1550 nm, com diferentes FSR e  $B_0$ : (—) FSR=1.2 nm e  $B_0=0.6$  nm; (o) FSR=1.2 nm e  $B_0=0.06$  nm; (x) FSR=2.4 nm e  $B_0=0.6$  nm.

Para se obter o espectro centrado em 1550 nm, com FSR=1.2 nm e  $B_0=0.6$  nm, o filtro FP de três espelhos deve ter os espelhos interior e exteriores de reflectividades  $\sim 38\%$  ( $R_0$ ) e  $\sim 12\%$  ( $R_I$ ), respectivamente, e cavidades de comprimento 1 mm ( $n_c=1$ ). Mantendo FSR, para diminuir  $B_0$  para 0.06 nm, deve-se aumentar as reflectividades,  $R_0 \approx 0.99$  e  $R_I \approx 0.8$ , com  $L_c=1$  mm ( $n_c=1$ ). Se ao invés, mantivéssemos  $B_0$ , e pretendéssemos aumentar a FSR

para 2.4 nm, devia-se diminuir  $L_c$  para metade (0.5 mm), sendo  $n_c=1$ , e aumentar as reflectividades,  $R_0 \approx 0.75$  e  $R_I \approx 0.33$ .

### 3.3.2.5. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas

Tal como o filtro FP simples, o filtro FP de três espelhos apresenta problemas quando se pretende efectuar filtragem monocanal em sistemas WDM devido à periodicidade da sua resposta. Como foi referido, essa periodicidade implica que a FSR seja suficientemente larga para rejeitar capazmente os canais vizinhos, implicando um comprimento da cavidade muito reduzido. Contudo, no caso do FP de três espelhos, como a sua resposta apresenta um maior decaimento fora da banda, a FSR não necessita de ser tão elevada, quando comparado com o filtro FP de cavidade única.

Considerando o exemplo apresentado na secção anterior em que se pretendia filtrar o primeiro canal de um sinal WDM  $8 \times 10$  Gbit/s, com espaçamento entre canais 100 GHz, um filtro FP de três espelhos capaz de filtrar o canal pretendido, poderia ser o apresentado na Figura 7, com  $B_0 = 0.16$  nm e uma menor FSR (6.2 nm).

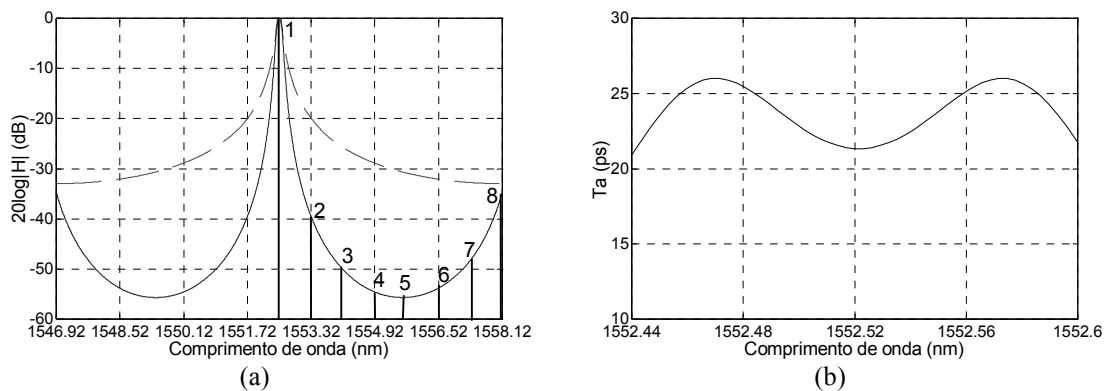


Figura 7 - Espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b) de um filtro FP de três espelhos para filtragem de um sinal WDM de 8 canais STM-64 com separação de 0.8 nm); indica-se também a posição dos 8 canais WDM.

Comparando com o filtro FP utilizado (Figura 3, e a tracejado na Figura 7 (a)) verifica-se que se terá para todos os canais vizinhos uma maior atenuação, e na banda passante uma menor distorção do canal escolhido, uma vez que o espectro de transmissão do filtro é aí

mais plano e a variação do atraso introduzido (Figura 7 (b)) é sensivelmente menor (~5 ps).

O filtro FP de três espelhos com estas características espectrais, deveria ter  $L_1=L_2=194$   $\mu\text{m}$ , para  $n_c=1$ , e espelhos externos e interno de reflectividades ~89% e ~99%, respectivamente, valores estes que, tal como para o filtro FP referido, são impraticáveis (apesar do comprimento das cavidades ser mais razoável).

Também a filtragem multicanal, embora menos problemática que no caso do filtro FP simples, implicava reflectividades dos espelhos e comprimento da cavidade impraticáveis.

#### **3.3.2.6. Sintonia**

A sintonia deste tipo de filtro é conceptualmente idêntica à sintonia do filtro FP de cavidade única, ou seja, alterando o produto  $n_c L_c$ , e portanto, apresenta os mesmos problemas práticos relacionados com a rapidez de sintonia.

#### **3.3.2.7. Comentários Finais**

As perdas por inserção mais uma vez não foram consideradas na descrição. O seu valor é também elevado à semelhança do filtro FP de cavidade única.

Apesar de trazer alguns benefícios relativamente ao filtro FP simples quando utilizado para filtrar um canal WDM, este tipo de filtro apresenta ainda limitações práticas, que advêm da necessidade de se ter a FSR elevada, devido à periodicidade da resposta.

### **3.3.3. Filtro de Matriz de Guias de Onda (*Arrayed Waveguide Grating*)**

Como se viu, o filtro FP de três espelhos apresenta uma resposta com maior rejeição fora da banda do que o filtro FP de cavidade simples. Contudo, para aplicações WDM mais exigentes, com grande densidade de canais (DWDM), essa atenuação é ainda insuficiente.





$$\phi_{pkq} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s d_{pk}^{ent} + n_g k \Delta L + n_s d_{kq}^{sai}), \quad k = 1, \dots, M \quad (3.27)$$

onde  $n_g$  e  $n_s$  são os índices de refração nos guias de onda e nos acopladores, respectivamente,  $d_{pk}^{ent}$  é a distância, percorrida no acoplador de entrada, entre o guia de onda de entrada  $p$  e o guia de onda  $k$  da matriz de guias de onda, e  $d_{kq}^{sai}$  é a distância, percorrida no acoplador de saída, entre o guia de onda  $k$  da matriz e o guia de onda de saída  $q$ .

Se os acopladores de entrada e de saída forem projectados tais que  $d_{pk}^{ent} = d_p^{ent} + k \delta_p^{ent}$  e  $d_{kq}^{sai} = d_q^{sai} + k \delta_q^{sai}$ , constituindo a designada construção do círculo de Rowland [32], então a equação (3.27) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\phi_{pkq} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s d_p^{ent} + n_s d_q^{sai}) + \frac{2\pi k}{\lambda} (n_s \delta_p^{ent} + n_g \Delta L + n_s \delta_q^{sai}), \quad k = 1, \dots, M \quad (3.28)$$

Assim, os comprimentos de onda,  $\lambda$ , presentes na entrada  $p$  e que satisfaçam a condição:

$$n_s \delta_p^{ent} + n_g \Delta L + n_s \delta_q^{sai} = n \lambda \quad (3.29)$$

para algum  $n$  inteiro, adicionam-se em fase na saída  $q$ , uma vez que para esses comprimentos de onda, as fases relativas  $\phi_{pkq}$  (equação (3.28)) diferiam de um múltiplo de  $2\pi$ .

Quando se utiliza o AWG como desmultiplexador, todos os comprimentos de onda estão presentes na mesma entrada  $p$ . Assim, se na saída  $q$  ( $q=1, 2, \dots, N$ ) a seguinte condição:

$$n_s \delta_p^{ent} + n_g \Delta L + n_s \delta_q^{sai} = n \lambda_q \quad (3.30)$$

se verificar apenas para o comprimento de onda  $\lambda_q$ , infere-se da equação (3.28) que os comprimentos de onda  $\lambda_1, \dots, \lambda_N$  serão desmultiplexados pelo AWG, isto é em cada saída aparecerá apenas um comprimento de onda.

Notar que se o comprimento de onda  $\lambda'_q$  satisfizer a condição:

$$n_s \delta_p^{ent} + n_g \Delta L + n_s \delta_q^{sai} = (n+1) \lambda'_q \quad (3.31)$$

então ambos os comprimentos de onda,  $\lambda_q$  e  $\lambda'_q$  são desmultiplexados na saída  $q$ , ou seja, o AWG apresenta uma resposta periódica tal como os filtros FP estudados.

### 3.3.3.3. Caracterização da Função de Transferência

Vai-se considerar a operação do AWG como desmultiplexador, ou seja, com apenas uma entrada, que se assume ser o guia de onda central, e N saídas, para onde se encaminham os N canais a separar, como se explicou acima.

A luz inserida no guia de onda de entrada é difractada e acoplada nos M guias de onda da matriz, pelo acoplador de entrada. As várias porções propagam-se em cada guia de onda da matriz, sendo posteriormente acopladas nos N guias de onda de saída, pelo acoplador de saída.

Por simplicidade, assume-se que o campo modal em cada guia de onda da matriz tem distribuição gaussiana, o mesmo se passando com o respectivo padrão de difracção no acoplador de saída [31][33]. Consequentemente, a envolvente da potência difractada, resultante da soma das contribuições de todos os guias de onda referidos, em função de  $\theta$  (ver Figura 8) apresenta também uma variação gaussiana [31][33].

Considerando a aproximação gaussiana referida, a função de transferência de um AWG entre a entrada (porta central) e a  $q$ -ésima porta de saída é dada por [34]:

$$H_q(\lambda) = \sum_{m=0}^{M-1} A_m \exp[i(\beta_s R_a + \beta_g L_m)] A_q \exp[i\beta_s R_a (1 + \phi_q \alpha_m)] \quad (3.32)$$

com

$$A_q = \sqrt{\frac{\beta_s w_0 \Delta \alpha}{\sqrt{2\pi}}} \exp\left[-(\beta_s w_0 / 2)^2 (\alpha_m^2 + \phi_q^2)\right] \quad (3.33)$$

e

$$A_1 = \sqrt{\frac{\beta_s w_0 \Delta \alpha}{\sqrt{2\pi}}} \exp\left[-(\beta_s w_0 \alpha_m / 2)^2\right] \quad (3.34)$$

onde  $\beta_g$  e  $\beta_s$  são respectivamente as constantes de fase de propagação nos guias de onda e nos acopladores definidas por  $\beta_g = 2\pi n_g / \lambda$  e  $\beta_s = 2\pi n_s / \lambda$ .

Nas equações (3.32) a (3.34),  $L_m = L_0 + m\Delta L$  é o comprimento do  $m$ -ésimo guia de onda, sendo  $L_0$  o comprimento mínimo e  $\Delta L$  a diferença de comprimento entre dois guias de onda adjacentes.  $R_a$  é o comprimento focal (raio do círculo de Rowland), e  $\alpha_m = [m - (M - 1)/2] \Delta \alpha$  é o ângulo de cada guia de onda da matriz na junção com os acopladores, tomando por referência o guia de onda central (ver Figura 8).  $\Delta \alpha = d_a / R_a$  é a separação angular entre guias de onda da matriz adjacentes (ver Figura 8), sendo  $d_a$  o espaçamento dos guias de onda da matriz na junção com os acopladores.  $\phi_q$  é o ângulo da  $q$ -ésima saída no acoplador, dado por  $\phi_q = [q - (N + 1)/2] \Delta \phi$ , com  $\Delta \phi = d_r / R_a$ ,  $d_r$  o espaçamento dos guias de onda no acoplador de saída (ver Figura 8).

O comprimento de onda central da resposta do AWG,  $\lambda_{cent}$ , é definido por [31]:

$$\lambda_{cent} = \frac{n_g \Delta L}{m_{AWG}} \quad (3.35)$$

em que  $m_{AWG}$  é a ordem do AWG.

Nas equações (3.33) e (3.34),  $w_0$  é a largura do campo modal Gaussiano equivalente, dada por  $w_{eff} \sqrt{2/\pi}$ , com  $w_{eff}$  a largura efectiva [34]:

$$w_{eff} = w_{wg} \left( 1 + \frac{2}{V \sqrt{b}} \right) \quad (3.36)$$

onde  $w_{wg}$  é a largura de cada guia de onda da matriz,  $b$  é a constante de propagação normalizada e o parâmetro  $V$ , a espessura normalizada do guia de onda, definida por [34]:

$$V = \frac{2 \arctan\left(\sqrt{b/(1-b)}\right)}{\sqrt{1-b}} \quad (3.37)$$

Considerando a aproximação gaussiana para a intensidade do campo difractado nos acopladores,  $E(\theta) = E_0 \exp(-2\theta^2/\theta_a^2)$ , com  $\theta_a$  o ângulo de abertura do campo longínquo dado por [31][34]:

$$\theta_a = \arcsin\left(\frac{\lambda_{cent}}{\pi w_0 n_s}\right) \quad (3.38)$$

então, o número de guias de onda necessários para recolherem o campo difractado é dado por [34]:

$$M = \text{int}\left(\frac{4\theta_a}{\Delta\alpha} + 1\right) \quad (3.39)$$

O comprimento total do dispositivo é determinado pelo raio de curvatura mínimo para os guias de onda da matriz, que conduz a perdas de inserção reduzidas. Uma estimativa desse raio mínimo é [35]:

$$R_{\min} = 30 \left/ \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_{cent}} n_s \left[ 1 - \frac{(n_s - \Delta n)^2}{n_s^2} \right]^{1.54} \right\} \right. \quad (3.40)$$

com  $\Delta n$  definido por [35]:

$$\Delta n = \frac{1}{2n_s} \left( \frac{V\lambda_{cent}}{2\pi w_{wg}} \right)^2 \quad (3.41)$$

O comprimento mínimo dos guias de onda da matriz,  $L_0$ , é uma fracção do perímetro da circunferência de raio  $R_{\min}$ ,  $2\pi R_{\min}$ . Para o modelo do AWG assumiu-se  $L_0 = (\pi/2)R_{\min}$ . A alteração do valor da fracção, ou seja, a utilização de outro  $L_0$ , conduzia à mesma resposta

espectral, com diferente valor do atraso de grupo introduzido. Contudo, esse atraso apresentava a mesma variação em função do comprimento de onda.

Os AWGs, tal como os filtros FP simples e de três espelhos, apresentam uma resposta periódica, como se pôde constatar da explicação qualitativa. Assim, é importante definir também a FSR e a largura de banda a meia potência ( $B_0$ ) de cada um dos lóbulos principais, em função dos parâmetros físicos e, neste caso, também das características do sinal WDM à entrada.  $B_0$  é dado por [31]:

$$B_0(\lambda) = 0.77\sqrt{3} \frac{w_{eff}}{d_r} \Delta\lambda_{ch} \quad (3.42)$$

em que  $\Delta\lambda_{ch}$  é o espaçamento entre os canais do sinal WDM que se pretende desmultiplexar.

Quanto à FSR, está relacionada com o comprimento de onda central e a ordem do AWG,  $m_{AWG}$ , da seguinte forma [31][34]:

$$m_{AWG} = \text{int}\left(\frac{\lambda_{cent}}{FSR}\right) \quad (3.43)$$

Por último, outra relação importante é o produto de  $m_{AWG}$  com o espaçamento entre canais,  $\Delta\lambda_{ch}$ , que está relacionado com os parâmetros físicos do AWG da seguinte forma [33][34]:

$$m_{AWG} \Delta\lambda_{ch} = \frac{n_s d_a d_r}{R_a} \quad (3.44)$$

#### 3.3.3.4. Dependência da Função de Transferência em Relação às Características Físicas

A seguir indica-se como obter uma determinada função de transferência para o AWG, na

sua porta de saída central, com as características de filtragem pretendidas: centrada num determinado comprimento de onda ( $\lambda_{cent}$ ) e com uma dada FSR, para desmultiplexar um sinal WDM, com um número de canais (N) e um espaçamento inter-canal ( $\Delta\lambda_{ch}$ ) definidos.

No que diz respeito ao material utilizado, temos basicamente AWGs baseados em sílica ( $\text{SiO}_2$ ) e em fosfato de índio (InP), com valores típicos em cada caso para a largura de cada guia de onda da matriz,  $w_{wg}$ , para a constante de propagação normalizada,  $b$ , para os índices de refração nos guias de onda e nos acopladores, respectivamente  $n_g$  e  $n_s$ , para o espaçamento dos guias de onda na abertura da matriz,  $d_a$ , e para o espaçamento dos guias de onda da saída,  $d_r$ .

Assim, definidos  $\lambda_{cent}$ , FSR, o número (N) de canais WDM e respectivo espaçamento ( $\Delta\lambda_{ch}$ ), para a resposta espectral do AWG associada à porta de saída central, e considerando os valores típicos para  $w_{wg}$ ,  $b$ ,  $n_g$ ,  $n_s$ ,  $d_a$  e  $d_r$ , quer se trate de um AWG de  $\text{SiO}_2$  ou InP, para obter a resposta referida deve-se utilizar um AWG com as características a seguir indicadas. O raio de curvatura mínimo dos guias de onda da matriz ( $R_{min}$ ) é definido pela equação (3.40), que por depender de  $\Delta n$ , depende de  $\lambda_{cent}$ , como se conclui da equação (3.41). O comprimento mínimo desses guias de onda deverá ser  $L_0 = (\pi/2)R_{min}$ , que como se referiu só tem influência no valor do atraso de grupo introduzido. A diferença de comprimento entre dois guias adjacentes ( $\Delta L$ ) é dada pela equação (3.35), logo depende do valor de  $\lambda_{cent}$  e FSR (equação (3.43) dá a dependência de  $m_{AWG}$ ). O comprimento focal ( $R_a$ ) é definido pela equação (3.44), logo depende de  $\Delta\lambda_{ch}$ , e também de FSR e  $\lambda_{cent}$  ( $m_{AWG}$  novamente da equação (3.43)). Finalmente, define-se a matriz de M guias de onda, com M dado pela equação (3.39), cujo valor vai depender de  $\Delta\alpha$ , logo de  $R_a$ , e por conseguinte  $\Delta\lambda_{ch}$ , FSR e  $\lambda_{cent}$ .

Portanto, definidos  $\lambda_{cent}$ , FSR, N e  $\Delta\lambda_{ch}$ , para  $w_{wg}$ ,  $b$ ,  $n_g$ ,  $n_s$ ,  $d_a$  e  $d_r$  fixos, começa-se por determinar  $m_{AWG}$  (equação (3.43)) e depois  $R_a$  (equação (3.44)). Seguidamente,  $\Delta L$  pode ser obtido da equação (3.35). Depois, obtém-se  $\Delta n$  (equação (3.41)) e substituindo na equação (3.40) tem-se  $R_{min}$  e conseqüentemente  $L_0$  ( $L_0 = (\pi/2)R_{min}$ ). Por último, utilizando

$\Delta\alpha$  (obtem-se de  $R_a$ ) e  $\theta_a$  (da equação (3.38)) na equação (3.39) determina-se M. Fica-se assim a conhecer os restantes parâmetros físicos do AWG,  $R_a$ ,  $\Delta L$ ,  $L_0$  e M, para além dos parâmetros fixos referidos, que conduzem à obtenção da função de transferência com as características pretendidas.

Na Figura 9 apresentam-se os espectros de transmissão e atrasos de grupo de vários AWGs de InP, com diferentes FSR, para desmultiplexarem sinais WDM de 17 canais com diferentes espaçamentos (logo com  $B_0$  distintas, como se depreende da equação (3.42)). Utilizaram-se os valores típicos de AWGs de InP para os parâmetros referidos,  $w_{wg}=2 \mu\text{m}$ ,  $b=0.8$ ,  $n_g=n_s=3.3$ ,  $d_a=0.5 \mu\text{m}$  e  $d_r=3 \mu\text{m}$ .

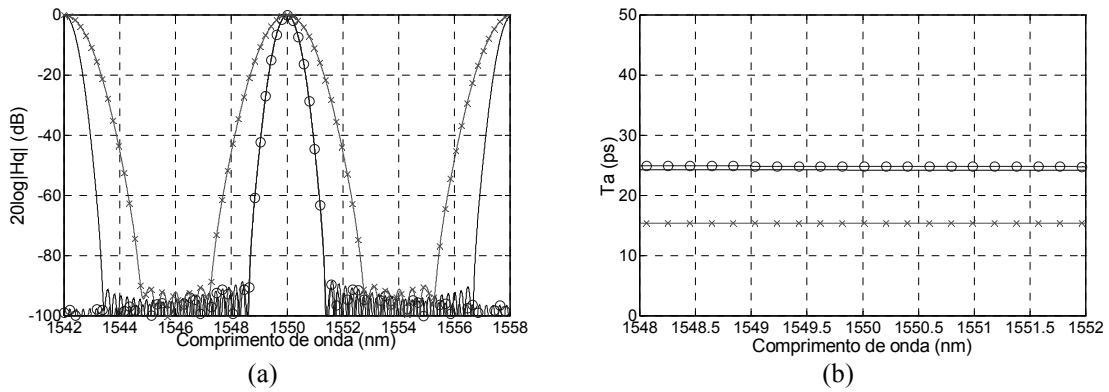


Figura 9 - Espectros de transmissão (a) e atrasos de grupo (b) na porta de saída central ( $q=9$ ) de AWGs de InP, centrados em 1550 nm, para desmultiplexagem de um sinal WDM de 17 canais (com espaçamentos distintos), com diferentes FSR: (—) FSR=8 nm e  $\Delta\lambda_{ch}=0.8$  nm ( $B_0=0.517$  nm); (o) FSR=16 nm e  $\Delta\lambda_{ch}=0.8$  nm ( $B_0=0.517$  nm); (x) FSR=8 nm e  $\Delta\lambda_{ch}=1.6$  nm ( $B_0=1.034$  nm).

Para se obter o espectro centrado em 1550 nm para a porta  $q=9$ , com FSR=8 nm, para desmultiplexar um sinal WDM de 17 canais com espaçamento entre canais de 100 GHz ( $\Delta\lambda_{ch}=0.8$  nm,  $B_0=0.517$  nm), deve-se utilizar um AWG com uma matriz de 34 (M) guias de onda, sendo o raio de curvatura mínimo dos guias de onda da matriz ( $R_{min}$ ) de  $\sim 410.3 \mu\text{m}$ , um comprimento mínimo desses guias de onda ( $L_0$ ) de  $\sim 644.6 \mu\text{m}$ , com uma diferença de comprimento entre dois guias adjacentes ( $\Delta L$ ) de  $\sim 90.7 \mu\text{m}$ , e um comprimento focal ( $R_a$ ) de  $\sim 32 \mu\text{m}$ . Estes vários valores dos parâmetros físicos do AWG foram obtidos a partir das características de filtragem pretendidas, procedendo da forma



descrita anteriormente. Referir que o atraso associado é de aproximadamente 24 ps (ver Figura 9 (b)).

Para se duplicar a FSR devia-se duplicar o número de guias de onda da matriz,  $M=67$  (não é bem o dobro porque se toma o valor inteiro e não o arredondado - equação (3.43)), e também a distância focal,  $R_a \cong 64 \mu\text{m}$ , e diminuir para metade  $\Delta L$  ( $\sim 45 \mu\text{m}$ ), mantendo  $R_{min}$  e  $L_0$ . Notar que o atraso é praticamente o mesmo da situação anterior (metade da FSR). Se pretendêssemos manter a FSR, e aumentar o espaçamento entre canais para o dobro ( $\Delta\lambda_{ch}=1.6 \text{ nm}$ ,  $B_0=1.034 \text{ nm}$ ), devia-se diminuir para metade o número de guias de onda da matriz ( $M=17$ ) e também a distância focal ( $R_a \cong 16 \mu\text{m}$ ) mantendo os outros parâmetros ( $R_{min}$ ,  $L_0$  e  $\Delta L$ ) fixos. Neste caso o atraso introduzido diminuía.

### 3.3.3.5. Tipos de AWGs (InP e SiO<sub>2</sub>)

Como se referiu, os AWGs implementados até à data dividem-se basicamente em duas classes: os baseados em sílica (SiO<sub>2</sub>) e os baseados em fosfato de índio (InP). Estes últimos têm maiores perdas de propagação nos guias de onda e baixa eficiência de acoplamento com a fibra, quando comparados com os baseados em SiO<sub>2</sub> [31]. Apesar disso, as perdas totais em *chip* podem-se manter dentro de níveis aceitáveis, uma vez que as dimensões dos dispositivos baseados em InP são mais reduzidas, devido ao maior contraste de índice ( $\Delta n$ ) [31]. Outra vantagem de utilizar InP tem a ver com o seu potencial para integração monolítica de componentes activos, tais como detectores, moduladores e comutadores [31].

Além disso, se observarmos as respostas de um AWG baseado em InP e outro baseado em SiO<sub>2</sub> com as mesmas características, ou seja, o mesmo  $\lambda_{cent}$  e a mesma FSR, para desmultiplexar o mesmo sinal WDM, com determinado número de canais e um dado espaçamento entre eles, verificamos que em comparação com o AWG de SiO<sub>2</sub>, a característica do AWG de InP apresenta maior rejeição dos canais adjacentes mais próximos do canal central e rejeição semelhante para os canais vizinhos mais afastados (ver Figura 10). O atraso introduzido é constante nos dois casos e maior para o baseado em SiO<sub>2</sub>, como se esperava, pois como se referiu anteriormente as suas dimensões são

maiores. No entanto, a largura de banda a meia potência (equação (3.42)) é maior para o caso do AWG baseado em SiO<sub>2</sub> (0.68 nm contra 0.52 nm do AWG de InP), o que o torna preferível quando a largura de banda associada a cada canal é elevada.

Para a obtenção das respostas apresentadas, do AWG baseado em InP ou SiO<sub>2</sub>, foram considerados os valores típicos em cada caso para  $w_{wg}$ ,  $b$ ,  $n_g$ ,  $n_s$ ,  $d_a$  e  $d_r$ , apresentados na Tabela 2.

Material	$w_{wg}$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_s=n_g$	$b$	$d_r$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_a$ ( $\mu\text{m}$ )
InP	2.0	3.3	0.8	3.0	0.5
SiO <sub>2</sub>	6.0	1.44	0.6	9.0	6.0

Tabela 2 - Valores típicos de vários parâmetros físicos de AWGs baseados em SiO<sub>2</sub> ou InP [34].

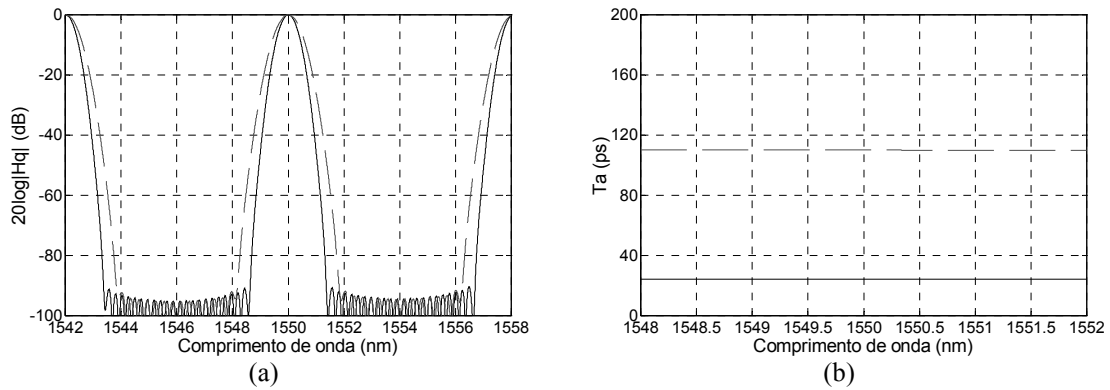


Figura 10 - Espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b) na porta de saída  $q=9$  de dois AWGs, um baseado em InP (—) e outro em SiO<sub>2</sub> (- -), com mesmo  $\lambda_{cent}=1550$  nm e FSR=8 nm (1 THz), para desmultiplexagem de um sinal WDM de 17 canais separados de 0.8 nm.

### 3.3.3.6. Limitações do Modelo Utilizado

Na Figura 11 apresenta-se a resposta nas várias portas de saída de um AWG, de acordo com o modelo descrito, sendo  $\lambda_{cent}=1550$  nm para a porta de saída central ( $q=9$ ), FSR=16 nm (2 THz), para desmultiplexar um sinal WDM de 17 canais, com  $\Delta\lambda_{ch}=0.8$  nm. Notar que o espectro de transmissão ilustrado só apresenta o valor máximo (0 dB) na curva correspondente à porta de saída central, diminuindo para as outras portas.

No entanto, em AWGs práticos têm-se as várias curvas correspondentes às diversas

portas de saída com valores máximos semelhantes, como se observa na Figura 12, onde se apresenta o espectro de transmissão medido experimentalmente de um AWG com FSR=37 nm, para desmultiplexar um sinal WDM de 17 canais com  $\Delta\lambda_{ch}=1.5$  nm [36]. Esta diferença entre o espectro de transmissão simulado (Figura 11) e o obtido experimentalmente (Figura 12), deve-se a termos considerado no nosso modelo uma aproximação gaussiana para a potência difractada no acoplador de saída. Assim, quando adiante (capítulos seguintes) se pretender analisar o desempenho de um AWG como desmultiplexador de um sinal WDM, deve-se utilizar a resposta da porta de saída central, pois é a única para a qual a aproximação é correcta.

Outro aspecto em relação ao modelo utilizado tem a ver com o atraso de grupo associado. Como se verificou nas secções anteriores o AWG modelado apresenta um atraso constante na banda passante. Lenz *et al* demonstraram que, efectivamente, a variação do atraso é nula (fase linear), mas que pode apresentar pequenas variações na presença de perdas [37]. Segatto *et al* demonstraram que só se a matriz de guias de onda não tiver perdas, e adicionalmente os coeficientes de acoplamento do campo entre o acoplador de entrada e a matriz e entre esta e o acoplador de saída, supostamente iguais, forem simétricos em relação ao guia de onda central, é que o atraso é constante [38]. Na realidade, em AWGs implementados na prática, a fase da resposta apresenta de facto não-linearidades, devidas a erros no processo de fabricação, a assimetrias nos coeficientes de acoplamento causadas por pequenas diferenças entre os acopladores de entrada e saída, e a perdas nos acopladores e na matriz de guias de onda.

Segundo o estudo efectuado por Segatto *et al*, em que se comparou o desempenho de AWGs, considerando ou não a fase não-linear, num sistema WDM 17×40 Gbit/s, foi concluído que o ECP (*Eye-Closure Penalty*) considerando a fase não-linear só era pior quando havia um desvio entre o  $\lambda_{cent}$  do AWG e a portadora óptica (piorava 2.3 dB para um desvio de 0.2 nm). Se o AWG estivesse perfeitamente sintonizado com a portadora não havia diferença de desempenho nos dois casos estudados [38]. No estudo que efectuamos, vamos supor que os AWGs cumprem as condições referidas, que conduzem a fase linear, e permitem utilizar o modelo descrito com atraso introduzido constante.

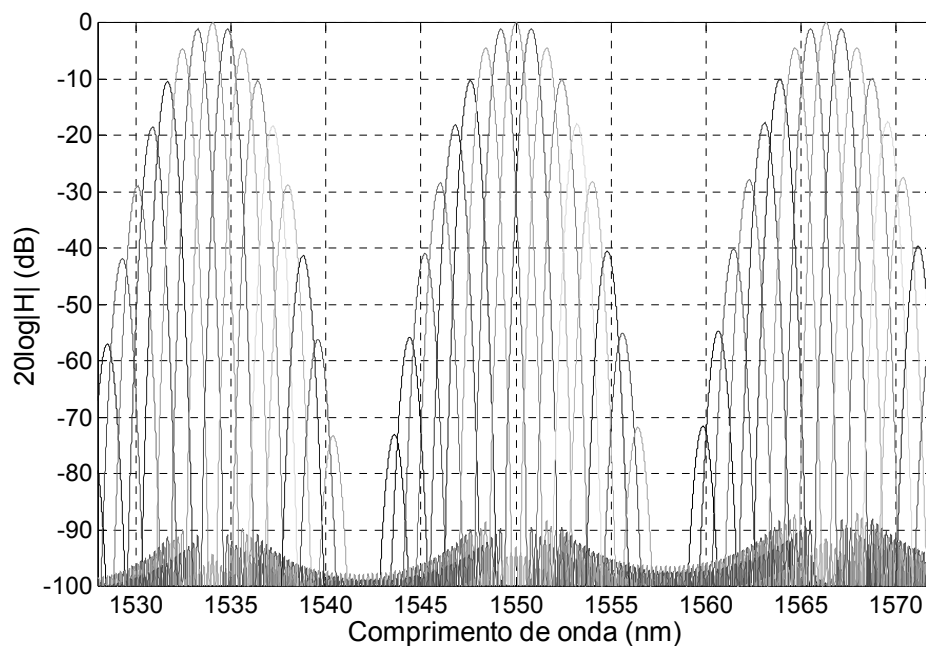


Figura 11 - Espectro de transmissão nas várias portas de saída de um AWG de InP, com comprimento de onda máximo de 1550 nm na porta de saída central ( $q=9$ ), e uma FSR de 2 THz (16 nm), para desmultiplexagem de um sinal WDM de 17 canais separados de 0.8 nm.

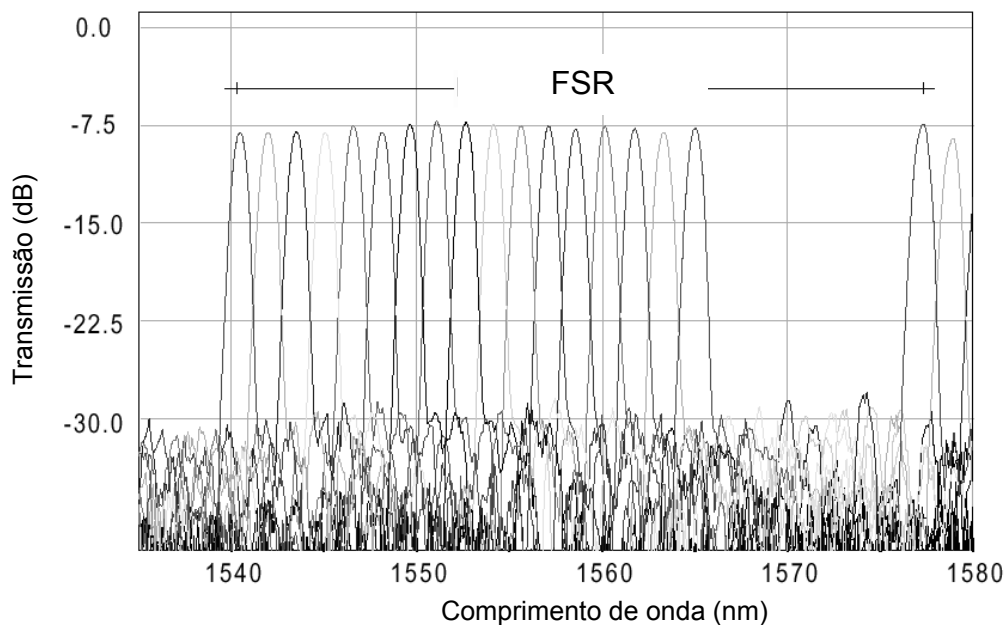


Figura 12 - Espectro de transmissão medido experimentalmente de um AWG, com FSR de 37 nm, para desmultiplexagem de um sinal WDM de 17 canais separados de 1.5 nm [36].

### 3.3.3.7. Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas

Os AWGs ( $1 \times N$ ) separam os  $N$  canais presentes na entrada para as  $N$  portas de saída (ver Figura 12) pelo que a filtragem multicanal é inerente ao seu princípio de funcionamento. Nos outros filtros apresentados anteriormente, os  $N$  canais escolhidos apareciam numa única saída, pelo que para esse efeito era necessária uma largura de banda de filtragem elevada, que implicava reflectividades impraticáveis (para a FSR pretendida).

Tal como os filtros FP simples e de três espelhos, o AWG apresenta uma resposta periódica, pelo que para filtragem monocanal em sistemas WDM, exige-se uma FSR suficientemente larga para rejeitar capazmente os canais vizinhos. No caso dos filtros FP estudados, tal implicava comprimentos de cavidade muito reduzidos, impraticáveis, embora com menor expressão para o filtro FP de três espelhos, como se demonstrou nas secções anteriores.

Considerando que se pretendia filtrar o primeiro canal de um sinal WDM  $8 \times 10$  Gbit/s, com espaçamento entre canais 100 GHz, poder-se-ia utilizar o AWG cuja resposta se apresenta na Figura 13, com  $\lambda_{cent} = 1552.52$  nm, FSR = 8 nm e  $B_0 \cong 0.515$  nm (imposta pelo  $\Delta\lambda_{ch} = 0.8$  nm - equação (3.42)). De referir que se considerou  $N = 9$  por restringência do modelo, para que o espectro de transmissão se apresentasse centrado em 1552.52 nm, para  $q = 5$ , sem perdas ( $20 \log(|H_5(\lambda_{cent})|) = 0$  dB).

O AWG de InP com estas características espectrais, deveria ter  $R_{min} \cong 409$   $\mu\text{m}$ ,  $L_0 \cong 642.4$   $\mu\text{m}$ ,  $\Delta L \cong 90.8$   $\mu\text{m}$ ,  $R_a \cong 32$   $\mu\text{m}$ ,  $M = 34$ , e os valores típicos apresentados na Tabela 2 para os restantes parâmetros. Todos os valores apresentados são perfeitamente praticáveis no âmbito da tecnologia actual neste domínio, ao contrário do que sucedia com os filtros FP estudados.

Comparando com as respostas do filtro FP simples (Figura 3, e a tracejado na Figura 13 (a)) e do filtro FP de três espelhos (Figura 7 e a traço-ponto na Figura 13 (a)), verifica-se que, à excepção do segundo canal que apresenta uma atenuação semelhante, todos os canais vizinhos são incomparavelmente mais atenuados no caso do AWG. Em relação à distorção introduzida no canal escolhido, o desempenho do AWG é também superior

quando comparado com os filtros FP, em virtude de o espectro de transmissão na banda passante ser mais favorável ( $B_0$  é neste caso 0.515 nm contra a anterior 0.16 nm) e a variação do atraso introduzido (Figura 13 (b)) ser nula.

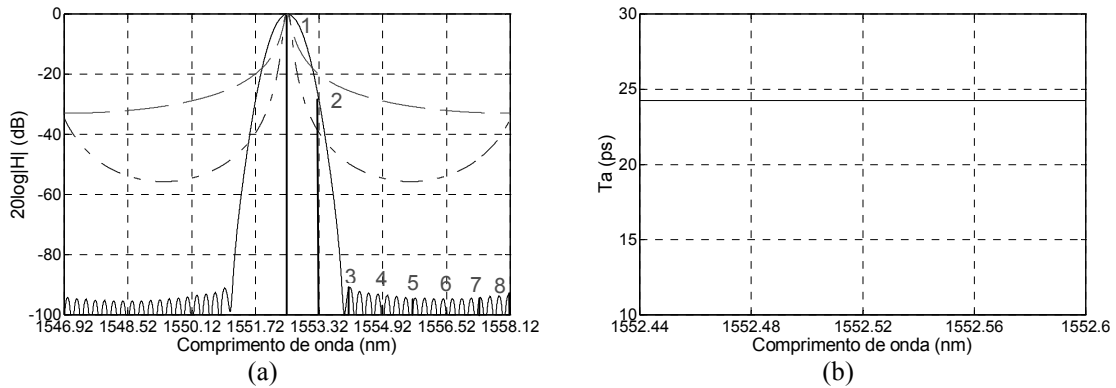


Figura 13 - Espectro de transmissão (a) e atraso de grupo (b) de um AWG de InP para filtragem de um sinal WDM de 8 canais STM-64 com separação de 0.8 nm; indica-se também a posição dos 8 canais WDM.

### 3.3.3.8. Sintonia

A sintonia de um AWG, ou seja, a alteração de  $\lambda_{cent}$ , mantendo as características espectrais da resposta (FSR e  $B_0$ ), implica a modificação dos vários parâmetros físicos referidos ( $M$ ,  $R_{min}$ ,  $L_0$ ,  $R_a$  e  $\Delta L$ ), pois, como se explicou anteriormente,  $\lambda_{cent}$  tem relação com todos esses parâmetros.

Assim, se pretendêssemos que, no exemplo apresentado (secção 3.3.3.4) do AWG com FSR=8 nm e  $B_0=0.517 \mu\text{m}$ , para desmultiplexar um sinal WDM de 17 canais com espaçamento inter-canal de 100 GHz (ver resposta na Figura 9),  $\lambda_{cent}$  passasse a ser 1560 nm, implicava que os parâmetros referidos fossem alterados, nomeadamente  $R_{min} \cong 405 \mu\text{m}$ ,  $L_0 \cong 636 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L \cong 90.8 \mu\text{m}$  e  $R_a \cong 31.8 \mu\text{m}$ , mantendo o número de guias de onda da matriz  $M=34$ .

Uma vez projectado e implementado um AWG, não são de todo praticáveis as alterações referidas para sintonizar o dispositivo. No entanto, o desvio pretendido da função de transferência na frequência pode ser conseguido por variação da temperatura a que está

submetido o AWG. O parâmetro que mede esse desvio é o coeficiente de temperatura do AWG, cujo valor típico é da ordem de 10 pm/°C [32].

### **3.3.3.9. Comentários Finais**

Em relação às perdas de inserção, tal como na descrição dos filtros FP nas secções anteriores, não foram consideradas neste caso. Como foi referido, o facto de se considerar perdas nulas, juntamente com coeficientes de acoplamento do campo simétricos em relação ao guia de onda central conduz a fase linear da função de transferência do AWG, como se pôde verificar nas várias respostas apresentadas (atraso de grupo constante). Em AWGs práticos as perdas de inserção entre as portas de entrada e de saída centrais são da ordem de 2 a 3 dB [31]. No entanto, essas perdas podem-se reduzir até ~0.3 dB, substituindo os acopladores convencionais, com propagação livre, por acopladores que utilizam guias de onda [39].

Em relação aos filtros FP apresentados anteriormente, além das perdas por inserção inferiores, o AWG quando utilizado para filtragem monocanal em sistemas WDM possibilita uma maior rejeição dos canais vizinhos, como se viu no exemplo apresentado (ver Figura 13). O facto da resposta também ser periódica neste caso é muito menos limitativo na prática do que acontece com os filtros FP. Outras vantagens são a sua capacidade para integração, como se referiu, o seu baixo custo, comparando com os outros filtros estudados e a filtragem multicanal inerente.

No entanto, a resposta espectral dos AWGs tem associada uma largura de banda dependente do espaçamento entre canais do sinal WDM a desmultiplexar (equação (3.42)), com uma banda passante pouco plana, pelo que têm sido apresentadas algumas soluções para minorar o problema [40]-[42]. Por exemplo, a proposta por Kamalakis *et al* [40] baseia-se no ajuste dos comprimentos dos guias de onda da matriz, e das suas posições relativas na extremidade dos acopladores, para minimizar uma determinada função de erro, que corresponde à obtenção da resposta ideal (rectangular com fase linear).

Contudo, na prática continua a ser complicado obter AWGs com uma banda passante larga e plana, havendo, no entanto, uma tecnologia alternativa, a rede de *Bragg*, que se vem impondo na área da filtragem óptica, devido à muito maior maleabilidade e capacidade de optimização da função de transferência associada, como se verá no capítulo seguinte. Essa maior flexibilidade da função de transferência das redes de *Bragg* tem também a ver com a maior versatilidade da resposta de fase associada, comparando com os AWGs, apesar de já terem sido efectuados estudos nesse âmbito, no sentido de também tornar possível a formatação da fase dos AWGs [43].

### 3.4. Métodos de Avaliação do Desempenho

O método mais comum para avaliar o desempenho de um sistema de transmissão digital é a probabilidade de erro ( $P_e$ ). Existem vários métodos para a determinação/estimação deste parâmetro em sistemas de comunicações.

O método que permite introduzir mais detalhes no modelo do sistema é a simulação de Monte-Carlo, no qual uma sequência de informação à entrada do sistema é comparada com a sequência à saída do circuito de decisão. Da comparação resulta a avaliação do número de erros, que dividido pelo número total de bits analisados nos dá uma estimativa para  $P_e$ . A aplicação deste método pode resultar em simulações bastante demoradas, uma vez que nos sistemas actuais, geralmente, há em média apenas um erro em cada  $10^9$  ou  $10^{12}$  bits ( $P_e$  de  $10^{-9}$  ou  $10^{-12}$ , respectivamente). Assim terá que ser simulado um número de bits muito elevado para se obterem resultados com alguma fiabilidade.

Uma variante deste método, a amostragem ponderada (*importance sampling*), consiste em efectuar a simulação de Monte-Carlo mas de modo que a taxa de erros (BER) seja muito superior à realidade. Este incremento artificial da probabilidade de erro é conhecido, pelo que a taxa de erro estimada pode ser corrigida [7][44]. Embora o tempo de cálculo possa ser reduzido drasticamente em relação à simulação de Monte-Carlo, na prática a complexidade inerente é bastante grande [7], desaconselhando a sua utilização.

Outro método, designado por extrapolação de cauda, baseia-se na determinação do BER



para níveis de decisão que produzam valores de  $P_e$  relativamente elevados (tipicamente  $>10^{-5}$ ), e utilizar esse resultado para extrapolar o valor de BER para outros níveis de decisão com valores de BER mais baixos. Este método tem por base o conhecimento de uma aproximação para a distribuição do sinal à entrada do circuito de decisão (da forma exponencial generalizada) [7]. É um método um pouco arbitrário, além de ser relativamente moroso [7].

Outro método vulgarmente utilizado na caracterização de sistemas de comunicação digitais baseia-se na observação do diagrama de olho do sinal à entrada do circuito de decisão. Assume que os processos aleatórios como o ruído têm distribuições limitadas apenas aos valores que ocorreram durante a sequência observada. Este método é razoavelmente simples de implementar, sendo muitas vezes os sistemas práticos otimizados com base neste critério [3], mas para o caso de sinais cuja função densidade de probabilidade apresente caudas importantes, por exemplo a gaussiana, a assumpção referida poderá não ser válida.

A seguir são descritos os métodos para estimação da  $P_e$  utilizados nesta tese, a aproximação gaussiana e a estimação semi-analítica.

### 3.4.1. Aproximação Gaussiana

No decorrer deste trabalho efectuam-se optimizações de forma iterativa, o que implica a maior parte das vezes a simulação do BER várias vezes até se obter o valor óptimo de um determinado parâmetro. Tendo em conta os valores de BER envolvidos, a utilização dos métodos anteriores implicava tempos de espera incomportáveis. Uma técnica que representa um bom compromisso entre fiabilidade e tempo de computação é designada por aproximação gaussiana.

Neste método, determinam-se os dois primeiros momentos (média e variância) das variáveis aleatórias de decisão, e considera-se que estas variáveis têm distribuição gaussiana. Assim, o sinal obtido pela simulação de uma sequência pseudo-aleatória é amostrado no instante de decisão, determinando-se assim a média e variância

condicionadas à transmissão dos símbolos “0” e “1” (em sistemas binários), sendo esses dados utilizados para obter uma estimativa da probabilidade de erro (com os dois símbolos equiprováveis,  $P(0)=P(1)=1/2$ ):

$$P_e = \frac{1}{4} \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{\mu_1 - F}{\sqrt{2}\sigma_1} \right) + \operatorname{erfc} \left( \frac{F - \mu_0}{\sqrt{2}\sigma_0} \right) \right] \quad (3.45)$$

onde  $\mu_1$  e  $\mu_0$  são as médias correspondentes aos símbolos “1” e “0”, respectivamente,  $\sigma_1^2$  e  $\sigma_0^2$  são as variâncias,  $F$  o nível de decisão e  $\operatorname{erfc}(\cdot)$  é a função de erro complementar, sendo:

$$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{+\infty} \exp(-y^2/2) dy \cong \frac{\exp(-x^2/2)}{\sqrt{2\pi}x} \quad (3.46)$$

A aproximação efectuada em (3.46) tem validade para  $x > 3$  ( $P_e < 10^{-3}$ ), pelo que pode ser utilizada no contexto deste trabalho.

Da equação (3.45) conclui-se que a  $P_e$  depende do nível de decisão considerado,  $F$ . Um critério muito utilizado é escolher o valor de  $F$  para o qual as probabilidades de erro condicionadas aos dois símbolos são iguais, donde resulta  $(\mu_1 - F)/\sigma_1 = (F - \mu_0)/\sigma_0$ , e finalmente:

$$F = \frac{\sigma_0\mu_1 + \sigma_1\mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (3.47)$$

Este valor é subóptimo, uma vez que não minimiza em rigor a equação (3.45), mas representa um bom compromisso. Substituindo este nível de decisão (equação (3.47)) na equação (3.45), vem:

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \cong \frac{\exp(-Q^2/2)}{Q\sqrt{2\pi}} \quad (3.48)$$

onde  $Q$  é designado normalmente por factor de qualidade, dado por:

$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (3.49)$$

e pode ser interpretado como uma relação sinal/ruído em termos de amplitudes.

A estimação da  $P_e$ , assumindo uma distribuição de ruído gaussiana em ambos os níveis, pode produzir resultados muito errados, na presença de IES. A IES contribui para aumentar as variâncias das distribuições, provocando um aumento artificial no valor das caudas das distribuições gaussianas utilizadas para as variáveis de decisão, conduzindo a valores do factor  $Q$  baixos e sobrestimando o valor da  $P_e$ .

Num determinado símbolo, a parte mais significativa da IES é proveniente dos dois símbolos adjacentes, a montante e a jusante, pelo que se estimarmos a média e a variância condicionadas a uma dada realização dos dois símbolos adjacentes, evitamos o sobrestimar da  $P_e$ . Este raciocínio é a base de um método alternativo para a estimação de  $P_e$  [45].

Nessa técnica, os dois momentos referidos, a média e o desvio padrão, são estimados separadamente para cada uma das oito sequências de três símbolos, em sistemas binários. Em seguida, assumindo uma distribuição gaussiana para as variáveis de decisão e considerando um determinado valor,  $F$ , do nível de decisão, a probabilidade de erro é calculada para cada uma das sequências  $p$ :

$$P_e^p(F) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{|\mu_p - F|}{\sqrt{2}\sigma_p} \right) \quad (3.50)$$

sendo  $\mu_p$  e  $\sigma_p$ , respectivamente a média e o desvio padrão associadas à sequência  $p$ . Estes valores são obtidos na simulação. A probabilidade de erro global é dada pela média aritmética das probabilidades parciais (equação (3.50)):

$$P_e(F) = \sum_{p=1}^8 \frac{n_p}{n'} P_e^p(F) \quad (3.51)$$

onde  $n_p$  é o número de ocorrências da sequência  $p$  (obtido pelo simulador), e  $n' = \sum_p n_p$ .

Uma desvantagem desta técnica alternativa é que o nível de decisão,  $F$ , tem de ser determinado por um processo iterativo. Outras desvantagens são uma maior complexidade da simulação e a provável necessidade de um maior tamanho das sequências de dados, em relação à aproximação gaussiana.

### 3.4.2. Estimação Semi-Analítica

Esta técnica resulta de um híbrido entre simulação e cálculo analítico. A simulação produz um sinal no receptor na ausência de ruído. Depois, utilizando a forma de onda obtida por simulação, e considerando que a distribuição de ruído é conhecida, a probabilidade de erro pode ser calculada analiticamente.

Na versão original desta técnica, como se referiu, a obtenção do sinal no receptor, por simulação, não envolve qualquer ruído. No entanto, podemos simular o sistema incluindo já algumas fontes de ruído, e obter bons resultados globais [3].

No método implementado no âmbito desta tese, um pacote de *software* em Matlab lê um ficheiro com o sinal gerado por simulação, permitindo a determinação do instante óptimo para a decisão. Definido esse instante, que pode ser ajustado pelo utilizador, é determinada a função densidade de probabilidade (PDF: *Probability Density Function*) das amplitudes do sinal ( $a$ ), designada por  $f_A(a)$ . Em seguida, calcula-se a convolução desta PDF com a PDF do ruído do receptor (gaussiano),  $f_n(a)$ , obtendo-se a  $P_e$ :

$$P_e = P(0)P(1|0) + P(1)P(0|1) = P(0) \int_F^{+\infty} f_{A_0}(a) * f_n(a) da + P(1) \int_{-\infty}^F f_{A_1}(a) * f_n(a) da \quad (3.52)$$

em que  $P(0)$  e  $P(1)$  são as probabilidades *a priori* dos símbolos “0” e “1”, respectivamente,  $P(0|1)$  e  $P(1|0)$  são as probabilidades de erro condicionadas ao símbolo transmitido “1” ou “0”, e  $f_{A_0}(a)$  e  $f_{A_1}(a)$  são, respectivamente, as PDFs das amplitudes associadas aos símbolos “0” e “1”.

Se for feito o varrimento de todos os níveis de decisão ( $F$ ) possíveis, desde a mínima até à máxima amplitude ocorrida no sinal simulado, podemos determinar o  $F$  ótimo para o qual se tem a  $P_e$  mínima.

### **3.5. Conclusões**

Neste capítulo foram apresentados os modelos dos principais componentes ópticos utilizados nos sistemas ópticos simulados com o simulador SCORE, nomeadamente do laser semiconductor, da fibra óptica, do EDFA e do fotodetector, tendo em consideração as várias constatações do capítulo anterior. Em cada caso, fez-se também referência ao modelo utilizado no PTDS.

Apresentaram-se também os modelos e caracterizaram-se as funções de transferência de vários filtros ópticos vulgarmente utilizados para filtragem monocal e multicanal em sistemas WDM, nomeadamente os filtros FP de cavidade única e de três espelhos, e o AWG. Na análise e comparação qualitativa das características de filtragem dos diversos casos estudados teve-se em consideração a sua implementação prática.

Os filtros FP estudados não se revelaram tão promissores como os AWGs em termos da otimização da resposta espectral, apesar da sua grande simplicidade e maturidade tecnológica. Em relação aos filtros FP, o AWG apresenta menores perdas de inserção e uma maior supressão dos lóbulos laterais da resposta espectral, possibilitando um melhor desempenho como filtro monocal em sistemas WDM. Além disso, a filtragem multicanal é uma característica inerente ao seu funcionamento e estrutura, ultrapassando assim as restrições práticas dos filtros FP nessa situação. Outras vantagens são a sua capacidade para integração e o seu baixo custo.

No entanto, a resposta espectral dos AWGs tem associada uma largura de banda dependente do espaçamento entre canais do sinal WDM a desmultiplexar, com uma banda passante pouco plana. Em termos de otimização das características de filtragem, as redes de *Bragg* são bastante mais maleáveis, como se verá no capítulo seguinte.

Por último, descreveram-se também os métodos de avaliação do desempenho utilizados neste trabalho, a estimação semi-analítica e a aproximação gaussiana (factor  $Q$ ).

## Referências:

- [1] R. Sousa Ribeiro, J. F. da Rocha, “Multi-computer simulator for optical communication systems”, Proceedings of 4<sup>th</sup> Bangor Communications Symposium (BCS'92), pp.116-119, Bangor, UK.
- [2] Transmission Maker 3.1 – Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [3] A. Teixeira, *Optimização de Sistemas de Comunicação Óptica Multicanal (WDM) de Alta Densidade*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [4] L. V. T. Nguyen, A. J. Lowery, P. C. R. Gurney, D. Novak, “A time-domain model for high-speed quantum lasers including carrier transport effects”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, pp. 494-504, 1995.
- [5] S. Li, F. Tong, K. Liu, D. Messerschmitt, “Channel capacity optimization of chirp limited dense WDM/WDMA systems using OOK/FSK modulation and optical filters”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 1148-1161, 1992.
- [6] J. Yao, D. Guan, P. Gallion, “Strong signal analysis of optical nonlinearities in single-quantum well and double-heterostructure lasers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, pp. 1103-1106, 1992.
- [7] R. Ribeiro, *Simulação, Análise e Optimização de Sistemas FSK Ópticos*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1996.
- [8] P. Liu, L. Fencil, J. Ko, T. Lee, C. Burrus, “Amplitude fluctuations and photon statistics of InGaAsP lasers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. QE-19, pp. 1348-1351, 1983.
- [9] M. C. Tatham, I. F. Lealman, C. P. Seltzer, L. D. Westbrook, D. M. Cooper, “Resonance frequency, damping and differential gain in 1.5  $\mu\text{m}$  multiple quantum-well lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.28, pp.408-413, 1992.
- [10] “Externally modulated laser transmitter”, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [11] G. P. Agrawal, “Wave propagation in optical fibers”, *Nonlinear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> Ed., Academic Press, 1995.
- [12] “Nonlinear dispersive fiber (NLS)”, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [13] “Ideal amplifier with wavelength independent gain”, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [14] G. P. Agrawal, “Optical receivers”, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [15] John E. Bowers, Charles A. Burrus, “Ultrawide-band long-wavelength p-i-n photodetectors”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-5, pp.1339-1350, 1987.
- [16] “Photodiode PIN”, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [17] C. Heuschel, “Fabry-Perot interferometer”, *Fiber Optics Handbook*, 3<sup>rd</sup> Ed., Hewlett Packard, 1989.
- [18] R. Kashyap, “Theory of fiber Bragg gratings”, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.
- [19] ITU-T Recommendation G.692. Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers. October 1998.
- [20] ITU-T Recommendation G.707. Network node interface for the synchronous digital hierarchy (SDH). March 1996.
- [21] G. P. Agrawal, “Multichannel lightwave systems – WDM components”, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.

- [22] I. P. Kaminov, P. Iannone, J. Stone, and L. Slutz, "FDMA-FSK star network with a tunable optical filter demultiplexer", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-6, pp. 1406-1414, 1988.
- [23] J. Stone, L. W. Stulz, and A. M. Saleh, "Three mirror fibre Fabry-Perot filters of optimal design", *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 1072-1073, 1990.
- [24] W. Gunning, "Double cavity electro-optic Fabry-Perot tunable filter", *Applied Optics*, vol. 21, pp. 3129-3131, 1982.
- [25] H. Van De Stadt and J. Muller, "Multimirror Fabry-Perot interferometers", *Journal of Optical Society of America*, vol. 2, pp. 1363-1370, 1985.
- [26] S. Hogeveen and H. Van De Stadt, "Fabry-Perot interferometers with three mirrors", *Applied Optics*, vol. 25, pp.4181-4184.
- [27] A. Saleh and J. Stone, "Two-stage Fabry-Perot filters and demultiplexers in optical FDMA LANs", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-7, pp. 323-330.
- [28] M. M. Freire, A. M. F. Carvalho, and H. J. A. Silva, "Performance implications of Three-mirror Fabry-Perot demultiplexers for 10 Gb/s WDM dispersion supported transmission with 0.5 channel spacing", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 1261-1263, 1996.
- [29] F. Liu, J. S. Pedersen, P. Jeppesen, "Very low crosstalk wavelength router construction using arrayed-waveguide grating multi/demultiplexers", *Electronics Letters*, vol. 35, n. 10, 1999.
- [30] A. Kaneko, A. Sugita, and K. Okamoto, "Recent progress on arrayed waveguide gratings for DWDM applications", *IEICE Transactions on Electronics*, pp. 860-868, 2000.
- [31] M. K. Smit and C. Van Dam, "PHASAR-based WDM-devices: principles, design and applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, pp. 236-250, 1996.
- [32] R. Ramaswami and K. N. Sivarajan, "Components", *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Francisco, CA, 1998.
- [33] H. Takahashi, S. Suzuki, I. Nishi, "Wavelength multiplexer based on SiO<sub>2</sub>-Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> arrayed-waveguide grating", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 989-995, 1994.
- [34] "Arrayed waveguide grating N to N", *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [35] E. Pennings, *Bends in Optical Ridge Waveguides, Modeling and Experiments*, PhD Thesis, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 1990.
- [36] M. E. V. Segatto, *All Optical Bit Parallel WDM Systems*, PhD Thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London, London, UK, 2001.
- [37] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, C. R. Giles, and G. Nykolak, "Optimal dispersion of optical filters for WDM systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 567-569, 1998.
- [38] M. E. V. Segatto, G. D. Maxwell, C. Ford, K. Young-Smith, R. Kashyap, "High-speed transmission and dispersion characteristics of an AWG", *Proceedings of 2<sup>nd</sup> Workshop on Fibre and Optical Passive Components*, pp. 10-16, June 2000, Pavia, Italy.
- [39] J. Park, Y. Chung, S. Baek, H. J. Lee, "New design for low-loss star couplers and arrayed waveguide grating devices", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 651-653, 2002.
- [40] T. Kamalakis, T. Sphicopoulos, "An efficient technique for the design of an arrayed-waveguide grating with flat spectral response", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 1716-1724, 2001.
- [41] C. Dragone, "Theory of wavelength multiplexing with rectangular transfer functions", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 1168-1178, 2002.



- [42] Z. Shi, S. He, “A three-focal-point method for the optimal design of a flat-top planar waveguide demultiplexer”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 1179-1185, 2002.
- [43] M. C. Parker, S. D. Walker, A. Yiptong, R. J. Mears, “Applications of active arrayed-waveguide gratings in dynamic WDM networking and routing”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 1749-1756, 2000.
- [44] M. C. Jeruchim, “Techniques for estimating the bit error rate in the simulation of digital communication systems”, *Journal of Selected Areas in Communications*, vol. SAC-2, pp. 153-170, 1984.
- [45] C. J. Anderson, J. A. Lyle, “Technique for evaluating system performance using Q in numerical simulations exhibiting intersymbol interference”, *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 71-72, 1994.

# ***CAPÍTULO 4***

## **Redes de *Bragg*: Modelização, Caracterização e Implementação Prática**

### **4.1. *Introdução***

As redes de *Bragg* (FBGs) tiveram a sua origem em 1978, aquando da descoberta por Hill *et al* da fotossensibilidade em fibras ópticas, enquanto estudavam efeitos não-lineares numa fibra óptica dopada com germânio, utilizando um laser de Árgon [1].

As investigações realizadas mostraram que a intensidade da luz na direcção de contrapropagação aumentava, em função do tempo de exposição, na mesma proporção da diminuição verificada na transmissão. As experiências subsequentes [2] provaram que este aumento na reflectividade resultava da formação de uma modulação periódica do índice de refração fotoinduzida no núcleo da fibra óptica.

Filtros com uma reflectividade de ~90 % foram produzidos, com largura de banda de

~200 MHz, na região do comprimento de onda azul, logo fora das janelas utilizadas nas telecomunicações (850 nm, 1300 nm e 1550 nm). Sensivelmente dez anos mais tarde Meltz *et al* ultrapassaram esta limitação utilizando irradiação lateral e um interferómetro (técnica holográfica) [3].

Como se referiu, a FBG baseia-se numa perturbação do índice de refração do núcleo da fibra óptica, como se ilustra na Figura 1, induzida por exposição da fibra a radiação ultravioleta (UV).

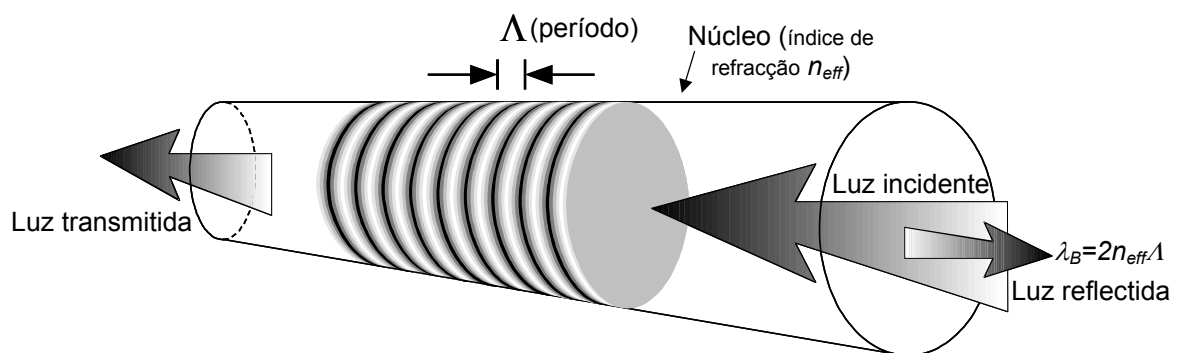


Figura 1 - Estrutura de uma rede de Bragg (FBG) [4].

Um modo de propagação na fibra será reflectido se o seu comprimento de onda verificar a condição de Bragg [5]:

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff} \quad (4.1)$$

onde  $\Lambda$  é o período do padrão de interferência e  $n_{eff}$  é o índice de refração efectivo do modo guiado.

Apesar da simplicidade aparente, as FBGs dispõem de inúmeros parâmetros controláveis, como o valor máximo da variação no índice de refração, o comprimento da rede, o formato da apodização, o valor médio da perturbação e a variação da fase da ondulação escrita [6][7], pelo que oferecem uma muito maior flexibilidade na formatação e capacidade de optimização das suas características espectrais, quando comparadas com outros filtros ópticos (como os analisados no capítulo anterior). Contudo, a obtenção de

determinada resposta espectral depende da perturbação induzida no índice, que por sua vez está relacionada com o mecanismo da fotossensibilidade da fibra e regimes de exposição associados.

Assim, neste capítulo, vai-se começar primeiramente por descrever de forma sucinta a principal técnica de fabricação de FBGs e os regimes de exposição para a sua formação (secção 4.2). Na secção 4.3, descreve-se o processo de modelização da função de transferência de uma FBG, associada a determinada perturbação do índice de refração. A função de transferência é depois caracterizada para os principais tipos de FBGs, nomeadamente a FBG uniforme (secção 4.4), a FBG apodizada (secção 4.5) e a FBG aperiódica (secção 4.6). Analisa-se a relação entre os parâmetros físicos e a resposta espectral obtida, e descrevem-se os processos de implementação em cada caso, para se determinarem as restrições impostas pela implementação prática. Na secção 4.7, compara-se o desempenho das FBGs com os outros filtros ópticos estudados no capítulo anterior, na filtragem monocanal e multicanal num sistema WDM, analisando-se novamente as limitações práticas em cada caso. Finalmente, na secção 4.8 aborda-se a sintonia de FBGs. Implementam-se diferentes tipos de FBGs e comparam-se os seus desempenhos como filtros WDM sintonizáveis (por variação da temperatura), em termos de capacidade de sintonia e estabilidade das suas respostas.

As perdas de inserção, tal como para os filtros apresentados no capítulo anterior, não são consideradas. Na prática podem-se produzir FBGs com perdas de inserção inferiores a 0.1 dB [8]. No entanto, o seu funcionamento inerente em reflexão impede a sua integração directa na maioria das aplicações, pelo que as FBGs têm de ser utilizadas em conjunto com outros componentes ópticos para o acesso à sua capacidade de filtragem em transmissão. Utilizando um interferómetro de Mach-Zehnder para o efeito podem-se obter perdas de inserção ainda assim reduzidas, da ordem de  $\sim 0.2$  dB [4], inferiores às de outros filtros com funcionamento inerente em transmissão.

## **4.2. Fabricação de Redes de Bragg (FBG)**

Descrevem-se de seguida, de forma breve, as técnicas de fabricação de FBGs, em

particular da técnica da máscara de fase, e os regimes de exposição para a formação de FBGs em fibra óptica.

#### 4.2.1. Técnicas de Fabricação

As FBGs podem ser construídas de vários modos, divididos em dois conjuntos principais, as técnicas interferométricas e as não-interferométricas.

Nas técnicas interferométricas, das quais a mais difundida é a técnica holográfica [3], a modulação espacial da intensidade é formada por interferência de dois feixes coerentes. Assim, a sua utilização exige uma fonte laser UV com coerência temporal adequada, que torne possível, na prática, a construção do interferómetro. Além desta limitação, a maioria das montagens experimentais requer igualmente a utilização de fontes com coerência espacial.

A técnica mais difundida entre as técnicas não-interferométricas, e actualmente a mais utilizada de entre todas as técnicas de fabricação disponíveis (interferométricas e não interferométricas), é a da máscara de fase [9][10], devido à sua simplicidade, capacidade de reprodutibilidade e a reduzida coerência da emissão laser necessária para formar interferência.

A técnica da máscara de fase é ilustrada na Figura 2. O feixe UV incide na máscara de fase e é difractada. Em máscaras de fase práticas, aproximadamente 40% da intensidade de luz total é igualmente dividida pelas ordens  $\pm 1$  e a intensidade da ordem zero é reduzida a cerca de 5%. A maior ou menor supressão da difracção de ordem zero é controlada pela profundidade das depressões da máscara de fase.

A sobreposição dos feixes transmitidos correspondentes às ordens  $\pm 1$ , conduz à formação de um padrão de interferência, que torna possível a fabricação de redes de *Bragg*. Numa máscara ideal, com supressão total da ordem zero, o período de modulação do padrão de interferência é sempre metade do período da máscara de fase, sendo independente do comprimento de onda de emissão laser. Em princípio, diferentes fontes laser podem ser utilizadas com a mesma máscara de fase, sem contudo desprezar a dependência no

comprimento de onda da condição de supressão da ordem zero, que condiciona a eficiência do processo de fabricação [11].

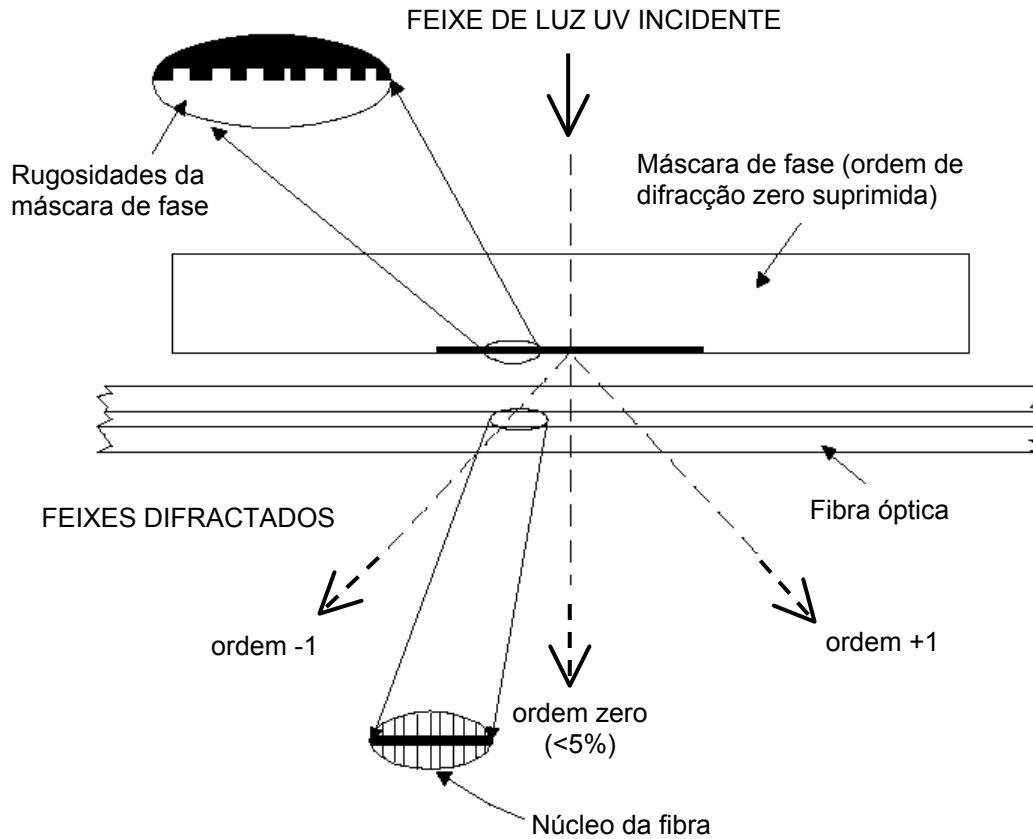


Figura 2 - Técnica da máscara de fase.

Como foi referido, o período de modulação do padrão de interferência só depende do período da máscara de fase, pelo que o fabrico de redes de *Bragg* com diferentes comprimentos de onda centrais exige o recurso a máscaras de fase distintas. Esta é a principal limitação da técnica da máscara de fase.

Existem, no entanto, diferentes métodos para alterar o período de modulação do índice a partir da mesma máscara de fase e consequentemente modificar o comprimento de onda central das FBGs: por exemplo, aplicando uma tensão mecânica à fibra óptica durante a exposição [12], ou deslocando a fibra com velocidade constante em relação à máscara de fase, em simultâneo com o varrimento do feixe laser com velocidade distinta [13].

Nas técnicas não-interferométricas ou interferométricas, a evolução das alterações do valor médio do índice de refração e da sua amplitude de modulação em função do tempo de exposição pode ser bastante complexa, pois está sujeita a inúmeras variantes, como: a natureza da fibra, as características da fonte laser UV, a densidade de energia irradiada, a estabilidade do padrão espacial de exposição e a história térmica da fibra.

Há vários dopantes que podem ser utilizados para alterar a fotossensibilidade de uma fibra óptica, modificando a evolução das alterações referidas ao longo da exposição. Entre esses dopantes encontra-se o cério [14], o európio [15], o fósforo [16], o azoto [17], mas nenhum é tão sensível como o germânio [18], que permite a obtenção da maior amplitude de modulação do índice ( $\sim 10^{-3}$ ), de entre os dopantes referidos. Também se utiliza o germânio com boro [19] e mais recentemente o fosfato de estanho [20].

Além dos dopantes e respectivas concentrações, há também tratamentos de pré-exposição que podem alterar significativamente a evolução das alterações induzidas no índice de refração da fibra. Por exemplo, a hidrogenização a alta pressão [21], que aumenta a fotossensibilidade e permite a obtenção de amplitudes de modulação do índice mais elevadas ( $\sim 10^{-2}$ ), em comparação com fibras não-hidrogenizadas. Outro exemplo é o deslizamento de chama (*flame brushing*) [22] que é uma técnica simples e eficaz para aumentar a fotossensibilidade de fibras dopadas com germânio. Consiste em fazer deslizar repetidamente uma chama alimentada com hidrogénio e uma pequena quantidade de oxigénio sobre a porção da fibra que se pretende sensibilizar, atingindo uma temperatura de  $\sim 1700$  °C.

A evolução das alterações do índice efectivo e da amplitude de modulação do índice ao longo do tempo também é influenciada pelas características da fonte laser UV, nomeadamente o comprimento de onda da radiação, o facto de se utilizar uma fonte pulsada (com determinada taxa de repetição dos impulsos) ou a emitir em contínuo (CW: *Continuous Wave*), e a intensidade da radiação. A dosagem de irradiação (fluência) é controlada utilizando diferentes fontes laser contínuas ou pulsadas. As fontes de luz mais utilizadas são os lasers de KrF e de ArF que geram impulsos ópticos a 248 nm e 193 nm, respectivamente, com taxas de repetição de 30-75 Hz, e intensidades na gama 100-1000

mJ/cm<sup>2</sup> [18]. A irradiação da fibra fotossensível a 193 nm permite aumentar a eficiência da indução de alterações do índice em fibras ópticas [23].

#### 4.2.2. Regimes de Exposição

Actualmente, são conhecidos três regimes de exposição para a formação de redes de *Bragg* em fibra óptica. O regime mais comum dá origem às designadas redes do tipo I, em que se verifica um crescimento monótono da amplitude da modulação e do índice efectivo durante a exposição [18]. Em oposição, a exposição com um reduzido número de impulsos de elevada fluência resulta em alterações do índice consideravelmente mais elevadas, a que corresponde a formação de redes de *Bragg* do tipo II [18]. Neste caso, a alteração do índice resulta da introdução de defeitos físicos localizados na fronteira entre o núcleo e a bainha, devido às elevadas densidades de energia. Por fim, foi identificado um terceiro regime dinâmico, que corresponde ao crescimento não-monótono quer da amplitude da modulação, quer do índice efectivo. Nesta situação, a exposição continuada ao padrão de interferência leva à formação inicial de uma rede de *Bragg*, seguida da sua eliminação parcial ou total e da formação de um novo espectro de reflexão. Estas redes são designadas por redes do tipo III ou alternativamente tipo IIa [18].

Assim, as FBGs são divididas em três grupos distintos, designados por tipo I, tipo II e tipo IIa, de acordo com as condições de exposição à radiação UV.

As redes de tipo II são caracterizadas por um conjunto de propriedades bem definidas, nomeadamente: alterações elevadas do índice de refração, elevada estabilidade térmica, insensibilidade à radiação azul-verde, acoplamento para modos da bainha e consequentes perdas de transmissão para os comprimentos de onda inferiores à condição de *Bragg*. Por outro lado, as redes do tipo II são igualmente caracterizadas por perdas de inserção relativamente elevadas, tipicamente entre 0.2 dB e 2 dB.

A exposição a radiação UV com reduzida fluência de fibras dopadas com baixa concentração de germânio (<10 mol%) conduz a dinâmicas monótonas do aumento da reflectividade (tipo I). Em contraste, a exposição prolongada de fibras com elevada



concentração de germânio (>20 mol%) evidencia evoluções complexas das alterações de índice, correspondentes à formação de redes do tipo IIa. Inicialmente, a reflectividade aumenta, indicando a formação de uma rede do tipo I. No entanto, à medida que a exposição prossegue a reflectividade diminui progressivamente até a eliminação integral (ou parcial). A seguir, uma segunda rede de *Bragg* é formada, podendo a sua reflectividade eventualmente saturar próximo dos 100%.

Notar que a presença de hidrogénio molecular difundido no núcleo reduz ou elimina completamente o mecanismo de formação de redes do tipo IIa [18].

### 4.3. Função de Transferência

A variação espacial do índice de refração da fibra após a irradiação pode ser descrita por (supondo modulação sinusoidal):

$$n(z) = n_{eff} + \delta n_{eff}(z) = n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}} f(z) \left\{ n_{th}(z) + v \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad (4.2)$$

onde  $z$  é a distância da entrada da rede ( $0 \leq z \leq L$ ),  $n_{eff}$  é o índice de refração efectivo antes da irradiação,  $\overline{\delta n_{eff}} f(z)$  é o formato da envolvente da perturbação (apodização), com  $f(z)$  normalizada (valor máximo é 1),  $v$  é a visibilidade da modulação (*fringe visibility*),  $\Lambda$  é o período de modulação da rede,  $\phi(z)$  descreve o *chirp* (variação do período) da FBG e  $n_{th}(z) = n_{th} + n_{th}' \cdot f'(z)$ , a função que descreve a variação do valor médio da perturbação ao longo da rede.

O parâmetro  $v$  representa a perda de eficiência no sistema de escrita. Por exemplo, se durante a exposição à radiação UV utilizando a técnica da máscara de fase, a máscara de fase, estágio de translação, ou fibra, se moverem, o padrão de interferência é deslocado em relação à exposição anterior e origina um padrão de interferência imperfeito. A visibilidade ( $v$ ) depende inclusivamente da qualidade da máscara de fase e a distância entre máscara e fibra. Numa situação ideal, com supressão total da ordem de difracção zero, considera-se  $v=1$ , o que significa que não existe ruído no sistema de escrita e o

padrão de interferência é perfeito. Na prática, devido à perda de eficiência referida,  $v < 1$ , o padrão de interferência é imperfeito e a amplitude de modulação da perturbação induzida na fibra vem reduzida.

A equação (4.2) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$n(z) = n_{eff} \left\{ 1 + \sigma(z) + 2h(z) \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad (4.3)$$

sendo  $\sigma(z)$  e  $h(z)$  os parâmetros que descrevem as variações do valor médio e da amplitude de modulação da perturbação do índice, respectivamente, e que são dados por:

$$\sigma(z) = \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} f(z) n_{th}(z) \quad (4.4)$$

$$h(z) = \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{2n_{eff}} v f(z) \quad (4.5)$$

As redes de *Bragg* são caracterizadas por períodos de modulação ( $\Lambda$ ) submicrométricos, permitindo o acoplamento entre modos com constantes de propagação simétricas [7]. Essencialmente, a condição de *Bragg* é validada de acordo com a relação [7]:

$$\beta_{01} - (-\beta_{01}) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.6)$$

onde  $\beta_{01}$  e  $-\beta_{01}$  são as constantes de propagação para o modo  $LP_{01}$  na direcção de propagação e contrapropagação, respectivamente. Na equação (4.6), fazendo  $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$  obtém-se a expressão para o comprimento de onda de *Bragg* (equação (4.1)).

O campo eléctrico ao longo da rede de *Bragg* pode então ser expresso em função de duas ondas contrapropagantes [7][24]-[26]:

$$E(z) = u(z) \exp \left\{ i \left[ \frac{\pi}{\Lambda} z + \frac{\phi(z)}{2} \right] \right\} + v(z) \exp \left\{ -i \left[ \frac{\pi}{\Lambda} z + \frac{\phi(z)}{2} \right] \right\} \quad (4.7)$$

onde  $u(z)$  e  $v(z)$  são as amplitudes lentamente variantes das ondas para a frente e para trás, respectivamente.

A teoria dos modos acoplados exige que a evolução das amplitudes  $u(z)$  e  $v(z)$  obedeça às seguintes equações diferenciais acopladas [7][24]-[26]:

$$\frac{du(z)}{dz} = i[\hat{\sigma}(z)u(z) + k(z)v(z)] \quad (4.8)$$

$$\frac{dv(z)}{dz} = -i[\hat{\sigma}(z)v(z) + k(z)u(z)] \quad (4.9)$$

com os parâmetros  $\hat{\sigma}(z)$  e  $k(z)$  definidos por [7][24]-[26]:

$$\hat{\sigma}(z) = \delta + \frac{\pi}{\Lambda} \sigma(z) - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz} \quad (4.10)$$

$$k(z) = \frac{\pi}{\Lambda} h(z) \quad (4.11)$$

com  $\sigma(z)$  e  $h(z)$  definidos anteriormente, respectivamente pelas equações (4.4) e (4.5), e  $\delta$  representando a dessintonia em relação à constante de fase de Bragg,  $\pi/\Lambda$  [7][24]-[26]:

$$\delta = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \quad (4.12)$$

Para transformarmos as equações diferenciais acopladas (4.8) e (4.9) numa única equação diferencial, introduzimos um coeficiente de reflexão local,  $r(z)$ , tal que  $r(z) = v(z)/u(z)$ . Diferenciando  $r(z)$ , e tendo em conta as equações (4.8) e (4.9), obtém-se uma única equação diferencial, conhecida por “equação diferencial de Ricatti” [27]:

$$\frac{dr(z)}{dz} = -i \left\{ 2\hat{\sigma}(z)r(z) + k(z)[1 + r^2(z)] \right\} \quad (4.13)$$

com  $\hat{\sigma}(z)$  e  $k(z)$  definidos respectivamente pelas equações (4.10) e (4.11).

Substituindo nestas equações,  $\sigma(z)$  e  $h(z)$  pelas expressões das equações (4.4) e (4.5), respectivamente, utilizando para  $\lambda_B$  a relação da equação (4.1), e considerando a aproximação  $\lambda \sim \lambda_B$  (pretendemos observar a resposta numa gama de poucos nm e os valores absolutos são de milhares de nm) obtém-se:

$$\hat{\sigma}(z) = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) + 2\pi \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{\lambda} f(z) n_{th}(z) - \frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz} \quad (4.14)$$

$$k(z) = \pi \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{\lambda} \psi f(z) \quad (4.15)$$

Para uma rede de Bragg de comprimento  $L$ , introduzindo a condição fronteira  $r(L)=0$ , e integrando a equação diferencial (4.13) obtém-se  $r(0)$ , que corresponde ao coeficiente de reflexão da FBG. Em apêndice (A) apresenta-se com mais detalhe o método numérico utilizado para o efeito, comparando-o com outros métodos existentes e analisam-se algumas das limitações associadas à solução obtida.

O coeficiente de reflexão da rede ( $r$ ), por definição  $E_b/E_f$ , sendo  $E_b$  e  $E_f$  respectivamente os campos eléctricos para trás e para a frente, pode então ser dado por  $r = |r(0)| \exp(i\theta_r)$ , sendo  $\theta_r$  a fase de  $r(0)$ . O atraso de grupo é dado pela equação (3.22) do capítulo 3, com  $\theta_H$  substituído por  $\theta_r$ .

O valor máximo da reflectividade ocorre quando  $\hat{\sigma}(z)=0$  [7][24]. Ou seja, para se obter o comprimento de onda para o qual se tem reflectividade máxima, iguala-se a equação (4.14) a zero, e concretizam-se as funções dependentes da posição  $z$ , nomeadamente  $f(z)$ ,  $n_{th}(z)$  e  $d\phi(z)/dz$ . Para  $f(z)$  utiliza-se o valor para  $z=L/2$ , comum a todas as apodizações consideradas ( $f(L/2)=1$ ), por ser nesse ponto que a perturbação é máxima, e haver uma correspondência directa entre os valores máximos da perturbação e do espectro correspondente. Para o *chirp*, que descreve a variação de  $\lambda_B$  ao longo da FBG, considera-se o seu valor médio,  $d\phi(L/2)/dz$  (para o tipo de *chirp* considerado neste trabalho, *chirp* linear). O mesmo acontece para  $n_{th}(z)$ , considera-se o seu valor médio,

$\langle n_{th} \rangle = (1/L) \int_0^L n_{th}(z) dz$ , por haver uma correspondência directa entre o valor médio do índice de refração da FBG e o comprimento de onda onde está centrado o seu espectro de reflexão [6]. Assim,  $\lambda_{max}$  é dado por:

$$\lambda_{max} = \frac{4\pi\lambda_B (n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}} \langle n_{th} \rangle)}{4\pi n_{eff} + \lambda_B \frac{d\phi(L/2)}{dz}} \quad (4.16)$$

Vai-se de seguida apresentar vários tipos de redes *Bragg*, caracterizar as suas respostas espectrais, descrever os processos de implementação em cada caso e caracterizar o desempenho de cada FBG como filtro óptico WDM.

#### 4.4. FBG Uniforme

A FBG mais usual apresenta uma perturbação do índice de refração com valores médio e máximo constantes ao longo de todo o seu comprimento, e designa-se por uniforme.

##### 4.4.1. Caracterização da Perturbação e da Resposta Espectral

A perturbação ( $\delta n_{eff}(z)$ ) de uma FBG uniforme é descrita pela equação (4.2) com  $f(z)=1$ ,  $n_{th}(z)=n_{th}$  ( $n_{th}'=0$ ) e  $\phi(z)$  nulo ( $d\phi(z)/dz=0$ ), e encontra-se ilustrada na Figura 3.

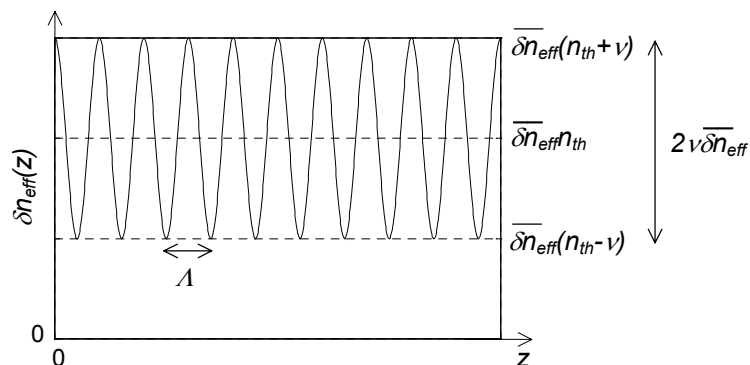


Figura 3 - Perturbação do índice de refração correspondente a uma rede de Bragg uniforme.

O facto deste último parâmetro,  $\phi(z)$ , ser nulo significa que a rede de Bragg tem período ( $A$ ) constante, logo é uma rede periódica (*unchirped*) em oposição à rede aperiódica (*chirped*) que é apresentada noutra secção.

Para este caso as equações (4.8) e (4.9) são equações diferenciais acopladas ordinárias de 1ª ordem, com coeficientes ( $\hat{\sigma}(z)$  e  $k(z)$ ) constantes, sendo por isso possível obter uma solução analítica, introduzindo condições fronteira apropriadas,  $u(0)=1$  e  $v(L)=0$  [7]. O coeficiente de reflexão ( $r=v(0)/u(0)$ ) obtido é dado por [7]:

$$r = \frac{-k \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) + i\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)} \quad (4.17)$$

com  $\hat{\sigma} = 2\pi n_{eff}(1/\lambda - 1/\lambda_B) + 2\pi \overline{\delta n}_{eff} n_{th} / \lambda$  e  $k = \pi v \overline{\delta n}_{eff} / \lambda$  obtidos, respectivamente, das equações (4.14) e (4.15). O coeficiente de reflexão de potência,  $R=|r|^2$ , é dado por [7]:

$$R = \frac{\sinh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L)}{\cosh^2(\sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{k^2}} \quad (4.18)$$

A equação (4.17) apresenta determinados aspectos que interessa realçar. O factor  $\sqrt{k_s} = \sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2}$  toma valores complexos para valores de  $k^2 < \hat{\sigma}^2$  e valores reais se  $k^2 > \hat{\sigma}^2$ . Assim a equação (4.17) transforma-se nas seguintes, conforme o valor de  $\sqrt{k_s}$ :

$$|r| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sqrt{-k_s}}{\hat{\sigma} \tan(\sqrt{-k_s} L)}\right)^2}}, \angle r = -\operatorname{atan}\left(\frac{\sqrt{-k_s}}{\hat{\sigma} \tan(\sqrt{-k_s} L)}\right) \quad (4.19)$$

$$k_s < 0$$

$$|r| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\hat{\sigma} L}\right)^2}}, \angle r = -\operatorname{atan}\left(\frac{1}{\hat{\sigma} L}\right) \quad (4.20)$$

$$k_s = 0$$

$$|r| = -\frac{k}{\hat{\sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\sqrt{k_s}}{\hat{\sigma} \tanh(\sqrt{k_s} L)} \right)^2}}, \angle r = -\text{atan} \left( \frac{\sqrt{k_s}}{\hat{\sigma} \tanh(\sqrt{k_s} L)} \right) \quad (4.21)$$

$$k_s > 0$$

Analisando as equações (4.19) e (4.21), conclui-se que o comportamento da resposta da FBG uniforme é contínuo para  $k_s > 0$  (equação (4.21)) e oscilatório para  $k_s < 0$  (equação (4.19)), correspondentes à banda de passagem e à banda de rejeição, respectivamente. Os pontos onde  $k_s = 0$  são assim denominados de extremos da banda passante.

Portanto, fazendo  $k_s = 0$  ( $|\hat{\sigma}| = k$ ) definem-se os limites aproximados da banda passante do filtro, os extremos de banda, cuja diferença,  $\Delta\lambda_{edge}$ , é dada pela equação seguinte:

$$\Delta\lambda_{edge} = \lambda_B \frac{\nu \bar{\delta n}_{eff}}{n_{eff}} \quad (4.22)$$

A reflectividade nesses extremos é dada por (da equação (4.20)):

$$R_{edge} = |r_{edge}|^2 = \frac{(kL)^2}{1 + (kL)^2} \quad (4.23)$$

Outra largura de banda que importa definir é a diferença entre os dois primeiros zeros do coeficiente de reflexão,  $\Delta\lambda_0$ . Esses zeros correspondem a comprimentos de onda que verificam a condição  $|r|=0$ , já fora da banda passante, logo na região da resposta correspondente a  $k_s < 0$ . Portanto, os comprimentos de onda associados aos primeiros zeros da resposta obtêm-se fazendo  $\sqrt{\hat{\sigma}^2 - k^2} L = \pi$  (da equação (4.19)), sendo a diferença entre eles dada por:

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_B \frac{\nu \bar{\delta n}_{eff}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda_B}{\nu \bar{\delta n}_{eff} L} \right)^2} \quad (4.24)$$

Quanto à reflectividade máxima (para  $\hat{\sigma}=0$ ) é dada por:

$$R_{\max} = \tanh^2(kL) \quad (4.25)$$

com a relação  $kL$  dada por (da equação (4.15)):

$$kL = \pi \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{\lambda_{\max}} \nu L \quad (4.26)$$

sendo  $\lambda_{\max}$  tirado da equação (4.16):

$$\lambda_{\max} = \lambda_B \left( 1 + n_{th} \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \right) \quad (4.27)$$

Notar que o espectro de reflexão da FBG uniforme é independente do valor de  $n_{th}$ , ou seja do valor médio da perturbação, como se depreende da análise das equações (4.22) a (4.25). A alteração do valor de  $n_{th}$  implica apenas a translação no comprimento de onda (equação (4.27)). Normalmente  $n_{th} \cong \nu$ , ou seja, a perturbação induzida no índice de refração tem uma amplitude de modulação e um valor médio idênticos ( $\overline{\nu \delta n_{eff}}$ ). Assim, na secção seguinte considera-se  $n_{th} = \nu$ .

#### 4.4.2. Dependência da Resposta em Relação às Características Físicas

Nesta secção mostra-se como obter uma FBG uniforme com um dado comprimento de onda máximo ( $\lambda_{\max}$ ) e determinadas larguras de banda  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ . Analisam-se também as alterações na resposta duma FBG quando se modifica  $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ .

##### 4.4.2.1. Síntese da Resposta Espectral ( $\lambda_{\max}$ , $\Delta\lambda_{edge}$ , $\Delta\lambda_0$ )

Para se obter uma FBG com um dado comprimento de onda máximo ( $\lambda_{\max}$ ) e determinadas larguras de banda  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ , numa fibra com  $n_{eff}$  definido, deve-se



produzir uma perturbação em  $n_{eff}$  com um período ( $\Lambda$ ) tal que o comprimento de onda de Bragg ( $\lambda_B$ ) correspondente (dado pela equação (4.1)) seja  $\lambda_B = \lambda_{max} - \Delta\lambda_{edge}$  (relação obtida das equações (4.22) e (4.27)). Conhecido  $\lambda_B$ , para o  $\Delta\lambda_{edge}$  pretendido, o valor de  $\overline{\delta n_{eff}}$  obtém-se directamente da equação (4.22). Finalmente, o comprimento da FBG é dado pela seguinte expressão (das equações (4.22) e (4.24)):

$$L = \frac{\lambda_B}{v \overline{\delta n_{eff}} \sqrt{(\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_{edge})^2 - 1}} \quad (4.28)$$

Na Figura 4 apresentam-se os espectros de reflexão e os atrasos de grupo de várias FBGs uniformes, com diferentes larguras de banda  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ , centradas em 1550 nm. Considera-se um valor típico para o índice de refração da fibra não perturbado,  $n_{eff} = 1.45$ , e  $v$  ideal (1.0).

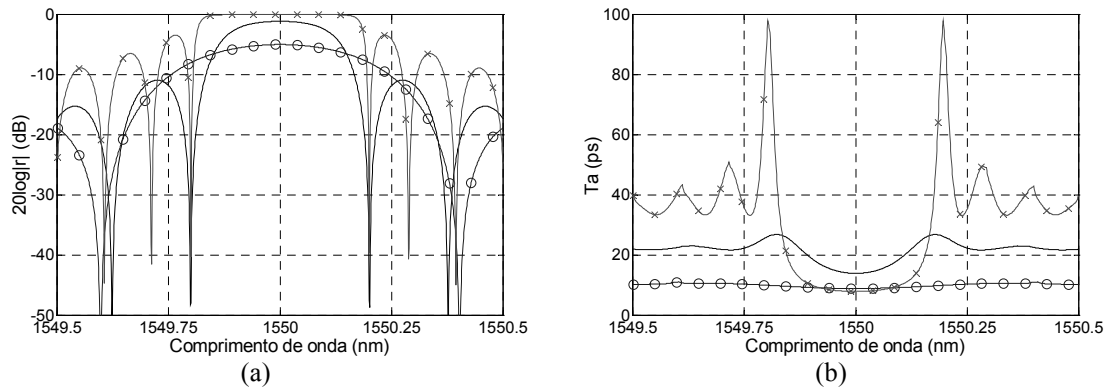


Figura 4 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs centradas em 1550 nm ( $\lambda_{max}$ ), com diferentes  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ : (—)  $\Delta\lambda_{edge} = 0.16$  nm e  $\Delta\lambda_0 = 0.4$  nm; (o)  $\Delta\lambda_{edge} = 0.16$  nm e  $\Delta\lambda_0 = 0.8$  nm; (x)  $\Delta\lambda_{edge} = 0.32$  nm e  $\Delta\lambda_0 = 0.4$  nm.

Para se obter o espectro centrado em 1550 nm, com  $\Delta\lambda_{edge} = 0.16$  nm (20 GHz) e  $\Delta\lambda_0 = 0.4$  nm, a FBG uniforme deve ter um período de  $\sim 0.5344$   $\mu\text{m}$ , um comprimento de 4.5 mm e  $\overline{\delta n_{eff}} \cong 1.5 \times 10^{-4}$  (da equação (4.26)  $kL \cong 1.37$ ). Para aumentar  $\Delta\lambda_0$  para o dobro (0.8 nm), mantendo  $\Delta\lambda_{edge}$ , deve-se diminuir  $L$  para 2.1 mm (mantendo  $\overline{\delta n_{eff}}$  e  $\Lambda$ ), e  $kL \cong 0.64$ . Se ao

invés pretendermos duplicar  $\Delta\lambda_{edge}$ , mantendo  $\Delta\lambda_0$ , deve-se duplicar  $\overline{\delta n_{eff}}$  ( $3 \times 10^{-4}$ ) e aumentar  $L$  para 6.9 mm ( $kL \cong 4.2$ ).

Note-se que quando a relação  $kL$  aumenta, o atraso introduzido (Figura 4 (b)) apresenta maior variação geral, mas menor variação na vizinhança do comprimento de onda central (banda passante).

Além disso, verifica-se que há uma proporcionalidade directa entre  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$  (observável na equação (4.22)) e que pretendendo-se determinadas larguras  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ , impõe-se a relação  $kL$ , e consequentemente os valores de  $R_{edge}$  e  $R_{max}$  (não são independentes das larguras, como se conclui da Figura 4 (a) e das equações (4.23) e (4.25)).

#### 4.4.2.2. Variação da Resposta Espectral com a Alteração de $L$ e $\overline{\delta n_{eff}}$

De seguida analisam-se as alterações na resposta dum FBG uniforme, centrada num comprimento de onda fixo, quando se modifica  $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ . Dada uma FBG com uma determinada relação  $kL$ , se, mantendo o seu valor, variarmos  $\overline{\delta n_{eff}}$  e  $L$ , obtemos as variações na resposta da FBG ilustradas na Figura 5. Como se fixou  $\lambda_{max} = 1.55 \mu\text{m}$ , para as diferentes situações os comprimentos de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , seriam diferentes (da equação (4.27)), o mesmo acontecendo aos períodos,  $\Lambda$ .

Observando a Figura 5 (a) verifica-se que os valores de  $R_{edge}$  e  $R_{max}$  se mantêm em todas as situações, como se esperava da análise das equações (4.23) e (4.25)), uma vez que a relação  $kL$  não se alterou, o mesmo se passando com atenuação dos vários lóbulos laterais de  $n$ -ésima ordem, que se mantêm aproximadamente constantes. Por exemplo, os primeiros lóbulos laterais apresentam sempre atenuação de  $\sim 8$  dB e os segundos de  $\sim 12$  dB. Por outro lado, aumentando  $L$  (diminuindo consequentemente  $\overline{\delta n_{eff}}$ ) diminui-se a largura da banda passante, e aumenta-se a variação do atraso de grupo nessa banda (Figura 5 (b)).

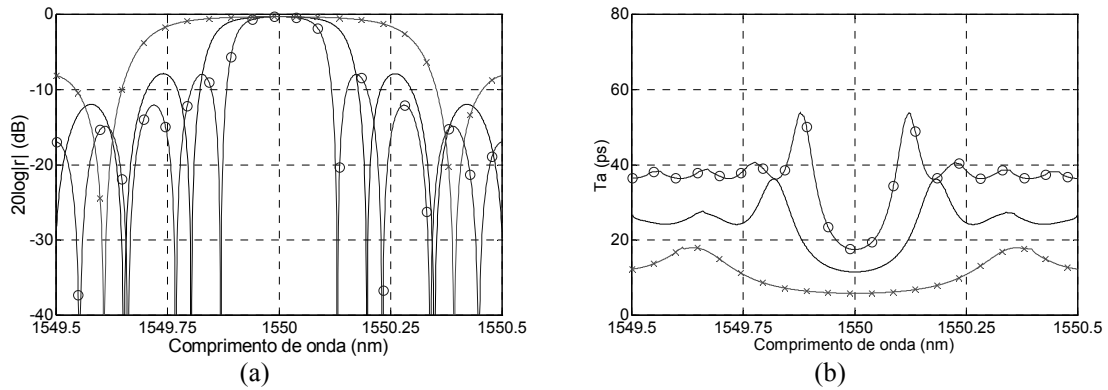


Figura 5 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs centradas em 1550 nm ( $\lambda_{max}$ ), com a mesma relação  $kL=2$ : (—)  $\overline{\delta n}_{eff} = 2 \times 10^{-4}$  e  $L=5$  mm ( $\Lambda=534.41$  nm); (o)  $\overline{\delta n}_{eff} \cong 1.32 \times 10^{-4}$  e  $L=7.5$  mm ( $\Lambda=534.43$  nm); (x)  $\overline{\delta n}_{eff} \cong 3.95 \times 10^{-4}$  e  $L=2.5$  mm ( $\Lambda=534.34$  nm).

Outra situação a analisar é o impacto da variação de um dos parâmetros ( $L$  ou  $\overline{\delta n}_{eff}$ ) mantendo o outro constante ( $kL$  altera), para um mesmo  $\lambda_{max}$ . As variações provocadas na resposta da FBG nesta situação são apresentadas na Figura 6. Também neste caso para as diferentes situações os  $\lambda_B$ , e conseqüentemente os períodos, seriam diferentes.

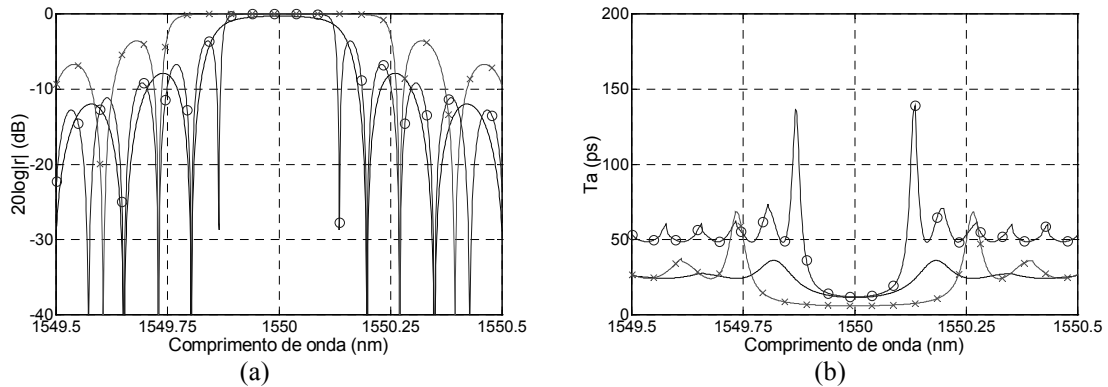


Figura 6 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs centradas em 1550 nm ( $\lambda_{max}$ ), alterando  $L$  ou  $\overline{\delta n}_{eff}$ : (—)  $\overline{\delta n}_{eff} = 2 \times 10^{-4}$ ,  $L=5$  mm ( $kL \cong 2$ ),  $\Lambda=534.41$  nm; (o)  $\overline{\delta n}_{eff} = 2 \times 10^{-4}$ ,  $L=10$  mm ( $kL \cong 4$ ),  $\Lambda=534.41$  nm; (x)  $\overline{\delta n}_{eff} = 4 \times 10^{-4}$ ,  $L=5$  mm ( $kL \cong 4$ ),  $\Lambda=534.34$  nm.

Como se esperava,  $R_{max}$  (equação (4.25)) aumentou nas duas situações, aumento de  $\overline{\delta n}_{eff}$  ou de  $L$ , uma vez que a relação  $kL$  aumenta em ambos os casos. Verifica-se que aumentando  $\overline{\delta n}_{eff}$ , a banda passante alarga, e a variação do atraso introduzido (nessa

banda) é menor. O efeito do incremento de  $L$  é precisamente o contrário, ou seja, estreitamento da banda passante e maior variação do atraso de grupo.

#### 4.4.3. Implementação de Perturbação Uniforme

Foram apresentadas relações de dependência entre a resposta de uma FBG uniforme e as suas características físicas. Desta forma, perante uma determinada resposta a obter, somos capazes de caracterizar o perfil de perturbação do índice de refração necessário, nomeadamente qual o seu período, comprimento e valor médio/amplitude de modulação da perturbação.

A questão que se coloca é como obter uma perturbação com as características desejadas. Utilizando a técnica da máscara de fase para gerar o perfil pretendido no índice de refração da fibra, o período e o comprimento da perturbação são definidos pelas características físicas da máscara. Como se referiu anteriormente, aquando da descrição desta técnica de escrita, o comprimento da perturbação será igual ao da máscara, e o seu período metade.

Para se obter uma perturbação característica da FBG uniforme (Figura 3), a máscara de fase deverá também ser uniforme (com eficiência invariável), para não haver variações do valor médio (positivo) nem da amplitude de modulação da perturbação ao longo do comprimento da FBG.

Dependendo da amplitude de modulação pretendida, ou seja, se se pretende uma FBG com relação  $kL$  (equação (4.26)) baixa ou alta, devemos proceder de forma distinta, utilizando regimes de exposição diferentes em cada caso, como se demonstra a seguir.

##### 4.4.3.1. FBGs Uniformes Fracas (tipo I)

A fibra normalmente utilizada é dopada com baixa concentração de germânio (<10 mol%) e hidrogenizada, com a exposição a radiação UV a conduzir a dinâmicas monótonas do valor médio ( $n_{th} \overline{\delta n_{eff}}$ ) e da amplitude de modulação ( $v \overline{\delta n_{eff}}$ ) do índice ao

longo do tempo. Os valores mais usuais da amplitude de modulação do índice rondam  $\sim 10^{-3}$ . Na Figura 7 apresenta-se um exemplo da variação do valor médio e da amplitude de modulação do índice, para uma fibra do tipo da referida.

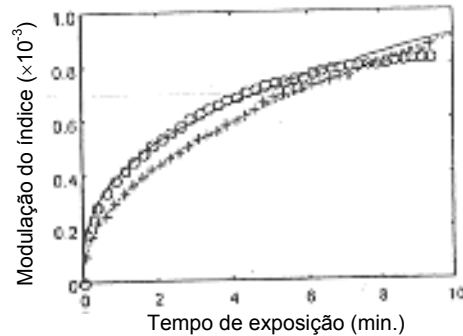


Figura 7 - Variação da amplitude de modulação (o) e do valor médio (x) da perturbação numa fibra de telecomunicações comercial hidrogenizada (regime do tipo I) [28].

Os dados apresentados referem-se a uma fibra de telecomunicações comercial (Corning SMF-28), hidrogenizada (a 70 °C e 140 atm, durante 5 dias), pré-tratada (radiação a 193 nm sem máscara durante 5 minutos) antes da exposição UV (193 nm, com 157 mJ/cm<sup>2</sup>/impulso a 6 Hz), e pós-tratada durante 12 horas a 160 °C para remoção do hidrogénio por reagir [28].

É importante lembrar que a variação das características apresentada na Figura 7 depende de vários factores, já enumerados, que vão conduzir a diferentes valores máximos dos parâmetros ilustrados, fluências acumuladas distintas para a obtenção desses valores, mas a variação apresentada pode-se assumir como a correspondente, genericamente, a um regime do tipo I para fibras com baixa concentração de germânio, hidrogenizadas (com tratamento para remoção do hidrogénio por reagir).

Irradiando a fibra referida, através duma máscara de fase com determinado período e comprimento, durante cerca de 10 minutos, conseguia-se um valor médio e uma amplitude de modulação iguais, de aproximadamente  $8 \times 10^{-4}$  (Figura 7), correspondendo a  $\nu \overline{\delta n_{eff}} = n_{th} \overline{\delta n_{eff}} = 8 \times 10^{-4}$  na Figura 3.

Como se referiu, normalmente as FBGs uniformes são obtidas a partir de um regime do tipo I, em que a amplitude de modulação e valor médio da perturbação têm uma variação

idêntica e valores semelhantes, como se observa na Figura 7, correspondendo a uma aproximação teórica com  $n_{th} = \nu$ . Nesta situação, verifica-se a relação  $\lambda_{max} = \lambda_B + \Delta\lambda_{edge}$ , pelo que para se obter uma FBG com determinadas  $\Delta\lambda_{edge}$ ,  $\Delta\lambda_0$  e  $\lambda_{max}$ , sabe-se que quando se atinge a amplitude de modulação desejada (que implicava o  $\Delta\lambda_{edge}$  pretendido), nessa situação  $\lambda_{max}$  era o pretendido. Depois obtinha-se o comprimento da rede que conduzia ao  $\Delta\lambda_0$  pretendido (equação (4.28)).

No entanto, devido ao grande número de variantes do processo de crescimento da rede, há situações em que a amplitude de modulação e o valor médio da perturbação evoluem de maneira diferente em função do tempo de exposição, e poderá acontecer que  $n_{th} \neq \nu$ . Nessa situação, a amplitude de modulação que se vai obtendo, juntamente com o comprimento da máscara, determina  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\Delta\lambda_0$ , e conseqüentemente o formato da resposta da FBG. Contudo, o seu comprimento de onda central é mais difícil de controlar, visto não existir uma relação directa entre  $\Delta\lambda_{edge}$  e  $\lambda_{max}$ . Assim, depois de conhecida a evolução do valor médio da perturbação poderá ter que se modificar o período da máscara, para compensar o desvio verificado em  $\lambda_{max}$ .

#### 4.4.3.2. FBGs Uniformes Fortes (tipo IIa)

Como se referiu na secção 4.2.1, a hidrogenização permite a obtenção de FBGs com amplitudes de modulação do índice mais elevadas, comparando com a situação da fibra sem esse tratamento. Outra forma de obter FBGs mais fortes, com amplitudes de modulação maiores, é formando redes do tipo IIa. Para o efeito, como se referiu, deve-se utilizar uma fibra com elevada concentração de germânio (>20 mol%), não hidrogenizada.

Seguidamente, apresenta-se um exemplo de escrita de uma FBG uniforme do tipo IIa, simula-se a evolução da resposta da FBG durante a exposição com base nos parâmetros medidos da perturbação (amplitude de modulação e valor médio), e compara-se a resposta simulada com a obtida experimentalmente, analisando-se as diferenças.

#### 4.4.3.2.1. Evolução da Perturbação do Índice Durante a Exposição

A FBG do tipo IIa foi escrita numa fibra comercial (Fibercore SM1500 4.2/125) com elevada concentração de germânio (cerca de 30 mol%), não hidrogenizada. A FBG foi obtida expondo a fibra a radiação UV (244 nm), proveniente de um laser de Ar<sup>+</sup>, a emitir em contínuo, através de uma máscara de fase de período 1068.5 nm e comprimento 3 mm.

Na Figura 8 apresentam-se as evoluções obtidas da reflectividade máxima normalizada e da perturbação média do índice de refacção, em função da fluência.

Este último, o valor médio da perturbação ( $\Delta n_{mean}$ ), foi obtido directamente da medição do comprimento de onda central para o qual se tem a máxima reflectividade ( $\lambda_{max}$ ), e utilizando a relação (obtida das equações (4.1) e (4.27)):

$$\Delta n_{mean} = \frac{\lambda_{max} - \lambda_B}{2\Lambda} \quad (4.29)$$

correspondendo  $\lambda_B$  ao  $\lambda_{max}$  medido inicialmente. Notar que  $2\Lambda$ , em que  $\Lambda$  é o período da FBG, corresponde ao período da máscara de fase.

Por outro lado, da reflectividade máxima medida (Figura 8 (a)) pode-se tirar o valor da amplitude de modulação ( $\Delta n_{mod}$ ) utilizando a relação (das equações (4.25) e (4.26)):

$$\Delta n_{mod} = \frac{\lambda_{max}}{\pi L} \tanh^{-1} \left( \sqrt{R_{max}} \right) \quad (4.30)$$

No regime do tipo IIa a reflectividade da FBG formada pode eventualmente tender para um limite, como se verifica na Figura 8 (a), tornando difícil determinar  $\Delta n_{mod}$  nessa região, devido à elevada precisão necessária para medir  $R_{max}$ .

No início da irradiação o  $\lambda_{max}$  medido foi ~1559.447 nm, correspondendo a  $\lambda_B$ , pelo que o índice de refacção imperturbado da fibra é  $n_{eff} = \lambda_B / 2\Lambda \cong 1.4595$ . À medida que se foi irradiando a fibra, a reflectividade foi crescendo, indicando a formação de uma rede do

tipo I. Prosseguindo a exposição, a reflectividade diminui progressivamente até à sua eliminação parcial, e a seguir uma segunda rede de *Bragg* mais forte é formada.

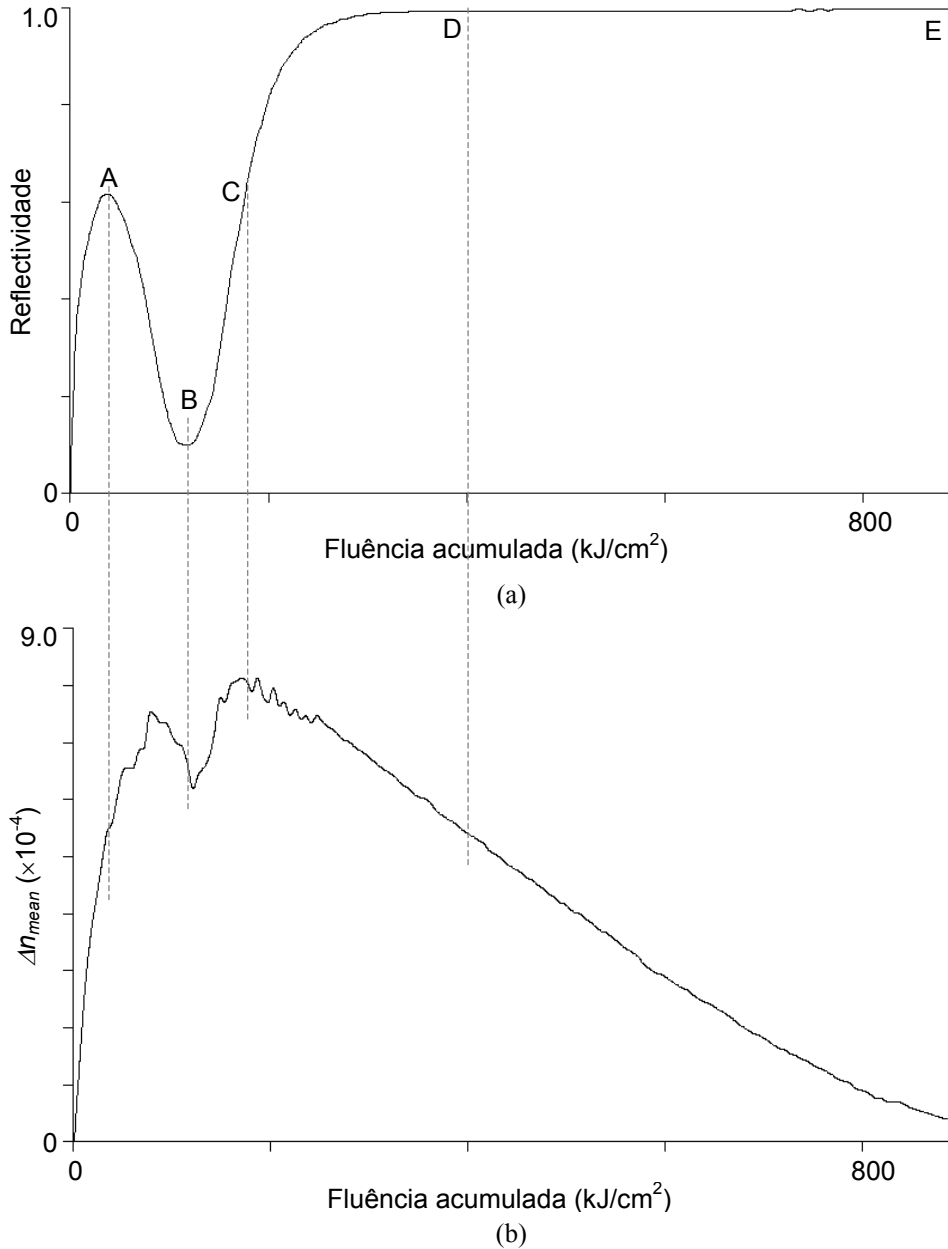


Figura 8 - Evolução da reflectividade máxima normalizada,  $R_{max}$  (a), e da perturbação média do índice de refração,  $\Delta n_{mean}$  (b), em função da fluência, relativa à formação de uma rede de Bragg do tipo IIa; são referenciados 5 pontos, de A a E.

Na Tabela 1 apresentam-se os valores aproximados dos parâmetros da perturbação induzida no índice de refração ao longo da exposição, nomeadamente  $\Delta n_{mean}$ ,  $\Delta n_{mod}$  e  $n_{th}$ ,



obtidos a partir das características medidas da resposta espectral ( $\lambda_{max}$  e  $R_{max}$ ). Os valores de  $\Delta n_{mean}$  e  $\Delta n_{mod}$  são obtidos de  $\lambda_{max}$  e  $R_{max}$  utilizando as equações (4.29) e (4.30), com os valores de  $\lambda_B$ ,  $L$  e  $A$  já referidos anteriormente.

Sabe-se que  $\Delta n_{mod} = \nu \overline{\delta n_{eff}}$  e  $\Delta n_{mean} = n_{th} \overline{\delta n_{eff}}$ , pelo que, neste caso, ao longo da exposição, tem-se sempre  $n_{th} \neq \nu$ , contrariamente ao exemplo da Figura 7, em que  $\Delta n_{mean}$  e  $\Delta n_{mod}$  medidos eram semelhantes, e portanto na modelação teórica  $n_{th} = \nu$ . No caso presente, vai-se supor  $\nu = 1.0$ , e portanto  $\overline{\delta n_{eff}} = \Delta n_{mod}$  e  $n_{th} = \Delta n_{mean} / \Delta n_{mod}$ .

Pontos	$\lambda_{max}$ (nm)	$R_{max}$	$\Delta n_{mean}$	$\Delta n_{mod}$	$n_{th}$
A (~37.5 kJ/cm <sup>2</sup> )	1560.034	0.6	$5.5 \times 10^{-4}$	$1.708 \times 10^{-4}$	3.221
B (~112.5 kJ/cm <sup>2</sup> )	1560.114	0.1	$6.25 \times 10^{-4}$	$0.542 \times 10^{-4}$	11.53
C (~175 kJ/cm <sup>2</sup> )	1560.301	0.6	$8 \times 10^{-4}$	$1.708 \times 10^{-4}$	4.684
D (~400 kJ/cm <sup>2</sup> )	1560.034	0.99	$5.5 \times 10^{-4}$	$4.955 \times 10^{-4}$	1.11
E (~900 kJ/cm <sup>2</sup> )	1559.5	0.9996	$0.5 \times 10^{-4}$	$7.67 \times 10^{-4}$	0.057

Tabela 1 - Valores dos parâmetros para caracterização da perturbação induzida no índice de refração ao longo da exposição; são referenciados 5 pontos, de A a E - ver Figura 8.

#### 4.4.3.2.2. Simulação da Evolução da Resposta da FBG

A perturbação induzida no índice de refração ao longo da exposição está perfeitamente caracterizada, podendo-se então simular a evolução da resposta da FBG, como se apresenta na Figura 9. Constata-se primeiramente a formação de uma rede do tipo I (Figura 9 (A)), a sua eliminação parcial (Figura 9 (B)), seguida da formação de uma rede mais forte (Figura 9 (C) a (E)). De acordo com a variação de  $\Delta n_{mean}$ , tem-se primeiramente um deslocamento do espectro para comprimentos de onda superiores, seguido de um deslocamento para comprimentos de onda mais baixos (Figura 9 (b.1) a (b.5)).

#### 4.4.3.2.3. Comparação das Respostas Simulada e Experimental

Em condições ideais, como se usou uma máscara uniforme, a quantidade de radiação recebida pela parte central da rede seria a mesma que nas extremidades. Contudo, na fabricação de redes de Bragg com exposição a partir de lasers UV com emissão

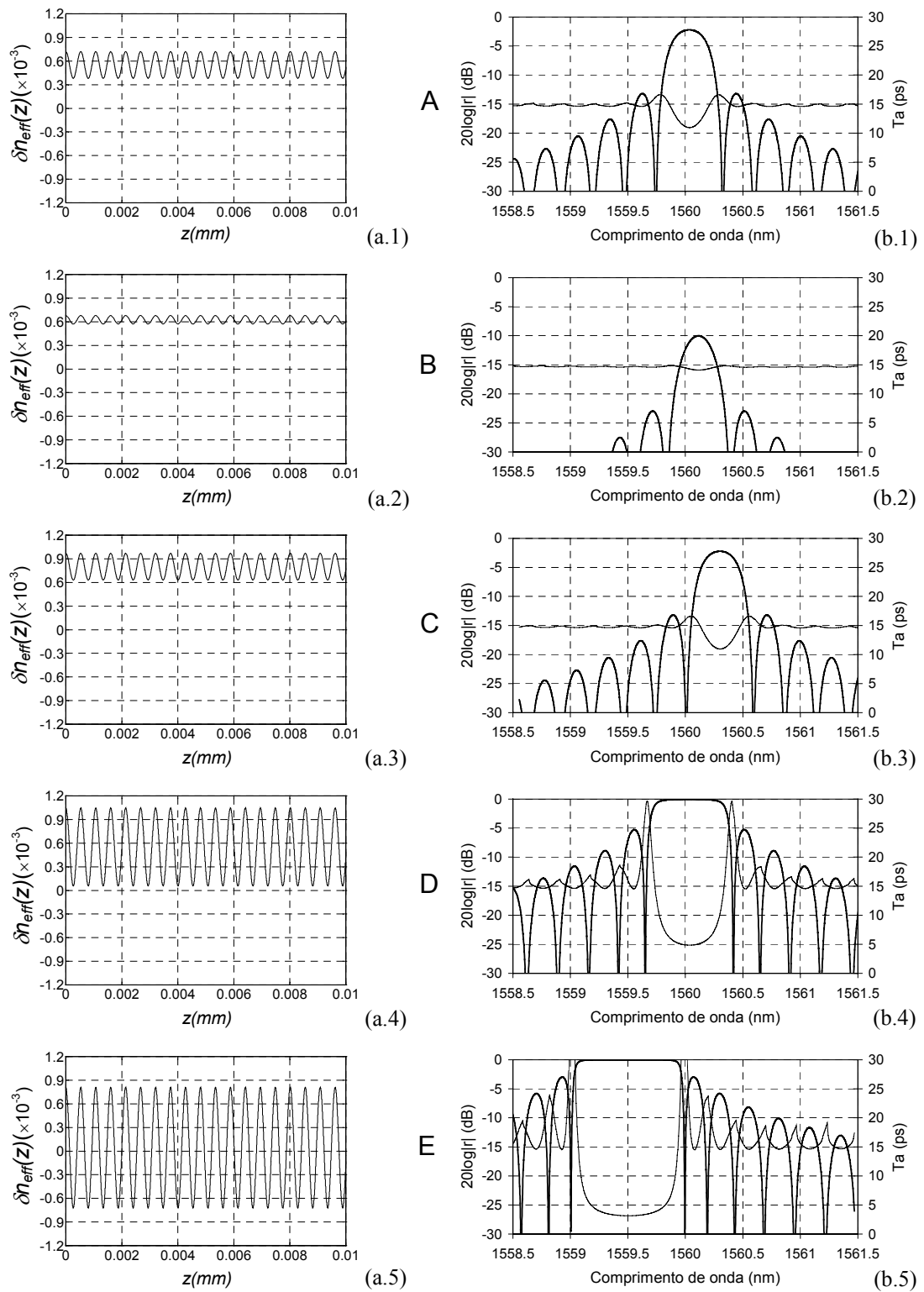


Figura 9 - Simulação da evolução da perturbação no índice de refração (a.x) e respectiva resposta (b.x), espectro de reflexão (traço grosso) e atraso de grupo (traço fino), da FBG do tipo IIa; A e E referem-se aos pontos da Figura 8 e da Tabela 1; notar que o período das perturbações não está à escala.

monomodo transversal, a distribuição da fluência reproduz, em princípio, o próprio perfil transversal da distribuição de energia [29], pelo que, a fluência na parte central é superior. Como consequência, nessa região central a perturbação apresenta um valor médio inferior ao das extremidades. Outra consequência é a maior amplitude de modulação da perturbação na região central.

Na Figura 10 ilustra-se a diferença nas perturbações referidas, uma com valor médio e amplitude de modulação constantes (a), e outra com as alterações indicadas no valor médio e amplitude de modulação na parte central (b). Para se simular esta última situação, mantendo aproximadamente o valor médio do índice de refração e da amplitude de modulação na rede de *Bragg* em relação à situação uniforme (para que os valores característicos da perturbação medidos,  $\Delta n_{mean}$  e  $\Delta n_{mod}$ , fossem idênticos), fez-se  $n_{th}(z)=0.1525-(0.15)\sin(\pi z/L)$ ,  $\langle n_{th} \rangle \cong 0.057$ , e  $\overline{\delta n_{eff} f(z)}=(7 \times 10^{-4})[1+(0.15)\sin(\pi z/L)]$ ,  $\langle \overline{\delta n_{eff} f(z)} \rangle \cong 7.67 \times 10^{-4}$ .

Na Figura 11 apresentam-se as respostas, espectro de reflexão ( $20\log|r|$ ) e atraso de grupo ( $T_a$ ), medidas (descrição no apêndice B) e simuladas (considerando a perturbação descrita com valor médio e amplitude de modulação variantes (Figura 10 (b)), referentes à FBG do tipo IIa obtida. Como se pode constatar da observação dessa figura, há uma concordância razoável entre as respostas simuladas e as obtidas experimentalmente.

As diferenças ainda observadas entre a resposta simulada e a medida significam que há mais alterações em relação à perturbação uniforme, além das referidas (Figura 10 (b)), que não foram ponderadas na perturbação prevista.

Constata-se, portanto, que na prática, para se obter uma rede de *Bragg* uniforme, o setup de escrita (laser UV, máscara, alinhamentos) necessita de estar perfeitamente otimizado e controlado, por forma a não se verificarem as alterações referidas no valor médio e amplitude de modulação, e consequentemente na resposta obtida.

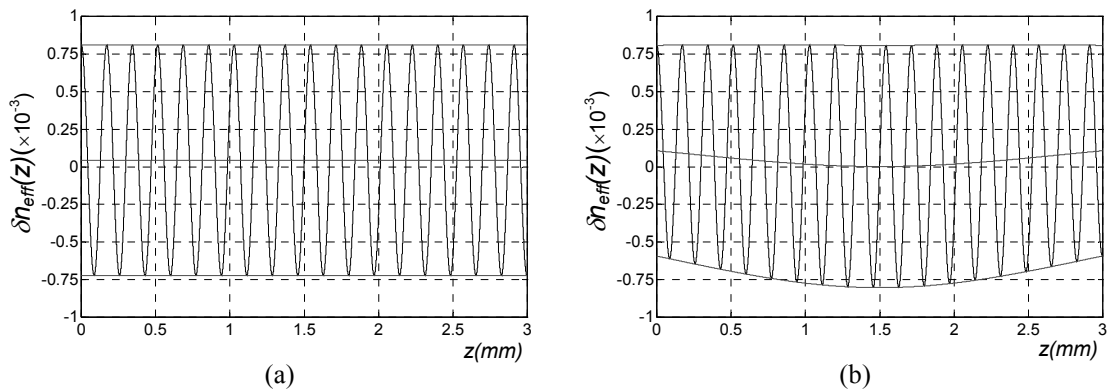


Figura 10 - Comparação das envolventes e valores médios das perturbações com valor médio e amplitude de modulação constantes (a), ou com as variações referidas no texto (b); notar que o período representado não está à escala.

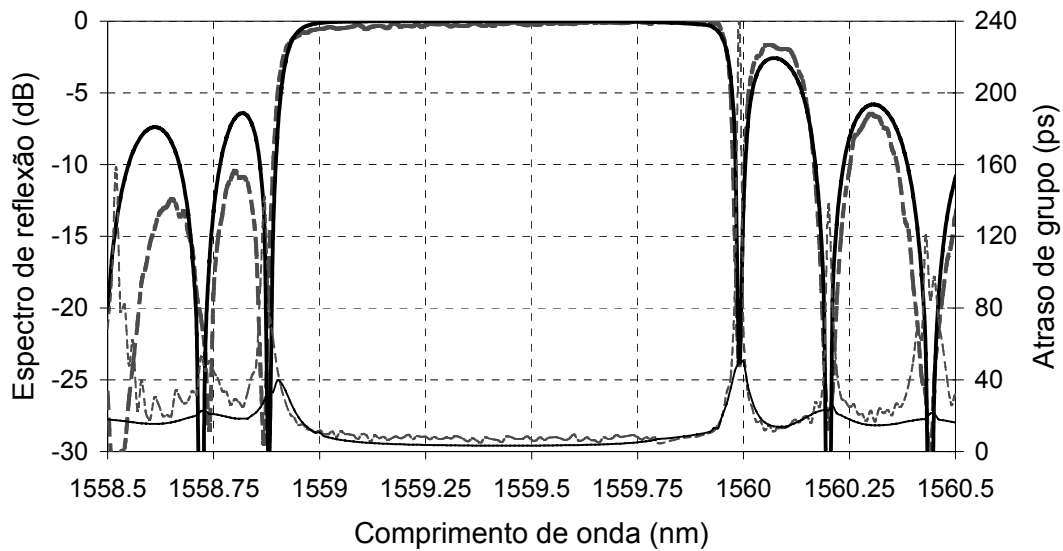


Figura 11 - Espectro de reflexão (traços grossos) e atraso de grupo (traços finos) medidos (linhas tracejadas) e simulados (linhas cheias) referentes à FBG do tipo IIa obtida.

#### 4.5. FBG Apodizada

Como se pode observar nas várias respostas de FBGs apresentadas, o pico central do espectro de reflexão de uma rede de Bragg, com uma modulação uniforme do índice sobre uma extensão finita, é sempre acompanhada da formação de lóbulos laterais. Esses lóbulos têm origem na descontinuidade do índice de refração nas extremidades da rede, formando essencialmente uma cavidade de Fabry-Pérot. A presença de lóbulos laterais

reduz o isolamento entre canais adjacentes, afectando o desempenho deste tipo de dispositivos, quando utilizados como desmultiplexadores em sistemas WDM. Para reduzir os lóbulos laterais da resposta espectral, recorre-se a técnicas de apodização.

A apodização é conseguida variando a amplitude do coeficiente de acoplamento (equação (4.15)), constante no caso da FBG uniforme, ao longo do comprimento da rede, isto é, reduzindo gradualmente a amplitude de modulação do índice nas extremidades da rede, de forma a minimizar a descontinuidade referida.

#### 4.5.1. Tipos de Apodização

A apodização mais corrente na prática é obtida variando o tempo de exposição efectivo em cada posição da rede, conduzindo a uma variação da amplitude de modulação do índice, mas também a uma variação do seu valor médio, que induz intrinsecamente uma aperiodicidade indesejável na modulação. Assim, nestas estruturas o comprimento de onda de Bragg ( $\lambda_B$ ) é superior na posição central em relação aos extremos, pelo que continua a existir um efeito Fabry-Pérot suportado por essa descontinuidade [30].

De facto, para comprimentos de onda baixos, nos extremos da rede (com amplitude de modulação reduzida) tem-se  $|\hat{\sigma}| < k$  (logo  $k_s > 0$  - banda passante da resposta FBG - equação (4.20)), pelo que esses comprimentos de onda são fortemente reflectidos nos extremos. Contrariamente, no centro da rede, para esses comprimentos de onda verifica-se a condição  $|\hat{\sigma}| > k$  (equação (4.19)), pelo que são pouco reflectidos nessa região. Dessa forma, os extremos da rede actuam como uma cavidade FP para os comprimentos de onda baixos.

Esta operação de apodização mais simples, por corresponder a uma perturbação do índice de refração sempre positiva ao longo da rede, vai-se designar por totalmente-positiva (*positive-only*) [7].

Além desta apodização simples, existe a designada operação de apodização pura, isto é, variação da amplitude de modulação mantendo constante o índice efectivo, que se

designa por *zero-dc* [7]. A apodização pura elimina a aperiodicidade da apodização simples e conseqüentemente o referido efeito FP, uma vez que o valor médio da perturbação não varia, conduzindo a uma resposta espectral com supressão acrescida dos lóbulos laterais, simétrica em relação ao comprimento de onda central, e também com uma variação do atraso introduzido mais favorável (para aplicações em sistemas de telecomunicações), em relação à apodização simples [7].

Como se referiu, a variação do valor médio induz intrinsecamente uma aperiodicidade na perturbação. Como se verá mais à frente, aquando do estudo das FBGs aperiódicas (*chirped*) por variação do período, a consequência da aperiodicidade poderá ser a obtenção de uma variação do atraso ( $T_a$ ) com características apropriadas para a compensação da dispersão cromática (GVD) das fibras ópticas.

Assim, para determinadas variações do valor médio, também se poderá obter  $T_a$  propício à compensação da GVD. Esse efeito desejado é conseguido por uma perturbação do índice com valor médio negativo [31]. Apesar do efeito FP intrínseco, que conduzirá, à semelhança da apodização simples, a uma resposta espectral com lóbulos laterais maiores que a situação *zero-dc*, a variação do atraso poderá permitir a compensação da dispersão, conduzindo eventualmente a melhores desempenhos que as FBGs *zero-dc*, quando utilizados na filtragem óptica em determinados sistemas WDM.

No limite, essa perturbação com valor médio negativo variável será sempre negativa ao longo da rede, designando-se totalmente-negativa (*negative-only*) [31] por ser a situação oposta à apodização *positive-only* (apodização simples) referida anteriormente.

#### 4.5.2. Caracterização das Perturbações e Respostas Espectrais

A perturbação do índice de refração ( $\delta n_{eff}(z)$ ) de uma FBG apodizada é descrita pela equação (4.2), com  $f(z)$  a determinar o perfil da apodização,  $n_{th}(z)=n_{th}$  ( $n_{th}'=0$ ) e  $\phi(z)$  nulo ( $d\phi(z)/dz=0$ ).

A variação do valor médio da perturbação é determinada pelo valor de  $n_{th}$ . Assim, para

simular a apodização pura faz-se  $n_{th}$  nulo, e para as apodizações *positive-only* e *negative-only*, respectivamente  $\nu$  ou  $-\nu$ .

Para se estudar o efeito da apodização vai-se analisar vários formatos  $f(z)$ , e diferentes variações do valor médio da perturbação. Consideram-se os casos referidos,  $n_{th} \in \{-\nu, 0, \nu\}$ , e aqueles com  $|n_{th}| \leq \nu$ , tais que o módulo do valor médio da perturbação ao longo da rede seja no máximo  $\nu \overline{\delta n_{eff}}$ . Para cada um destes casos o comprimento de onda ressonante é dado pela equação (4.27).

#### 4.5.2.1. Variação com o Formato de Apodização

Existem diversas funções envolventes,  $f(z)$ , com diferentes reduções da modulação do índice do centro para as extremidades da rede, nomeadamente o perfil tangente hiperbólica [32]:

$$f(z) = \frac{\tanh\{\eta_t [1 - 2|(z - L/2)/L]|\}}{\tanh(\eta_t)} \quad (4.31)$$

considerado com  $\eta_t=4$ , o perfil seno [26]:

$$f(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad (4.32)$$

o perfil Blackman [33]:

$$f(z) = \frac{1 + (1 + \alpha_b)\cos(x) + \alpha_b \cos(2x)}{2(1 + \alpha_b)}, \quad x = \frac{2\pi(z - L/2)}{L} \quad (4.33)$$

considerado com  $\alpha_b=0.19$ , e o perfil gaussiano (com largura a meia altura de  $L/3$ ) [7]:

$$f(z) = \exp\left[-\frac{4 \ln(2)(z - L/2)^2}{(L/3)^2}\right] \quad (4.34)$$

com  $0 \leq z \leq L$  em todas as funções. Estes diferentes perfis são apresentados na Figura 12, para visualização e comparação.

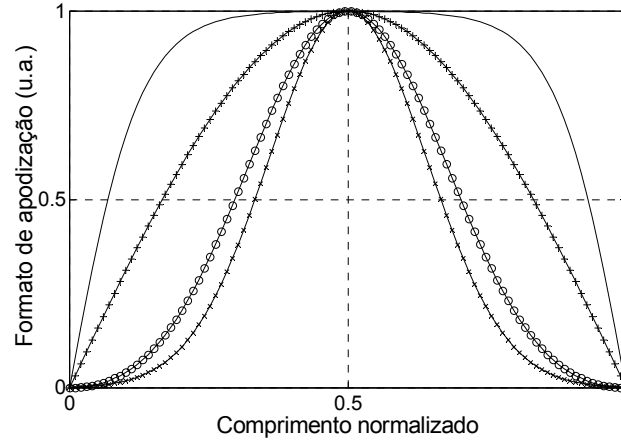


Figura 12 - Formatos de apodização com diferentes decaimentos da modulação do índice do centro para as extremidades da rede, (–) tangente hiperbólica com  $\eta_r=4$ , (+) seno, (o) Blackman com  $\alpha_b=0.19$ , (×) gaussiano com largura a meia altura de  $L/3$ .

Para cada um dos formatos define-se o parâmetro de apodização,  $a_{eff}$  [34], dado por:

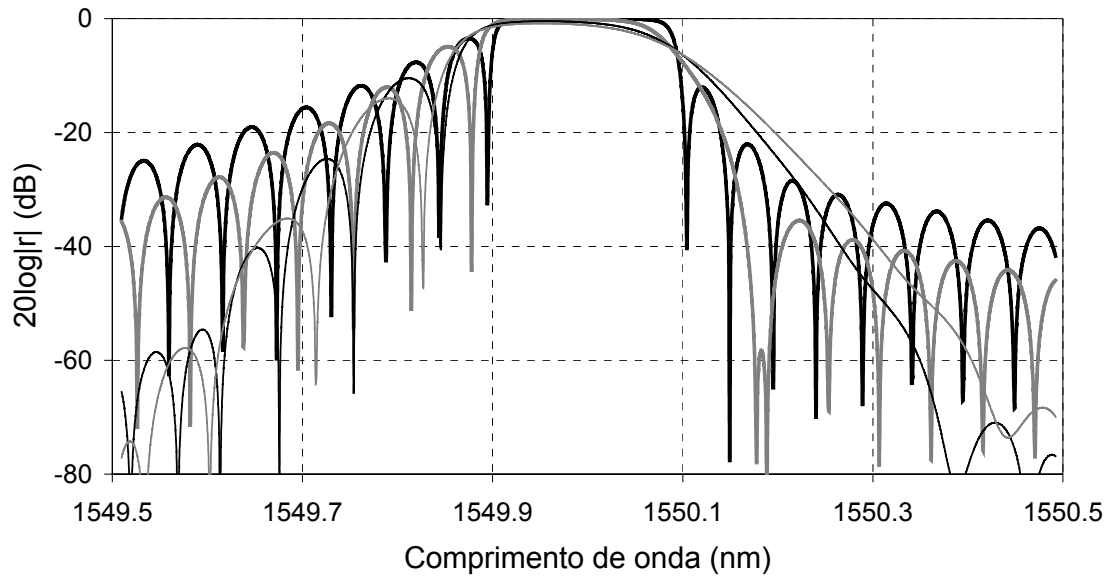
$$a_{eff} = \frac{\int_0^L zf(z)dz}{\int_0^L zdz} \quad (4.35)$$

que assume os valores decrescentes 1.0, 0.8274, 0.6366, 0.4202, 0.3547, respectivamente para o caso uniforme, e apodizações tangente hiperbólica ( $\eta_r=4$ ), seno, Blackman ( $\alpha_b=0.19$ ) e gaussiana (com largura a meia altura de  $L/3$ ).

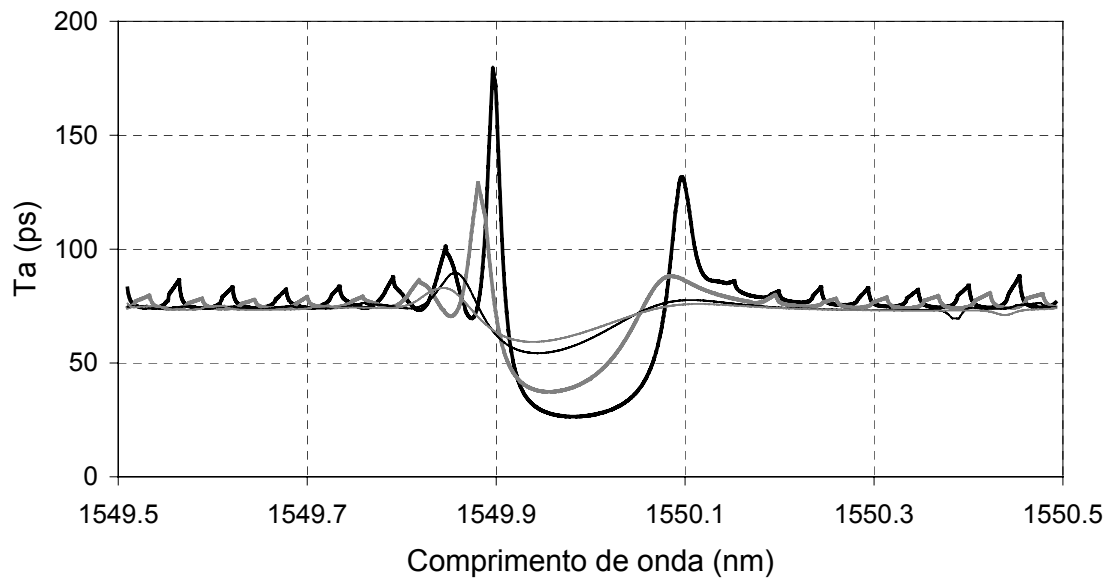
Na Figura 13 e na Figura 14 são apresentadas as respostas de FBGs apodizadas com os formatos referidos de  $a_{eff}$  decrescente, considerando respectivamente apodização *positive-only* e *zero-dc*. Para todas elas  $L=15$  mm,  $\overline{\delta n_{eff}}=1.5 \times 10^{-4}$ ,  $n_{eff}=1.45$ ,  $\nu=1.0$  e  $\lambda_{max}=1.55$   $\mu\text{m}$ . Para as FBGs *positive-only* ( $n_{th}=1$ ),  $\lambda_B=1.5498$   $\mu\text{m}$  ( $\Lambda=543.43$  nm) e para as *zero-dc* ( $n_{th}=0$ ),  $\lambda_B=1.55$   $\mu\text{m}$  ( $\Lambda=534.48$  nm).

Como se pode verificar da análise da Figura 13 (a) e da Figura 14 (a), quanto mais





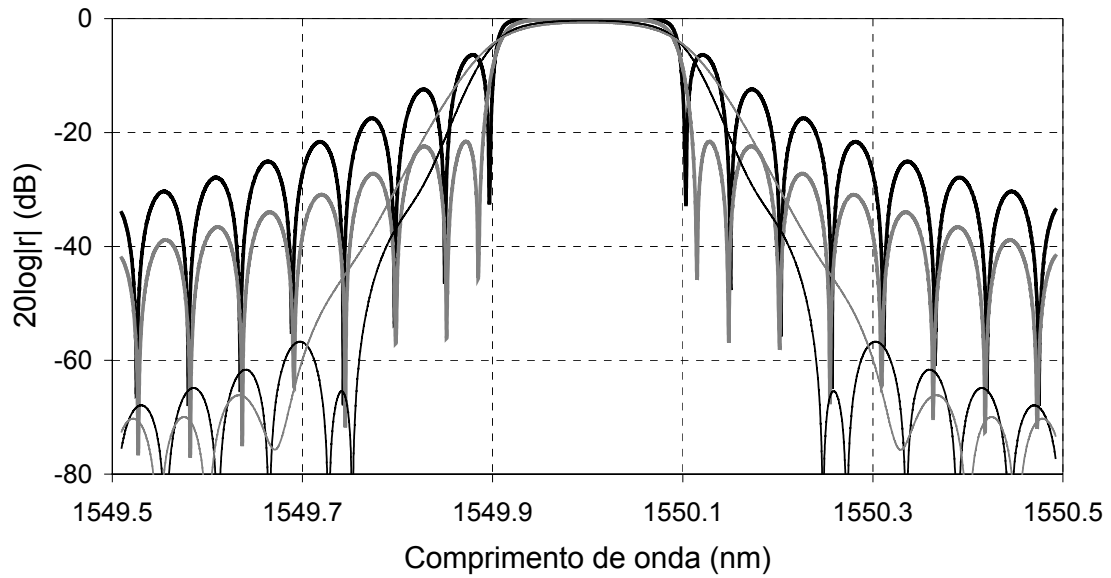
(a)



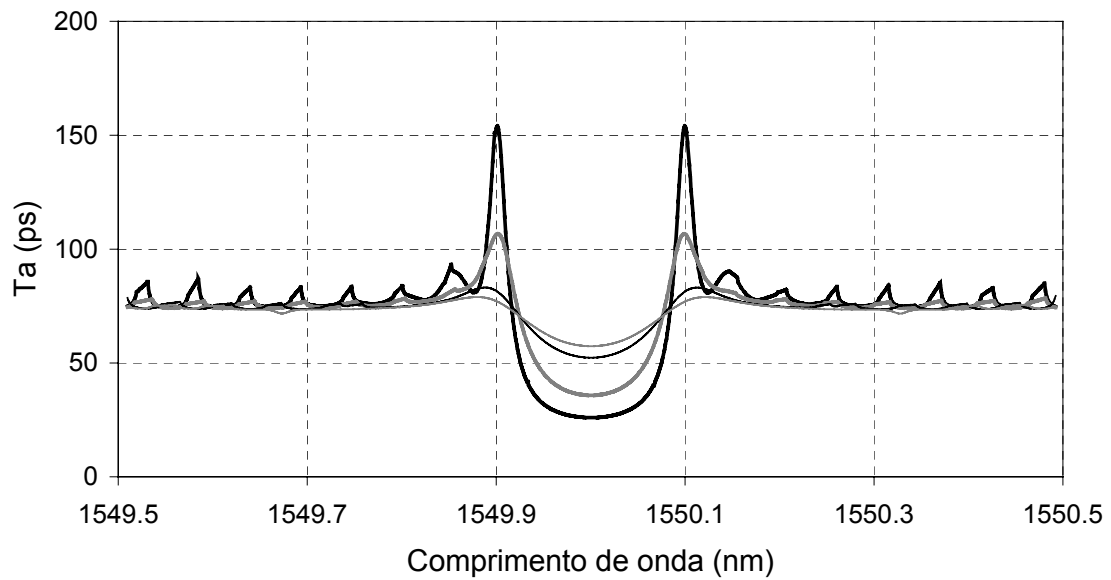
(b)

Figura 13 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs positive-only com diferentes formatos de apodização, tangente hiperbólica com  $\eta_r=4$  (linha preta grossa), seno (linha cinzenta grossa), Blackman com  $\alpha_b=0.19$  (linha preta fina), gaussiano com largura a meia altura de  $L/3$  (linha cinzenta fina).

apertado é o formato de apodização ( $a_{eff}$  menor), maior é a supressão dos lóbulos laterais, para espaçamentos em relação a  $\lambda_{max}$  suficientemente elevados. No caso apresentado, a partir de  $\sim \pm 50$  GHz ( $\pm 0.4$  nm).



(a)



(b)

Figura 14 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs zero-dc com diferentes formatos de apodização, tangente hiperbólica com  $\eta_t=4$  (linha preta grossa), seno (linha cinzenta grossa), Blackman com  $\alpha_b=0.19$  (linha preta fina), gaussiano com largura a meia altura de  $L/3$  (linha cinzenta fina).

Este resultado vai de encontro ao concluído por Ennser *et al* [26], e num trabalho prévio por Cross *et al* [34]. De facto, para formatos de apodização com diminuição gradual da amplitude do centro para os extremos da rede, como os estudados neste trabalho (ver

Figura 12), a diminuição do parâmetro de apodização (aperto da função de apodização) implica o aumento da supressão dos lóbulos laterais. Este comportamento não é extensivo a todos os formatos de apodização, nomeadamente aqueles cuja diminuição da amplitude referida (do centro para a periferia da rede) não é gradual, mas sim com uma tendência de decaimento mais abrupta [35]. Nesses casos, não considerados no âmbito deste trabalho, a diminuição de  $a_{eff}$  implica uma variação não monótona da atenuação dos lóbulos laterais.

Por outro lado, à medida que  $a_{eff}$  diminui, o atraso de grupo apresenta inclinações (casos *positive-only*) ou intervalos de variação (casos *zero-dc*), na vizinhança do comprimento de onda central, não monótonos. Da apodização tangente hiperbólica ( $\eta_r=4$ ) para a do tipo seno observa-se um aumento da inclinação e do intervalo de variação de  $T_a$  referidos, mas depois, continuando a diminuir  $a_{eff}$  até a apodização gaussiana, os seus valores diminuem (ver Figura 13 (b) e Figura 14 (b)).

Outro facto que se constata é que, como se referiu, a apodização pura ( $n_{th}=0$ ) elimina o efeito FP resultante da apodização simples ( $n_{th}=\nu=1$ ), conduzindo a uma resposta espectral simétrica em relação a  $\lambda_{max}$ , e com uma variação de  $T_a$  completamente distinta daquela. Ou seja, o valor de  $n_{th}$ , por implicar diferentes variações do valor médio da perturbação vai ter bastante influência na resposta da FBG, pelo que é importante estudar o seu efeito.

#### 4.5.2.2. Variação com o Valor Médio da Perturbação

Na Figura 15 apresentam-se as perturbações do índice de refração para diferentes valores de  $n_{th}$ , considerando apodização gaussiana (equação (4.34)), e na Figura 16 são apresentadas as respostas correspondentes. No exemplo apresentado,  $L=30$  mm,  $\overline{\delta n_{eff}}=2 \times 10^{-4}$ ,  $n_{eff}=1.45$ ,  $\nu=1.0$  e  $\lambda_{max}=1.55$   $\mu\text{m}$ , sendo  $\lambda_B$  e conseqüentemente  $\Lambda$  diferentes em cada caso.

Da observação da Figura 16, constata-se que a rede de *Bragg* com variação do índice de refração positiva ( $n_{th}=\nu$ ) apresenta uma variação do atraso de grupo em torno de  $\lambda_{max}$

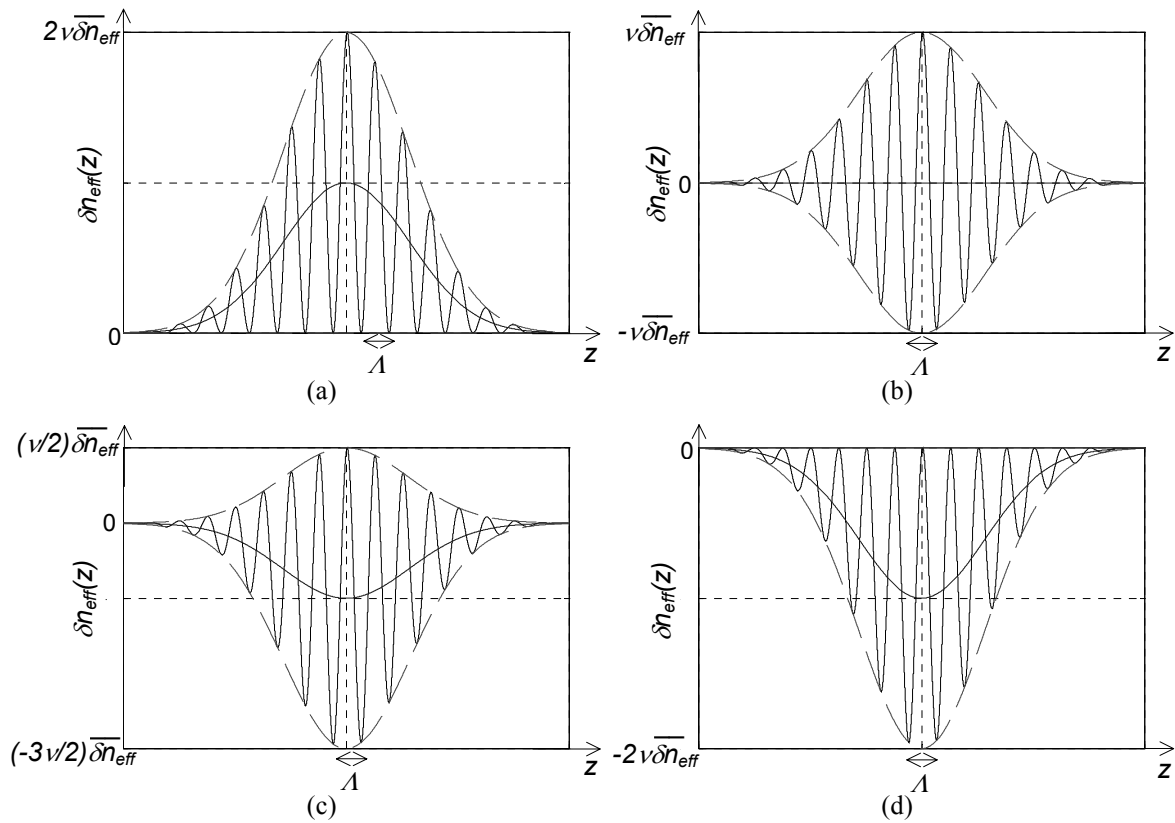


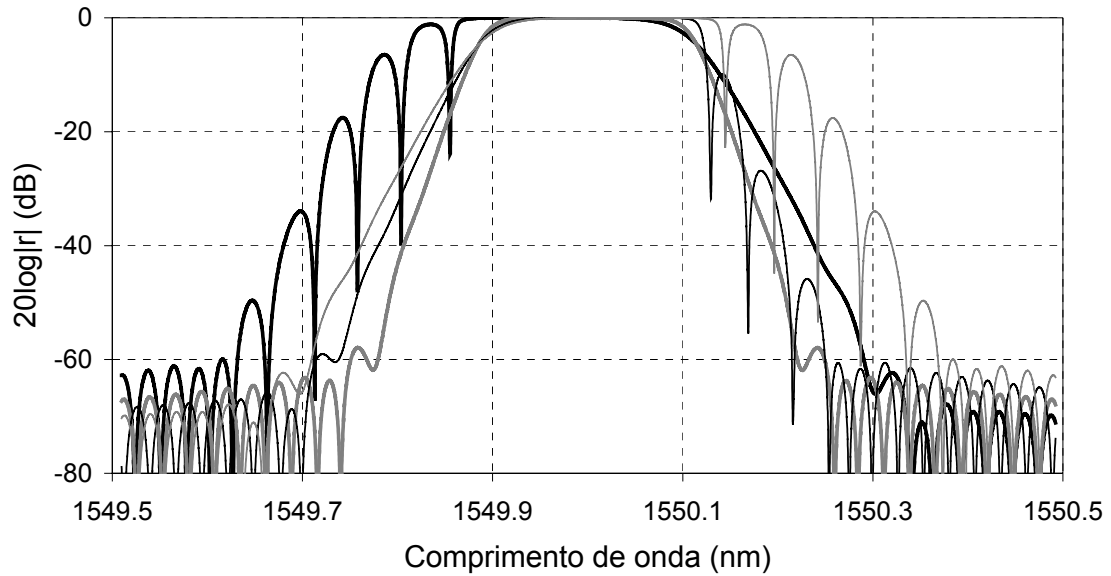
Figura 15 - Perturbações do índice de refração ( $n_{eff}$ ) para diferentes valores de  $n_{th}$ ,  $n_{th}=v$  (a),  $n_{th}=0$  (b),  $n_{th}=-v/2$  (c),  $n_{th}=-v$  (d) e respectivas envolventes (linha a tracejado) e valores médios (linha a cheio), considerando apodização gaussiana.

(1.55  $\mu\text{m}$ ) com inclinação positiva, logo com o mesmo sinal da dispersão da fibra nesse comprimento de onda, pelo que uma FBG com estas características incrementa a GVD introduzida pela fibra óptica.

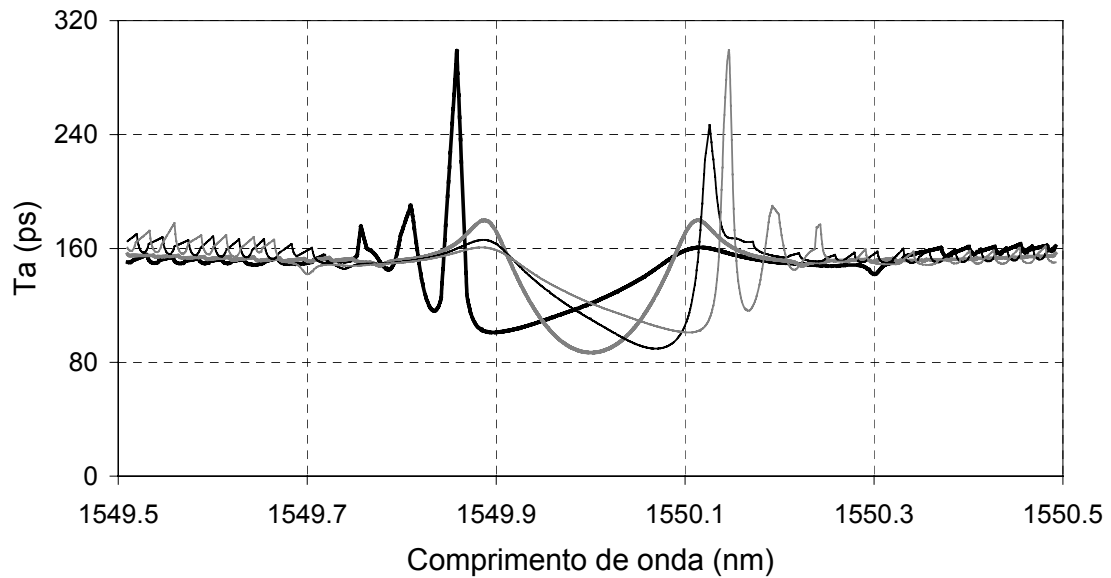
Para  $n_{th}=0$ , apodização pura, em virtude do valor médio ser constante, como se referiu não há efeito FP, apresentando a resposta espectral maior supressão dos lóbulos laterais (Figura 16 (a)) em relação ao caso anterior. Adicionalmente, a variação do atraso de grupo é mais favorável, mas ainda assim introduzirá distorção no sinal a filtrar, pelo facto de não ser constante [36][37], aumentando da frequência central para a periferia da banda passante (Figura 16 (b)).

Para  $n_{th}=-v$ , apodização *negative-only*, apesar do efeito FP, que conduzirá, à semelhança da apodização simples, a uma resposta espectral com lóbulos laterais maiores que a situação *zero-dc* (Figura 16 (a)), a variação do atraso de grupo, com declive de sinal

oposto ao da fibra de transmissão, permite compensar a GVD da fibra (Figura 16 (b)), podendo conduzir a melhores desempenhos que as FBGs com apodização *positive-only* e *zero-dc*, quando utilizados na filtragem óptica em determinados sistemas WDM [31].



(a)



(b)

Figura 16 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs com perturbações para diferentes valores de  $n_{th}$ ,  $n_{th}=v$  (linha preta grossa),  $n_{th}=0$  (linha cinzenta grossa),  $n_{th}=-v/2$  (linha preta fina),  $n_{th}=-v$  (linha cinzenta fina), considerando apodização gaussiana.

Notar que a inclinação pretendida em  $T_a$  para compensação da GVD não acontece apenas no caso *negative-only*, mas também para  $n_{th} = -0.5 \nu$  (Figura 16 (b)).

Considerando um maior conjunto de valores de  $n_{th}$  negativos ( $-\nu \leq n_{th} < 0$ ), e analisando as respostas correspondentes, apresentadas na Figura 17, verifica-se que para valores de  $n_{th}$  desde  $-\nu$  até aproximadamente  $-0.2 \nu$ , a inclinação referida na vizinhança de  $\lambda_{max}$  aumenta (Figura 17 (b)), permitindo uma maior compensação da GVD, assim como aumenta a supressão dos lóbulos laterais (Figura 17 (a)), conduzindo a uma melhor rejeição de canais vizinhos em sistemas WDM. Contudo, a largura de banda diminui (Figura 17 (a)), podendo distorcer o canal desejado, pelo que existe um  $n_{th}$  óptimo para aplicações em filtragem WDM, para o qual o balanço entre as características referidas conduz ao melhor desempenho [31].

#### 4.5.3. Implementação de Perturbação Apodizada

Seguidamente, apresentam-se os métodos para se implementar os diferentes tipos de apodizações apresentadas, com um determinado formato da função de apodização.

##### 4.5.3.1. Apodização Simples

Para se obter na prática uma FBG com apodização simples, utiliza-se a técnica de varrimento do feixe ao longo de uma máscara de fase uniforme, variando o tempo de exposição efectivo em cada posição, que deve ser maior na parte central.

Considerando a evolução típica do valor médio e amplitude de modulação de uma FBG do tipo I apresentada na Figura 7, para se obter uma perturbação simples do tipo *positive-only*, bastava efectuar varrimentos sucessivos do feixe, de tal forma que a fluência acumulada fosse maior na parte central e diminuindo para as extremidades. Obtinha-se assim na parte central uma perturbação com valor médio e amplitude de modulação máximos, diminuindo ambos no sentido das extremidades.

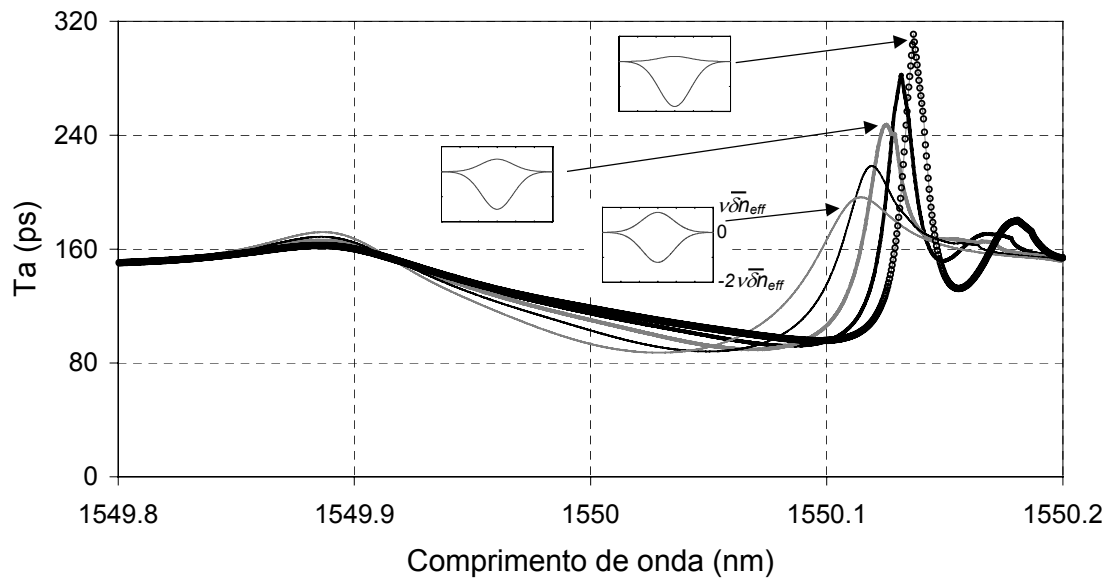
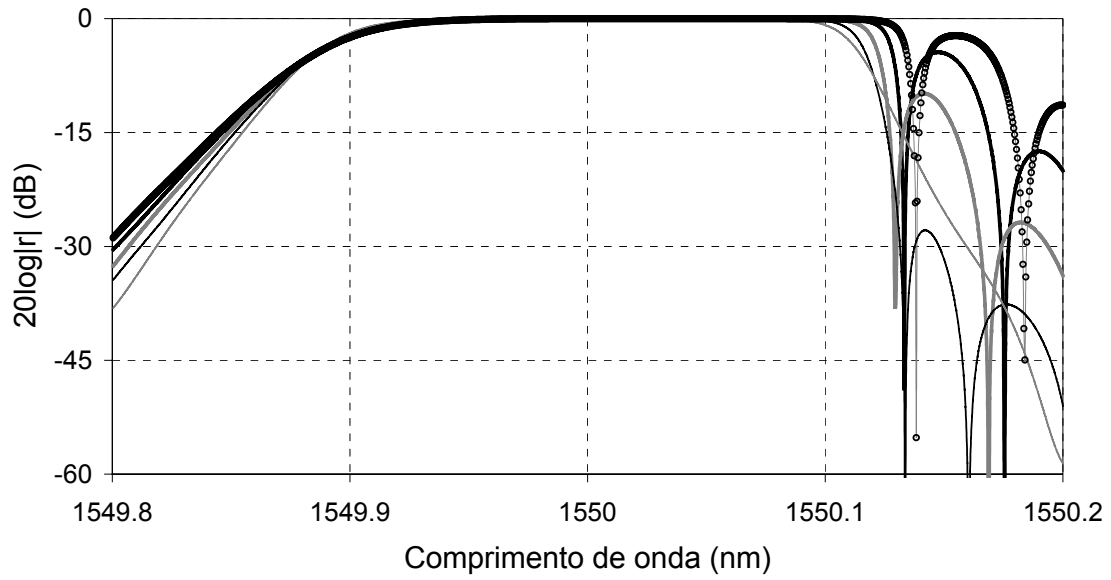


Figura 17 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs com perturbações para diferentes valores de  $n_{th} < 0$ ,  $n_{th} = -0.8v$  (o),  $n_{th} = -0.65v$  (linha preta grossa),  $n_{th} = -0.5v$  (linha cinzenta grossa),  $n_{th} = -0.35v$  (linha preta fina) e  $n_{th} = -0.2v$  (linha cinzenta fina), considerando apodização gaussiana; para cada caso apresenta-se as respectivas envolventes da perturbação (o valor máximo e mínimo em todas as representações são respectivamente  $v\overline{\delta n_{eff}}$  e  $-2v\overline{\delta n_{eff}}$ ).

#### **4.5.3.2. Apodização Pura**

A apodização pura é consideravelmente mais difícil de conseguir na prática. Têm sido apresentados vários métodos para fabricar FBGs com apodização *zero-dc*, nomeadamente máscaras de fase com eficiência de difracção variável, dupla exposição por varrimento do feixe, efeito de moiré, interferência variável e por variação do período seguindo a função de apodização.

No primeiro método, a eficiência de difracção da máscara de fase é alterada ao longo do comprimento, de modo a maximizar a interferência no centro da máscara e condicionar a visibilidade nos extremos. A eficiência da máscara de fase pode ser alterada de duas formas: (i) mantendo constante a amplitude das depressões, variando a razão entre a largura da depressão e o período, normalmente entre o valor óptimo 0.5 no centro e 0.9 nas extremidades [38]; ou (ii) mantendo constante a largura das depressões, variando a profundidade das mesmas, sendo, nesta situação, a eficiência de difracção de primeira ordem superior a 37% no centro e inferior a 3% nas extremidades [39]. Por outro lado, a máscara de fase assegura uma exposição uniforme ao longo da rede, conduzindo a uma perturbação com valor médio constante [39]. Estas duas abordagens permitem suprimir a amplitude do primeiro lóbulo lateral do espectro de reflexão da rede a menos de 30 dB em relação à reflectividade ressonante.

O segundo método é baseado numa dupla exposição da fibra. A primeira exposição, sem a máscara de fase, utiliza uma máscara “sombra”, especialmente projectada para pré-condicionar o índice efectivo da fibra, de forma a compensar qualquer variação no valor médio do índice que apareça no segundo estágio de fabrico. Durante a segunda exposição, utilizando a técnica da máscara de fase com varrimento do feixe, é assim garantido um nível aproximadamente constante do valor médio da perturbação do índice [40].

O terceiro método recorre ao efeito de Moiré quer na definição das depressões da máscara de fase, quer na definição da amplitude de modulação do índice. Na primeira situação, a largura efectiva de cada depressão é definida pelo efeito de Moiré resultante da dupla



exposição do verniz fotossensível com dois períodos diferentes, controlando assim de forma elegante a eficiência de difracção [41]. Alternativamente, este efeito pode ser obtido através de dupla exposição por aplicação de tensão mecânica simétrica em torno do centro da FBG. Se a tensão aplicada durante a primeira exposição corresponder a uma variação de meio período nas extremidades, a segunda exposição, efectuada sem tensão, vai eliminar efectivamente a modulação nesses pontos. Este método foi aplicado com sucesso na fabricação de redes aperiódicas apodizadas [42].

No quarto método, o feixe pulsado é varrido ao longo da máscara de fase, e com a montagem utilizada são criadas condições para que o atraso temporal dos impulsos provenientes das ordens  $\pm 1$  seja somente idêntico quando o feixe incide no centro da máscara de fase. À medida que o feixe é varrido a partir da posição central, a sobreposição temporal dos impulsos na fibra óptica diminui. Assim, a intensidade do padrão de interferência depende da posição em relação ao centro, enquanto a dose média de radiação ao longo da rede é constante [43].

Finalmente, o quinto método é baseado na variação do período da FBG, dependente da função de apodização, de forma a compensar a variação do valor médio inerente à apodização simples, mantendo constante a condição de *Bragg* ao longo do comprimento da FBG [44][45]. Que seja do nosso conhecimento, este método não foi ainda implementado na prática.

#### 4.5.3.3. *Apodização Negative-only*

Considerando a evolução do valor médio e amplitude de modulação da perturbação do índice de refração de FBGs do tipo I e tipo IIa (ver Figura 7 e Figura 8), conclui-se que a obtenção na prática de uma FBG com uma perturbação *negative-only* ou pelo menos com variação do valor médio negativa, não é tão simples como a apodização *positive-only* apresentada anteriormente. De facto, considerando a evolução de  $\Delta n_{mean}$  e  $\Delta n_{mod}$  de uma FBG do tipo IIa, apresentada na Figura 8, verifica-se que é possível obter a variação do valor médio pretendida ao longo da rede, por exemplo irradiando as suas extremidades com uma fluência correspondente ao ponto C, a parte central com uma fluência

correspondente entre C e E, e a região entre elas com fluência variável (com correspondência entre os pontos das extremidades e centro). Contudo, nessa situação a variação da amplitude de modulação não seria exactamente a desejada, uma vez que se teria uma amplitude de modulação considerável mesmo nas extremidades, produzindo um efeito FP, como se verá de seguida.

Vamos supor um comprimento da FBG de 20 mm, considerando para as amplitudes de modulação ( $\Delta n_{mod}$ ) nos pontos C e D (ver Figura 8), respectivamente  $1.5 \times 10^{-4}$  e  $5 \times 10^{-4}$  (baseados nos valores apresentados na Tabela 1), e uma variação do valor médio da perturbação entre esses pontos de  $2.5 \times 10^{-4}$  (também baseado nos valores da Tabela 1). Os valores apresentados para as amplitudes de modulação e variação do valor médio (para os pontos C e D) são perfeitamente possíveis de obter irradiando uma fibra dopada com germânio com radiação UV, através de uma máscara com o comprimento referido [18].

Assim, irradiando as suas extremidades com uma fluência correspondente ao ponto C (Figura 8), a parte central com uma fluência correspondente ao ponto D, e a região entre elas com fluência variável, a perturbação do índice de refração seria semelhante à representada na Figura 18, obtida fazendo  $n_{th}(z) = -0.5 \sin(\pi z/L)$  e  $\overline{\delta n_{eff} f}(z) = (5 \times 10^{-4}) [1.5/5 + 3.5/5 \sin(\pi z/L)]$ . Na Figura 19 apresentam-se o espectro de reflexão e o atraso de grupo correspondentes.

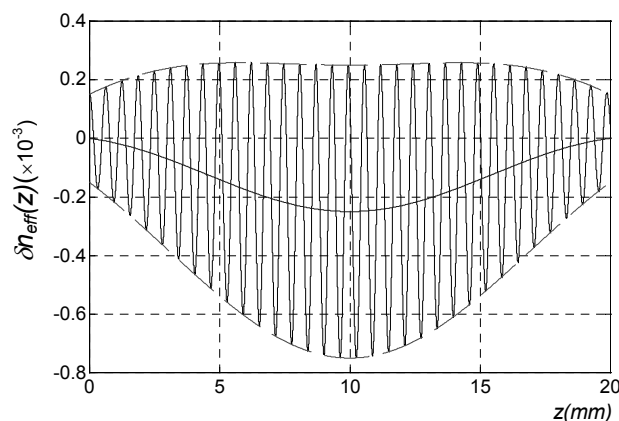


Figura 18 - Perturbação de uma FBG com variação do valor médio negativa considerando diferentes amplitudes de modulação nas extremidades e no centro, com indicação das variações do valor médio (traço a cheio) e das envolventes (traço tracejado); notar que o período representado não está à escala.

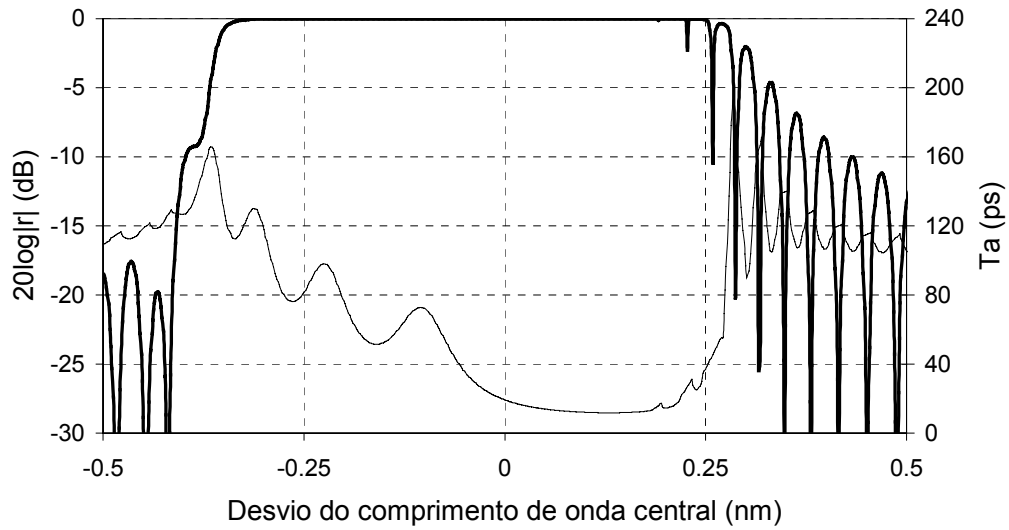


Figura 19 - Espectro de reflexão (traço grosso) e atraso de grupo (traço fino) referentes à FBG com a perturbação da Figura 18.

Na Figura 20 comparam-se as respostas das FBGs com a perturbação de valor médio negativo descrita acima e com a perturbação *negative-only* equivalente.

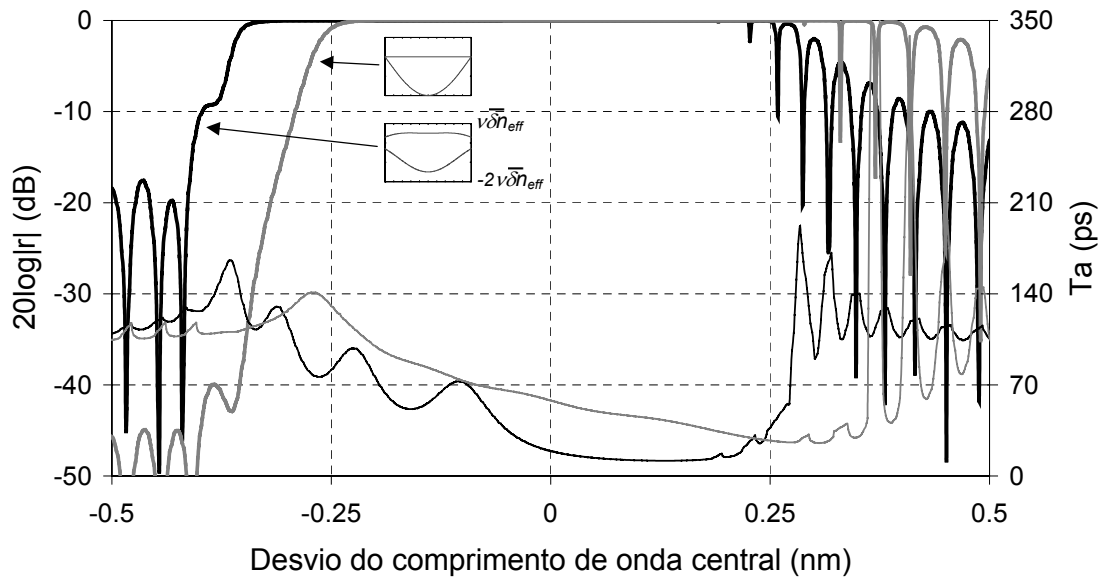


Figura 20 - Espectros de reflexão (traços grossos) e atrasos de grupo (traços finos) das FBGs com a perturbação prevista de valor médio negativo (traços a preto) e com a perturbação *negative-only* equivalente (traços a cinzento); para cada caso apresentam-se as respectivas envolventes da perturbação (o valor máximo e mínimo em ambas as representações são respectivamente  $\overline{v\delta n_{eff}}$  e  $-2\overline{v\delta n_{eff}}$ ).

Como se pode verificar, no primeiro caso tem-se uma menor supressão média dos lóbulos laterais (apesar de um pouco maior para comprimentos de onda superiores ao central) e uma variação do atraso de grupo com oscilações (*ripple*). Portanto, é de prever que utilizando a FBG com esta perturbação como filtro desmultiplexador num sistema WDM, se obtenha pior desempenho que no caso *negative-only*, mas ainda assim a variação do atraso permite também compensação da GVD (embora não tão eficiente), pelo que constitui uma boa opção para tais aplicações.

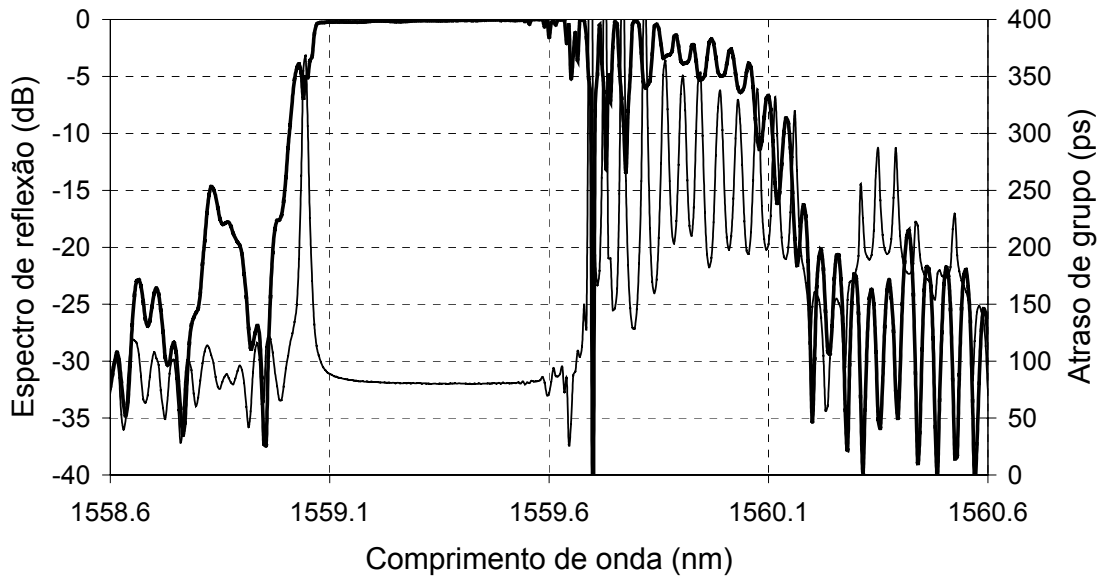
Efectuaram-se duas tentativas para obter na prática a perturbação de valor médio negativo referida. As FBGs foram obtidas expondo a fibra de elevada concentração de germânio a radiação UV (244 nm), proveniente de um laser de Ar<sup>+</sup>, a emitir em contínuo, através de uma máscara de fase de período 1068.5 nm e comprimento 20 mm. Em ambas as experiências considerou-se apodização triangular, com 200 passos, e utilizou-se para o efeito a técnica de varrimento do feixe.

A diferença nas experiências efectuadas esteve nas fluências acumuladas na parte central e nas extremidades da rede, nos dois casos. Apesar de em ambos os casos se terem considerado fluências acumuladas para a parte central e extremidades da rede com correspondência entre os pontos C e E (ver Figura 8), a diferença entre essas fluências (na parte central e extremos) foi diferente nas duas situações (maior no segundo caso). Os espectros de reflexão e atrasos de grupo medidos (utilizando o setup descrito no apêndice B) em cada caso são apresentados na Figura 21.

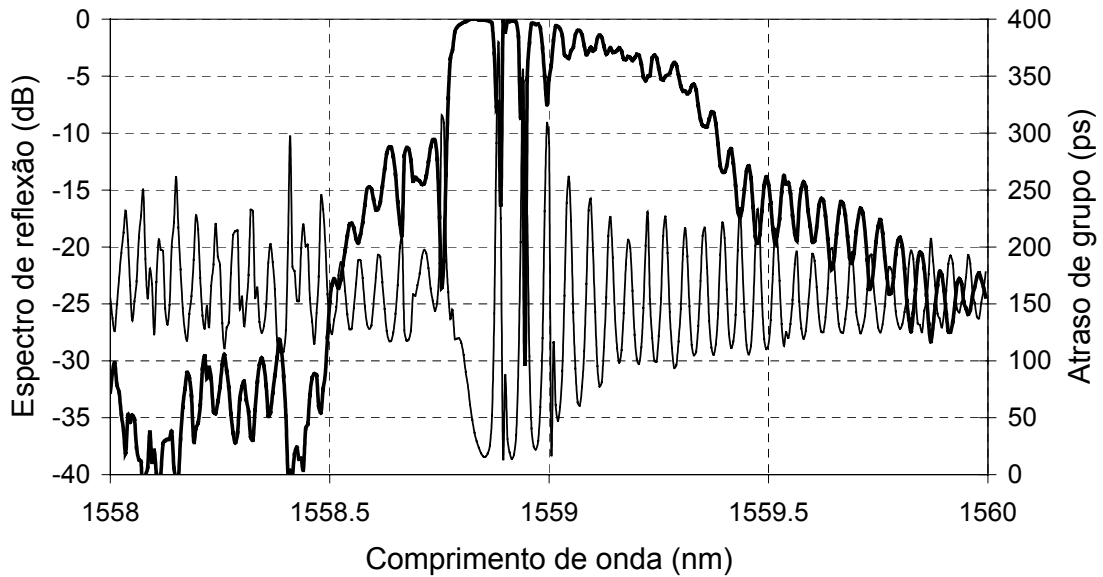
Como se pode constatar em nenhum dos casos se obteve o resultado esperado. Na primeira situação, tal fica-se a dever ao facto de a diferença entre as fluências da parte central e das extremidades não ser suficientemente elevada, conduzindo a uma variação reduzida do valor médio ao longo do comprimento da rede (apenas ligeiramente inferior no centro), e conseqüentemente a uma variação praticamente nula do atraso de grupo na banda passante (Figura 21 (a)).

Na segunda situação, procurou-se, com sucesso, aumentar a diferença referida (para se conseguir uma maior variação do valor médio), mas tal implicou que se irradiasse a fibra durante bastante mais tempo, aumentando a temperatura da máscara e da fibra, tendo

como consequência a diminuição da amplitude de modulação ( $\nu < 1$ ), e além disso a formação de uma outra rede com  $\lambda_B$  diferente. Como resultado tem-se a degradação da banda passante observada (Figura 21 (b)).



(a)



(b)

Figura 21 - Espectros de reflexão (linha preta grossa) e atrasos de grupo (linha preta fina) referentes às FBGs com valor médio negativo variável obtidas na prática.

Apesar destas experiências frustradas, os resultados da segunda experiência (Figura 21 (b)), com a variação do atraso de grupo pretendida (embora numa gama de comprimentos de onda muito reduzida), indicam que poderá eventualmente obter-se a perturbação de valor médio negativo variável (Figura 18), otimizando o processo de escrita, nomeadamente impedindo o aumento de temperatura referido.

Como se constatou, não é possível obter a apodização *negative-only* considerando a evolução típica do valor médio e amplitude de modulação da perturbação do índice de refração do tipo IIa apresentada (Figura 8), referente a fibras dopadas com germânio irradiadas com luz UV. Até à data, que seja do nosso conhecimento, as variações valor médio/amplitude de modulação da perturbação apresentam a evolução típica referida (Figura 8). No entanto, poderá existir outro tipo de variação da perturbação, considerando outra dopagem da fibra, um setup de fabricação diferente, outra fonte UV, entre outras variantes, que permita a obtenção da apodização *negative-only* pretendida.

#### 4.5.4. Caso Especial: FBG do Tipo Sinc

Um caso especial de perturbação do índice de refração é a do tipo seno cardinal (sinc). A teoria de Fourier pode-se aplicar no caso de redes de *Bragg* fracas, pelo que a resposta ideal, espectro rectangular e fase linear (atraso constante), se obtém para uma perturbação do índice de refração do tipo sinc [46].

A apodização do tipo sinc (Figura 22) pode conduzir a um espectro rectangular com fase linear, mas com características de filtragem aquém das obtidas utilizando apodização pura, nomeadamente menor supressão dos lóbulos laterais e maiores perdas na banda de passagem [47], como se pode observar na Figura 23. Nos exemplos apresentados  $L=5$  cm em ambos os casos, e  $\overline{\delta n_{eff}}$  igual a  $2.2 \times 10^{-4}$  e  $3.4 \times 10^{-4}$ , respectivamente para a FBG com apodização sinc e *zero-dc* gaussiana. Na apodização sinc utilizámos 9 lóbulos secundários de cada lado do lóbulo principal; aumentando o número desses lóbulos para o mesmo comprimento, aumentava a linearidade da fase da resposta, mas também as perdas de inserção.

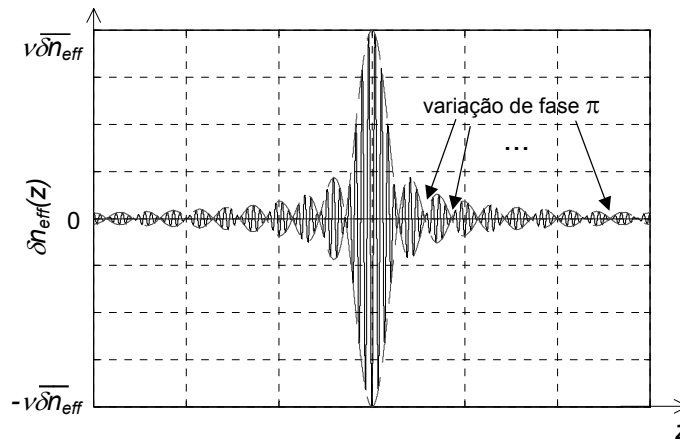


Figura 22 - Perturbação do índice de refração considerando apodização sinc (9 lóbulos secundários de cada lado do lóbulo principal); envoltentes (linhas a tracejado) e valor médio (linha a cheio).

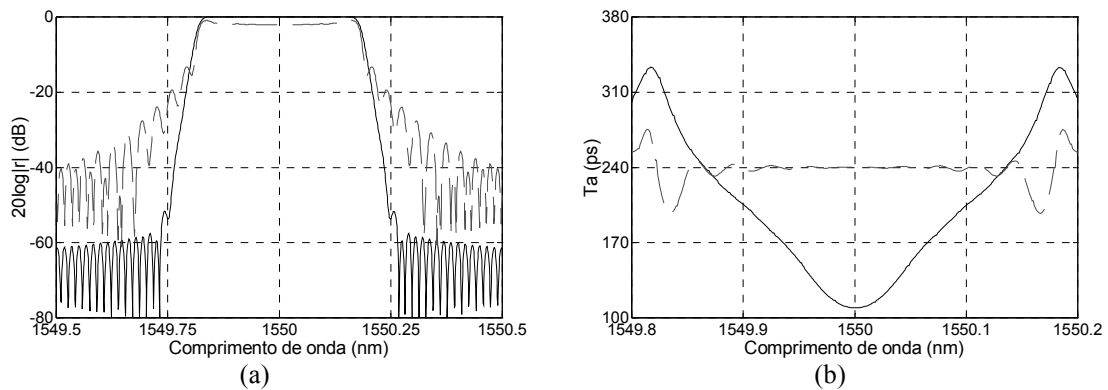


Figura 23 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs com diferentes apodizações, do tipo sinc (linhas a tracejado) e gaussiana zero-dc (linhas a cheio).

Para melhorar as características da resposta pode-se utilizar uma apodização semelhante à sinc [48], mas com algumas alterações decorrentes da aplicação da técnica de síntese *Inverse Scattering Technique* [49] à resposta ideal (banda de passagem plana e fase linear). Esta nova apodização conduz a uma resposta com menos perdas na banda passante em relação à sinc, mas ainda assim a apodização pura conduz a uma maior supressão dos lóbulos laterais [48].

Para na prática se obter uma apodização do tipo sinc, pode-se utilizar o método de varrimento do feixe. Um desvio de fase discreto de  $\pi$  ( $\pi$  phase shift) é inserido após cada período da envolvente sinc [47][48].

#### 4.6. FBG Aperiódica (Chirped)

Como se referiu, as FBGs com perturbação de valor médio negativo variável (apodizada com  $-v \leq n_{th} < 0$ ) apresentam uma variação do atraso de grupo que permite a compensação da GVD de uma fibra óptica. Para pequenas larguras de banda das suas respostas espectrais, as inclinações das variações do atraso de grupo podem apresentar valores bastante razoáveis.

Por exemplo, uma FBG com  $L=10$  cm e  $v \overline{\delta n_{eff}} \cong 1 \times 10^{-4}$ , com apodização *negative-only* e formato seno, apresenta uma largura de banda a meia potência de  $\sim 0.15$  nm e uma variação do atraso com inclinação de  $\sim 4800$  ps/nm. No entanto, aumentando a largura de banda, a inclinação do atraso de grupo diminui, pelo que para aplicações de filtragem de sinais de banda larga ou filtragem multicanal, em que é exigida uma maior largura de banda do filtro a utilizar, a inclinação de  $T_a$  pode ser bastante reduzida.

Nesses casos, as FBGs aperiódicas (CFBG: *chirped* FBG) são uma melhor opção, pois podem apresentar respostas com largura de banda e inclinação de  $T_a$  simultaneamente elevadas [50]. Além disso, as CFBGs são utilizadas em aplicações de filtragem (com compensação da dispersão) desde 1984 [51], pelo que é uma tecnologia já bastante amadurecida.

Nesta secção, vai-se também estudar uma variante das CFBGs, as redes de *Bragg* amostradas aperiódicas (CSFBG: *Chirped Sampled* FBG) [52][53]. As CFBGs, para variações do atraso de grupo com inclinações semelhantes às FBGs apodizadas *negative-only*, permitem obter larguras de banda mais elevadas. Mantendo a inclinação referida, a largura de banda pode ser ainda maior utilizando CSFBGs [52].

##### 4.6.1. Caracterização da Perturbação e da Resposta Espectral

As CFBG englobam os casos de *chirp* linear [26][51], isto é o período é uma função linear do comprimento da rede, *chirp* quadrático [54] e o *chirp* linear por passo (*step-linear chirp*) [55], onde o período é aumentado (ou diminuído) por passos.



As CFBG satisfazem a condição de *Bragg* (equação (4.1)) para uma gama de comprimentos de onda, reflectindo diferentes comprimentos de onda em pontos da rede distintos. Na Figura 24 apresenta-se o esquemático e princípio de operação de uma CFBG com *chirp* linear, para compensação da dispersão cromática de uma fibra monomodo normal.

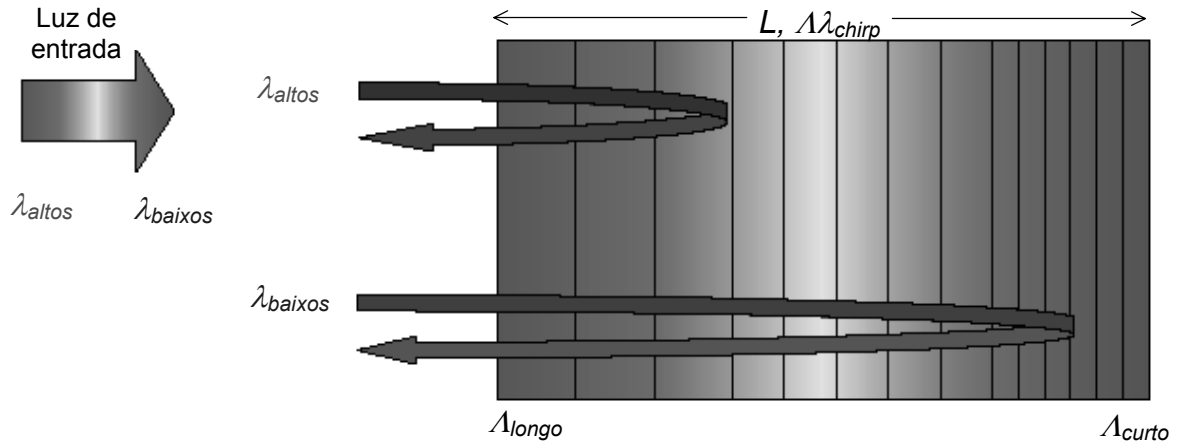


Figura 24 - Esquemático de uma rede de Bragg aperiódica (*chirped*) para compensação da GVD [56].

Se um sinal óptico com espectro desde  $\lambda_{baixo}$  até  $\lambda_{alto}$  entrar na CFBG com a variação de período da perturbação indicada na Figura 24, os comprimentos de onda mais altos são reflectidos no início da rede e os mais baixos no fim, compensando dessa forma a GVD da fibra de transmissão. O inverso acontece se o sinal de entrada for inserido na extremidade oposta.

O parâmetro indicado na Figura 24,  $\Delta\lambda_{chirp}$ , é designado por largura de banda *chirped*, e define-se por  $2n_{eff}\Delta\lambda_{chirp}$ , em que  $\Delta\lambda_{chirp}$  é a diferença entre o período maior e o menor ( $\lambda_{longo}-\lambda_{curto}$ ) da CFBG [57].

O efeito do *chirp* pode ser analisado considerando o termo de fase,  $d\phi(z)/dz$ , diferente de zero na equação (4.14). No caso de *chirp* linear, tem-se [7]:

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi(z)}{dz} = -\frac{4\pi n_{eff} z}{\lambda_B^2} \frac{d\lambda_B}{dz} \quad (4.36)$$

onde  $d\lambda_B/dz$  é uma medida da variação de  $\lambda_B$  ao longo da CFBG, designado por coeficiente de aperiodicidade.

O comprimento de onda para o qual se tem a máxima reflectividade no espectro de reflexão obtém-se substituindo a equação (4.36) na equação (4.16), sendo dado por:

$$\lambda_{\max} = \frac{\lambda_B^2}{\lambda_B - L d\lambda_B/dz} \left( 1 + \langle n_{th} \rangle \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \right) \quad (4.37)$$

De seguida, analisa-se a resposta espectral da CFBG considerando a sua forma mais básica (uniforme), e como proceder para melhorar essa resposta, nomeadamente, analisando a influência de diferentes tipos de apodização, com diferentes variações do valor médio e formatos distintos. Também são comparadas as respostas da CFBG e da FBG *negative-only*, para variações de atraso de grupo semelhantes.

#### 4.6.1.1. FBG Aperiódica Uniforme

Na sua forma mais básica a CFBG apresenta uma perturbação aperiódica de amplitude e valor médio constantes (uniforme). Na Figura 25 apresenta-se a resposta de uma CFBG uniforme ( $n_{th}=\nu$ ), com  $n_{eff}=1.45$ ,  $L=1$  cm,  $\nu\overline{\delta n_{eff}}=5\times 10^{-4}$ ,  $d\lambda_B/dz=-1$  nm/cm e  $\lambda_{max}=1550$  nm. Da equação (4.37) tira-se que  $\lambda_B\cong 1548.5$  nm e portanto o período médio da CFBG ( $(\lambda_{longo}+\lambda_{curto})/2$ ) é de 533.95 nm. Como se pode verificar, o atraso de grupo associado apresenta oscilações consideráveis, que limitarão o desempenho da CFBG.

#### 4.6.1.2. FBG Aperiódica Apodizada

Para minorar as oscilações referidas a solução é apodizar a perturbação aperiódica [26][57], como se pode verificar na Figura 26, onde se ilustra o efeito da apodização na resposta da CFBG, considerando os mesmos parâmetros físicos da CFBG uniforme da Figura 25, e apodização pura ( $n_{th}=0$ ).

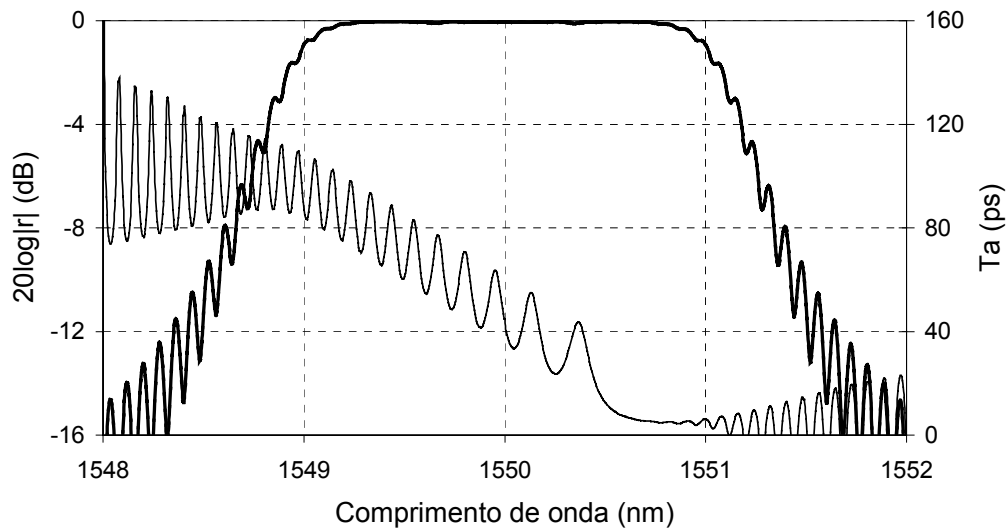


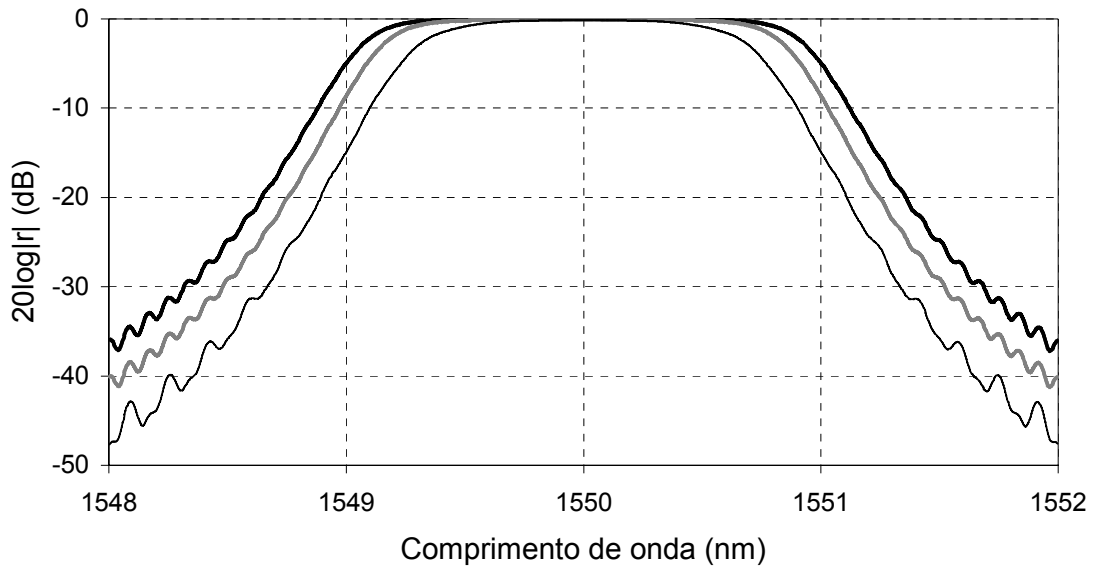
Figura 25 - Espectro de reflexão (traço grosso) e atraso de grupo (traço fino) de uma CFBG uniforme.

Verifica-se que quanto mais apertado é o formato da apodização maior é a supressão dos lóbulos laterais e menor é a banda passante (Figura 26 (a)). Por outro lado, nessa situação o *ripple* do atraso de grupo diminui (Figura 26 (b)), embora seja bastante mais reduzido em qualquer dos casos do que para a CFBG uniforme.

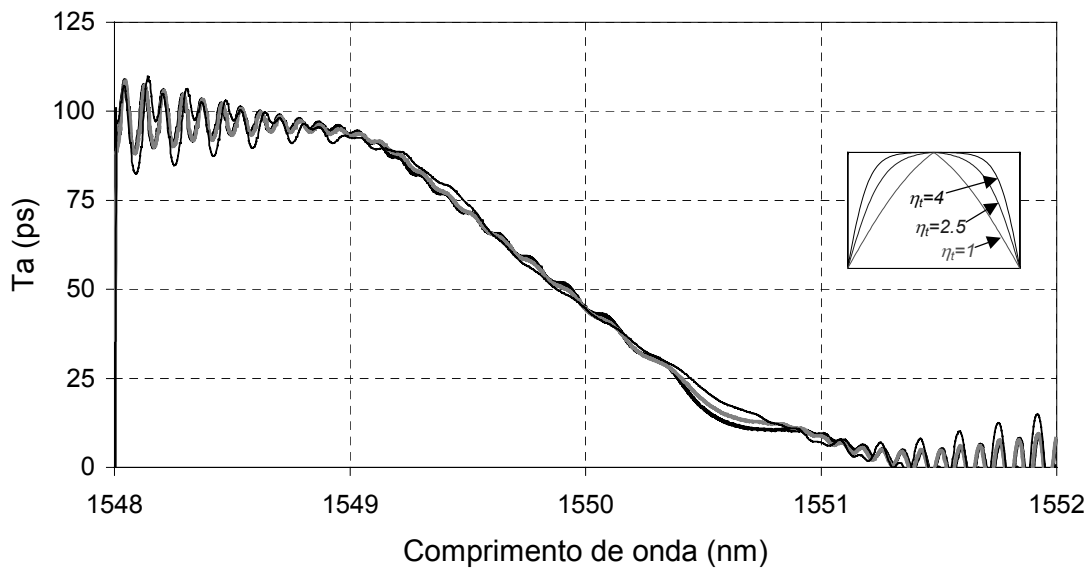
Se a apodização não for pura, mas sim simples, o comprimento de *Bragg* varia ao longo da rede devido não só à variação do período, como se pretendia, mas também devido à alteração do valor médio da perturbação. A conjugação destes dois efeitos conduz a uma resposta espectral assimétrica (Figura 27 (a)), bem como à degradação da linearidade e aumento do *ripple* da variação de  $T_a$  em relação à apodização pura (Figura 27 (b)).

#### 4.6.1.3. Comparação da FBG Aperiódica com a FBG Negative-only

Como foi referido, para larguras de banda de filtragem elevadas as FBG apodizadas *negative-only* apresentavam limitações a nível da inclinação da variação do atraso de grupo, e consequentemente da capacidade de compensação da GVD. As CFBGs, para variações do atraso de grupo com inclinações semelhantes às FBG apodizadas *negative-only*, permitem obter larguras de banda bastante mais elevadas, como se observa na Figura 28.



(a)

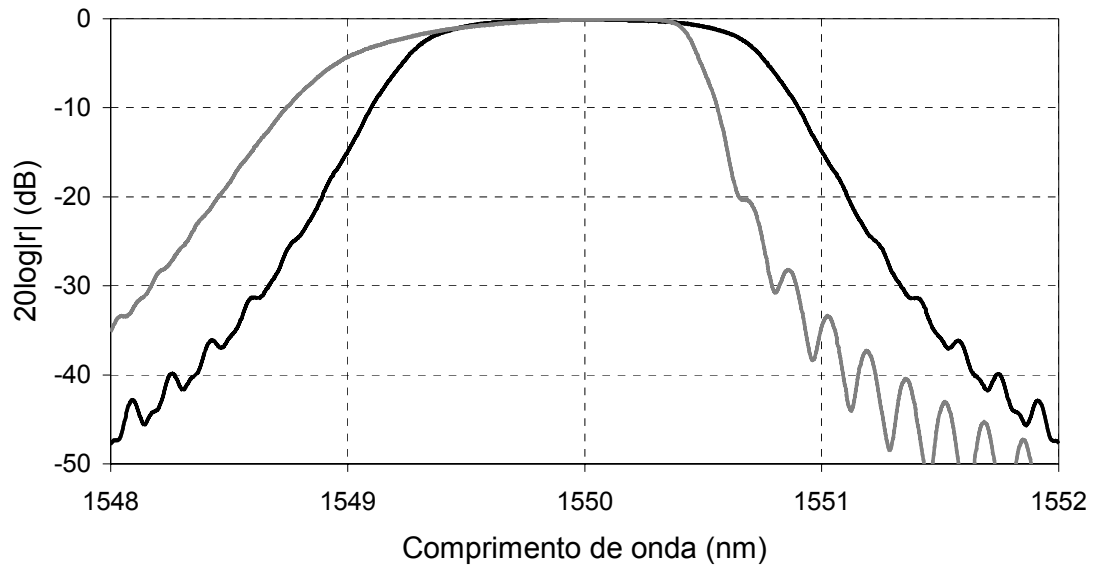


(b)

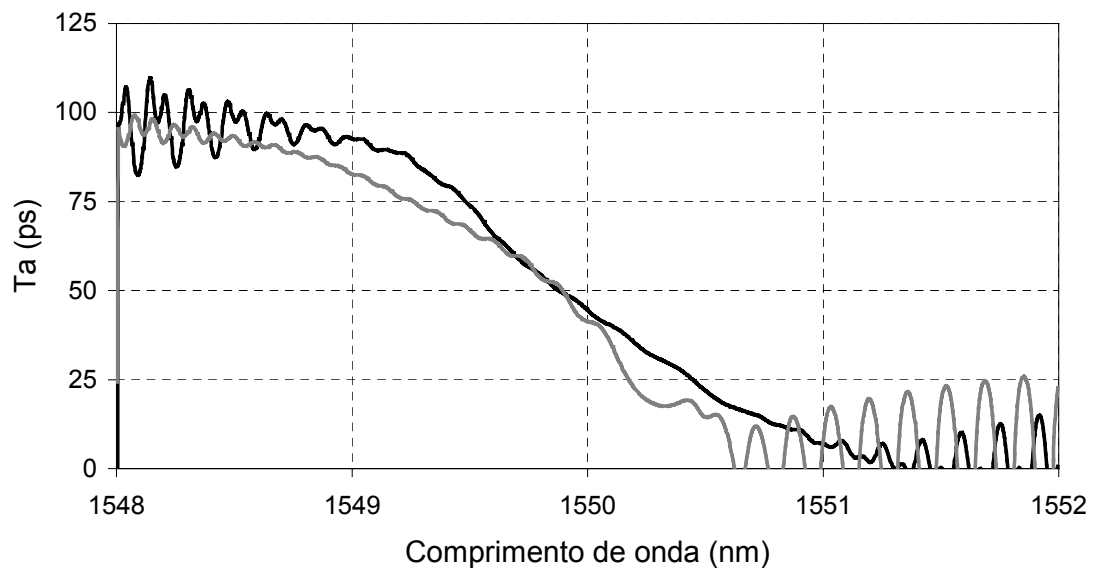
Figura 26 - Efeito da apodização no espectro de reflexão (a) e atraso de grupo (b) de CFBGs considerando formato tangente hiperbólica com  $\eta_i=4$  (linha preta grossa),  $\eta_i=2.5$  (linha cinzenta grossa), e  $\eta_i=1$  (linha preta fina); a figura inserida ilustra o formato das diferentes apodizações.

#### 4.6.2. FBG Amostrada Aperiódica (*Chirped Sampled*)

As FBGs amostradas são redes cuja amplitude e/ou fase da função de modulação do



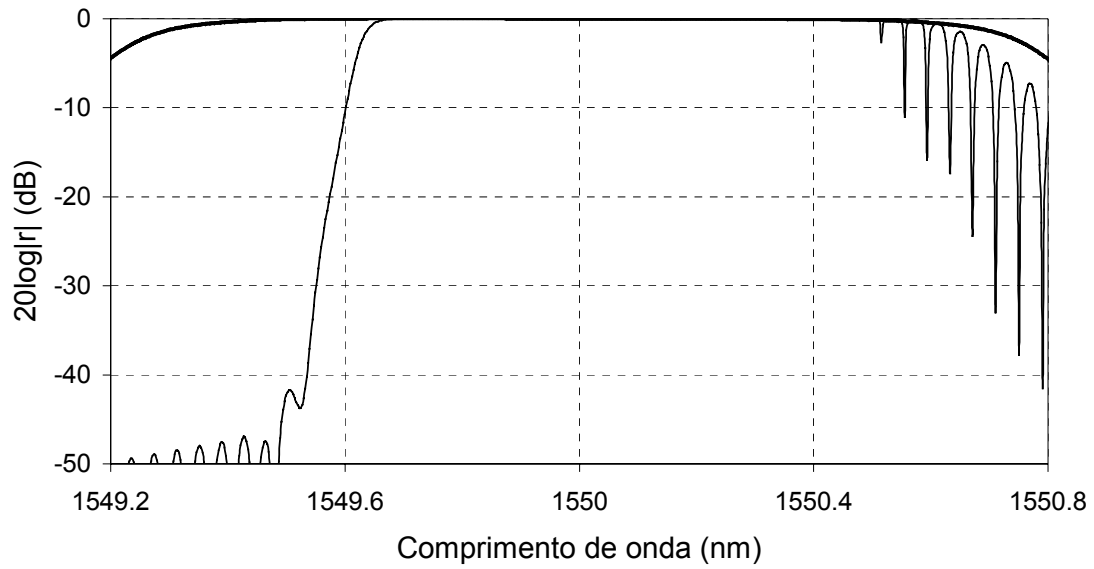
(a)



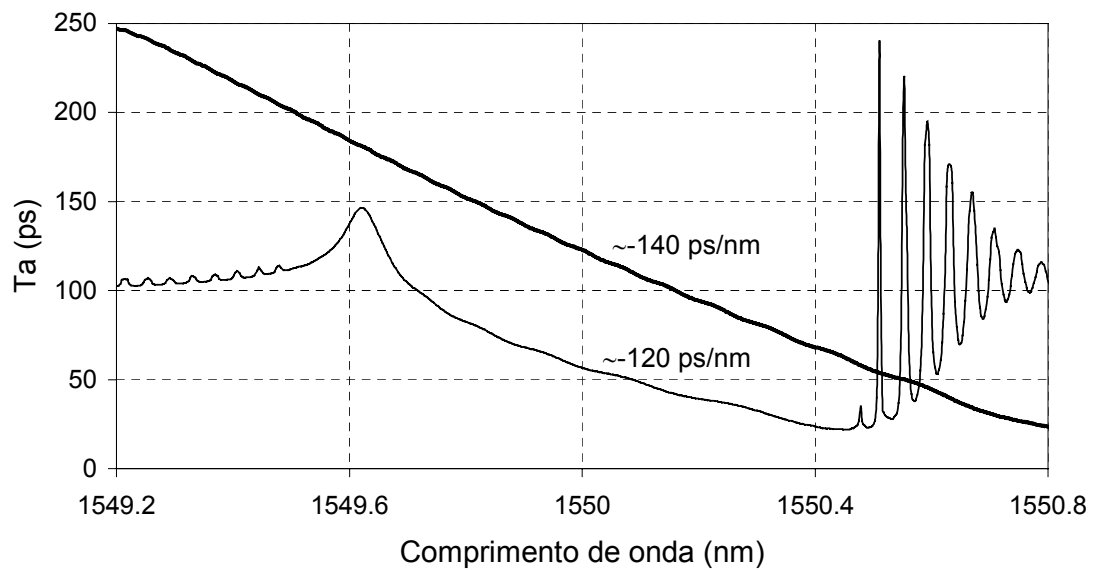
(b)

Figura 27 - Comparação do espectro de reflexão (a) e atraso de grupo (b) de CFBGs com diferentes tipos de apodização, pura (traço preto) e simples (traço cinzento), considerando formato tangente hiperbólica com  $\eta_i=1$ .

índice são elas próprias moduladas periodicamente ao longo da estrutura. Se se variar linearmente o período da perturbação numa FBG amostrada, a resposta é coincidente com a de múltiplas FBGs com o mesmo *chirp* linear [52].



(a)



(b)

Figura 28 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de uma FBG negative-only (traços finos) e uma CFBG (traços grossos), ambas com apodização do tipo seno; FBG:  $n_{th}=-v$ ,  $L=2$  cm,  $v\overline{\delta n_{eff}}=7 \times 10^{-4}$ ; CFBG:  $n_{th}=0$ ,  $L=2.7$  cm,  $v\overline{\delta n_{eff}}=3.8 \times 10^{-4}$ ,  $d\lambda_B/dz=-0.35$  nm/cm.

Na Figura 29 apresentam-se as perturbações do índice de refração para uma CFBG com apodização do tipo seno (Figura 29 (a)) e duas CSFBGs com função de modulação  $\sin(N\pi z/L)$ ,  $N=3$  e  $0 \leq z \leq L$ .

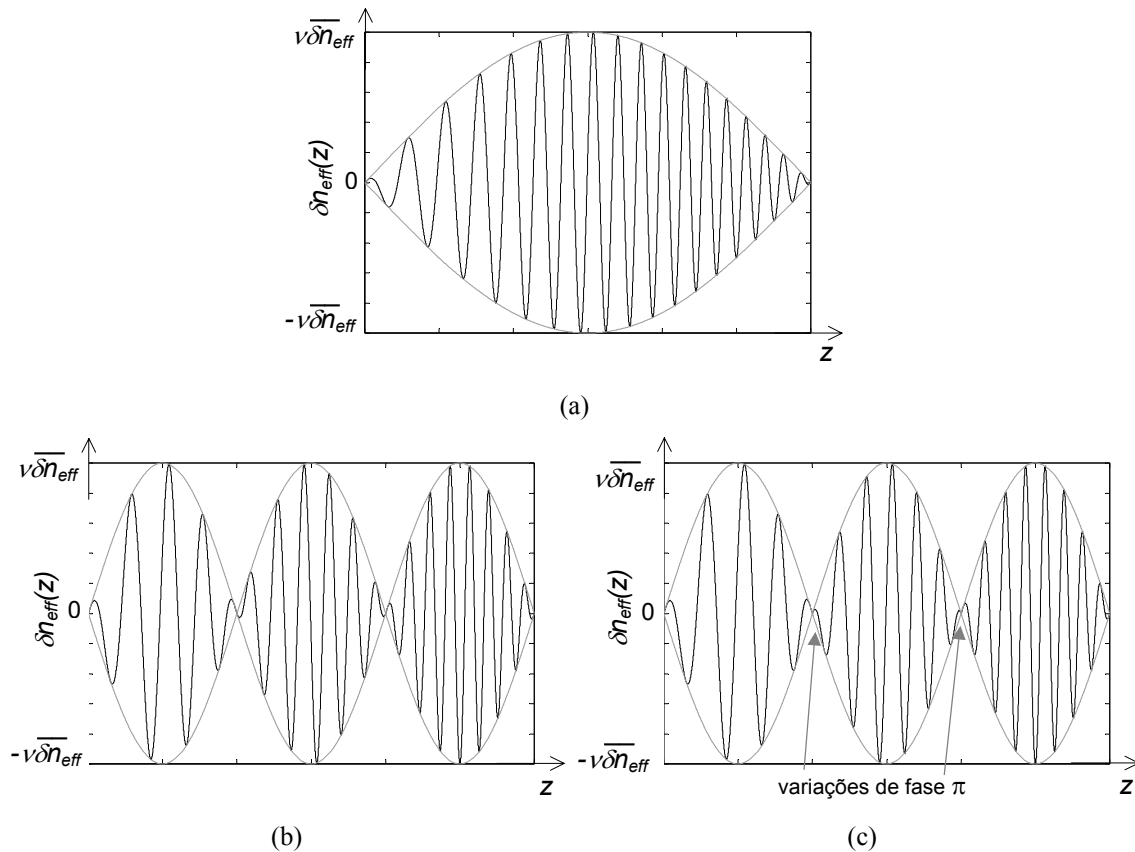


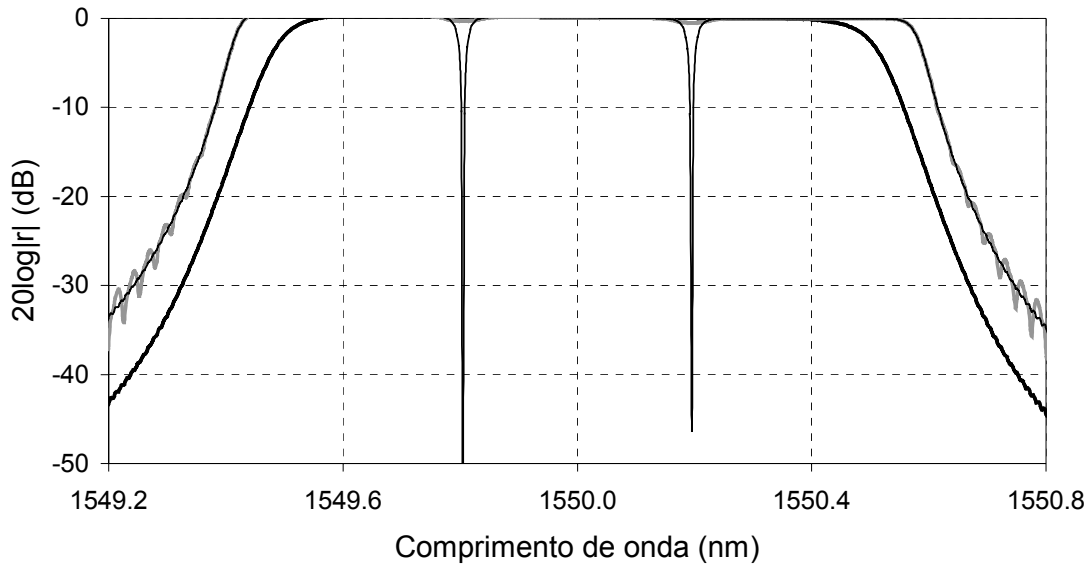
Figura 29 - Perturbações do índice de refração de uma CFBG (a) e CSFBGs sem (b) e com variação de fase  $\pi$  após cada um dos três períodos de modulação (c) e respectivas envolventes, considerando apodização seno (3 períodos nos casos das CSFBGs).

Uma das CSFBGs apresenta a perturbação convencional para as FBGs amostradas com *chirp* linear, em que o período varia linearmente e continuamente ao longo da rede (Figura 29 (b)), e outra, uma variante desta, em que após cada período da função de modulação se tem uma variação de fase de  $180^\circ$  (Figura 29 (c)).

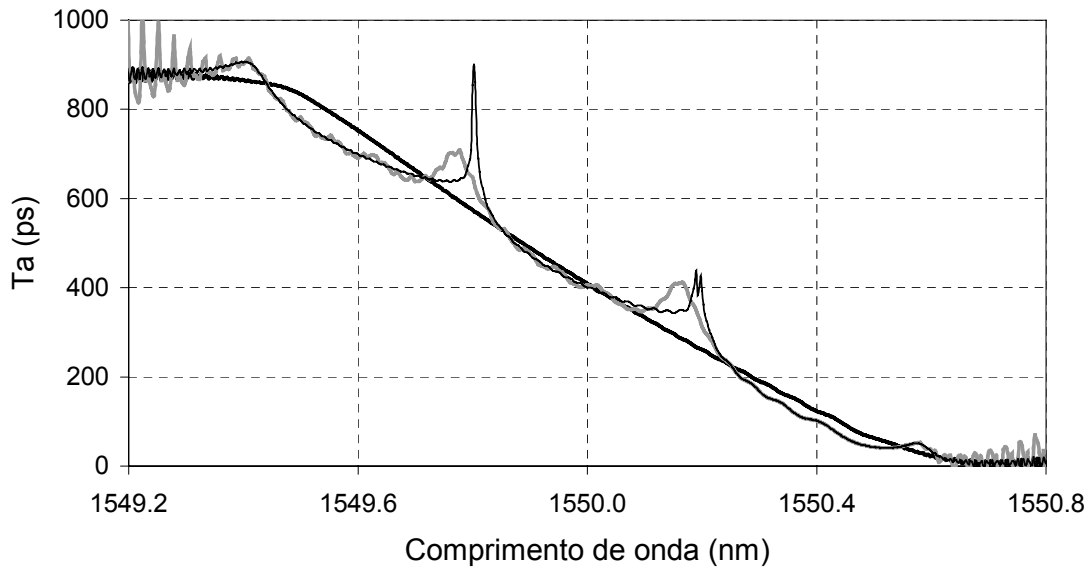
As respostas correspondentes, concretizadas para um exemplo em particular, são apresentadas na Figura 30. Como se esperava, as CSFBGs, para variações do atraso de grupo com inclinações semelhantes à CFBG, permitem obter larguras de banda mais elevadas. As CSFBGs simples apresentam algum *ripple* no atraso de grupo, que pode ser atenuado considerando a variação de fase referida (Figura 30 (b)).

Associado a esta variante com variação de fase  $\pi$ , tem-se o aparecimento de picos de atenuação na resposta espectral (Figura 30 (a)), que não é problemático em aplicações de

filtragem multicanal, desde que se garanta que os vários canais se encontram convenientemente afastados dos referidos picos, mas que é bastante limitativo no caso de se pretender filtrar um canal único com elevada largura de banda.



(a)



(b)

Figura 30 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de uma CFBG (traço preto grosso) e CSFBGs sem (traço cinzento grosso) e com variação de fase  $\pi$  após cada período (3) de modulação (traço preto fino), com apodização do tipo seno;  $n_{th}=0$ ,  $L=9$  cm,  $v\delta n_{eff}=2.3 \times 10^{-4}$ ,  $d\lambda_B/dz=-0.065$  nm/cm.



#### 4.6.3. Implementação de Perturbação Aperiódica

Para a implementação de CFBGs com *chirp* linear, apodizadas ou uniformes, pode-se recorrer à técnica da máscara de fase descrita, por inclusão de aperiodicidade na própria máscara. Actualmente, diversas empresas comercializam máscaras de fase aperiódicas com comprimentos até 12 cm e coeficiente de aperiodicidade variável, tipicamente entre 0.05-40 nm/cm. Em alternativa, existem métodos que permitem fabricar CFBGs a partir de uma máscara de fase periódica, recorrendo por exemplo à aplicação de gradientes de tensão mecânica [58].

Quando o comprimento desejado para a CFBG é muito elevado (>12 cm) é difícil encontrar máscaras de fase aperiódicas para a sua implementação. A solução é implementar a CFBG combinando redes periódicas com períodos crescentes em série, designadas FBGs aperiódicas por passo (*Step-CFBG*) [55]. Uma *step-CFBG* de comprimento  $L_g$  é ilustrada na Figura 31. A rede encontra-se dividida em  $N_g$  secções, cada com período  $\Lambda_i$  e comprimento  $\delta l$ .

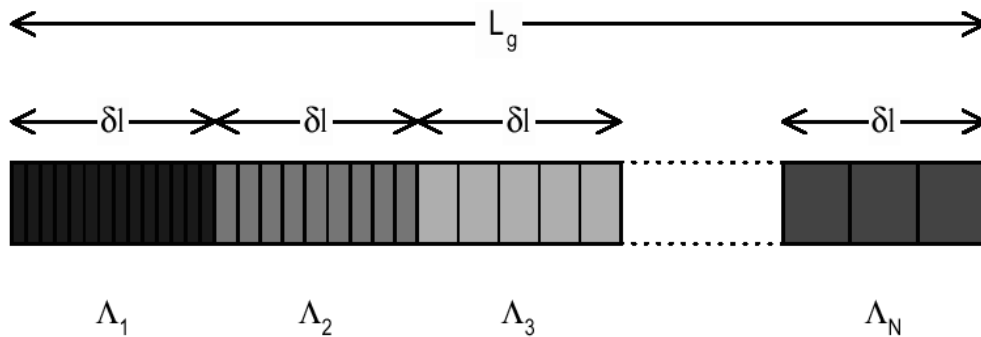


Figura 31 - Esquemático de uma rede de Bragg aperiódica por passo (*step-chirped FBG*) [56].

Para que a *step-CFBG* seja indistinguível da CFBG com igual  $\Delta\lambda_{chirp}$  e o mesmo comprimento  $L_g$ , o número  $N_g$  de secções deve verificar a condição [57]:

$$N_g = \frac{2n_{eff}L_g\Delta\lambda_{chirp}}{\pi\lambda_0^2} \quad (4.38)$$

onde  $\lambda_0$  é o  $\lambda_B$  central da CFBG.

Para se implementar uma CSFBG, recorre-se geralmente ao método de deslocamento simultâneo do feixe UV e da fibra, em relação a uma máscara de fase uniforme [13]. Este método permite obter translação de  $\lambda_B$ , como se referiu anteriormente neste capítulo, e também desvios de fase e o *chirp* desejado. Desta forma, com a correcta relação entre as duas velocidades referidas é possível obter uma CSFBG com o formato de apodização e *chirp* desejados, assim como introduzir variações de fase se necessário.

#### 4.6.4. Opção: FBG Periódica com Perturbação Linear Decrescente

Como se referiu, as FBGs com perturbação de valor médio negativo variável são uma boa opção às CFBG, para certas aplicações de filtragem com compensação simultânea da GVD.

Outra opção periódica (*unchirped*) à CFBG, para tais aplicações, é a FBG com perturbação linear decrescente (*linearly tapered*), que produz uma variação do atraso de grupo em forma de “V”, permitindo compensar a dispersão para comprimentos de onda inferiores a  $\lambda_{max}$  [59].

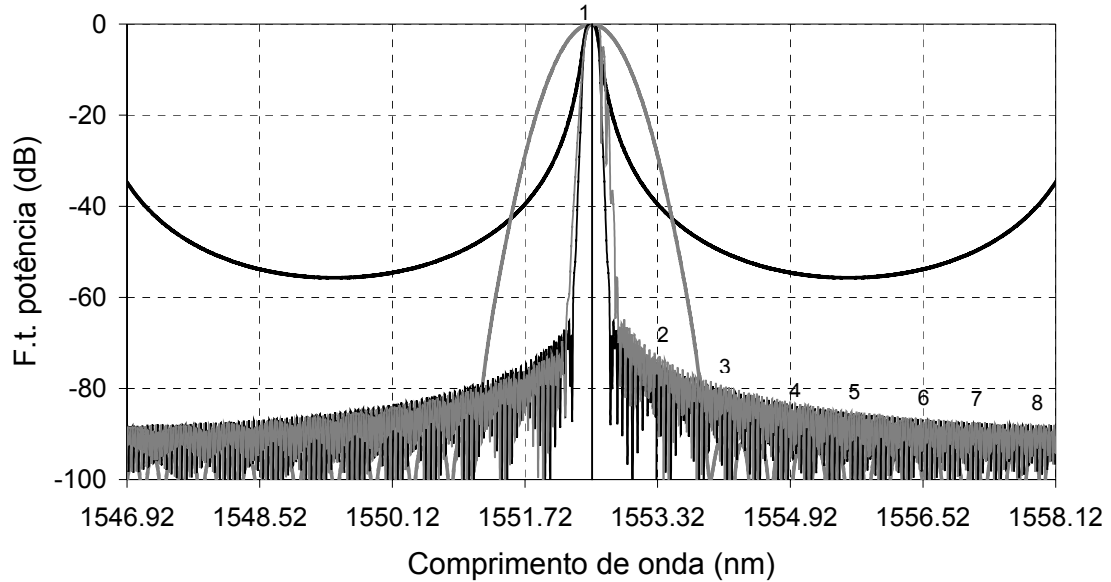
A FBG *linearly tapered* também pode ser utilizada para o mesmo efeito, considerando a sua resposta em transmissão, aproveitando o declive da variação do atraso de grupo numa determinada gama de comprimentos de onda superiores a  $\lambda_{max}$  [60]. No centro dessa gama a transmissão é cerca de 70%.

### 4.7. **Filtragem Monocanal e Multicanal: Limitações Práticas**

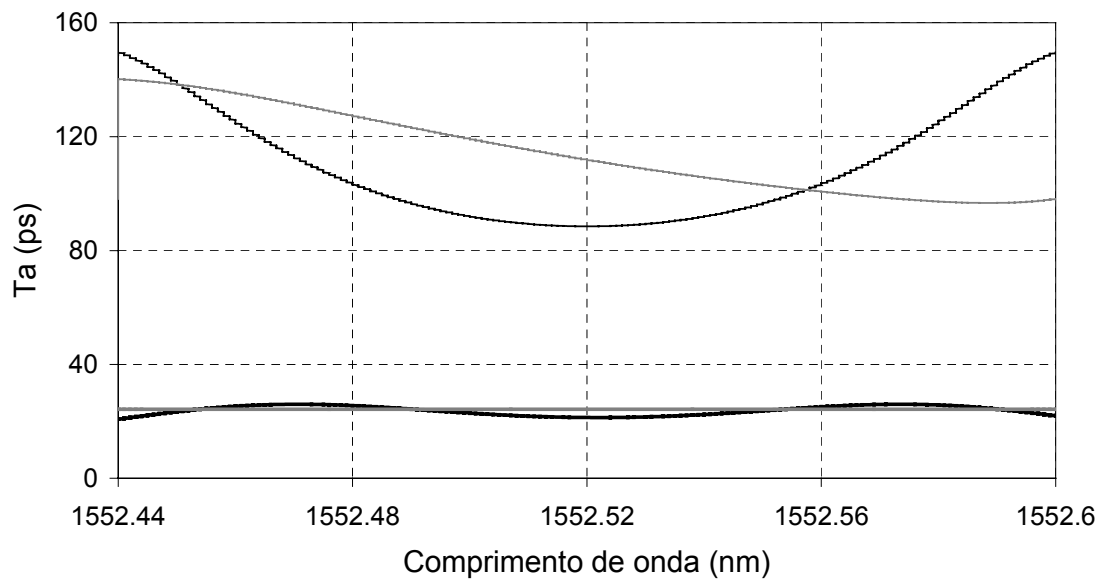
Considera-se o exemplo utilizado no capítulo anterior (secção 3.3) para comparação do desempenho dos filtros ópticos estudados, em que se pretendia filtrar o primeiro canal de um sinal WDM 8×10 Gbit/s, com espaçamento entre canais 100 GHz.

Duas FBGs para filtrar eficazmente o canal pretendido, dos tipos *zero-dc* e *negative-only*, com apodização gaussiana, poderiam ser as apresentadas na Figura 32, com  $\lambda_{cent}=1552.52$  nm e largura de banda a meia potência de aproximadamente 0.16 nm (20 GHz). Nessa

figura apresenta-se também as funções de transferência consideradas no capítulo anterior para os outros filtros.



(a)



(b)

Figura 32 - Comparação das funções de transferência de potência (a) e atraso de grupo (b) de um filtro FP de três espelhos (linha preta grossa), um AWG de InP (linha cinzenta grossa), e FBGs zero-dc (linha preta fina) e negative-only (linha cinzenta fina) com apodização gaussiana, para filtragem de um sinal WDM de 8 canais STM-64 com separação de 0.8 nm; indica-se também a posição dos 8 canais WDM.

Contrariamente aos outros casos analisados no capítulo anterior, as cavidades FP e o AWG, a resposta das FBGs não é periódica, pelo que para a filtragem monocanal não é necessário impor nenhuma FSR (elevada), que como se viu para os outros filtros era bastante limitativa em termos de implementação prática (principalmente para os filtros FP). Para se obter FBGs com estas características espectrais, as respectivas perturbações do índice de refração ( $n_{eff}=1.45$ ) deveriam ter  $L=27$  mm,  $\overline{\nu\delta n_{eff}}\cong 1.43\times 10^{-4}$  e períodos de 535.35 nm e 535.4 nm, respectivamente para a FBG *zero-dc* e *negative-only*.

À semelhança do sucedido com o AWG todos os valores dos parâmetros físicos apresentados são perfeitamente praticáveis no âmbito da tecnologia actual neste domínio, ao contrário do que sucedia com os filtros FP estudados.

Comparando as funções de transferência das FBGs com as do filtro FP de três espelhos e do AWG, verifica-se que a supressão dos canais vizinhos é sempre maior no caso das FBGs (ver Figura 32 (a)). O AWG apresenta uma rejeição semelhante para todos os canais vizinhos à excepção do canal 2, que é bastante mais atenuado pelas FBGs.

A desvantagem das FBGs *zero-dc* em relação aos filtros previamente estudados é a maior variação do atraso de grupo associada (ver Figura 32 (b)), que poderá introduzir maior distorção no canal escolhido. No caso da FBG *negative-only* a variação do atraso de grupo associada é vantajosa, pois, como se referiu, permite a compensação da GVD da fibra de transmissão.

As FBGs revelam um maior potencial para filtragem multicanal, do que os outros filtros estudados. As FBGs amostradas aperiódicas com variação de fase de  $180^\circ$  após cada período da função de modulação do índice apresentam uma resposta espectral que permite a filtragem de vários canais com degradação reduzida, e uma variação do atraso de grupo capaz de compensar simultaneamente a GVD da fibra.

#### **4.8. Sintonia de FBGs**

A sintonia de redes de *Bragg* baseia-se na alteração do período e/ou do valor médio da perturbação do índice efectivo, como se conclui da condição de *Bragg* (equação (4.1)) e

da expressão geral de  $\lambda_{max}$  (equação (4.16)). Tais alterações podem ser produzidas por variações de temperatura e tensão mecânica, provocando desvios no comprimento de onda ressonante de acordo com a seguinte expressão [6]:

$$\Delta\lambda_B = 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{mean}}{\partial l} + n_{mean} \frac{\partial \Lambda}{\partial l}\right)\Delta l + 2\left(\Lambda \frac{\partial n_{mean}}{\partial T} + n_{mean} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right)\Delta T \quad (4.39)$$

onde  $n_{mean}$  é o valor médio do índice de refração,  $\Delta\Lambda$ ,  $\Delta l$  e  $\Delta T$ , respectivamente as variações no período da rede, no seu comprimento e na temperatura.

Os valores típicos das variações observadas para o comprimento de onda ressonante de uma rede de *Bragg*, quando submetida a uma variação de temperatura ou tensão são, respectivamente, 12-13 pm/°C e ~1.2 pm/με [6].

Embora a sintonia por variação da tensão mecânica aplicada à FBG permita tipicamente uma gama de sintonia mais elevada (>36 nm) e uma maior rapidez (>10 nm/ms), a sintonia por alteração da temperatura associa a uma maior capacidade de reprodução, uma maior reversibilidade dos comprimentos de onda sintonizados [61], características importantes para as aplicações WDM em que as FBGs são incorporadas.

Quando se sintoniza a FBG termicamente, o seu desempenho nos sistemas WDM em que está inserida implica tolerâncias muito reduzidas para as variações das características da sua resposta. Assim, a estabilidade da resposta das FBGs com a temperatura tem sido estudada activamente durante a última década [62]-[67]. Têm sido propostos novos materiais dopantes [68][69] e pré-/pós-tratamentos da fibra [70][71], para aumentar a estabilidade das redes de *Bragg* escritas em fibras.

A maioria desses estudos centra-se na análise da estabilidade da reflectividade com a temperatura, mais propriamente com o estudo do seu decaimento térmico (*thermal decay*). No entanto, à medida que se sintoniza a FBG é importante que outras características da sua resposta espectral (por exemplo a largura de banda) e atraso de grupo, se mantenham o mais estáveis possível.

Neste contexto, de seguida estuda-se a capacidade de sintonia e estabilidade das respostas com a temperatura, considerando diferentes tipos de FBGs, analisando não somente a reflectividade máxima, mas também outras características da resposta, importantes para os seus desempenhos na sintonia de canais em aplicações WDM.

#### 4.8.1. Tipos de FBGs Estudadas

As FBGs são normalmente fabricadas em fibras com baixa concentração de germânio, expondo-as a um padrão de interferência de luz UV pulsada ou contínua, como se explicou na secção 4.2.1, observando-se a formação de uma rede do tipo I (ver secção 4.2.2).

A fibra é geralmente hidrogenizada antes da irradiação, para aumentar a fotossensibilidade, possibilitando a redução do tempo de exposição e permitindo a obtenção de amplitudes de modulação do índice de refração mais elevadas, mas reduzindo a estabilidade com a temperatura da FBG obtida [63][66][67][70]. No entanto, se antes/depois da exposição UV se submeter a fibra a uma temperatura elevada durante algumas horas, para libertar hidrogénio por reagir, pode-se melhorar consideravelmente a estabilidade destas FBGs [67][70].

Como se referiu na secção 4.2.2, a exposição prolongada de fibras com elevada concentração de germânio evidencia evoluções mais complexas das alterações do valor médio e amplitude de modulação do índice, correspondentes à formação de redes do tipo IIa.

Para o presente estudo foram implementadas três FBGs, duas do tipo I, utilizando ou não fibra hidrogenizada, e uma do tipo IIa.

Em todas os casos, utilizou-se a mesma fibra e as mesmas condições de escrita, para que as diferenças de comportamento observadas dependessem exclusivamente do tipo de FBG considerada.

As FBGs foram escritas numa fibra comercial (Fibercore SM1500 4.2/125) com elevada

concentração de germânio (cerca de 30 mol%), expondo-a a radiação UV (248 nm), através de uma máscara de fase, proveniente de um laser de KrF, com uma fluência de  $300 \text{ mJ/cm}^2$ , e uma taxa de repetição de 30 Hz. A máscara de fase tinha período 1067 nm e comprimento 10 mm.

Para hidrogenizar a fibra, mantivemo-la numa atmosfera de hidrogénio a alta pressão (120 bars) durante uma semana. Após a exposição UV, submetemos a FBG obtida a um tratamento, colocando-a a  $160^\circ\text{C}$  durante 12 horas, para libertar hidrogénio por reagir, e assim aumentar a sua estabilidade [67][70].

Na Figura 33 apresenta-se a reflectividade máxima normalizada e a perturbação média do índice de refração medidas em função do tempo de exposição, relativas à formação de redes do tipo I e do tipo IIa, utilizando respectivamente a fibra hidrogenizada ou não. Neste último caso, considerámos a FBG após 100 minutos de exposição (fluência acumulada de  $\sim 54 \text{ kJ/cm}^2$ ), FBG<sub>3</sub> (tipo IIa), e após apenas 7.5 minutos ( $\sim 4 \text{ kJ/cm}^2$ ), FBG<sub>2</sub> (tipo I). Para o primeiro caso (fibra hidrogenizada), foi obtida outra rede de tipo I, de maior reflectividade que FBG<sub>2</sub>, após 7 minutos de exposição ( $\sim 3.8 \text{ kJ/cm}^2$ ), FBG<sub>1</sub>.

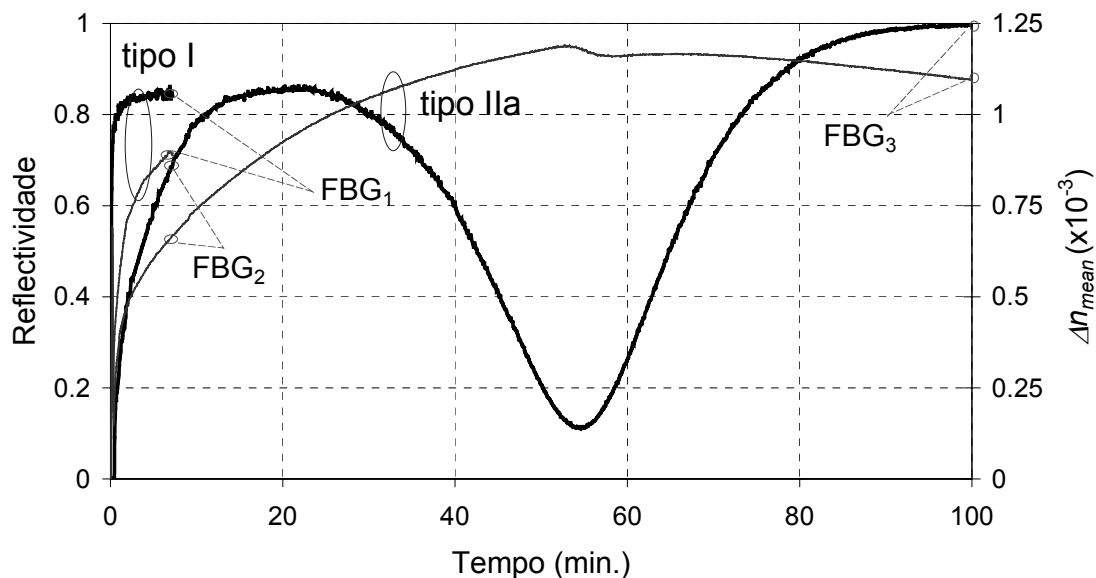


Figura 33 - Parâmetros medidos durante a formação das redes de Bragg consideradas, reflectividade máxima normalizada (traço grosso) e perturbação média do índice de refração,  $\Delta n_{\text{mean}}$  (traço fino).

#### 4.8.2. Comparação do Comportamento das FBGs com a Temperatura

Nesta secção analisamos o comportamento das três FBGs referidas, variando a temperatura. Para cada caso analisa-se a capacidade de sintonia e outras alterações induzidas termicamente nas respostas das FBGs.

##### 4.8.2.1. Capacidade de Sintonia

Neste ponto mede-se a eficiência de sintonia térmica, ou seja, o coeficiente de desvio do comprimento de onda central com a temperatura ( $\text{pm}/^\circ\text{C}$ ) para cada FBG.

Para isso, colocámos as FBGs num forno tubular e aumentámos progressivamente a temperatura (com passo de  $100^\circ\text{C}$ ) até  $800^\circ\text{C}$ , medindo para cada caso e para cada temperatura o desvio do comprimento de onda central ( $\Delta\lambda_{max}$ ). Os resultados obtidos são apresentados na Figura 34.

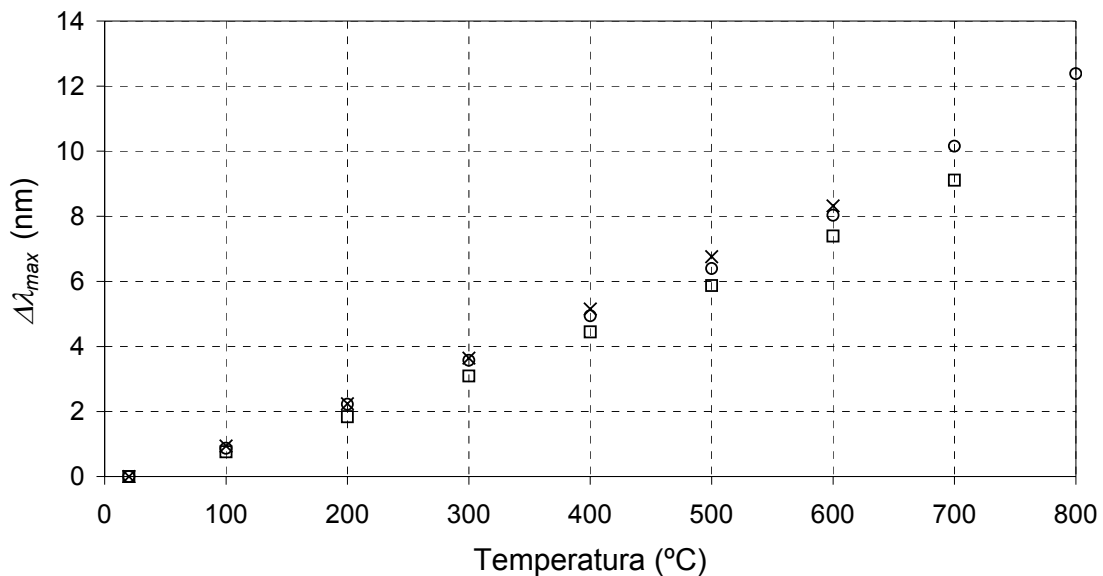


Figura 34 - Desvios medidos do comprimento de onda central com a temperatura para as diferentes FBGs, FBG1 ( $\square$ ), FBG2 ( $\times$ ) e FBG3 ( $\circ$ ).

Os coeficientes de variação do comprimento de onda central com a temperatura,  $\Delta\lambda_{max}/\Delta T$  ( $\Delta T$  é a variação de temperatura), são de  $13.38\pm 0.06 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ ,  $14.44\pm 0.03 \text{ pm}/^\circ\text{C}$



e  $14.64 \pm 0.05$  pm/°C, respectivamente para a FBG<sub>1</sub> (tipo I, fibra hidrogenizada), a FBG<sub>2</sub> (tipo I) e a FBG<sub>3</sub> (tipo IIa).

#### 4.8.2.2. Alterações na Função de Transferência

Aqui analisam-se as alterações induzidas termicamente no espectro de reflexão das FBGs, nomeadamente na reflectividade máxima e na largura de banda passante, e na variação do atraso de grupo.

O setup utilizado para medição do espectro de reflexão e atraso de grupo nas várias situações foi o descrito no apêndice B.

##### 4.8.2.2.1. Reflectividade Máxima

Para cada uma das FBGs e para cada temperatura, além do desvio do comprimento de onda central da resposta espectral, mediu-se também a reflectividade máxima, obtendo-se os resultados apresentados na Figura 35.

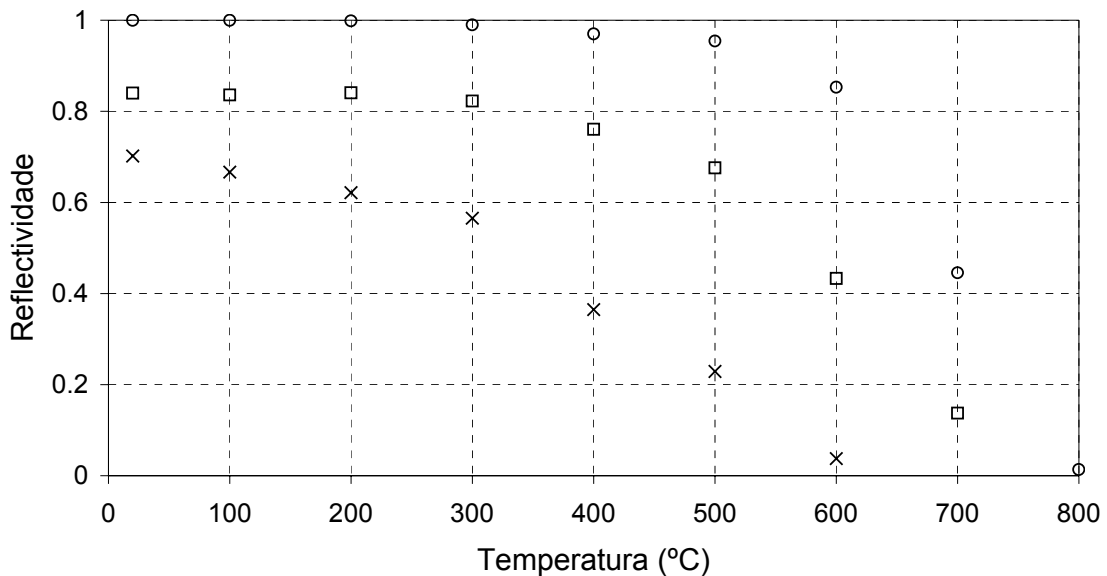


Figura 35 - Variações medidas da reflectividade máxima com a temperatura para as diferentes FBGs, FBG1 (□), FBG2 (x) e FBG3 (o).

Verifica-se que a maior estabilidade é conseguida para a FBG<sub>3</sub> (tipo IIa) que suporta temperaturas até cerca de 500 °C, praticamente sem decaimento da reflectividade. Comparativamente, a FBG<sub>1</sub> (tipo I, fibra hidrogenizada) apresenta pior estabilidade, com decaimento da reflectividade a partir de 300 °C, sendo a pior de todas claramente a FBG<sub>2</sub> (tipo I, fibra sem tratamento), com o referido decaimento a acontecer a partir de 100 °C.

#### 4.8.2.2.2. Largura de Banda Passante

Para medir as alterações na largura de banda passante, considerou-se uma gama de temperatura menor, uma vez que estas modificações são bastante mais perceptíveis que no caso da reflectividade máxima, em que não se notava variação para baixas temperaturas (<100 °C), como se observa na Figura 35.

Assim, neste caso, para controlar a temperatura das FBGs, envolvemo-las com cola condutora, e colocámo-las sobre um elemento *Peltier* termo-eléctrico, para que a temperatura pudesse ser facilmente definida. A temperatura foi então variada desde 30 °C até 75 °C (passo de 15 °C) e a largura de banda medida para cada FBG, obtendo-se os resultados apresentados na Figura 36.

As variações da largura de banda a -3 dB para a FBG<sub>1</sub> (tipo I, fibra hidrogenizada) estão dentro do intervalo  $\pm 0.64\%$  do seu valor médio 0.31 nm. Para a FBG<sub>3</sub> (tipo IIa) tem-se um valor médio de 0.42 nm e uma variação de  $\pm 2.35\%$ , e para a FBG<sub>2</sub> (tipo I, fibra sem tratamento), tem-se 0.19 nm  $\pm 25\%$ , claramente os piores resultados.

#### 4.8.2.2.3. Atraso de Grupo

As variações da largura de banda passante, quantificadas no ponto anterior, e as modificações no atraso de grupo são ilustradas na Figura 37, onde são apresentados os espectros de reflexão e atrasos de grupo em função do desvio em relação ao comprimento de onda central, das três FBGs referidas, para as temperaturas mínima (30 °C) e máxima (75 °C).

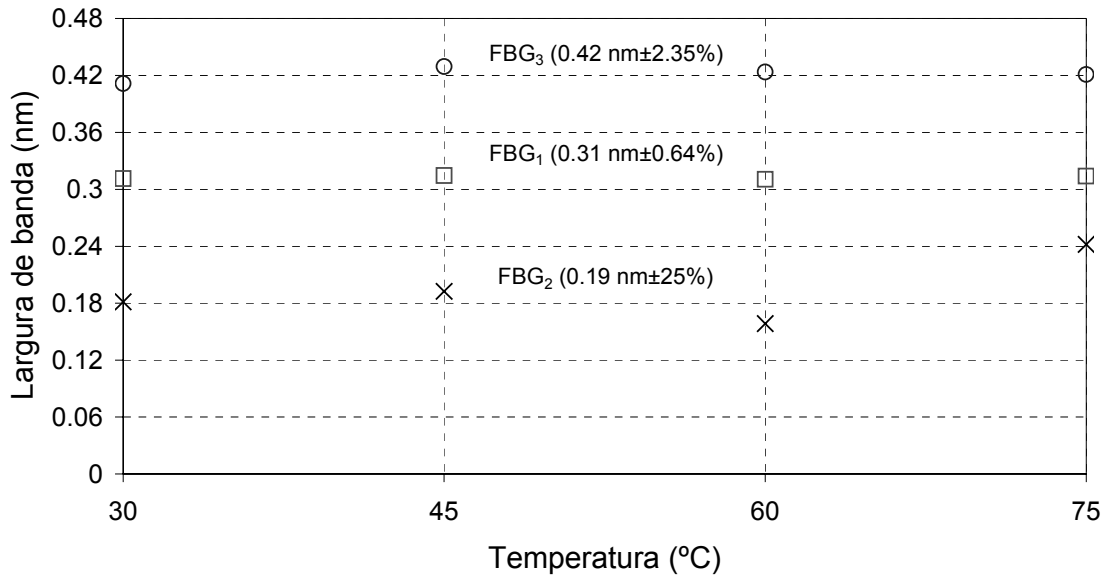


Figura 36 - Variações medidas da largura de banda a -3 dB com a temperatura para as diferentes FBGs, FBG<sub>1</sub> (□), FBG<sub>2</sub> (×) e FBG<sub>3</sub> (○).

Observando a Figura 37 constata-se que as modificações no espectro de reflexão e na variação do atraso de grupo são bastante mais evidentes para a FBG<sub>2</sub> (tipo I, fibra sem tratamento), que nos outros dois casos.

#### 4.8.3. Discussão dos Resultados

No que diz respeito à eficiência de sintonia térmica, as três FBGs apresentaram valores semelhantes para  $\Delta\lambda_{max}/\Delta T$ . Contudo, o valor mais elevado foi obtido para a FBG<sub>3</sub> (tipo IIa),  $14.64 \pm 0.05$  pm/°C, permitindo a maior gama de sintonia para a mesma variação de temperatura.

As variações da reflectividade máxima observadas para a FBG<sub>2</sub> (tipo I) e FBG<sub>3</sub> (tipo IIa) vão de encontro ao esperado, considerando os estudos de decaimento térmico apresentados na literatura, para FBGs escritas em fibras dopadas com germânio, sem tratamento [64]. A FBG do tipo IIa suporta temperaturas até cerca de 500 °C praticamente sem decaimento da reflectividade, enquanto que a FBG do tipo I apresenta já degradação espectral a ~100 °C.

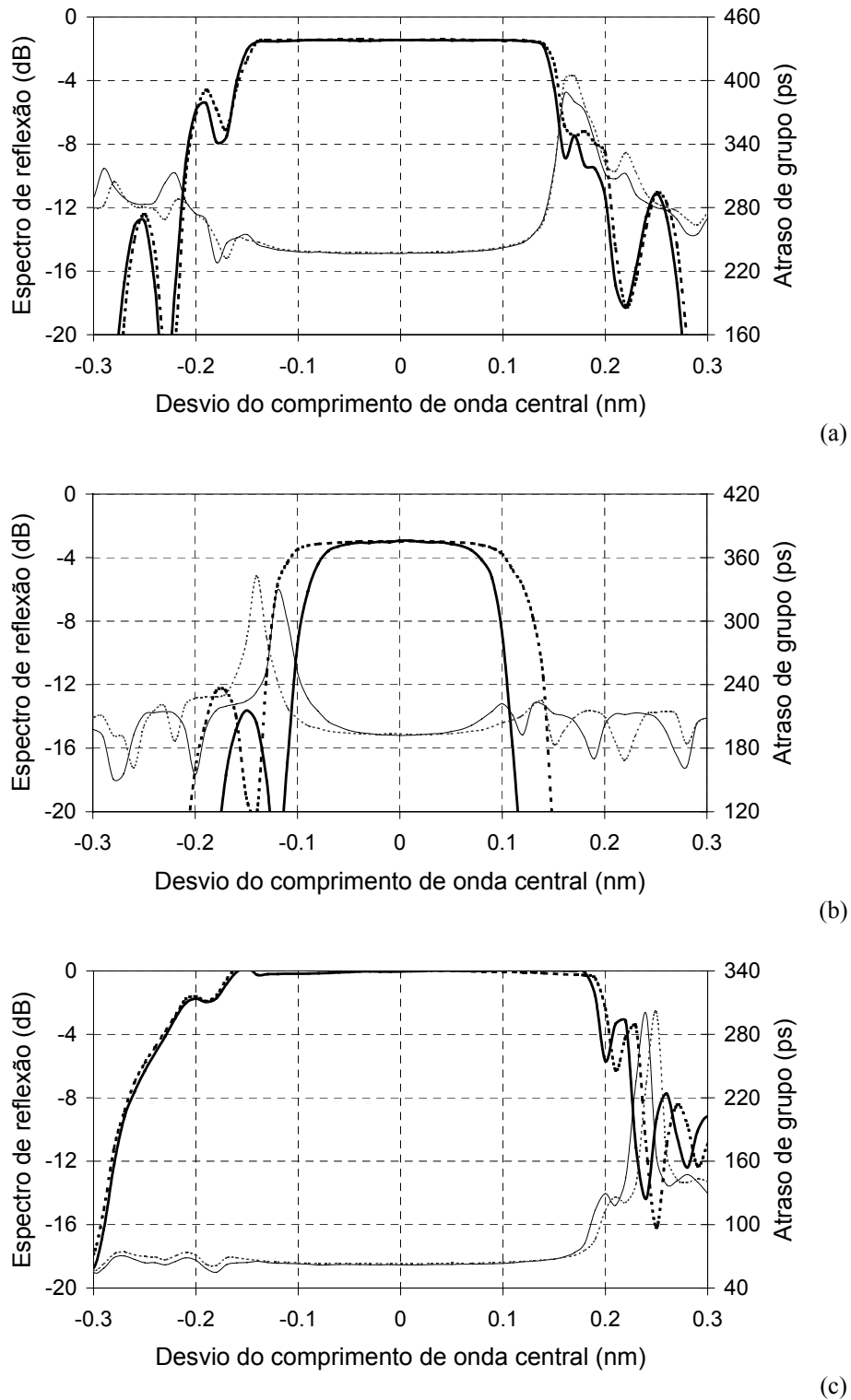


Figura 37 - Espectros de reflexão (linha grossa) e atrasos de grupo (linha fina) medidos das FBGs estudadas,  $FBG_1$  (a),  $FBG_2$  (b) e  $FBG_3$  (c), para as temperaturas mínima (linha cheia) e máxima (linha tracejada) analisadas.

Em relação à FBG do tipo I escrita em fibra hidrogenizada (FBG<sub>1</sub>) constata-se que o procedimento efectuado após a escrita da FBG, libertando o hidrogénio por reagir, se revelou benéfico, aumentando a sua estabilidade. De facto, tendo por referência os resultados de decaimento térmico publicados na literatura para FBGs em fibra hidrogenizada, sem pré-/pós-tratamentos [63][66], e os obtidos no presente estudo, verifica-se que a temperatura sem decaimento é consideravelmente maior. Ainda assim, essa temperatura (~300 °C) é inferior à obtida para a FBG do tipo IIa (~500 °C).

Quanto às variações com a temperatura da largura de banda passante e do atraso de grupo verifica-se que são bastante maiores para a FBG<sub>2</sub> (tipo I). As outras FBGs apresentam ambas variações reduzidas, mas ainda assim menores para a FBG<sub>1</sub> (tipo I, fibra hidrogenizada).

De acordo com os resultados obtidos, pode-se concluir que se deve evitar utilizar FBGs do tipo I como filtros ópticos sintonizáveis termicamente em sistemas WDM.

Por outro lado, as FBGs do tipo IIa e do tipo I, em fibras hidrogenizadas e com tratamento pós-exposição, são excelentes opções. Num sistema WDM, para uma aplicação específica de filtragem sintonizável por temperatura, escolhe-se uma dessas duas opções, FBG do tipo IIa ou do tipo I (fibra hidrogenizada, com pós-tratamento) dependendo do parâmetro crítico para esse caso específico, a gama de sintonia ou a variação da largura de banda passante, respectivamente.

No entanto, comparando estas duas situações, convém notar que, enquanto que a gama de sintonia pode ser razoavelmente superior para a FBG do tipo IIa, devido à maior gama de temperaturas sem decaimento da reflectividade conjuntamente com a maior eficiência de sintonia térmica, a variação da largura de banda passante é apenas ligeiramente pior.

#### **4.9. Conclusões**

Neste capítulo caracterizaram-se as funções de transferência dos principais tipos de FBGs, e analisaram-se as suas relações com as características das perturbações do índice de refração correspondentes. Descreveram-se também os processos de implementação

envolvidos em cada caso, no sentido de se determinarem as limitações na obtenção de determinada perturbação e respectiva resposta espectral.

Tendo em conta essas restrições a nível da implementação, introduzimos as modificações necessárias nos parâmetros característicos de modelização da perturbação da FBG, que descrevem as variações do seu valor médio e da amplitude de modulação. Para a obtenção da função de transferência da FBG utilizámos um método baseado na integração da equação diferencial de Ricatti, mas com as modificações referidas. A validade da modelização efectuada foi comprovada com resultados experimentais.

Em relação ao desempenho na filtragem monocal e multicanal em sistemas WDM, as FBGs revelaram-se as mais promissoras quando comparadas com os outros filtros ópticos estudados no capítulo anterior, visto apresentarem uma função de transferência bastante moldável e com melhores características de filtragem. De facto, as FBGs permitem genericamente uma maior rejeição dos canais vizinhos, e adicionalmente a variação do atraso de grupo na banda passante pode apresentar características que introduzam pouca distorção no canal escolhido, ou eventualmente que compensem a GVD da fibra de transmissão.

Foi também abordada a sintonia de FBGs, tendo sido dada preferência à sintonia por variação de temperatura, devido à maior capacidade de reprodução e reversibilidade dos comprimentos de onda sintonizados, em relação à sintonia por aplicação de tensão mecânica. Considerámos três FBGs resultantes de diferentes regimes de exposição, e sujeitas a pré-/pós- tratamentos distintos, nomeadamente uma FBG do tipo IIa, e duas do tipo I (uma delas escrita em fibra hidrogenizada, com pós-tratamento). Concluiu-se que, para uma aplicação específica de filtragem sintonizável por temperatura num sistema WDM, tanto a FBG do tipo IIa como a do tipo I escrita em fibra hidrogenizada e com pós-tratamento adequado são boas opções. A decisão final depende do parâmetro crítico para cada aplicação específica: a gama de sintonia ou a variação da largura de banda passante.

## Referências:

- [1] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication", *Applied Physics Letters*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
- [2] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, Y. Fujii, "Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers", *Optics Letters*, vol. 3, pp. 66-68, 1978.
- [3] G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Optics Letters*, vol. 14, pp. 823-825, 1989.
- [4] F. M. Araújo, *Redes de Bragg em fibra óptica*, Tese de Doutorado, Departamento de Física, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 1999.
- [5] R. Kashyap, "Photosensitive optical fibers: devices and applications", *Optical Fiber Tech.*, vol. 1, pp. 17-34, 1994.
- [6] A. Othonos, K. Kalli, "Properties of fiber Bragg gratings", *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House Inc., 1999.
- [7] T. Erdogan, "Fiber grating spectra", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
- [8] R. Ramaswami and K. N. Sivarajan, "Components", *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Francisco, CA, 1998.
- [9] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Applied Physics Letters*, vol. 62, pp. 1035-1037, 1993.
- [10] K. O. Hill, G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1263-1276, 1997.
- [11] P. E. Dyer, R. J. Farley, R. Giedl, "Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks", *Optics Communications*, vol. 115, pp. 327-334, 1995.
- [12] Q. Zhang, D. A. Brown, L. Reinhart, T. F. Morse, J. Q. Wang, G. Xiao, "Tuning Bragg wavelength by writing gratings on prestrained fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, pp. 839-841, 1994.
- [13] M. J. Cole, W. H. Loh, R. I. Laming, M. N. Zervas, S. Barcelos, "Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1488-1489, 1995.
- [14] M. M. Broer, R. L. Cone, J. R. Simpson, "Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in  $ce^{3+}$  doped silica optical fibers", *Optics Letters*, vol. 16, pp. 1381, 1991.
- [15] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, T. F. Morse, A. Kilian, L. Reinhart, O. Kyunghwan, "Photosensitivity in  $Eu^{2+}$ :  $Al_2O_3$  doped core fibre: Preliminary results and application to mode converters", in Proceedings of *Conference on Optical Fiber Communications 1991 (OFC'91)*, paper PD3-1, pp. 14-17.
- [16] T. A. Strasser *et al.*, "Strong Bragg phase gratings in phosphorus-doped fiber induced by ArF excimer radiation", in Proceedings of *Conference on Optical Fiber Communications 1995 (OFC'95)*, pp. 159-160.
- [17] D. Wiesmann, J. Hübner, R. Germann, I. Massarek, H. W. M. Salemink, G. L. Bona, M. Kristensen, H. Jäckel, "Large UV-induced negative index changes in germanium-free nitrogen-doped planar SiO<sub>2</sub> waveguides", *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 364-365, 1998.
- [18] A. Othonos, K. Kalli, "Photosensitivity in optical fibers", *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House Inc., 1999.

- [19] D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage, R. Kashyap, R. J. Campbell, “Enhanced UV photosensitivity in Boron codoped Germanosilicate fibres”, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1191, 1993.
- [20] G. Brambilla, H. Rutt, “Fiber Bragg gratings with ultra-high temperature-stability”, in Proceedings of *Conference on Optical Fiber Communications 2002 (OFC'02)*, paper ThGG35, pp. 660-662, Anaheim, USA.
- [21] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed, “High Pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibres”, *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1191-1193, 1993.
- [22] F. Bilodeau *et al.*, “Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides”, *Optics Letters*, vol. 18, pp. 953-955, 1993.
- [23] J. Albert, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, K. O. Hill, Y. Hibino, M. Kawachi, “Photosensitivity in Ge-doped silica optical waveguides and fibers with 193-nm light from an ArF excimer laser”, *Optics Letters*, vol. 19, pp. 387-389, 1994.
- [24] L. Poladian, “Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings”, *Physical Review E*, vol. 48, pp. 4758-4767, 1993.
- [25] J. E. Sipe, L. Poladian, C. M. Sterke, “Propagation through nonuniform grating structures”, *Journal of Optical Society of America*, vol. 11, pp. 1307-1320, 1994.
- [26] K. Ennsner, M. N. Zervas, R. I. Laming, “Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 770-778, 1998.
- [27] H. Kogelnik, “Filter response on nonuniform almost-periodic structures”, *Bell Systems Tech. Journal*, vol. 55, pp. 109-126, 1976.
- [28] Bai-Ou Guan, Hwa-Yaw Tam, Xiao-Ming Tao, “Fibre Bragg gratings with high thermal stability”, in Proceedings of *Conference on Optical Fiber Sensors 2000 (OFS'2000)*, paper P2-43, pp. 556-559, Venice, Italy.
- [29] V. Mizrahi, J. E. Sipe, “Optical properties of photosensitive fiber phase gratings”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, pp. 1513-1517, 1993.
- [30] V. Mizrahi, T. Erdogan, D. J. DiGiovanni, P. J. Lemaire, W. M. MacDonald, S. G. Kosinski, S. Cabot, J. E. Sipe, “Four channel fibre grating demultiplexer”, *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 780-781, 1994.
- [31] M. J. N. Lima, A. L. J. Teixeira, J. R. F. da Rocha, “Simultaneous filtering and dispersion compensation in WDM systems using apodised fibre gratings”, *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 1412-1414, 2000.
- [32] “Fiber Bragg grating”, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [33] W. H. Loh, M. J. Cole, M. N. Zervas, S. Barcelos, R. I. Laming, “Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique”, *Optics Letters*, vol. 20, pp. 2051-2053, 1995.
- [34] P. S. Cross, H. Kolgenik, “Sidelobe suppression in corrugated waveguide filters”, *Optics Letters*, vol. 1, pp. 43-45, 1977.
- [35] J. L. Rebola, A. V. T. Cartaxo, “Performande optimization of gaussian apodized fiber Bragg gratings in WDM systems”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1537-1544, 2002.
- [36] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, C. R. Giles, G. Nykolak, “Optimal dispersion of optical filters for WDM systems”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 567-569, 1998.
- [37] G. Nykolak, B. J. Eggleton, G. Lenz, T. A. Strasser, “Dispersion penalty measurements of narrow fiber Bragg gratings at 10 Gb/s”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 1319-1321, 1998.



- [38] J. Albert, K. O. Hill, B. Malo, S. Thériault, F. Bilodeau, D. C. Johnson, L. E. Erickson, "Apodisation of the spectral response of fiber Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 222-223, 1995.
- [39] J. J. Pan, Y. Shi, "Steep skirt fibre Bragg grating fabrication using a new apodised phase mask", *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1895-1896, 1997.
- [40] B. Malo, S. Thériault, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, K. O. Hill, "Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 223-225, 1995.
- [41] J. Albert, K. O. Hill, D. C. Johnson, F. Bilodeau, M. J. Rooks, "Moire phase masks for automatic pure apodisation of fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 2260-2261, 1996.
- [42] R. Kashyap, A. Swanton, D. J. Armes, "Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 1226-1228, 1996.
- [43] P. -Y. Cortès, F. Ouellette, S. LaRochelle, "Intrinsic apodisation of Bragg gratings written using UV-pulse interferometry", *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 396-397, 1998.
- [44] A. Carballar, M. A. Muriel, J. Azaña, "Fiber grating filter for WDM systems: an improved design", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 694-696, 1999.
- [45] J. L. Rebola, A. V. T. Cartaxo, "Performance of improved fibre grating filters in WDM systems", in *Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'2001)*, pp. 463-469, Ipswich, UK.
- [46] H. Storøy, H. E. Engan, B. Sahlgren, R. Stubbe, "Position weighting of fiber Bragg gratings for bandpass filtering", *Optics Letters*, vol. 22, pp. 784-786, 1997.
- [47] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole, R. I. Laming, "Optimised square passband fibre Bragg grating filter with in-band flat group delay response", *Electronics Letters*, vol. 34, 1998.
- [48] M. Ibsen, R. Feced, P. Petropoulos, M. N. Zervas, "99.9% reflectivity dispersion-less square-filter fibre Bragg gratings for high speed DWDM networks", in *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2000 (OFC'2000)*, vol. 4, pp. 230-232, Baltimore, USA.
- [49] R. Feced, M. N. Zervas, M. A. Muriel, "An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 1105-1115, 1999.
- [50] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, J. R. Ferreira da Rocha, "Multiwavelength filtering with simultaneous dispersion compensation in DWDM systems", in *Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Networks and Optical Communications (NOC'2001)*, pp. 470-475, Ipswich, UK.
- [51] R. E. Epworth, "Chromatic dispersion equalization in optical fibre transmission systems", UK patent GB2161612Bm, 1984.
- [52] F. Ouellette, P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi, B. Eggleton, "Broadband and WDM dispersion compensation using chirped sampled fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 899-901, 1995.
- [53] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole, R. I. Laming, "Sinc-sampled fiber Bragg gratings for identical multiple wavelength operation", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 842-844, 1998.
- [54] B. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladin, "Dispersion compensation by using Bragg grating filters with self induced chirp", in *Proceedings of Conference on Optical Fiber Communications 1994 (OFC'94)*, pp. 227.
- [55] R. Kashyap, "Design of step chirped gratings", *Optics Communications*, vol. 5, pp. 461-469, 1997.
- [56] M. E. V. Segatto, *All Optical Bit Parallel WDM Systems*, PhD Thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London, London, UK, 2001.

- [57] R. Kashyap, “Chirped fiber Bragg gratings”, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.
- [58] T. Imai, T. Komukai, 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, pp. 845-847, 1998.
- [59] T. Stephens, P. A. Krug, Z. Brodzeli, G. Dhosi, F. Ouellette, L. Poladian, “257 Km transmission at 10 Gbit/s in non-dispersion-shifted fibre using an unchirped fibre Bragg grating dispersion compensator”, *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 1599-1601, 1996.
- [60] B. J. Eggleton, T. Stephens, P. A. Krug, G. Dhosi, Z. Brodzeli, F. Ouellette, “Dispersion compensation using a fibre grating in transmission”, *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 1611-1612, 1996.
- [61] P. S. André, J. L. Pinto, I. Abe, H. J. Kalinowski, O. Frazão, F. M. Araújo, “Fibre Bragg grating for telecommunications applications: tuneable thermally stress enhanced OADM”, *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, vol. 2, pp. 32-44, 2001.
- [62] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, D. Monroe, “Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings”, *Journal of Applied Physics*, vol. 76, pp. 73-80, 1994.
- [63] H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard, M. D. Gallagher, “Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber”, *Journal of Applied Physics*, vol. 78, pp. 2940-2945, 1995.
- [64] L. Dong, W. F. Liu, L. Reekie, “Negative-index gratings formed by a 193-nm excimer laser”, *Optics Letters*, vol. 21, pp. 2032-2034, 1996.
- [65] S. Kannan, J. Z. Y. Guo, P. Lemaire, “Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1478-1483, 1997.
- [66] I. Riant, B. Poumellec, “Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibers”, *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1603-1604, 1998.
- [67] B. O. Guan, H. Y. Tam, X. M. Tao, “Fibre Bragg gratings with high thermal stability”, *Proceedings of Conference on Optical Sensors 2000 (OFS'2000)*, paper P2-43, pp. 556-559, Venice, Italy.
- [68] E. M. Dianov, K. M. Golant, R. R. Khrapko, A. S. Kurkov, B. Leconte, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, “Grating formation in germanium free silicon oxynitride fibre”, *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 236-238, 1997.
- [69] G. Brambilla, H. Rutt, “Fiber Bragg gratings with ultra-high temperature-stability”, *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2002 (OFC'02)*, paper ThGG35, pp. 660-662, Anaheim, CA, USA.
- [70] B. O. Guan, H. Y. Tam, X. Y. Dong, “Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 1349-1351, 2000.
- [71] Q. Wang, A. Hidayat, P. Niay, M. Douay, “Influence of blanket postexposure on the thermal stability of the spectral characteristics of gratings written in a telecommunications fiber using light at 193 nm”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 1078-1083, 2000.

# ***CAPÍTULO 5***

## **Optimização de Sistemas WDM Baseados no Método de Modulação DST**

### **5.1. Introdução**

O aparecimento dos amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio (EDFAs) [1], dada a sua eficiência e baixo ruído, abriram grandes perspectivas para a banda por eles abrangida ( $\sim 1.55 \mu\text{m}$ ). Esta gama de frequências apresenta menores perdas, comparando com a gama dos  $1.3 \mu\text{m}$  utilizada inicialmente, conseguindo-se deste modo transmissões a maiores distâncias, sendo a distância máxima limitada pela maior dispersão cromática da fibra na banda dos  $1.55 \mu\text{m}$ .

De facto, o limite de dispersão pode ser uma barreira bastante difícil de ultrapassar em sistemas de comunicação de altos débitos, com modulação NRZ, em fibras SMF normais. Este limite pode ser ultrapassado recorrendo a várias técnicas de processamento óptico de sinal, como por exemplo fibras compensadoras de dispersão [2], *prechirp* combinado

com modulação externa [3], filtros ópticos (FBGs aperiódicas são as mais comuns) e solitões [4].

Neste contexto, Wedding [5] sugeriu um método de modulação capaz de ultrapassar os limites impostos pela dispersão, sem efectuar regenera o ou compensa o  ptica. Através deste método, denominado por transmissão suportada por dispersão (DST), foram já transmitidos dados sem regenera o, a distâncias superiores (da ordem de 4 ) ao limite imposto pela dispersão, em sistemas convencionais de modulação de intensidade e detecção directa (IM/DD) [6]-[10].

Em termos de largura de banda, os sistemas DST são menos exigentes que os sistemas IM/DD [11]. Esta característica, menor exigência em termos de largura de banda, torna a combina o das tecnologias DST e WDM bastante atractiva. Nos sistemas WDM-DST os canais podem-se aproximar uns dos outros, aumentando assim a eficiência espectral, e simultaneamente os limites impostos pela dispersão podem ser vencidos.

A eficiência espectral do sistema (bit/s/Hz) pode ser ainda mais aumentada utilizando códigos com ocupa o espectral reduzida, como a codifica o multinível.

Para além da utiliza o da técnica de transmissão e código adequado, a optimiza o da eficiência espectral implica ainda a optimiza o da resposta espectral do filtro óptico utilizado como desmultiplexador, que deverá rejeitar capazmente os canais vizinhos, permitindo assim um espaçamento reduzido entre os canais. O desempenho do filtro óptico melhorar  se este, além de desmultiplexar eficientemente o sinal WDM, efectuar simultaneamente a compensa o da dispersão cromática, tal como se estudou no capítulo anterior.

Assim, a optimiza o dos filtros ópticos de modo a conseguir simultaneamente uma elevada eficiência espectral e a compensa o da dispersão cromática em sistemas DST, é o principal conceito deste capítulo. Para atingir este objectivo, começa-se por se explicar o princípio de funcionamento do método DST (secção 5.2), seguindo-se a análise do comportamento deste tipo de sistemas com a varia o do comprimento da liga o, considerando diferentes formatos de modula o (secção 5.3). Na secção 5.4, determina-se

o filtro óptico que permite minimizar o espaçamento entre canais nos sistemas WDM-DST considerados, e optimizam-se as suas características. Em seguida, na secção 5.5 procede-se   optimização da eficiência espectral nesses sistemas, recorrendo a formatos de codificação multinível e optimizando simultaneamente o filtro óptico escolhido.

Além da filtragem monocanal, neste capítulo estuda-se também a filtragem multicanal em sistemas WDM-DST, considerando também filtros ópticos com capacidade de compensa o da dispersão (secção 5.6). Este estudo vai de encontro às necessidades actuais no âmbito da filtragem óptica, em que em muitas situações se pretende efectuar, não a filtragem de um canal, mas de uma banda (em que se podem incluir vários canais).

Finalmente, na secção 5.7 analisam-se os problemas relativos à filtragem óptica em sistemas WDM-DST reais, nomeadamente o impacto da cascata de filtros ópticos no desempenho, bem como o efeito do seu desalinhamento na frequência.

Referir que, no estudo efectuado neste capítulo, por se tratar de um tipo específico de sistemas (DST), cuja optimização do desempenho depende bastante das características particulares dos dispositivos constituintes (em particular da fonte óptica [11]), utilizou-se o simulador SCORE [12], com modelos por nós implementados para os vários componentes do sistema (descrição no capítulo 3, secção 3.2), considerando as orientações do capítulo 2, e em alguns casos recorrendo a resultados experimentais. Para os filtros ópticos consideraram-se os modelos descritos nos capítulos anteriores.

O método utilizado para avaliar o desempenho dos vários sistemas simulados foi a estimação semi-analítica da  $P_e$  (descrito na secção 3.4.2 do capítulo 3).

## **5.2. Transmissão Suportada por Dispersão (DST): Princípio de Funcionamento**

A dispersão das SMF padrão na janela dos 1.55  $\mu\text{m}$  pode ser um factor determinante na limitação de alguns sistemas de comunicação de altos débitos. Se a largura espectral do

sinal à saída do emissor for essencialmente determinada pelo débito de dados de um modulador externo sem *chirp*, o comprimento de dispersão,  $L_f$ , é dado por [13]:

$$B^2 DL_f = c / (2\lambda^2) \quad (5.1)$$

em que  $B$  é a taxa de transmissão,  $D$  o factor de dispersão de primeira ordem,  $L_f$  o comprimento do troço de fibra,  $c$  a velocidade da luz no vazio e  $\lambda$  o comprimento de onda de operação (1550 nm).

Por exemplo, para um sistema onde um sinal de 40 Gbit/s é transmitido por uma SMF ( $D \cong 17$  ps/nm.km), a distância máxima de transmissão é limitada pela dispersão a apenas 2.3 km. No entanto, se a modulação do sinal for feita a um ritmo de 20 Gbit/s, a referida distância é de 9.2 km, e para 10 Gbit/s de 36.7 km. Se o *chirp* inerente à modulação directa do laser for considerado, essas distâncias são ainda mais reduzidas (como se concluiu na secção 2.2.3 do capítulo 2).

O método DST permite ultrapassar o limite de dispersão sem recorrer a compensação da dispersão ou regeneração, utilizando apenas uma fonte bastante simples, um laser modulado directamente no formato de alternância de frequência (FSK). Para além deste tipo de modulação, o componente específico deste método é apenas um filtro equalizador eléctrico, a ser colocado no receptor, que compensa a característica do sinal de potência recebido.

Como se referiu, neste método de transmissão, o emissor óptico gera um sinal modulado na frequência. O carácter dispersivo da SMF converte a modulação de frequência em modulação de amplitude à medida que o sinal se vai propagando ao longo da fibra. Este sinal convertido é detectado no receptor por um fotodíodo, sendo seguidamente equalizado de modo a retomar a sua formatação inicial. Podemos observar o princípio de funcionamento no diagrama da Figura 1.

Nesse diagrama,  $I$  é a corrente que modula o laser directamente,  $\lambda$  o comprimento de onda do sinal emitido,  $\Delta\lambda$  o desvio do comprimento de onda do sinal à saída do laser,  $\Delta\tau$  o atraso temporal entre os dois comprimentos de onda no receptor (devido à dispersão),

$P_o$  é a potência óptica quando não há modulação residual de potência à saída do laser (corresponde a modulação de frequência ideal),  $P_o'$  é a potência óptica para o caso em que há modulação residual de potência à saída do laser, e finalmente  $V_o$  é a tensão à saída do elemento de decisão.

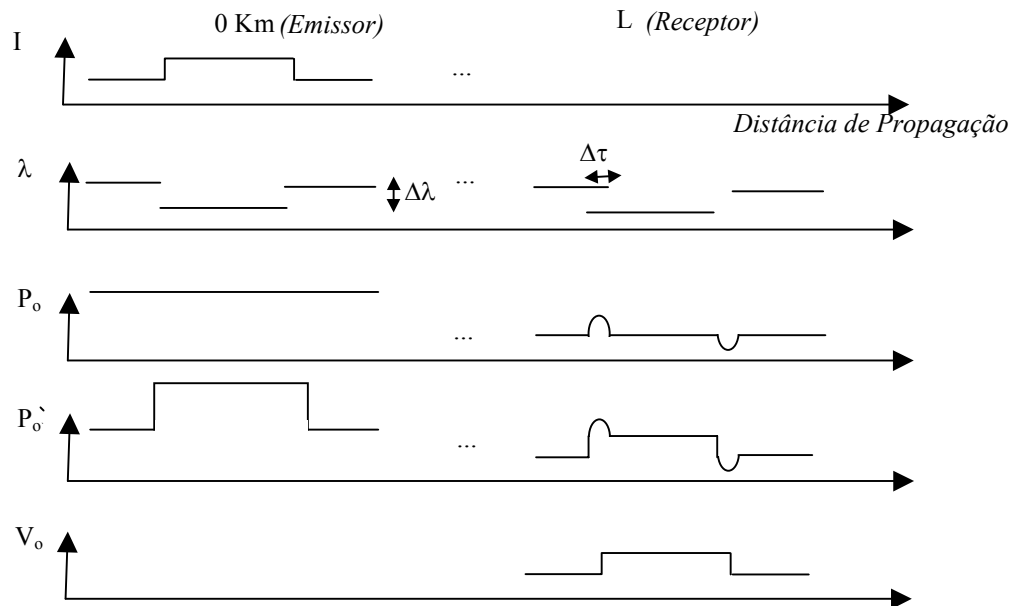


Figura 1 - Princípio de funcionamento do método DST: variação dos diversos parâmetros do sinal óptico ao longo da propagação numa fibra SMF.

A dispersão da fibra causa um efeito semelhante à diferenciação no sinal emitido, resultando numa depressão no nível de potência quando o sinal emitido apresenta uma transição negativa, e num impulso positivo para o caso em que a transição do sinal emitido é positiva (ver Figura 1). Com isto, prevê-se que um integrador no receptor seja suficiente para que a sequência de dados seja recuperada.

No entanto, para o caso em que temos modulação residual de potência à saída do laser, esta situação já se torna mais complexa (ver Figura 1) e os resultados piores. Esta modulação residual de amplitude acresce o fecho do olho, tornando os impulsos mais indistintos. Por estes e outros factores, são de prever certos problemas com a implementação de sistemas deste tipo.

### **5.3. Sistema DST Monocanal (20 Gsimb/s)**

Nesta secção começa por se apresentar a estrutura geral de um sistema DST monocanal, analisando-se em seguida o comportamento de um sistema DST binário NRZ, com a variação do comprimento da fibra. Tendo em conta a distância atingível utilizando modulação DST e o estado actual da electrónica de alta velocidade, considerou-se o ritmo de transmissão correspondente a  $2 \times \text{STM-64}$  ( $2 \times 9.95328 \cong 20$  Gbit/s). Estuda-se também o comportamento de sistemas DST com a distância de transmissão, considerando a codificação duobinária (20 Gbit/s) e a codificação multinível, nomeadamente a quaternária (40 Gbit/s).

#### **5.3.1. Estrutura geral**

O sistema DST tem uma estrutura bastante simples, pois não requer nenhum tipo de componente especial, sendo também por essa razão de implementação razoavelmente barata.

Para taxas de transmissão moderadas ( $\sim 10$  Gbit/s), o sistema pode necessitar de três amplificadores ópticos em linha devido às distâncias envolvidas ( $> 250$  km) [7]. No entanto, para taxas de transmissão mais elevadas, 20 Gbit/s e 40 Gbit/s, o sistema apresenta limites de transmissão da ordem de 80 km e 30 km [11], respectivamente, dispensando por isso os amplificadores de linha. Nestes casos necessita-se simplesmente do amplificador de potência à saída do emissor e do pré-amplificador junto ao receptor.

Na Figura 2 apresenta-se o diagrama de blocos geral de um sistema DST monocanal. A sequência de dados é formatada por um filtro do emissor e adicionada a uma corrente contínua responsável pela polarização do laser, sendo esta a sua corrente de modulação (estes processos estão representados pelo bloco gerador de sequências e modulador).

À saída do laser temos um sinal óptico modulado pela sequência de dados. Para elevar o nível de potência desse sinal óptico utiliza-se um amplificador de potência. Dependendo do débito e necessariamente da distância a propagar, os amplificadores de linha podem ou



não ser necessários para compensar os diferentes troços de fibra. Na recepção, o pré-amplificador óptico eleva o sinal óptico recebido para níveis de potência capazes de serem detectados convenientemente pelo fotodíodo.

Seguidamente, este sinal, agora eléctrico e correspondente à potência óptica, é inserido num equalizador que vai compensar a característica adquirida durante a propagação. Este sinal é então encaminhado para um sistema de recuperação de relógio que vai servir o circuito de decisão e recuperar o sinal digital original.

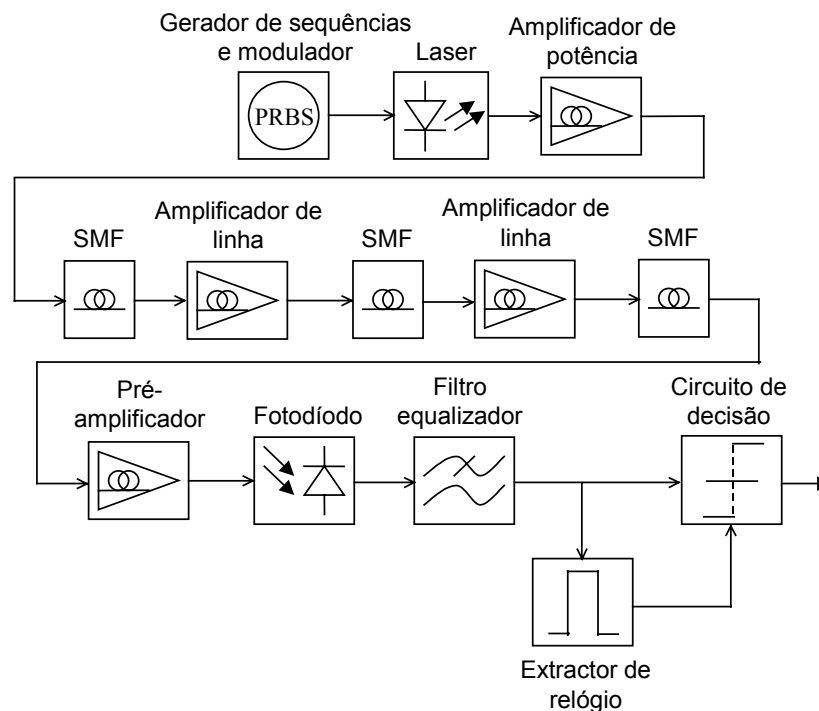


Figura 2 - Diagrama de blocos de um sistema DST monocanal.

### 5.3.2. Análise do Comportamento de um Sistema Binário (20 Gbit/s)

Variando o comprimento da fibra de ligação (supondo na Figura 2 um único troço de fibra sem amplificadores de linha) e/ou as propriedades do laser de emissão, altera-se a função de transferência referente ao percurso da entrada do laser até a entrada do equalizador, pelo que a frequência de corte,  $f_{ec}$ , do filtro equalizador (filtro passa-baixo) deve ser ajustada para cada caso de acordo com a equação [5]:

$$f_{ec} = \frac{1}{2\pi k_{FM} F_f} \quad (5.2)$$

sendo  $F_f$  um parâmetro que depende das características da fibra ( $D$  e  $L_f$ ) e do comprimento de onda de operação ( $\lambda$ ) da seguinte forma [5]:

$$F_f = \frac{\lambda^2 D L_f}{4\pi c} \quad (5.3)$$

e  $k_{FM}$  dado por [5]:

$$k_{FM} = 4\pi E_{FM} (I_0 - I_{th}) \quad (5.4)$$

com  $E_{FM}$  a eficiência FM do laser,  $I_0$  a sua corrente de polarização e  $I_{th}$  a sua corrente de limiar (5.8 mA).

Uma vez que o método DST depende fortemente das características do laser, é importante indicar desde já qual o laser a considerar ao longo deste capítulo: um laser de poço quântico múltiplo com 10 poços, de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  (ver secção 3.2.1 do capítulo 3).

A função de transferência do percurso entrada do laser  $\rightarrow$  entrada do equalizador, considerando o referido laser, foi convenientemente analisada por Teixeira [11], tendo sido determinados os parâmetros do modelo do laser que conduziam às características experimentais medidas, para condições de operação do laser distintas. Foi concluído que a corrente de polarização óptima do laser era de 70 mA, que correspondia ao melhor equilíbrio entre degradação da banda passante da função de transferência até à entrada do equalizador (ver Figura 3) e supressão dos modos laterais do laser [11]. Para valores da corrente de polarização maiores que 75 mA, a supressão dos modos laterais do laser torna-se inferior a 30 dB, o que implica que este factor se torne dominante em termos de degradação do desempenho do sistema [11].

Nas condições referidas, e para as potências do sinal em causa, concluiu-se que a equalização utilizando um filtro passa-baixo com dois pólos [11] [14] poderia ser

benéfica (em substituição do filtro passa-baixo simples com frequência de corte dada pela equação (5.2)).

O sistema simulado para estudar o efeito do comprimento da fibra no comportamento de um sistema DST é o da Figura 2, sem os amplificadores de linha. A corrente de injeção do laser tem uma componente contínua de  $I_0=70$  mA, à qual foi adicionada a sequência NRZ de 20 Gbit/s com amplitude pico a pico,  $I_{pp}$ , de forma a obter uma variação de  $I(t)$  entre  $I_0+I_{pp}/2$  e  $I_0-I_{pp}/2$ . A potência de saída média era de  $\sim 4.5$  dBm, a eficiência FM,  $E_{FM}$ , de 190 MHz/mA (a 70 mA) e o ruído relativo de intensidade (RIN) do laser a 20 GHz de  $\sim -170$  dB/Hz.

Na situação *back-to-back* ( $I_{pp}=30$  mA), a razão de extinção e o desvio de frequência em estado estacionário para os níveis “1” e “0” são, respectivamente, de  $\sim 1.9$  dB e  $\sim 5.7$  GHz.

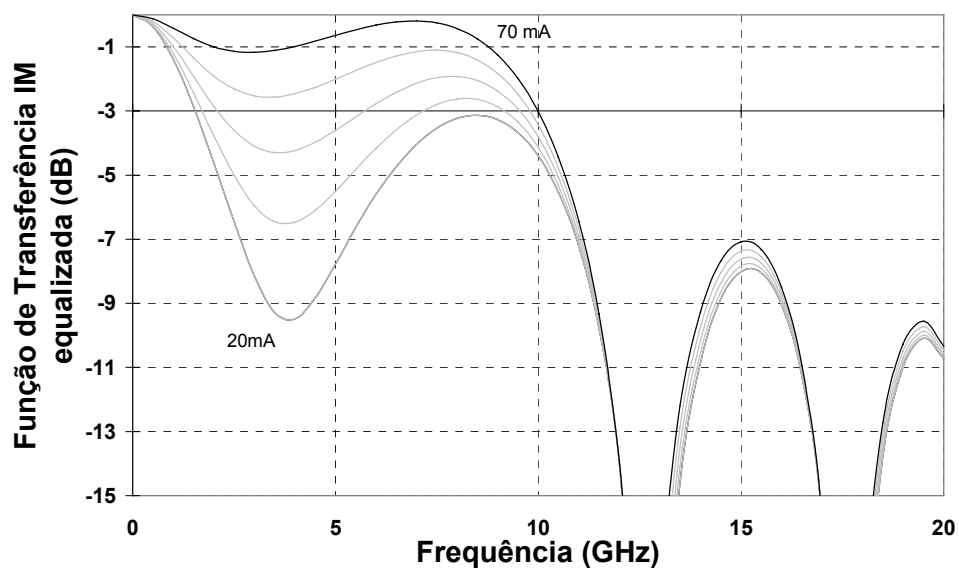


Figura 3 - Função de transferência IM do conjunto laser mais fibra de transmissão (de comprimento 50.4 km), equalizada com um filtro passa-baixo ( $f_{ec}=1.96$  GHz) para diversas correntes de polarização do laser ( $I_0=20$  mA, ..., 70 mA) [11].

Para que o sinal atinja o receptor com o nível de potência pretendido, passa por um amplificador de potência, propagando-se seguidamente por uma fibra SMF de comprimento  $L_f$ . Seguidamente, o sinal é pré-amplificado e detectado pelo fotodíodo.

Os dois amplificadores referidos têm um ganho de 15.5 dB e um factor de ruído de 3.5 dB. Para a fibra consideraram-se os valores típicos de uma SMF na janela dos 1.55  $\mu\text{m}$ : uma atenuação de 0.21 dB/km, uma dispersão cromática de 17 ps/(nm.km) e um coeficiente não linear de  $1.39 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ . Os modelos dos vários componentes referidos são descritos na secção 3.2 do capítulo 3.

Após este processo e já no domínio eléctrico, o sinal é equalizado por um filtro passa-baixo com dois pólos situados nas frequências  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ . Finalmente, o sinal é enviado para os circuitos de extracção de relógio e decisão, sendo depois introduzido nos dispositivos de observação e caracterização do desempenho do sistema.

Na Figura 4 apresentam-se os resultados da penalidade de potência óptica no receptor em relação à situação *back-to-back* para uma  $P_e$  de  $10^{-12}$ , do sistema DST binário a 20 Gbit/s. Para obter estes resultados optimizaram-se as frequências ( $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ ) dos pólos do filtro equalizador e a amplitude pico a pico do sinal modulador ( $I_{pp}$ ), cujos valores são apresentados na Tabela 1.

Como se observa na Figura 4, o desempenho do sistema passa por diversas fases. Para pequenos comprimentos (até cerca de 12 km) apresenta um comportamento essencialmente de modulação de intensidade (IM), logo bom desempenho. Seguidamente, para distâncias de passagem entre a propagação pura IM e a propagação DST (de 12 km a 18 km), tem-se uma fase intermédia, com penalidade de potência acrescida. Para distâncias mais elevadas (de 18 km a 65 km), o sistema até ao equalizador comporta-se como um diferenciador, tendo sido compensado por um filtro passa-baixo com dois pólos. Para distâncias muito elevadas (superiores a 65 km), a largura de banda da função de transferência do percurso entrada do laser  $\rightarrow$  entrada do equalizador, mesmo após compensação, será já muito reduzida [11], e a distorção do sinal tenderá a aumentar rapidamente com a distância de transmissão.

Da Tabela 1 verifica-se que o valor óptimo de  $I_{pp}$  tende a diminuir com o aumento do comprimento da ligação, devido ao aumento da eficiência do processo FM-IM que cresce directamente com a distância. Por outro lado, nota-se já o impacto do segundo pólo do filtro no desempenho do sistema.

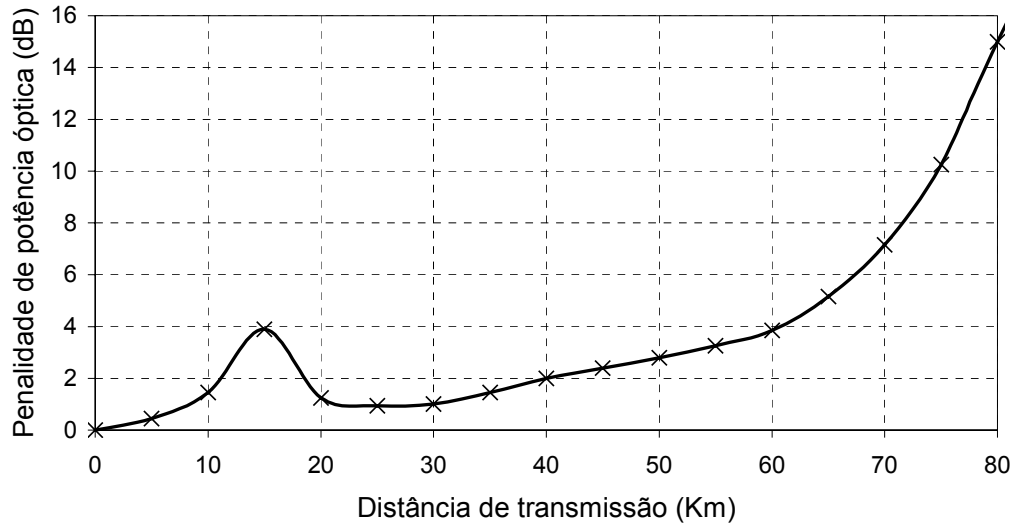


Figura 4 - Penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação back-to-back, para um  $BER=10^{-12}$ , em função da distância de transmissão num sistema DST binário a 20 Gbit/s.

$L_f$ (km)	$f_{ec1}$ (GHz)	$f_{ec2}$ (GHz)	$I_{pp}$ (mA)	Pen. pot. óptica (dB)
0	20	20	30	0
5	20	20	30	0.5
10	20	20	30	1.5
15	20	20	30	3.9
20	4.9	12.5	30	1.3
25	3.9	11.5	30	1
30	3.3	10.5	27	1
35	2.8	8.5	18	1.5
40	2.5	9.5	22	2
45	2.2	10	17	2.4
50	1.96	10	15	2.8
55	1.98	20	12	3.3
60	1.94	20	10	3.9
65	1.90	20	10	5.1
70	1.45	20	6	7.2
75	1.4	20	6	10.3
80	1.4	20	6	15

Tabela 1 - Parâmetros otimizados e valores de penalidade de potência óptica correspondentes para o sistema DST binário a 20 Gbit/s.

### 5.3.3. Análise do Comportamento de Sistemas Multinível (20 Gsimb/s)

Além da codificação binária NRZ a 20 Gbit/s consideraram-se também códigos com

ocupação espectral reduzida, nomeadamente a codificação duobinária [15] a 20 Gbit/s e a quaternária [11] a 40 Gbit/s (ambas a 20 Gsimb/s).

O sistema DST simulado nestes casos é o mesmo do caso binário. Para os novos sistemas DST considerados, duobinário e quaternário, a equalização é também efectuada por um filtro passa-baixo com dois pólos, com as frequências de corte optimizadas em cada caso, para cada comprimento considerado.

Na Figura 5 apresentam-se os resultados da penalidade de potência óptica no receptor em relação à situação *back-to-back* com codificação binária, para uma  $P_e=10^{-12}$ , dos sistemas DST duobinário (20 Gbit/s) e quaternário (40 Gbit/s) simulados, para os valores optimizados de  $f_{ec1}$ ,  $f_{ec2}$  e  $I_{pp}$ , que são apresentados na Tabela 2.

Observando a Figura 5, constata-se que, como se esperava, para a codificação duobinária (3 níveis de potência) e quaternária (4 níveis de potência) as penalidades de potência são sucessivamente mais elevadas do que para a codificação binária (2 níveis de potência), pois todos os valores apresentados foram obtidos em relação à situação *back-to-back* com codificação binária.

Verifica-se também que o pico da penalidade de potência, correspondente à fase intermédia entre a propagação pura IM e a propagação DST, é pouco evidente no caso da codificação duobinária, e acontece para menores distâncias de transmissão para o caso quaternário (~5 km), que no caso binário.

O pico referido acontece porque nessa fase intermédia a função de transferência do percurso entrada do laser → entrada do equalizador apresenta uma depressão para baixas frequências [11] (ver Figura 6 para o caso binário), pelo que a equalização passa-baixo não é eficiente. O facto de esse pico não aparecer no caso duobinário, significa que a função de transferência referida não apresenta aquela depressão para nenhum comprimento da ligação (pelo menos de forma evidente). De igual modo, o pico aparece para comprimentos mais baixos no caso quaternário porque a referida depressão acontece para comprimentos de ligação mais reduzidos.

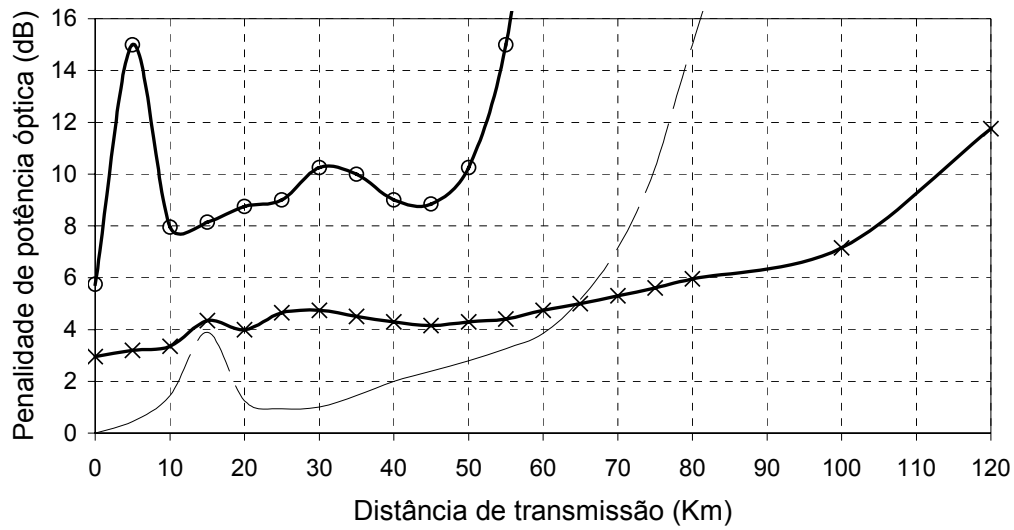


Figura 5 - Penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação back-to-back com codificação binária, para um  $BER=10^{-12}$ , em função da distância de transmissão, em sistemas DST duobinário a 20 Gbit/s (x) e quaternário a 40 Gbit/s (o); a tracejado apresenta-se a curva relativa à codificação binária NRZ a 20 Gbit/s para comparação.

L (km)	$f_{c1}$ (GHz)		$f_{c2}$ (GHz)		$I_{pp}$ (mA)		Pen. pot. óptica (dB)	
	Duob.	Quat.	Duob.	Quat.	Duob.	Quat.	Duob.	Quat.
0	20	20	20	20	30	30	3	5.8
5	20	20	20	20	30	5	3.2	15
10	20	20	20	20	20	5	3.4	8
15	20	7	20	11	20	6	4.4	8.2
20	6	4.9	12.5	10.5	20	8	4	8.8
25	4.3	3.9	12.5	9.5	14	15	4.7	9
30	4	3.2	9	9	14	18	4.8	10.3
35	4	3.4	7	8	10	13	4.5	10
40	3.7	3.3	7	6	10	8	4.3	9
45	3.4	3.3	7	6	10	7	4.1	8.9
50	3	3.3	7	6	7	6	4.3	10.3
55	2.1	3.3	20	6	7	5	4.4	15
60	2	-	12	-	6	-	4.8	-
65	1.9	-	12	-	6	-	5	-
70	1.8	-	12	-	6	-	5.3	-
75	1.8	-	10	-	5	-	5.6	-
80	1.7	-	10	-	5	-	6	-
100	1.3	-	20	-	5	-	7.1	-
120	0.85	-	20	-	5	-	11.7	-

Tabela 2 - Parâmetros otimizados e valores de penalidade de potência óptica correspondentes para os sistemas DST duobinário e quaternário a 20 Gsimb/s.

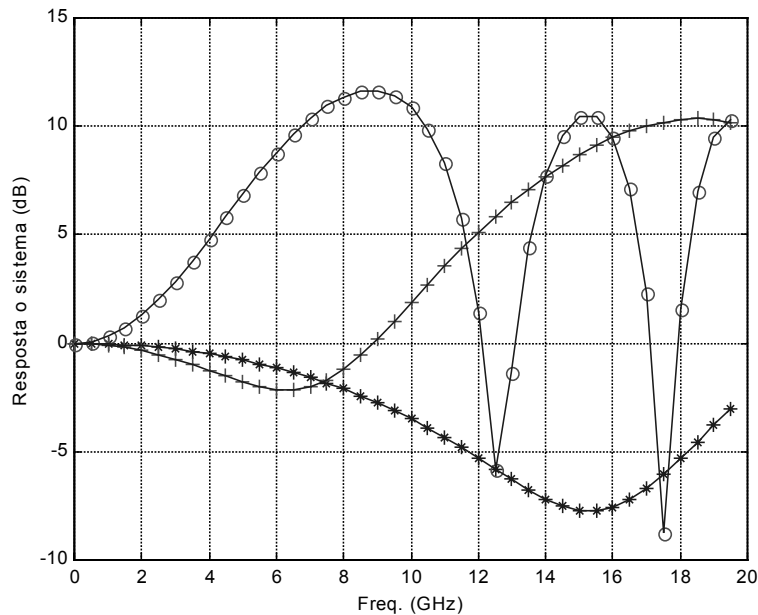


Figura 6 - Módulo da função de transferência do sistema para três comprimentos de fibra SMF ( $D=17$  ps/(nm.km)), 50 km (o), 12.5 km (+) e 3 km (\*) [11].

Para o caso duobinário observa-se a menor degradação do desempenho do sistema para distâncias de transmissão elevadas, como se esperava, pois utilizando codificação duobinária, a ocupação espectral é menor (aproximadamente metade em relação ao caso binário), induzindo menor dispersão cromática.

O valor ótimo de  $I_{pp}$  no caso duobinário, à semelhança do caso binário, tende a diminuir com o aumento do comprimento da ligação, também devido ao aumento da eficiência do processo FM-IM, que cresce com a distância. O mesmo não se verifica para o caso quaternário, para o qual o valor de  $I_{pp}$  não tem uma variação monótona.

Por outro lado, para a codificação duobinária e quaternária nota-se mais a influência do segundo pólo do filtro no desempenho do sistema, indicando que para estes casos a função de transferência entre a entrada do laser e a entrada do equalizador apresenta maior distorção, não podendo ser compensada simplesmente com um filtro passa-baixo simples.



#### **5.4. Optimização da Filtragem Óptica Monocanal em Sistemas $N \times 20$ Gbit/s**

Como se referiu, a melhoria da eficiência espectral implica a optimização da resposta espectral do filtro óptico utilizado como desmultiplexador. O filtro óptico deverá apresentar boa supressão dos lóbulos laterais, para rejeitar capazmente os canais vizinhos, quando se utiliza espaçamento reduzido entre eles. Além disso, deverá introduzir pouca distorção no canal escolhido, pelo que o atraso introduzido deverá ser o mais constante possível. Alternativamente, há casos de filtros ópticos cuja resposta em fase permite a compensação da dispersão cromática, o que contribuirá para melhorar o desempenho do sistema (ver secções 4.5.2.2 e 4.6 do capítulo 4).

Seguidamente, depois de se apresentar a estrutura geral de um sistema DST multicanal, vai-se optimizar o filtro óptico, para se conseguir o menor espaçamento possível entre canais num sistema WDM-DST, fixando o comprimento da ligação e a codificação (binária NRZ). Os filtros ópticos considerados são os apresentados no capítulo anterior, nomeadamente os filtros FP de cavidade simples e de três espelhos, o AWG e a FBG (*unchirped*).

É importante ressaltar um aspecto relativo à optimização efectuada. Os filtros ópticos utilizados como desmultiplexadores vão alterar o canal escolhido, uma vez que, como se viu no capítulo anterior, as várias respostas na banda passante são diferentes da ideal (espectro completamente plano e com fase linear). Por essa razão, após a detecção, as frequências de corte óptimas do filtro equalizador, bem como as condições de funcionamento do laser, para um determinado comprimento de ligação e codificação, poderão ser diferentes das obtidas para o caso monocanal, estudado na secção anterior.

No entanto, a optimização do filtro eléctrico equalizador e das condições de operação do laser, em simultâneo com os filtros ópticos, seria exaustiva, pelo que se optou por manter as condições do laser e os filtros eléctricos inalterados, em relação aos valores óptimos obtidos para o caso de ausência de filtro óptico e para o comprimento de fibra escolhido. Nas situações em que essa optimização eléctrica suplementar foi efectuada, não se

verificou uma melhoria significativa dos resultados, que alterasse as conclusões referentes ao desempenho relativo dos vários filtros ópticos estudados.

#### 5.4.1. Estrutura geral de um Sistema WDM-DST

Na Figura 7 apresenta-se o diagrama de blocos geral de um sistema DST multicanal. Os N canais WDM, obtidos por modulação directa de N lasers, são enviados através da fibra óptica, sendo a transmissão suportada pela dispersão. Tal como no caso monocanal, dependendo do comprimento da ligação, poderão ou não ser necessários os amplificadores de linha. Na recepção, os N canais são desmultiplexados utilizando filtros ópticos, sendo posteriormente detectados, equalizados e enviados para os circuitos de extracção de relógio e decisão.

Notar que a operação de desmultiplexagem no caso dos filtros considerados é efectuada utilizando N filtros,   excepção do AWG. Um  nico AWG efectua a separa o espacial dos N canais para as N portas de saída (ver secção 3.3.3.7 do capítulo 3).

#### 5.4.2. Optimização do Filtro  ptico

Primeiramente, vai-se determinar qual o tipo de filtro, de entre os estudados, que permite a maior densidade de canais, e depois otimizar as características do filtro seleccionado. Não se consideraram as perdas de inserção em nenhum dos casos.

##### 5.4.2.1. Selecção do Tipo de Filtro  ptico

Considera-se um sistema WDM-DST de 8 canais, com comprimentos de onda a partir de 1552.52 nm (193.1 THz), de acordo com as especifica es da recomendação G.962 [16] do ITU-T, com ritmo de transmissão por canal de 2×STM-64 [17] (~ 20 Gbit/s), com codificação binária NRZ e um comprimento da ligação de 65 km, e vai-se otimizar o espaçamento entre canais, considerando os diferentes tipos de filtros ópticos apresentados no capítulo anterior. Utilizam-se sequências pseudo-aleatórias de comprimento  $2^{10}-1$  bits.

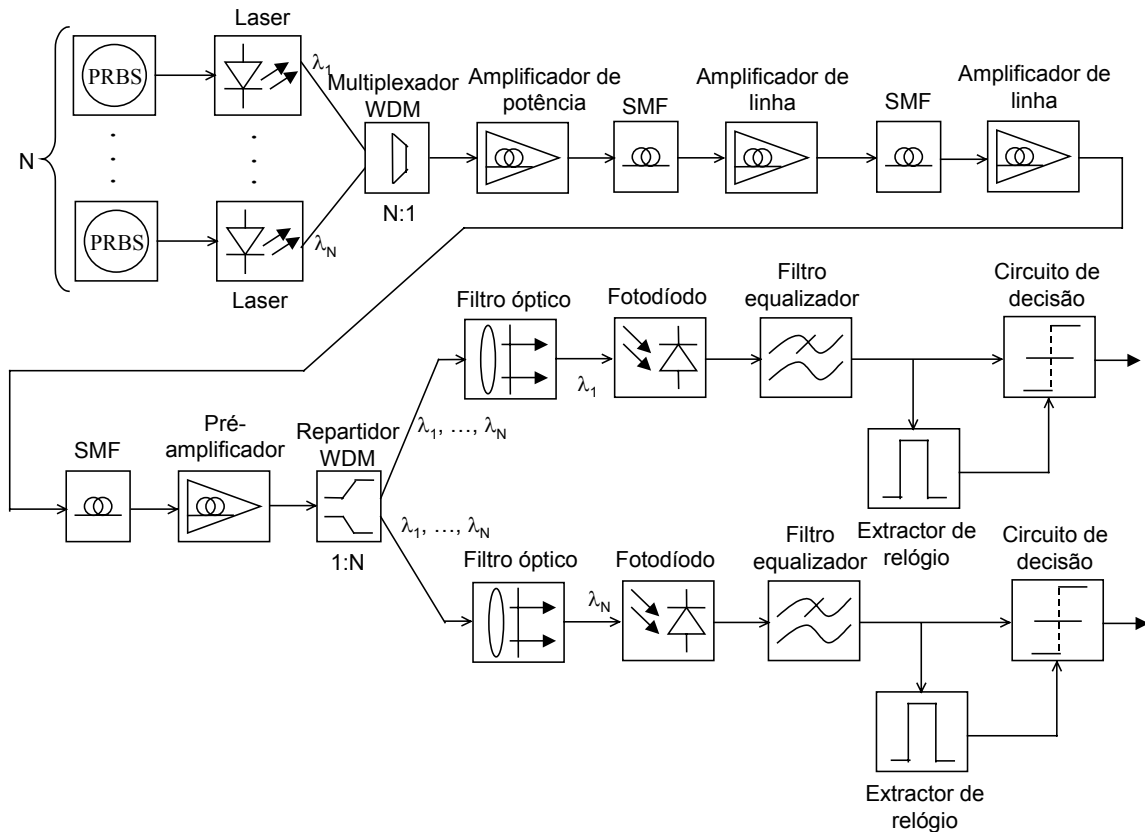


Figura 7 - Diagrama de blocos de um sistema DST multicanal.

O sistema simulado é o da Figura 7, sem os amplificadores de linha. As condições de operação de cada laser são iguais às utilizadas no caso monocanal para  $L_f=65$  km. Assim,  $I_0=70$  mA e  $I_{pp}=10$  mA (a potência de saída média é de  $\sim 4.5$  dBm e o RIN a 20 GHz de  $\sim 170$  dB/Hz).

O amplificador de potência e o pré-amplificador têm um ganho de 15.5 dB e uma figura de ruído de 3.5 dB. A largura de banda equivalente de ruído dos EDFAs é de 10.25 nm (1.28 THz). O fotodetector é do tipo PIN e para a fibra foram considerados os valores referidos anteriormente para uma SMF na janela dos 1.55  $\mu\text{m}$ . A equalização é efectuada por um filtro passa-baixo com dois pólos, com  $f_{ec1}=1.9$  GHz e  $f_{ec2}=20$  GHz (ver Tabela 1).

A penalidade de potência obtida na secção anterior considerando este comprimento de fibra e um só canal foi de 5.1 dB (ver Tabela 1).

Na Figura 8 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ , em função do espaçamento entre canais do sistema WDM-DST considerado, para diferentes filtros ópticos. O canal filtrado é o primeiro dos 8 canais, pelo que todos os filtros considerados tinham um comprimento de onda central igual a 1552.52 nm. A função de apodização considerada para as FBGs apodizadas foi a gaussiana (equação (4.34) do capítulo 4).

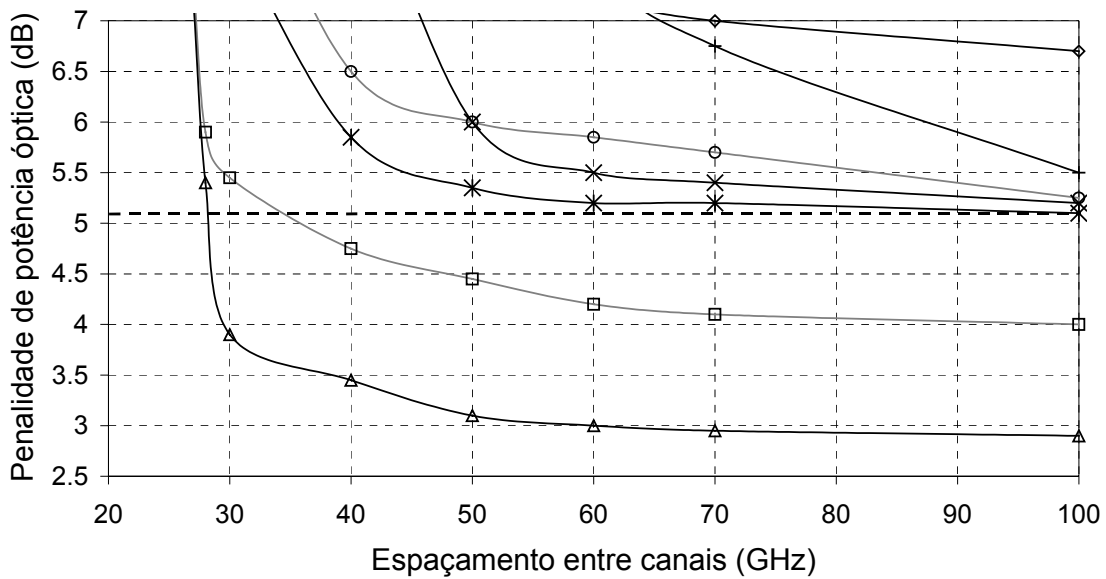


Figura 8 - Penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para uma  $P_e=10^{-12}$ , em função do espaçamento entre canais, para diferentes filtros ópticos: filtro FP simples (+), filtro FP de três espelhos (x), AWG (\*), FBG uniforme (o), FBG apodizada zero-dc (□), FBG apodizada negative-only (△) e FBG apodizada positive-only (◇); a tracejado apresenta-se o valor da penalidade de potência para o caso monocanal (5.1 dB).

Os valores de penalidade óptica apresentados no gráfico da Figura 8, para cada espaçamento entre canais e para os diferentes tipos de filtros ópticos, são os valores ótimos em cada situação, obtidos por optimização das respostas dos filtros ópticos. Para as várias FBGs essa optimização envolveu a variação do comprimento e de  $\overline{\delta n_{eff}}$ . Já no caso dos AWGs (de InP), considerou-se FSR fixa (1 THz) e variou-se  $\Delta\lambda_{ch}$  (os vários espaçamentos entre canais considerados). No caso das cavidades FP, simples e de três espelhos, optimizaram-se, para cada espaçamento, FSR e  $B_0$ . As frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico mantiveram-se constantes em todas as situações.

Considerando o limite de penalidade de potência de 7 dB relativamente à situação *back-to-back*, que corresponde a um incremento de 1.9 dB relativamente ao caso monocanal com o mesmo comprimento de fibra (5.1 dB), é possível atingir espaçamentos decrescentes entre canais, de aproximadamente 70 GHz (0.56 nm), 65 GHz (0.52 nm), 46 GHz (0.368 nm), 37 GHz (0.296 nm), 34 GHz (0.272 nm) e 27 GHz (0.216 nm), respectivamente para a FBG *positive-only*, o filtro FP simples, o filtro FP de três espelhos, a FBG uniforme, o AWG, e as FBGs *zero-dc* e *negative-only* (ambas 27 GHz).

A estes espaçamentos permitidos decrescentes, correspondem valores de eficiência espectral do sistema 8×20 Gbit/s crescentes, respectivamente de 0.33 bit/s/Hz, 0.35 bit/s/Hz, 0.5 bit/s/Hz, 0.62 bit/s/Hz, 0.67 bit/s/Hz e 0.85 bit/s/Hz.

A maior densidade de canais e conseqüentemente maior eficiência espectral foi obtida para as FBGs com apodização do tipo *negative-only* e *zero-dc*.

Como se pode observar na Figura 8, apenas para estes dois tipos de filtros as penalidades de potência para alguns espaçamentos foram inferiores à obtida no sistema monocanal sem filtro óptico (5.1 dB). A justificação para esse facto é que nestes casos a largura de banda do filtro óptico pode ser suficientemente reduzida para que o ruído de batimento ASE-ASE seja inferior à situação sem filtro óptico. Por exemplo, para um espaçamento entre canais de 100 GHz as FBGs óptimas destes tipos apresentavam larguras de banda (a -3 dB) de ~22 GHz e ~24 GHz, respectivamente. Quanto ao ruído de batimento sinal-ASE, para as situações consideradas, em que a largura de banda eléctrica é sempre inferior a metade da largura de banda óptica, o seu valor (dentro da largura de banda do filtro eléctrico) é independente da largura de banda do filtro óptico.

A FBG *negative-only* permite adicionalmente a compensação da GVD (ver Figura 16 do capítulo 4), pelo que as penalidades de potência obtidas são ainda mais reduzidas que para o caso da FBG *zero-dc*. Por exemplo, a FBG óptima do tipo *negative-only*, para o caso referido anteriormente de espaçamento entre canais de 100 GHz, apresentava uma inclinação do atraso de grupo de ~-275 ps/nm. Contudo, para espaçamentos entre canais muito reduzidos, a rejeição dos canais adjacentes não é tão eficiente para a FBG *negative-only* como no caso da FBG *zero-dc*, e então estes dois tipos de filtros apresentam

desempenhos semelhantes, apesar das melhores características de fase da FBG *negative-only*.

O AWG conduz a piores resultados que as duas FBGs referidas anteriormente. Apesar da característica do atraso de grupo correspondente (constante) não distorcer o sinal escolhido, e da rejeição dos canais vizinhos ser eficiente, a sua largura de banda pouco controlável (depende directamente do espaçamento entre canais, como se viu na secção 3.3.3.3 do capítulo 3), não permite um ruído de batimento ASE-ASE tão reduzido como nos casos das FBGs *negative-only* e *zero-dc*, e adicionalmete o *crosstalk* heterodino vai ser maior. Além disso, devido a essa dependência da largura de banda, a penalidade tende a aumentar mais rapidamente quando se diminui o espaçamento entre canais, comparando com as FBGs referidas.

A FBG uniforme e os filtros FP de três espelhos não permitem obter eficiências espectrais tão elevadas, comparando com os casos anteriores, mas para espaçamentos entre canais elevados (na vizinhança de 100 GHz) as penalidades de potência são semelhantes às obtidas para o AWG. Assim, estes filtros são excelentes opções, devido à sua simplicidade, para esses espaçamentos elevados.

Na Figura 8 denota-se ainda que para espaçamentos superiores a 50 GHz, o filtro FP de três espelhos conduz a penalidades de potência inferiores às obtidas considerando a FBG uniforme, mas esta tendência inverte-se para espaçamentos inferiores a 50 GHz. Este comportamento justifica-se pelos formatos das suas funções de transferência (comparar a Figura 6 do capítulo 3 com a Figura 6 do capítulo 4). Para espaçamentos reduzidos a FBG uniforme permite uma melhor rejeição dos canais vizinhos, e conseqüentemente um melhor desempenho do sistema, enquanto que para espaçamentos elevados a situação se inverte.

Os filtros FP simples apresentam piores resultados que os filtros FP de três espelhos, uma vez que, como se verificou na secção 3.3.2.3 do capítulo 3, estes últimos apresentam uma resposta espectral com maior rejeição fora da banda passante.

Os piores resultados são obtidos para a FBG *positive-only*, porque a variação associada

do atraso de grupo incrementa a GVD introduzida pela fibra de transmissão (como se concluiu na secção 4.5.2.2 do capítulo 4).

Os resultados apresentados e conclusões tiradas vão de encontro às previsões efectuadas no capítulo 4 (secção 4.7), referentes à filtragem monocanal num sistema WDM, utilizando os filtros referidos.

#### 5.4.2.2. *Optimização das Características (FBG negative-only)*

Uma vez concluído qual o filtro óptico, de entre os estudados, que possibilita o menor espaçamento entre canais, a FBG apodizada com perturbação de valor médio negativo variável, vai-se proceder em seguida à optimização da função de apodização e variação do valor médio (determinada por  $n_{th}$ ).

##### 5.4.2.2.1. Formato da Apodização

Consideraram-se funções de apodização com parâmetro de apodização,  $a_{eff}$  (equação (4.35) do capítulo 4), variável, nomeadamente a função co-seno elevado ( $f(z)=0.5\{1+\cos[\pi(z-L/2)/L]\}$ ,  $0\leq z\leq L$ ) [18], a função seno (equação (4.32) do capítulo 4), a função seno-quadrático ( $f(z)=\sin^2(\pi z/L)$ ,  $0\leq z\leq L$ ) [19] e a função gaussiana (com largura a meia altura de  $L/3$ , equação (4.34) do capítulo 4), com  $a_{eff}$  de, respectivamente, 0.8183, 0.6366, 0.5 e 0.3547. Também se considerou a FBG uniforme, sem apodização ( $a_{eff}=1$ ).

Estes diferentes perfis de apodização são apresentados na Figura 9, e na Figura 10 mostram-se os espectros de reflexão e atrasos de grupo correspondentes, considerando redes de Bragg com  $n_{eff}=1.45$ ,  $\overline{\nu\delta n_{eff}}=1.5\times 10^{-4}$ ,  $L=25$  mm e  $\Lambda=535.41$  nm ( $\lambda_B=1552.7$  nm e  $\lambda_{max}=1552.52$  nm).

Observando a Figura 10 verifica-se que, tal como se tinha concluído no capítulo 4 (secção 4.5.2.1) para outras funções de apodização (também com decaimento gradual do centro para a periferia da rede), quanto mais apertado é o formato de apodização ( $a_{eff}$

decrecente), maior é a supressão dos lóbulos laterais, para espaçamentos em relação a  $\lambda_{max}$  suficientemente elevados (Figura 10 (a)).

Contudo, os declives das curvas de atraso de grupo na vizinhança do comprimento de onda central não apresentam uma variação monótona. Assim, para os formatos de apodização agora considerados, do uniforme para o do tipo seno ( $a_{eff}$  decrescente), observa-se um aumento do declive, mas do tipo seno para o gaussiano ( $a_{eff}$  também decrescente), o declive diminui (Figura 10 (b)).

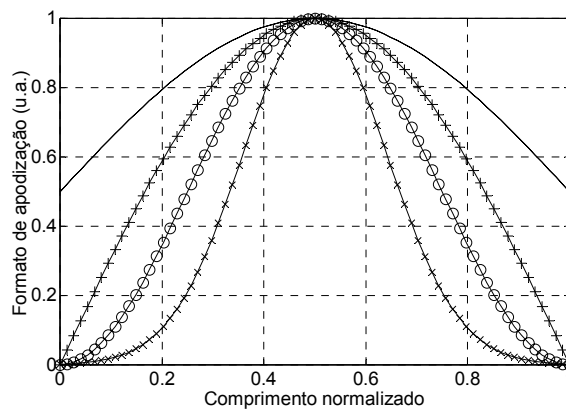


Figura 9 - Formatos de apodização com diferentes  $a_{eff}$ . (–) co-seno elevado, (+) seno, (o) seno-quadrático, (x) gaussiano com largura a meia altura de  $L/3$ .

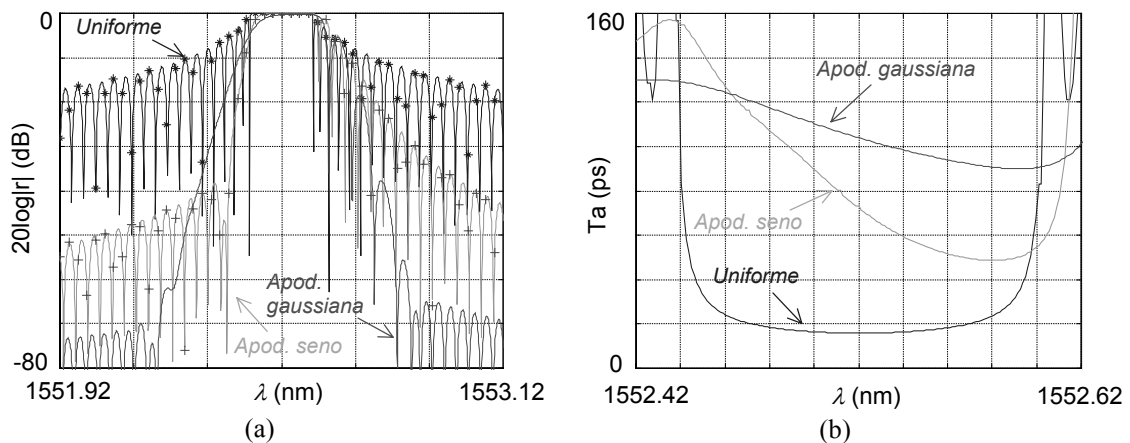


Figura 10 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs apodizadas do tipo negative-only, com diferentes formatos de apodização.



Na Figura 11 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ , em função de  $a_{eff}$  das apodizações consideradas (Figura 9) para a FBG *negative-only*, utilizada como filtro óptico num sistema WDM-DST 16x20 Gbit/s de elevada densidade,  $\Delta f_{ch}=30$  GHz (eficiência espectral de ~0.71 bit/s/Hz), e num sistema DST monocanal com igual ritmo de transmissão e comprimento da ligação ( $L_f=65$  km).

O canal filtrado para análise é o oitavo canal, à frequência 193.1 THz (1552.52 nm). As condições de funcionamento do laser e dos amplificadores, foram as utilizadas anteriormente para  $L_f=65$  km, e as frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico equalizador mantiveram-se constantes para todas as apodizações, respectivamente 1.9 GHz e 20 GHz. Os valores de penalidade apresentados para as várias apodizações, nos sistemas monocanal e multicanal, são os valores óptimos em cada situação, obtidos por optimização das respostas das FBGs (variando  $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ ).

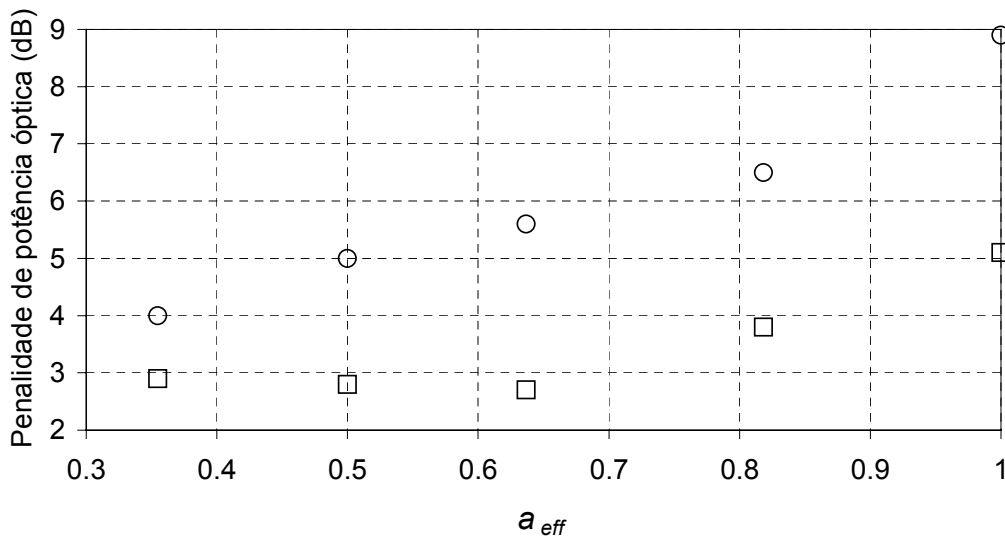


Figura 11 - Penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para uma  $P_e=10^{-12}$ , em função da  $a_{eff}$  da apodização de FBGs *negative-only*, utilizadas como filtros ópticos num sistema WDM-DST 16x20 Gbit/s com  $\Delta f_{ch}=30$  GHz (o), e num sistema DST monocanal a 20 Gbit/s (□), com  $L_f=65$  km.

Observando a Figura 11 constata-se que à medida que  $a_{eff}$  decresce, diminui continuamente a penalidade de potência para o caso do sistema multicanal denso

(DWDM), enquanto que para o sistema monocanal a variação da penalidade não é monótona. Ou seja, o desempenho do sistema DWDM estudado é fortemente dependente da supressão dos lóbulos laterais da FBG apodizada considerada, que como se viu aumenta quando  $a_{eff}$  decresce, o que conduz a uma menor penalidade de potência. Já no caso do sistema monocanal, como seria de esperar, o desempenho segue claramente o valor absoluto do declive do atraso de grupo, associado a cada formato de apodização. Assim, a menor penalidade de potência no sistema multicanal é obtida para a apodização gaussiana (maior supressão dos lóbulos laterais, Figura 10 (a)), e no sistema monocanal para a apodização seno (maior declive do atraso de grupo, Figura 10 (b)).

A tendência verificada no sistema DST monocanal, maior dependência em relação à variação da inclinação do atraso de grupo, em detrimento da supressão dos lóbulos laterais, para as várias apodizações consideradas para a FBG *negative-only*, dever-se-á verificar também para sistemas WDM-DST com maior espaçamento entre canais.

Considerando um sistema WDM-DST 8×20 Gbit/s, com espaçamento entre canais de 100 GHz e comprimento da ligação de 65 km, com as condições de funcionamento de todos os componentes do sistema iguais às referidas anteriormente para este comprimento, filtrou-se um dos canais centrais, considerando FBGs *negative-only* com diferentes apodizações e analisou-se o desempenho do sistema em cada caso. As frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico equalizador mantiveram-se constantes para todas as apodizações.

Os formatos de apodização considerados são do tipo tangente hiperbólica (equação (4.31) do capítulo 4) com o parâmetro  $\eta_t$  a variar de 0.1 a 10 (uniforme para  $\eta_t \rightarrow \infty$ ). Os restantes parâmetros da perturbação mantiveram-se constantes,  $\sqrt{\delta n_{eff}} = 4 \times 10^{-4}$  e  $L = 10$  mm (agora  $\lambda_{max} = 1554.92$  nm).

Na Figura 12 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e = 10^{-12}$ , em função de  $\eta_t$ , para o sistema referido. Ilustra-se também a variação com  $\eta_t$  das características da resposta da FBG *negative-only*, nomeadamente a inclinação do atraso de grupo (em módulo) em torno do comprimento

de onda central ( $D_a$ ) e a supressão dos lóbulos laterais (RR: *Rejection Ratio*) média (de  $\pm 100$  GHz), para fundamentar a variação da penalidade observada.

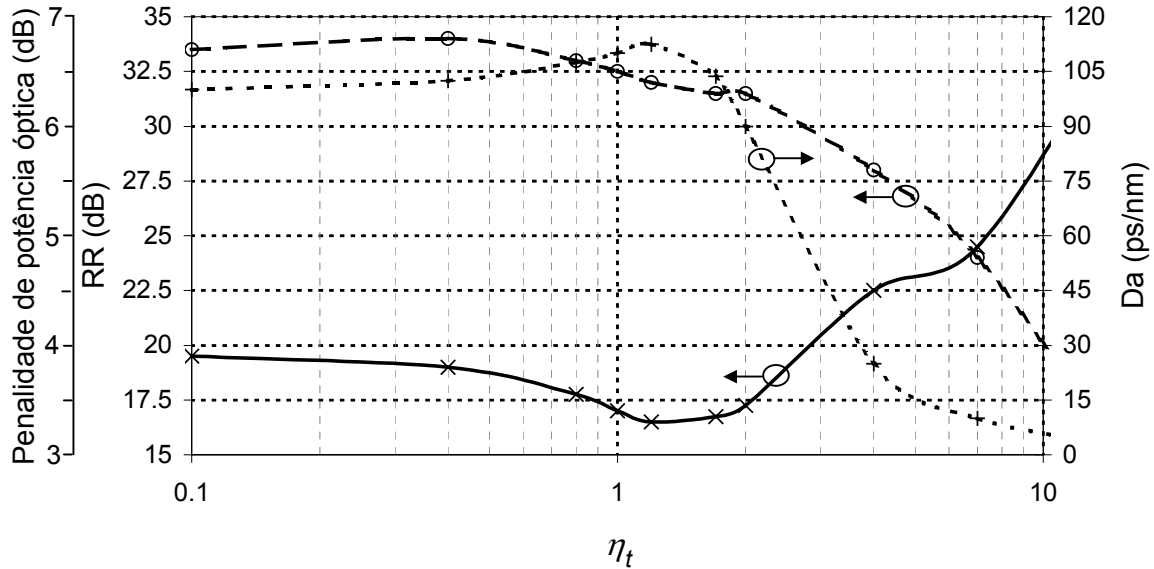


Figura 12 - Variações da penalidade de potência óptica no receptor (x) relativamente à situação back-to-back ( $P_e=10^{-12}$ ) para um sistema WDM-DST 8x20 Gbit/s ( $\Delta f_{ch}=100$  GHz e  $L_f=65$  km), da inclinação (em módulo) do atraso de grupo (+) e da RR (o) da resposta da FBG, em função do parâmetro  $\eta_t$  da função de apodização tangente hiperbólica.

Diminuindo  $\eta_t$  desde 10 até 0.1, ou seja, apertando a função de apodização, tem-se um aumento contínuo da RR, mas uma variação de  $D_a$  não monótona. O que se verifica é que, conforme esperado, tal como para o sistema DST monocanal analisado anteriormente, também para este sistema WDM-DST o desempenho é mais influenciado pela variação de  $D_a$  da FBG. A variação da penalidade de potência segue na generalidade a variação de  $D_a$ .

Notar, contudo, que quando  $\eta_t$  cresce desde 1 até 2, a variação da penalidade de potência deveria ser mais evidente, se tivermos em conta as variações relativas da RR e de  $D_a$ . De facto, de  $\eta_t=1.2$  para  $\eta_t=1.7$ ,  $D_a$  e RR decrescem ambas, pelo que o aumento correspondente da penalidade de potência deveria ser mais evidente. Tal não sucede porque se mantiveram as frequências de corte do filtro eléctrico inalteradas, e/ou porque apenas se contabilizou a medida da inclinação do atraso de grupo e não a sua forma.

#### 5.4.2.2.2. Variação do Valor Médio

A FBG *negative-only* é caracterizada por uma perturbação do índice de refração totalmente abaixo do valor imperturbado ( $n_{th} = -\nu$ ), que conduz a uma variação do atraso de grupo propícia à compensação da GVD da fibra. Contudo, como se concluiu no capítulo 4 (secção 4.5.2.2), a inclinação pretendida em  $T_a$ , acontece desde que a perturbação tenha valor médio sempre negativo e variável ao longo do comprimento da FBG, correspondendo às situações com  $-\nu \leq n_{th} < 0$ .

O que se verificou nessa secção do capítulo 4, foi que para valores de  $n_{th}$  desde  $-\nu$  até aproximadamente  $-0.2\nu$ , a inclinação da curva de  $T_a$  na vizinhança do comprimento de onda central aumenta, assim como aumenta a supressão dos lóbulos laterais, comportamentos favoráveis no que respeita à distorção do sinal filtrado. Há, contudo, uma diminuição da banda passante (ver Figura 17 do capítulo 4), que pode provocar distorção do sinal. Do balanço destas variações das características de filtragem com  $n_{th}$ , resulta um  $n_{th}$  óptimo para o qual se obtém o melhor desempenho do sistema.

Considerando novamente um sistema WDM-DST  $8 \times 20$  Gbit/s, com espaçamento entre canais de 100 GHz e comprimento da ligação de 65 km, com as condições de funcionamento de todos os componentes do sistema referidas, filtrou-se um dos canais centrais, utilizando FBGs apodizadas (apodização gaussiana) com  $n_{th}$  variável, optimizadas (variando  $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ ), e analisou-se o desempenho do sistema em cada caso. Mais uma vez, as frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico equalizador mantiveram-se constantes em todas as situações.

Na Figura 13 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e = 10^{-12}$ , em função do parâmetro  $n_{th}$  da perturbação da FBG, utilizada como filtro no sistema referido. Considerou-se  $\nu = 1$ , logo  $-1 \leq n_{th} < 0$ .

Observando a Figura 13 verifica-se de facto a existência do valor óptimo para  $n_{th}$ , como se previu qualitativamente acima, resultante do balanço dos efeitos: inclinação do atraso de grupo na vizinhança de  $\lambda_{max}$  (capacidade de compensar a GVD), supressão dos lóbulos

laterais (capacidade de rejeitar os canais vizinhos) e largura de banda (distorção do canal escolhido).

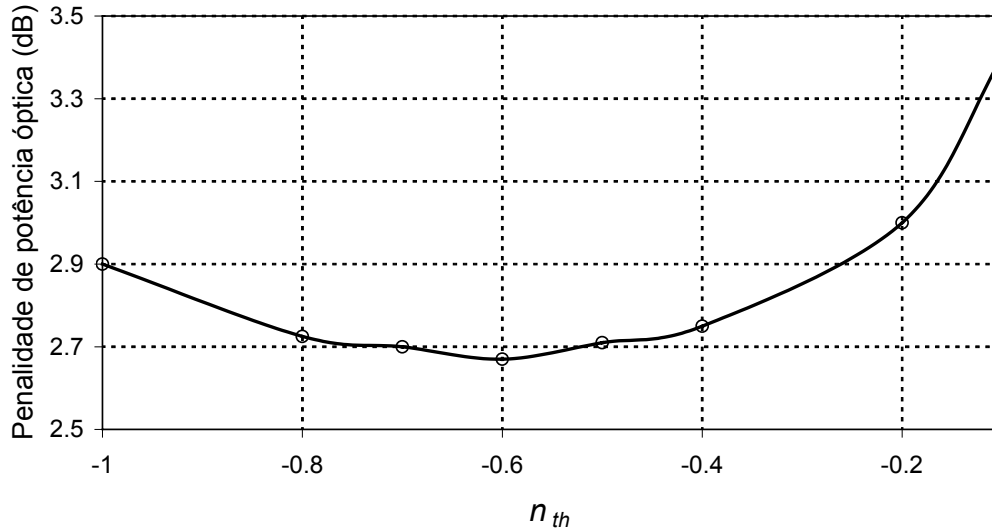


Figura 13 - Penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação back-to-back, para uma  $P_e=10^{-12}$ , em função do  $n_{th}$  (negativo) da perturbação da FBG utilizada como filtro óptico num sistema WDM-DST  $8 \times 20$  Gbit/s,  $\Delta f_{ch}=100$  GHz,  $L_f=65$  km.

### 5.4.3. Comentários Finais

De acordo com os resultados apresentados, o filtro óptico ótimo, de entre os analisados, para sistemas DWDM-DST, é a rede de Bragg com perturbação de valor médio negativo variável (com um  $n_{th}$  ótimo para cada caso particular), e um formato de apodização com  $a_{eff}$  reduzido (por exemplo, a apodização gaussiana ou a Blackman, de entre as estudadas).

Apesar de se ter concluído da existência de um  $n_{th}$  ótimo da perturbação de FBGs utilizadas em sistemas WDM-DST, esse valor varia para cada caso particular. Além disso, como se referiu, a característica mais interessante da resposta da FBG para esses sistemas é a inclinação de  $T_a$  que acontece para todos os  $n_{th}$  negativos, com módulo inferior a  $\nu$ , pelo que no estudo que se segue vamos considerar o caso mais geral, ou seja *negative-only* ( $n_{th}=-\nu$ ).

Outro aspecto que importa clarificar tem a ver com a optimização da filtragem eléctrica. Como se referiu, a utilização de filtros ópticos nos sistemas WDM poderia implicar a re-optimização da filtragem eléctrica e condições de funcionamento do laser, obtidas para o caso monocanal. Contudo, nas situações em que se efectuou essa optimização eléctrica, não se registaram melhorias significativas, que implicassem a alteração das conclusões tiradas.

Como se referiu, na análise efectuada nesta secção, não se consideraram as perdas de inserção em nenhum dos filtros estudados. No entanto, como é referido no capítulo 4 (secção 4.1), as FBGs, apesar de necessitarem de ser integradas numa estrutura que permita a utilização da resposta em reflexão, apresentam perdas de inserção inferiores aos outros casos estudados (AWGs e FPs). Assim, considerando as perdas de inserção para os vários filtros, os melhores resultados obtidos para as FBGs seriam ainda mais evidentes.

### **5.5. Optimização da Eficiência Espectral**

A utilização das técnicas WDM e DST, combinadas com codificações multinível de largura de banda comprimida, e redes de *Bragg* optimizadas, permitem a implementação de sistemas de comunicação ópticos com elevada eficiência espectral e distâncias de transmissão que ultrapassam os limites impostos pela dispersão.

Neste contexto, vai-se de seguida proceder à optimização da eficiência espectral de sistemas DWDM-DST, recorrendo a diferentes formatos de codificação, binária NRZ, dobrinária e quaternária, e a FBGs *negative-only* e *zero-dc*, com apodização gaussiana, optimizadas.

Na secção 5.3 caracterizou-se o sistema DST monocanal a 20 Gsimb/s, e determinaram-se as distâncias de transmissão atingíveis, bem como as condições de modulação e de equalização eléctrica, para cada uma das codificações estudadas.

Estabelecendo como limite um incremento da penalidade de potência óptica de 0.25 dB/km, os comprimentos de fibra escolhidos são 65 km, 100 km e 45 km, respectivamente para a codificação binária, dobrinária e quaternária (ver Figura 5).

Considerando as codificações e respectivos comprimentos da ligação referidos, foi-se otimizar o espaçamento entre canais para um sistema DWDM-DST igual ao descrito na secção 5.4.2.2.1, mas com o dobro dos canais (32). A optimização da densidade de canais envolveu a optimização das características das FBGs referidas ( $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ ), e o espaçamento mínimo obtido para cada caso teve por objectivo a obtenção duma penalidade de potência semelhante à obtida para o caso monocanal correspondente (sem filtragem óptica). Na Tabela 1 e Tabela 2 verifica-se que essas penalidades de potência são 5.1 dB, 7.1 dB e 8.9 dB, respectivamente para a codificação binária (65 km e 20 Gbit/s), duobinária (100 km e 20 Gbit/s) e quaternária (45 km e 40 Gbit/s).

Para os formatos binário NRZ e duobinário atingiu-se um espaçamento entre canais de 30 GHz, enquanto que para o caso quaternário esse espaçamento mínimo foi de 40 GHz. Na Figura 14 resumiam-se os resultados, mostrando os benefícios que as FBGs *negative-only* podem trazer para este tipo de sistemas, devido à sua capacidade de compensação da GVD da fibra de transmissão.

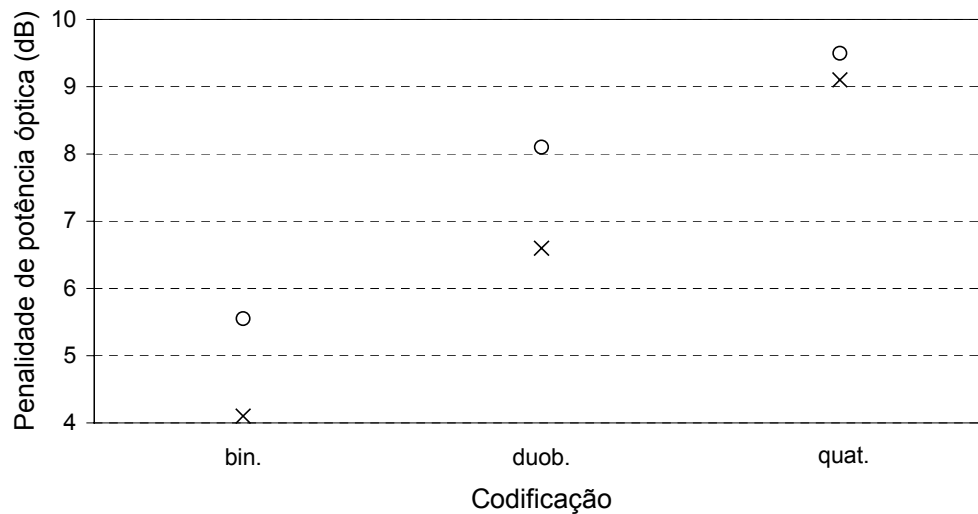


Figura 14 - Penalidades de potência óptica (canal central) para um sistema DWDM-DST 32x20 Gsimb/s, considerando os mínimos espaçamentos entre canais e FBGs *negative-only* (x) e zero-dc (o) optimizadas.

Na Figura 15 são apresentados os diagramas de olho dos sinais recuperados associados a um dos canais centrais, considerando as situações de espaçamento mínimo para cada uma das codificações estudadas, e as FBGs *negative-only* óptimas em cada caso. As

penalidades de potência associadas são de 4.1 dB, 6.6 dB e 9.1 dB (ver Figura 14), respectivamente para a codificação binária, duobinária e quaternária.

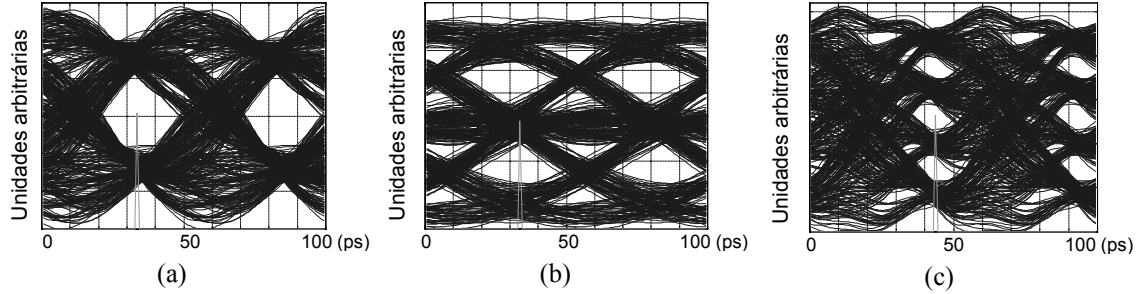


Figura 15 - Diagramas de olho dos sinais recuperados associados a um dos canais centrais nos sistemas  $32 \times 20$  Gsimb/s, (a) binário NRZ (20 Gbit/s,  $L_f=65$  km,  $\Delta f_{ch}=30$  GHz), (b) duobinário (20 Gbit/s,  $L_f=100$  km,  $\Delta f_{ch}=30$  GHz), (c) quaternário (40 Gbit/s,  $L_f=45$  km,  $\Delta f_{ch}=40$  GHz); é indicado o instante de decisão óptimo.

Ainda em relação à Figura 14 nota-se que o benefício da FBG *negative-only* em relação à do tipo *zero-dc* é mais evidente no caso binário, seguido do duobinário, e menos evidente para a codificação quaternária. Para justificar este facto tenha-se em atenção a Figura 16, onde se reproduzem os resultados apresentados na Figura 4, para os comprimentos da ligação de interesse.

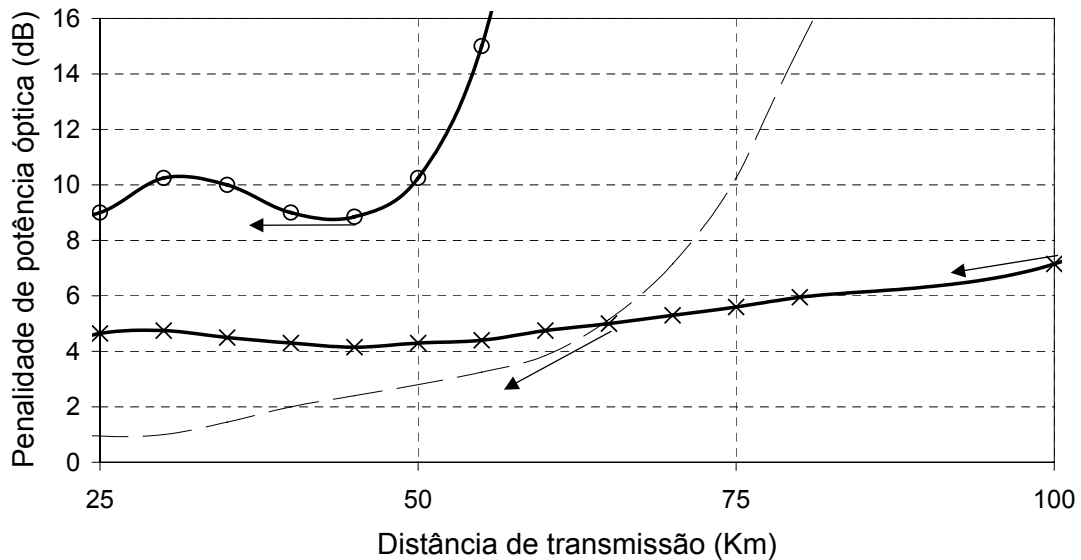


Figura 16 - Reprodução da Figura 4 na região de interesse .



A justificação para o comportamento referido é o diferente declive na variação da penalidade de potência com o comprimento de transmissão, que se observa para cada codificação na região de compensação, ou seja nos comprimentos inferiores ao escolhido para cada codificação (ver Figura 16). Esse declive é maior no caso binário, decresce para a codificação duobinária e ainda mais para o caso quaternário (ver Figura 16).

Para os sistemas DWDM-DST 32×20 Gsimb/s obtiveram-se eficiências espectrais de ~0.7 bit/s/Hz, considerando codificações binária NRZ e duobinária (ambas a 20 Gbit/s), e distâncias de transmissão de 65 km e 100 km, respectivamente. Utilizando codificação quaternária pôde-se acomodar um ritmo de 1.28 Tbit/s (32×40 Gbit/s) em aproximadamente 10 nm de largura de banda óptica, correspondendo a uma eficiência espectral de ~1 bit/s/Hz, e transmitir a esse ritmo até distâncias de 45 km.

### **5.6. Filtragem Óptica Multicanal com Compensação da Dispersão**

Uma característica importante nos sistemas WDM em geral é a sua transparência ao comprimento de onda, ou seja, não se devem verificar variações significativas de desempenho para os diferentes canais.

Por essa razão é que a equalização da curva de ganho dos EDFAs tem recebido tanta atenção nos últimos anos, na tentativa de se reduzir as variações do ganho (*ripple*) na banda de interesse (ver secção 2.4.1 do capítulo 2).

No caso dos filtros ópticos que vão ser analisados nesta secção, para efectuar filtragem multicanal, o *ripple* na banda passante não é preocupante (como se constatará), dado que todos eles apresentam respostas espectrais com bandas passantes planas, mas é importante que essa banda passante tenha largura de banda suficiente, para que os canais mais externos, em relação ao canal central, não sejam degradados. Adicionalmente, a rejeição dos canais indesejados deve ser o mais elevada possível.

Por outro lado, como se viu para o caso da filtragem monocanal em sistemas WDM-DST, um factor importante para a optimização do desempenho do filtro óptico é o facto deste

permitir a compensação da dispersão introduzida pela fibra de transmissão.

De entre os filtros abordados no capítulo 4, com essa capacidade temos as FBGs apodizadas do tipo *negative-only*, as CFBGs (*chirp* linear) e as CSFBGs, com e sem variação de fase ( $180^\circ$ ) após cada período da função de modulação.

Assim, nesta secção vai-se comparar o desempenho desses filtros ópticos, quando efectuem filtragem multicanal em sistemas WDM-DST de elevada densidade.

Como foi referido no capítulo 4, secção 4.6, as FBGs *negative-only*, quando são necessárias larguras de banda de filtragem elevadas, apresentam inclinações do atraso de grupo reduzidas. Essa limitação pode ser ultrapassada recorrendo às CFBGs, que para a mesma largura de banda permitem obter inclinações consideravelmente mais elevadas. Essa inclinação pode ser ainda mais aumentada (para a mesma largura de banda referida) utilizando as CSFBGs.

Assim, numa primeira fase compara-se o desempenho de FBGs apodizadas *negative-only* e CFBGs, para a gama de inclinações do atraso de grupo possível, da FBG *negative-only* com a largura de banda considerada, e depois evolui-se para inclinações superiores comparando a performance das CFBGs e CSFBGs.

#### 5.6.1. Comparação do Desempenho de FBGs *Negative-only* e FBGs Aperiódicas

Considera-se um sistema WDM-DST  $16 \times 20$  Gbit/s (codificação binária NRZ) como o apresentado na Figura 7, sem os amplificadores de linha e com o filtro óptico a filtrar não um mas vários canais. Considera-se os 16 canais a partir de 1552.52 nm, espaçados de 50 GHz (0.4 nm) e um comprimento da ligação de 75 km. As condições gerais do sistema para os vários constituintes são as referidas anteriormente na secção 5.3.2.

A corrente de modulação do laser ( $I_{pp}$ ) e as frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico equalizador foram optimizadas para cada filtro óptico considerado. Convém no entanto referir que, os ajustes que se fizeram em relação às condições iniciais (sem filtro

óptico),  $I_{pp}=6$  mA,  $f_{ec1}=1.4$  GHz e  $f_{ec2}=20$  GHz, não implicaram melhorias significativas na maior parte dos casos, que alterassem as conclusões do desempenho relativo dos vários filtros ópticos estudados.

O formato de apodização considerado em ambos os casos em análise, *negative-only* e *chirped* FBGs, foi do tipo seno (equação (4.32) do capítulo 4).

Os canais filtrados para análise são três dos canais centrais (a partir do oitavo). Cada um dos três canais é depois seleccionado utilizando um sistema de filtragem com características praticamente ideais, banda passante plana com fase linear, e elevada rejeição fora da banda, como se observa na Figura 17. A resposta apresentada corresponde à cascata de 10 FBGs apodizadas do tipo *zero-dc*, com formato de apodização tangente hiperbólica ( $\eta_i=2$ ). Esta estratégia destina-se a isolar os efeitos do filtro óptico multicanal.

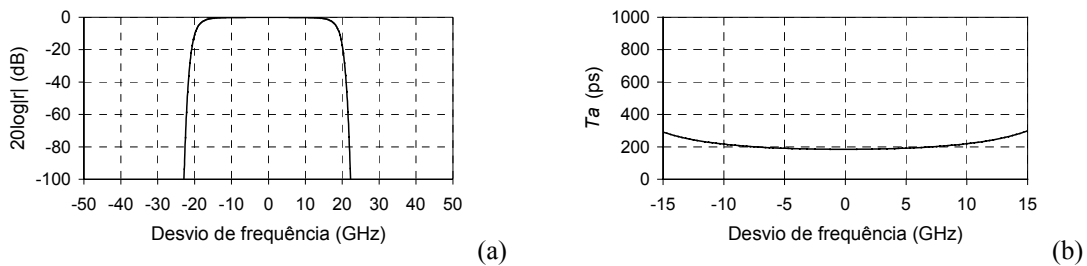


Figura 17 - Resposta espectral (a) e atraso de grupo (b) da cascata de 10 FBGs zero-dc com apodização  $\tanh$  ( $\eta_i=2$ ),  $L=1$  cm,  $\bar{v}\delta n_{eff}=3\times 10^{-4}$ ; desvio de frequência em torno de  $f_{max}=c/\lambda_{max}$ .

Na Figura 18 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ , em função do declive (em valor absoluto) do atraso de grupo, na vizinhança do comprimento de onda do canal central, para FBGs *negative-only* e CFBGs, com largura de banda (inicial) suficiente para filtrar os três canais. Essa inclinação indicada é praticamente constante para os vários canais no caso da CFBG, mas varia mais no caso da FBG *negative-only* (principalmente para o canal lateral esquerdo,  $\Delta\lambda=-0.4$  nm), como se observa na Figura 28 do capítulo 4.

A penalidade de potência no caso do sistema monocanal à distância considerada era de 10.3 dB. Utilizando o filtro óptico resultante da cascata referida (Figura 17) a penalidade

é reduzida para 6 dB, devido à diminuição do ruído de batimento ASE-ASE, como se explicou anteriormente. Os valores de penalidade observados na Figura 18 são inferiores a este valor porque os filtros ópticos considerados permitem a compensação da GVD da fibra.

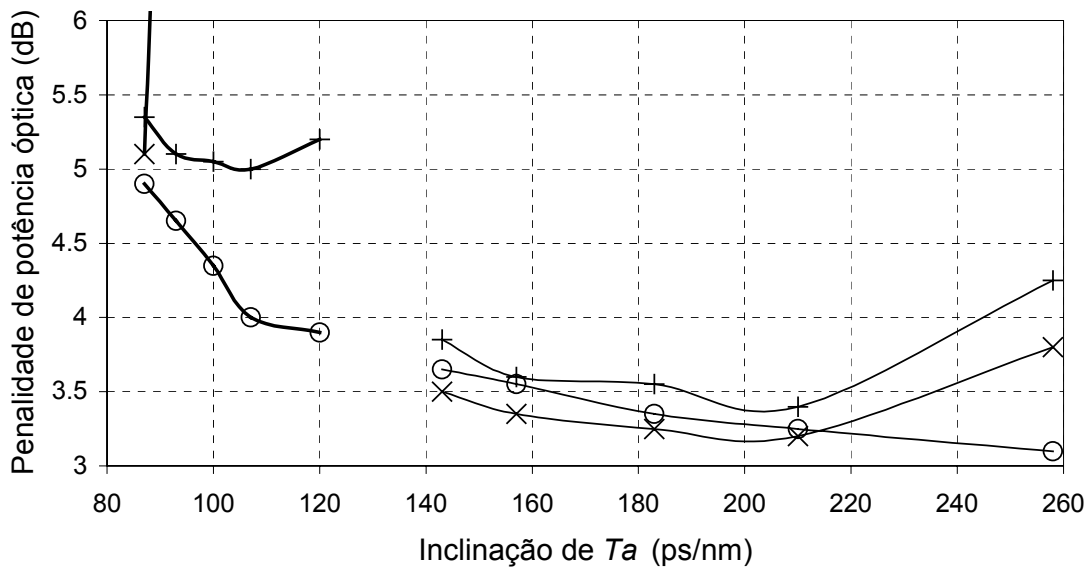


Figura 18 - Penalidades de potência óptica para os três canais filtrados num sistema WDM-DST 16x20 Gbit/s,  $\Delta f_{ch}=50$  GHz,  $L_f=75$  km, em função da inclinação da variação do atraso de grupo (em valor absoluto), para FBGs negative-only (traços grossos) e CFBGs (traços finos). Canal central (o); canal lateral direito,  $\Delta\lambda=0.4$  nm (+); canal lateral esquerdo,  $\Delta\lambda=-0.4$  nm (x).

No caso da FBG *negative-only*, para se conseguir uma resposta com largura de banda suficiente ( $\sim 1$  nm) para filtrar os três canais com o espaçamento escolhido, a inclinação de  $T_a$  ( $\sim -90$  ps/nm), e conseqüentemente a compensação da GVD, são reduzidas, conduzindo a penalidades de potência de 4.9 dB, 5.1 dB e 5.35 dB, respectivamente para o canal central, o canal lateral esquerdo e o canal lateral direito. Estes valores são apenas ligeiramente inferiores aos 6 dB correspondentes à situação monocanal.

A penalidade de potência mais elevada é obtida para o canal lateral direito, devido à dispersão cromática ser ligeiramente superior para esse canal ( $D > 17$  ps/(nm.km)), do que para o canal central ( $D = 17$  ps/(nm.km)) e o canal lateral esquerdo ( $D < 17$  ps/(nm.km)). Da mesma forma, a menor penalidade de potência deveria ser obtida para o canal lateral

esquerdo. Tal não sucede porque, pelo facto da resposta espectral ser assimétrica, com uma menor frequência de corte para desvios de comprimento de onda negativos em relação ao central (ver Figura 28 do capítulo 4), a banda passante não abrange a totalidade do sinal, degradando-o.

Para as FBGs *negative-only*, à medida que se aumenta (em módulo) a inclinação do atraso de grupo (mantendo  $L$  e diminuindo  $\overline{\delta n_{eff}}$ ), melhora-se a compensação da GVD, e por isso a penalidade de potência correspondente ao canal central decresce progressivamente (ver Figura 18). O mesmo não se verifica para os canais laterais, uma vez que o aumento de  $T_a$  é acompanhado por uma diminuição da largura de banda passante, conduzindo a uma aumento da penalidade de potência para esses canais externos (ver Figura 18). Esse aumento é muito mais abrupto para o canal lateral esquerdo, devido à referida menor frequência de corte da banda passante nesse lado.

Para uma inclinação de  $T_a$  de  $\sim -120$ ps/nm corresponde uma largura de banda passante tal que os canais laterais se apresentam degradados. As penalidades de potência obtidas foram de 3.9 dB e 5.2 dB, respectivamente para o canal central e o canal lateral direito (o canal lateral esquerdo estava completamente degradado).

Considerando uma CFBG com uma inclinação de  $T_a$  ligeiramente superior (em módulo),  $\sim -140$  ps/nm, a largura de banda passante neste caso é bastante superior à obtida no caso da FBG *negative-only* (ver Figura 28 do capítulo 4), e conseqüentemente os canais laterais não são degradados, e as penalidades de potência obtidas vêm por isso reduzidas: 3.65 dB, 3.5 dB e 3.85 dB, respectivamente para o canal central e para os canais laterais esquerdo e direito. Como a inclinação de  $T_a$  é aproximadamente constante para os três canais, as diferenças observadas nas penalidades devem-se, como se referiu, à dispersão cromática introduzida pela fibra de transmissão ser diferente nos três casos, crescendo do canal lateral esquerdo para o direito.

Para as CFBGs, mantendo a rejeição dos canais adjacentes, ao aumentar a inclinação de  $T_a$  (diminuindo  $d\lambda_B/dz$  e mantendo  $L$  e  $\overline{\delta n_{eff}}$ ), há um decréscimo progressivo da penalidade para os vários canais (ver Figura 18), devido à melhoria da compensação da

GVD, até a conseqüente diminuição da largura de banda passante começar a degradar os canais laterais. Neste caso, contrariamente às FBGs *negative-only*, pelo facto da resposta ser simétrica, a variação da penalidade para os dois canais externos é semelhante (ver Figura 18).

A inclinação da variação do atraso de grupo no caso das CFBGs pode ser bastante aumentada em relação aos valores apresentados, para uma largura de banda passante da resposta espectral semelhante, utilizando um produto  $kL$  superior e simultaneamente um maior coeficiente de aperiodicidade,  $d\lambda_B/dz$ .

### 5.6.2. Comparação do Desempenho de FBGs Aperiódicas e FBGs Amostradas Aperiódicas

A CSFBG equivalente, com os mesmos parâmetros físicos ( $L$ ,  $\overline{\delta n_{eff}}$  e  $d\lambda_B/dz$ ) que a CFBG, e com uma função de modulação de vários períodos (tantos quantos os canais a escolher) permite obter uma inclinação de  $T_a$  semelhante e uma largura de banda passante superior (ver Figura 30 do capítulo 4). Além da CSFBG convencional, há também uma variante interessante, com variação de fase de  $180^\circ$  após cada período da função de modulação, como se referiu na secção 4.6.2 do capítulo 4.

Seguidamente, vai-se comparar o desempenho destes filtros ópticos na filtragem de três canais centrais de um sistema DWDM-DST como o descrito no ponto anterior, mas com um comprimento de ligação superior ( $L_f=95$  km). Cada um dos canais é depois filtrado considerando a cascata de filtros descrita (Figura 17). Também neste caso, para os diferentes filtros ópticos considerados, optimizaram-se as frequências de corte do filtro equalizador eléctrico e a corrente de modulação do laser.

A CFBG tem formato de apodização do tipo seno, e as CSFBGs a função de modulação  $\sin(N\pi z/L)$ ,  $0 \leq z \leq L$  e  $N=3$ , com e sem variação de fase  $180^\circ$  após cada período.

A penalidade de potência no caso do sistema monocanal à distância considerada, utilizando da cascata de filtros referida, era de  $\sim 10$  dB.

Na Figura 19 apresenta-se a penalidade de potência óptica no receptor, dos três canais escolhidos, relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ . Os três filtros ópticos utilizados têm  $L=9$  cm,  $\overline{\nu\delta n_{eff}}=2.3\times 10^{-4}$  e  $d\lambda_B/dz=-0.065$  nm/cm, e as respostas espectrais e atrasos de grupo respectivos são os apresentados na Figura 30 do capítulo 4, mas com comprimento de onda central de 1555.72 nm.

A CFBG, como se esperava, conduz à menor penalidade de potência para o canal central, uma vez que a variação do atraso de grupo não apresenta qualquer oscilação (*ripple*), mas para os canais laterais observa-se alguma degradação do desempenho, devido à largura de banda passante não ser suficientemente larga, para a inclinação da curva do atraso de grupo considerada.

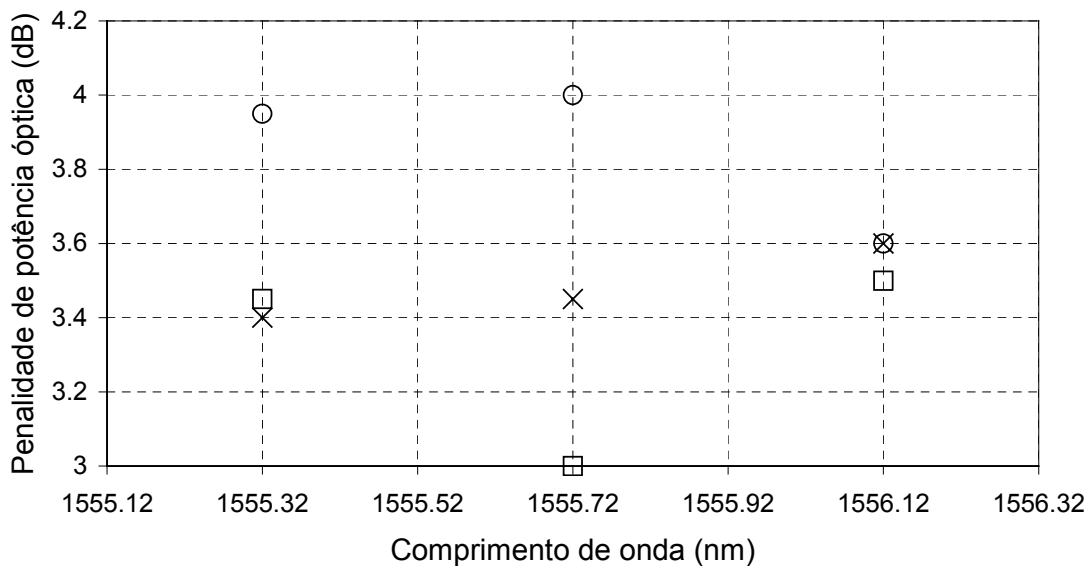


Figura 19 - Penalidades de potência óptica para os três canais filtrados num sistema WDM-DST 16x20 Gbit/s,  $\Delta f_{ch}=50$  GHz,  $L_f=95$  km, considerando diferentes FBGs, CFBG ( $\square$ ), CSFBG convencional ( $\circ$ ) e CSFBG com variação de fase  $\pi$  após cada período da função de modulação ( $\times$ ).

A CSFBG com variação de fase  $\pi$  após cada período da função de modulação, ultrapassa essa limitação, dado que a sua resposta espectral apresenta uma largura de banda superior, em relação à CFBG, e por isso o referido aumento de penalidade para os canais laterais não acontece. Os diferentes valores de penalidade obtidos para os três canais

devem-se à variação da dispersão cromática da fibra de transmissão, diferente para os três casos.

Para a CSFBG convencional, o *ripple* da variação do atraso de grupo é maior que nos outros casos (ver Figura 30 do capítulo 4), conduzindo a piores compensações da GVD da fibra, e conseqüentemente a penalidades de potência mais elevadas para os três canais. De qualquer forma, apresenta uma largura de banda superior à CFBG, não se verificando por isso a degradação dos canais laterais, relativamente ao canal central, observada no caso da CFBG.

### 5.6.3. Comentários Finais

Da análise dos resultados, verifica-se que, apesar de a FBG apodizada *negative-only* ser uma excelente opção em sistemas DWDM-DST, para filtragem monocanal com compensação simultânea da GVD, para filtragem multicanal com iguais características nesses sistemas, que exige largura de banda dos filtros elevada, as melhores opções são a CFBG e a CSFBG com variação de fase  $\pi$  após cada período da função de modulação.

Esta última permite obter maior largura de banda, mas também mais *ripple* no atraso de grupo associado comparando com a CFBG, pelo que, dependendo da aplicação de filtragem multicanal em particular, assim será preferível uma ou outra opção.

## 5.7. **Problemas Relativos à Filtragem Óptica**

Até aqui estudou-se a filtragem isolada, monocanal e multicanal, em sistemas WDM-DST. Tipicamente, numa rede óptica WDM o sinal óptico é filtrado e recolocado na rede várias vezes, até atingir o nó de destino. Dessa forma, é importante analisar nos sistemas em estudo, WDM-DST, o impacto no desempenho provocado pela cascata dos filtros ópticos considerados.

Outro factor importante é o desalinhamento na frequência dos filtros e das fontes ópticas [20][21], devido a variações de temperatura, envelhecimento, entre outros, pelo que também será analisado o seu efeito nos sistemas em questão.



### 5.7.1. Cascata de Filtros Ópticos

Nesta secção vai-se analisar o efeito da cascata de diferentes filtros ópticos em sistemas WDM-DST, nomeadamente as FBGs apodizadas, os AWGs e os filtros FP de três espelhos. Tanto a resposta espectral como a fase (e consequentemente o atraso de grupo) têm um impacto importante no desempenho do sistema [22], pelo que primeiramente se vai analisar a função de transferência (espectro e  $T_a$ ) global da cascata de filtros.

#### 5.7.1.1. Função de Transferência da Cascata

Quando dois ou mais filtros são colocados em série as suas funções de transferência multiplicam-se. Seguidamente, vai-se analisar o efeito dessa operação de multiplicação na função de transferência, considerando FBGs apodizadas, AWGs e filtros FP de três espelhos.

##### 5.7.1.1.1. FBGs Apodizadas

Vão-se considerar diferentes variações do valor médio da perturbação do índice, *positive-only*, *zero-dc* e *negative-only* FBGs, e diferentes formatos de apodização, nomeadamente a apodização tangente hiperbólica (equação (4.31) do capítulo 4) com o parâmetro  $\eta_t$  variável (0.5, 2.0 e 4.0).

Os efeitos da cascata de filtros na resposta espectral e atraso de grupo ( $T_a$ ) são diferentes dependendo do tipo de apodização considerado, como se pode observar na Figura 20 (*zero-dc*) e na Figura 21 (*negative-only*). Para as FBGs *positive-only* os espectros e variações de  $T_a$  têm a forma das curvas da Figura 21, mas rodados de 180° em torno do eixo das ordenadas.

À medida que se aumenta o número ( $N_f$ ) de filtros em série, verifica-se um decréscimo na largura de banda passante, mais evidente para o caso *negative-only* (e *positive-only*), uma vez que nestes casos o espectro na banda passante é menos plano. Desta forma, no caso de FBGs *zero-dc*, espera-se conseguir um maior número de filtros em cascata, antes do desempenho do sistema começar a diminuir devido ao estreitamento da banda passante.

Adicionalmente, quando se aumenta  $N_f$ , observa-se um aumento da variação de  $T_a$  ou da sua inclinação, na banda passante, respectivamente para as FBGs *zero-dc* ou *negative-only* (e *positive-only*). Enquanto que no primeiro caso temos um efeito nefasto, uma vez que o aumento da variação do atraso de grupo implica um decréscimo na linearidade da fase, para o caso das FBGs *negative-only* o aumento da inclinação de  $T_a$  implica uma maior compensação da GVD da fibra de transmissão e consequentemente um melhor desempenho do sistema. Já no caso das FBGs *positive-only*, o aumento da inclinação de  $T_a$  tem o efeito contrário, uma vez que a forma da curva de  $T_a$  vai aumentar ainda mais o efeito da GVD da fibra, degradando o desempenho do sistema.

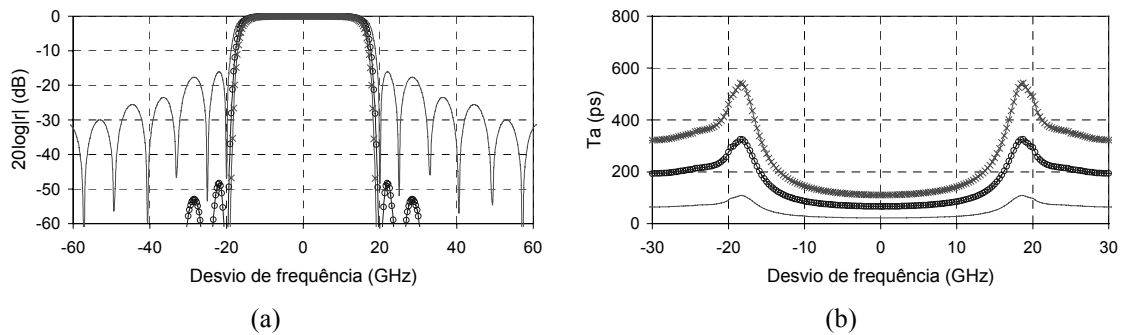


Figura 20 - Respostas espectrais (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs zero-dc ( $L=12$  mm,  $v\overline{\delta n}_{eff}=2.5 \times 10^{-4}$ ) com formato de apodização tanh ( $\eta_t=2.0$ ) para um número ( $N_f$ ) crescente de filtros em série,  $N_f=1$ (—),  $N_f=3$  (o),  $N_f=5$  (x); desvio de frequência em torno de  $f_{max}=c/\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{max}=1550$  nm.

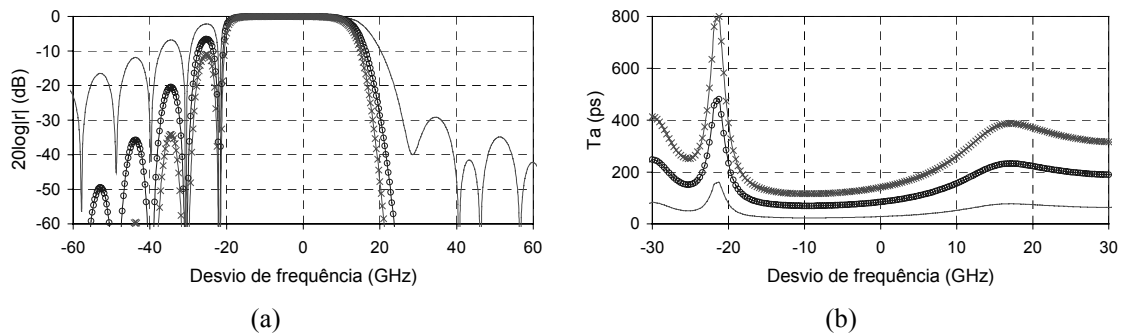


Figura 21 - Respostas espectrais (a) e atrasos de grupo (b) de FBGs negative-only ( $L=12$  mm,  $v\overline{\delta n}_{eff}=2.5 \times 10^{-4}$ ) com formato de apodização tanh ( $\eta_t=2.0$ ) para um número ( $N_f$ ) crescente de filtros em série,  $N_f=1$ (—),  $N_f=3$  (o),  $N_f=5$  (x); desvio de frequência em torno de  $f_{max}=c/\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{max}=1550$  nm.

Os casos apresentados na Figura 20 e na Figura 21 referem-se ao formato de apodização tangente hiperbólica com  $\eta_t=2.0$ . O facto de se considerar diferentes formatos de

apodização para os tipos considerados, conduz a diferentes variações de  $T_a$  (como se viu no capítulo 4, secção 4.5.2.1) e por isso a comportamentos distintos com o aumento de  $N_f$ .

#### 5.7.1.1.2. AWGs

O efeito do crescimento do número de AWGs na resposta espectral e variação de  $T_a$  é ilustrado na Figura 22.

Aumentando o número de AWGs em série observa-se um decréscimo acentuado da largura de banda passante, muito mais evidente que no caso das FBGs analisadas anteriormente. A variação do atraso de grupo, por ser constante, não é alterada.

A diminuição rápida da banda passante com  $N_f$  é bastante limitativa, e portanto espera-se que para poucos AWGs em cascata se tenha o canal filtrado já bastante distorcido. Dessa forma, é de prever que com o aumento de  $N_f$  o desempenho do sistema se degrade bastante mais rapidamente neste caso do que para as FBGs.

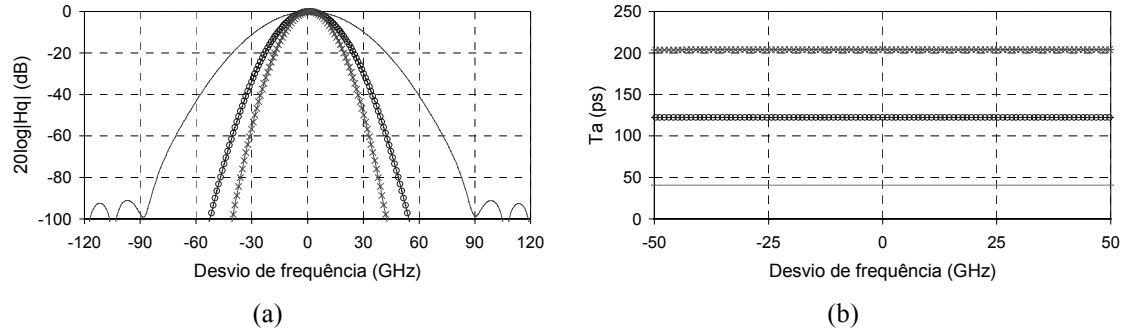


Figura 22 - Espectros de transmissão (a) e atrasos de grupo (b) na porta de saída central de AWGs de InP (para demultiplexagem de um sinal WDM de 9 canais,  $\Delta f_{ch}=50$  GHz e  $FSR=500$  GHz) para um número ( $N_f$ ) crescente de filtros em série,  $N_f=1$  (—),  $N_f=3$  (o),  $N_f=5$  (x); desvio de frequência em torno de  $f_{max}=c/\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{max}=1550$  nm.

#### 5.7.1.1.3. FP de Três Espelhos

Na Figura 23 ilustra-se o efeito do crescimento de  $N_f$  na função de transferência de um filtro FP de três espelhos.

O decréscimo acentuado da largura de banda passante com o aumento de  $N_f$  que se observou no caso dos AWGs não se verifica neste caso, apesar de ser maior que no caso das FBGs *zero-dc* (à excepção do caso  $\eta_i=0.5$ , entre os estudados). Quanto à variação de  $T_a$ , apesar de ser inicialmente ( $N_f=1$ ) maior que no caso anterior, só para  $N_f$  muito elevado é que o seu valor poderá ser limitativo. É de esperar, portanto, que com o aumento de  $N_f$  o desempenho do sistema se degrade mais rapidamente do que para as FBGs *zero-dc* referidas, mas não tanto como para os AWGs e FBGs *negative-only*.

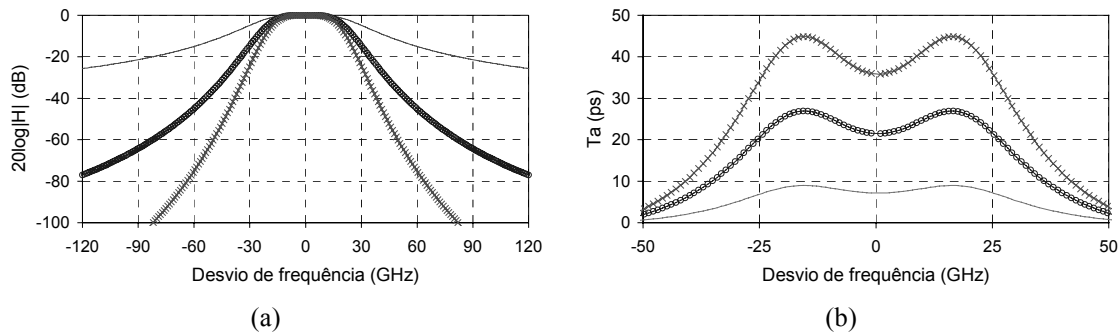


Figura 23 - Espectros de transmissão (a) e atrasos de grupo (b) de filtros FP de três espelhos ( $B_0=50$  GHz e  $FSR=500$  GHz) para um número ( $N_f$ ) crescente de filtros em série,  $N_f=1$  (—),  $N_f=3$  (o),  $N_f=5$  (x); desvio de frequência em torno de  $f_{max}=c/\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{max}=1550$  nm.

### 5.7.1.2. Efeito da Cascata

Nesta secção vai-se então estudar o efeito da cascata dos filtros ópticos referidos em sistemas WDM-DST, tentando confirmar quantitativamente as previsões da secção anterior.

Mais uma vez considera-se um sistema  $16 \times 20$  Gbit/s (codificação binária NRZ) como o apresentado na Figura 7, sem os amplificadores de linha, e com um número variável de filtros ópticos em cascata, em vez de um único filtro, para filtrar o canal desejado (um dos canais centrais). O espaçamento entre canais é de 50 GHz (0.4 nm) e o comprimento da ligação de 65 km. As condições gerais do sistema para os vários constituintes são as referidas anteriormente na secção 5.3.2. A corrente de modulação do laser ( $I_{pp}$ ) e as frequências de corte,  $f_{ec1}$  e  $f_{ec2}$ , do filtro eléctrico equalizador mantiveram-se constantes em todas as situações ( $I_{pp}=10$  mA,  $f_{ec1}=1.9$  GHz e  $f_{ec2}=20$  GHz).

Os filtros ópticos de cada tipo foram otimizados para a situação em que se utilizava apenas um filtro ( $N_f=1$ ). Depois, para cada caso, aumentou-se o número de filtros em cascata, observando-se as consequências no desempenho do sistema.

Na Figura 24 são apresentadas as variações da penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ , para os diferentes tipos de filtros considerados, em função do número de filtros em cascata.

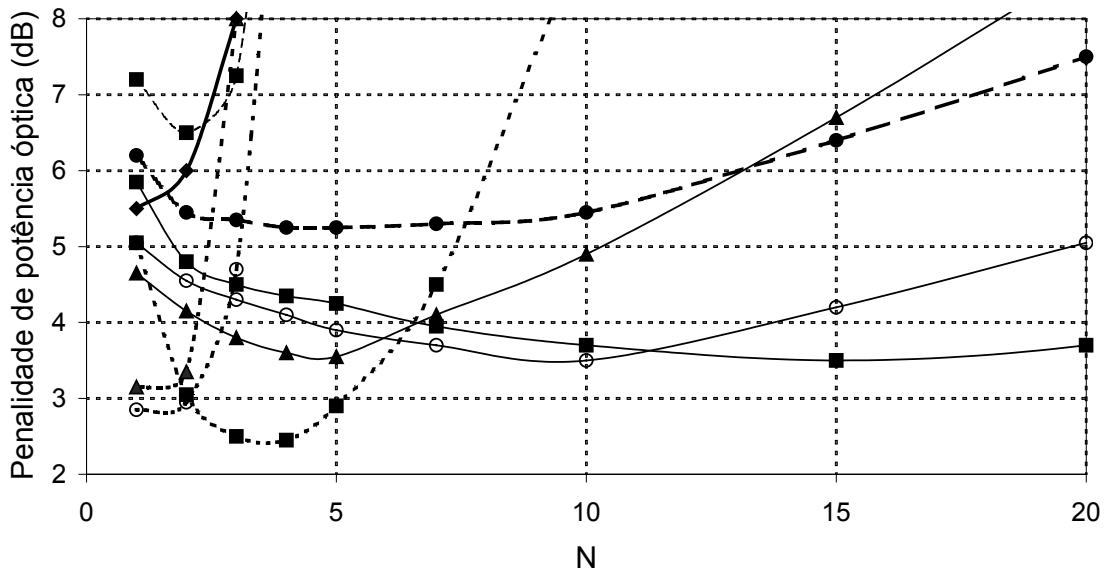


Figura 24 - Variações da penalidade de potência óptica devidas à cascata dos filtros ópticos, considerando: FBGs com diferentes variações do valor médio da perturbação do índice, zero-dc (—), positive-only (---), negative-only (- - -), e diferentes formatos de apodização, tanh com  $\eta_i=4.0$  (■),  $\eta_i=2.0$  (○),  $\eta_i=0.5$  (▲); AWG (linha grossa, ◆); FP de três espelhos (linha grossa tracejada, ●); para o caso da FBG positive-only só se apresentam os resultados relativos ao formato de apodização tanh com  $\eta_i=4.0$  (■) pois para os outros casos a penalidade de potência é muito elevada.

Observando a Figura 24 verifica-se que colocando FBGs *positive-only* em série resulta numa rápida degradação da performance do sistema, devido ao aumento da inclinação de  $T_a$  e adicionalmente à diminuição da largura de banda passante (Figura 21, simétrica em relação ao eixo das ordenadas). A única exceção é para o formato de apodização mais largo (com  $\eta_i=4$ ), em que antes dos efeitos referidos degradarem a função de transferência com o aumento de  $N_f$ , se tem para  $N_f=2$  uma diminuição da penalidade de potência devida ao aumento da rejeição dos canais vizinhos.

A diminuição da largura de banda passante é também a razão pela qual se pode ter um número reduzido de FBGs *negative-only* em cascata, antes da penalidade aumentar abruptamente (ver Figura 24, casos  $\eta_r=2$  e  $\eta_r=0.5$ ). Para  $\eta_r=4$ , o espectro na banda passante é mais plano que para os outros dois formatos (como se concluiu na secção 4.5.2.1 do capítulo 4, Figura 13), e por isso tem-se uma diminuição da penalidade de potência com o aumento de  $N_f$  (aumenta inclinação de  $T_a$  e rejeição dos canais vizinhos), antes do efeito do incremento da atenuação e diminuição da largura da banda passante começar a ser dominante.

Como se observa na Figura 24, um  $N_f$  ainda mais elevado pode ser obtido para FBGs *zero-dc*, devido às características de filtragem mais planas, tanto a nível da resposta espectral como da variação de  $T_a$  (comparar Figura 20 e Figura 21). A função de transferência (espectro e  $T_a$ ) mais plana na banda passante é obtida para  $\eta_r=4$  (da secção 4.5.2.1 do capítulo 4, Figura 14), que, por essa razão, permite o maior número de filtros em cascata (Figura 24).

No caso dos AWGs, tal como se previa, com o aumento de  $N_f$  tem-se uma degradação abrupta do desempenho do sistema, devido à diminuição rápida da largura de banda passante (ver Figura 22).

Também como se previa, os filtros FP de três espelhos apresentam pouca degradação com o aumento de  $N_f$ , à semelhança das FBGs *zero-dc* com formato de apodização largo ( $\eta_r=2$  e  $\eta_r=4$ ), derivada da reduzida degradação da banda passante (ver Figura 23).

### 5.7.1.3. Comentários Finais

Verificou-se que, no que diz respeito à cascata de filtros, as melhores opções são as FBGs *zero-dc* (com formato de apodização não muito apertado) e os filtros FP de três espelhos.

As FBGs *negative-only*, com formatos de apodização apertados, apesar de quando actuarem isoladamente conduzirem ao melhor desempenho do sistema WDM-DST (como se concluiu na secção 5.4.2), quando colocadas em série implicam a degradação abrupta da performance.

Assim, porque a FBG *negative-only* é o tipo de filtro mais interessante para os presentes sistemas (WDM-DST), e pelo facto de neste caso o efeito da cascata ser dominante, no ponto seguinte efectua-se a análise do desalinhamento dos filtros na frequência, independente do efeito da cascata, para se conseguir concluir acerca do seu impacto.

### 5.7.2. Desalinhamento na Frequência

Nesta secção analisa-se o efeito do desalinhamento de diferentes filtros ópticos em sistemas WDM-DST, nomeadamente as FBGs apodizadas, os AWGs e os filtros FP de três espelhos.

#### 5.7.2.1. Efeito do Desalinhamento

Na Figura 25 são apresentadas as variações da penalidade de potência óptica no receptor relativamente à situação *back-to-back*, para  $P_e=10^{-12}$ , para os diferentes tipos de filtros considerados, em função do desalinhamento da frequência central do filtro em relação à do canal a escolher, para o sistema WDM-DST descrito na secção anterior.

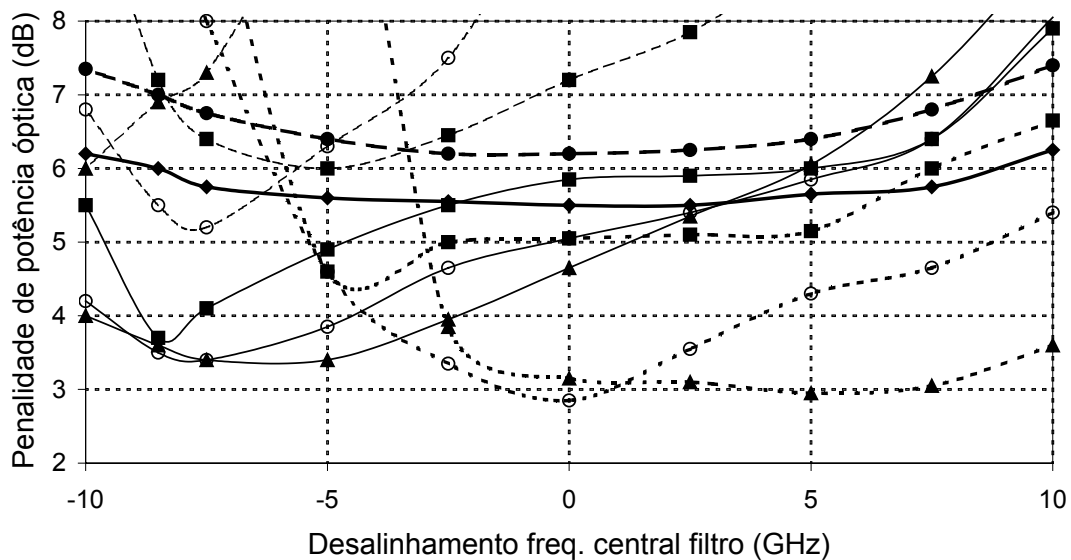


Figura 25 - Variações da penalidade de potência óptica devidas ao desalinhamento da frequência central do filtro óptico, considerando: FBGs com diferentes variações do valor médio da perturbação do índice, zero-dc (—), positive-only (- - -), negative-only (- · - ·), e diferentes formatos de apodização, tanh com  $\eta_t=4.0$  (■),  $\eta_t=2.0$  (○),  $\eta_t=0.5$  (▲); AWG (linha grossa, ◆); FP de três espelhos (linha grossa tracejada, ●).

Como se pode concluir da Figura 25, considerando um filtro perfeitamente sintonizado com o canal a filtrar, as penalidades de potência mais elevadas são obtidas para as FBGs *positive-only*, porque, como se referiu anteriormente, a variação de atraso de grupo correspondente aumenta o efeito da dispersão da fibra, conduzindo a piores desempenhos.

O desalinhamento destes filtros em relação à frequência central do canal a seleccionar pode ter um efeito benéfico, como se conclui da observação da Figura 25. De facto, para desvios de frequência do filtro negativos tem-se uma diminuição da penalidade de potência, uma vez que a inclinação de  $T_a$  passa a ser menor (Figura 21 para  $N_f=1$ , simétrica em relação ao eixo das ordenadas), aumentando menos o efeito da dispersão.

Os melhores desempenhos do sistema, considerando o filtro perfeitamente sintonizado com o canal desejado, são, como se esperava, obtidos para as FBGs *negative-only*, devido à sua capacidade de compensação da GVD da fibra de transmissão. A compensação mais eficiente é conseguida, para os formatos de apodização considerados, para  $\eta_i=2$ .

Contrariamente ao verificado para o caso *positive-only*, neste caso o desalinhamento do filtro resulta sempre em degradação do desempenho do sistema (ver Figura 25), uma vez que para desvios de frequência central do filtro positivos ou negativos se tem, respectivamente, a diminuição da inclinação de  $T_a$  (logo menor compensação da GVD), ou o aumento da atenuação na banda passante (ver Figura 21 para  $N_f=1$ ).

No caso das FBGs *zero-dc*, à semelhança das *positive-only*, o desalinhamento da frequência central nem sempre é prejudicial. De facto, para desvios negativos de frequência do filtro, a variação de  $T_a$  pode compensar a GVD (ver Figura 20 para  $N_f=1$ ), melhorando a performance do sistema (Figura 25).

A maior gama de desalinhamento da frequência central, sem degradação apreciável do desempenho, é conseguida para a FBG zero-dc considerando a função de apodização *tanh* com  $\eta_i=4$ , por apresentar a função de transferência (espectro e  $T_a$ ) mais plana na banda passante.

Pela mesma razão, os filtros FP de três espelhos, tal como os AWGs, são pouco sensíveis ao desalinhamento na frequência.



### 5.7.2.2. Comentários Finais

As FBGs *negative-only*, apesar de serem a melhor opção quando perfeitamente sintonizadas com o canal a escolher, quando desalinhadas na frequência implicam a degradação abrupta do desempenho do sistema.

Os AWGs, filtros FP de três espelhos e FBGs *zero-dc* (com formato de apodização não muito apertado) permitem as maiores tolerâncias em relação aos desalinhamentos do filtro na frequência.

## 5.8. Conclusões

Neste capítulo optimizou-se a filtragem óptica em sistemas WDM-DST, para, conjuntamente com a utilização de códigos com reduzida ocupação espectral, se conseguir maximizar a eficiência espectral.

O filtro óptico óptimo, de entre os analisados, para filtragem monocanal em sistemas DWDM-DST, é a FBG com perturbação de valor médio negativo variável ( $n_{th} < 0$ ) e um formato de apodização com  $a_{eff}$  reduzido. De facto, este tipo de FBG apresenta uma função de transferência que além de rejeitar eficazmente os canais vizinhos, permite adicionalmente compensar a GVD da fibra de transmissão, características favoráveis para as aplicações estudadas neste capítulo.

Utilizando FBGs *negative-only* optimizadas e codificações binária NRZ e duobinária, obtiveram-se eficiências espectrais de  $\sim 0.7$  bit/s/Hz, em sistemas DWDM-DST  $32 \times 20$  Gbit/s, e distâncias de transmissão de 65 km e 100 km, respectivamente. Utilizando codificação quaternária, obteve-se uma eficiência espectral de  $\sim 1$  bit/s/Hz, acomodando-se um ritmo de 1.28 Tbit/s ( $32 \times 40$  Gbit/s) em aproximadamente 10 nm de largura de banda óptica, e atingiu-se uma distância de transmissão de 45 km.

Apesar de a FBG referida ser uma excelente opção para filtragem monocanal, pois permite simultaneamente a compensação da GVD, para filtragem multicanal com essa capacidade, as melhores opções são as CFBGs ou as CSFBGs com variação de fase  $\pi$

após cada período da função de modulação, dependendo de na aplicação em particular se privilegiar, respectivamente, a capacidade de compensação da GVD ou a largura de banda.

Um outro aspecto analisado, importante em redes ópticas WDM, foi o efeito da cascata e do desalinhamento na frequência dos filtros ópticos, no desempenho do sistema. Concluiu-se que as FBGs *negative-only*, quando colocadas em série ou desalinhadas na frequência, implicam a degradação abrupta do desempenho do sistema, apesar de serem a melhor opção como filtro único e sintonizado.

Os AWGs, filtros FP de três espelhos e FBGs *zero-dc* (com formato de apodização não muito apertado) permitem as maiores tolerâncias em relação aos desalinhamentos na frequência, e adicionalmente, à exceção do AWG, que é a pior opção, permitem o maior número de filtros em cascata com pouca degradação do desempenho do sistema.

## Referências:

- [1] B. Wedding, "Breakthrough in a multigigabit transmission systems technology due to optical amplifiers", in Proceedings of *Conference on Optical Amplifiers and Their Applications 1992*, Santa Fe, USA.
- [2] Y. Yano, T. Ono, K. Fukuchi, T. Ito, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, K. Emura, "2.62 Terabit/s WDM transmission experiment using optical duobinary coding", in Proceedings of *22<sup>nd</sup> European Conference on Optical Communication (ECOC'96)*, paper ThB.3.1, pp.5.3-5.6, Oslo.
- [3] N. Henmi, T. Saito, M. Yamaguchi, S. Fujita, "10 Gbit/s, 100 km normal fiber transmission experiment employing a modified prechirp technique", in Proceedings of *Conference on Optical Fiber Communications 1991 (OFC'91)*, paper TuO2, San Diego, USA.
- [4] G. P. Agrawal, "Soliton communication systems", *Fiber-Optic Communication Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [5] B. Wedding, "New method for optical transmission beyond dispersion limit", *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1298-1300, 1992.
- [6] B. Wedding, B. Franz, "Unregenerated optical transmission at 10 Gbit/s via 204 km of standard singlemode fibre using a directly modulated laser diode", *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 402-404, 1993.
- [7] B. Wedding, B. Franz, B. Junginger, "10-Gb/s optical transmission up to 253 km via standard single-mode fiber using the method of dispersion-supported transmission", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1720-1727, 1994.
- [8] B. Wedding, K. Koffers, B. Franz, D. Mathoorasing, C. Kazmierski, P. Monteiro, J. Matos, "Dispersion-supported transmission at 20 Gbit/s over 53 km standard singlemode fibre", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 566-568, 1995.
- [9] B. Franz, W. Pöhlmann, B. Wedding, A. J. Ramos, "Field experiments at 10 Gbit/s over 80, 160 and 240 km of standard singlemode fibre installed between Sesimbra and Lisbon using dispersion supported transmission technique", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1860-1861, 1995.
- [10] B. Wedding, W. Pöhlmann, B. Franz, H. Geupel, "Multi-level dispersion supported transmission at 20 Gbit/s over 46 km installed standard single mode fibre", in Proceedings of *22<sup>nd</sup> European Conference on Optical Communication (ECOC'96)*, pp.1.91-1.94, Oslo.
- [11] A. Teixeira, *Otimização de Sistemas de Comunicação Óptica Multicanal (WDM) de Alta Densidade*, Tese de Doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [12] R. Sousa Ribeiro, J. F. da Rocha, "Multi-computer simulator for optical communication systems", Proceedings of *4<sup>th</sup> Bangor Communications Symposium (BCS'92)*, pp.116-119, Bangor, UK.
- [13] P. S. Henry, "Lightwave premier", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-21, vol. 12, pp.1862-1879, 1985.
- [14] A. L. J. Teixeira, R. F. S. Ribeiro, J. R. F. da Rocha, "Equaliser optimisation for multi-level dispersion supported transmission systems", in Proceedings of *2<sup>nd</sup> Telecommunications Research Symposium (TRS'97)*, pp. 88-91, London, UK.
- [15] T. Ono, Y. Yano, K. Fukuchi, T. Ito, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, K. Emura, "Characteristics of optical duobinary signals in Terabit/s capacity, high-spectral efficiency WDM systems", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, pp. 788-797, 1998.
- [16] ITU-T Recommendation G.692. Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers. October 1998.
- [17] ITU-T Recommendation G.707. Network node interface for the synchronous digital hierarchy (SDH). March 1996.

- [18] T. Erdogan, "Fiber grating spectra", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
- [19] K. Ennser, M. N. Zervas, R. I. Laming, "Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 770-778, 1998.
- [20] N. N. Khrais, A. F. Elrefaie, R. E. Wagner, S. Ahmed, "Performance degradation of multiwavelength optical networks due to laser and (de)multiplexer misalignments", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 1348-1350, 1995.
- [21] N. N. Khrais, A. F. Elrefaie, R. E. Wagner, S. Ahmed, "Performance of cascaded misaligned optical (de)multiplexers in multiwavelength optical networks", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 1073-1075, 1996.
- [22] N. N. Khrais, F. Shehadeh, J. -C. Chiao, R. S. Vodhanel, R. E. Wagner, "Multiplexer eye-closure penalties for 10 Gb/s signals in WDM networks", in *Proceedings of Optical Fiber Conference 1996 (OFC'96)*, paper PD33, San Jose, USA.

# ***CAPÍTULO 6***

## **Filtragem Óptica em Redes Ópticas**

### **Multicanal**

#### **6.1. Introdução**

No capítulo anterior analisaram-se os efeitos provocados pela cascata e pelo desalinhamento na frequência dos filtros ópticos, em sistemas WDM-DST. Neste capítulo estende-se essa análise a sistemas WDM genéricos e, nesse âmbito, desenvolvem-se modelos estatísticos teóricos para prever as tolerâncias aceitáveis das variações observadas nas respostas dos filtros em sistemas reais, nomeadamente a variação da frequência central e da largura de banda, considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos (secção 6.2).

Nos capítulos anteriores estudou-se a filtragem óptica em sistemas multicanal. Agora, na perspectiva da rede óptica multicanal, vamos nos focar na estrutura, designada por multiplexador óptico de adição/subtração (OADM), que efectua não só a filtragem (subtração) do canal desejado, mas também a adição de um novo canal à mesma

frequência. Procede-se à optimização deste dispositivo na secção 6.3, e depois estuda-se o seu desempenho quando é inserido numa rede óptica (secção 6.4).

Referir que, no estudo efectuado neste capítulo, por se analisarem sistemas de comunicação ópticos mais genéricos, contrariamente ao capítulo anterior em que se estudou um tipo específico de sistemas (DST), recorreu-se ao simulador comercial PTDS [1], com modelos mais gerais.

O método utilizado para avaliar o desempenho dos vários sistemas simulados foi a aproximação gaussiana, em particular o método alternativo descrito na secção 3.4.1 do capítulo 3. Em todos os casos o factor de qualidade ( $Q$ ), foi obtido para o limiar de decisão ( $F$ ) óptimo (facilidade do simulador PTDS).

## **6.2. Tolerâncias da Variação da Frequência Central e da Largura de Banda da Cascata de Filtros Ópticos em Redes Ópticas Multicanal**

As condições de operação de um filtro óptico em sistemas reais vão sendo alteradas ao longo do tempo, devido a variações de temperatura, do próprio envelhecimento do filtro óptico, implicando o seu desalinhamento na frequência e a alteração da largura de banda passante (como se verificou na secção 4.8 do capítulo 4 para as FBGs), entre outros. Esses efeitos podem ser potenciados se considerarmos a cascata de vários filtros ópticos, que é uma situação habitual em redes ópticas reais.

Neste contexto, nesta secção vão-se desenvolver modelos estatísticos teóricos para prever as tolerâncias aceitáveis para as variações da frequência central e largura de banda passante de filtros ópticos em série, com degradação aceitável do desempenho do sistema WDM em que se incluem, considerando diferentes tipos de filtros ópticos comumente utilizados nas redes ópticas actuais.

Para isso, deve-se ter conhecimento da forma de variação do desempenho do sistema com as alterações referidas, nomeadamente a modificação da frequência central e da largura de banda, pelo que se analisam primeiramente os efeitos dessas variações. Depois, com

base nesses resultados, desenvolvem-se modelos estatísticos para se estabelecerem tolerâncias para as alterações referidas.

### 6.2.1. Efeito da Variação da Frequência Central e da Largura de Banda de Filtros Ópticos em Sistemas Multicanal

O efeito da variação da largura de banda passante do filtro óptico no seu desempenho é mais facilmente previsível/modelável que o efeito do desalinhamento da sua frequência central.

Uma diminuição de largura de banda passante do filtro ( $\Delta f$ ) maior que aproximadamente  $L_B - 2B$  ( $L_B$  e  $2B$  são as larguras de banda do filtro e do sinal, respectivamente), conduz à degradação do desempenho (mais ou menos rápida consoante o formato da resposta do filtro). Para diminuições menores que esse valor ou para um aumento da largura de banda passante, na maioria dos filtros não se verificam alterações significativas do desempenho.

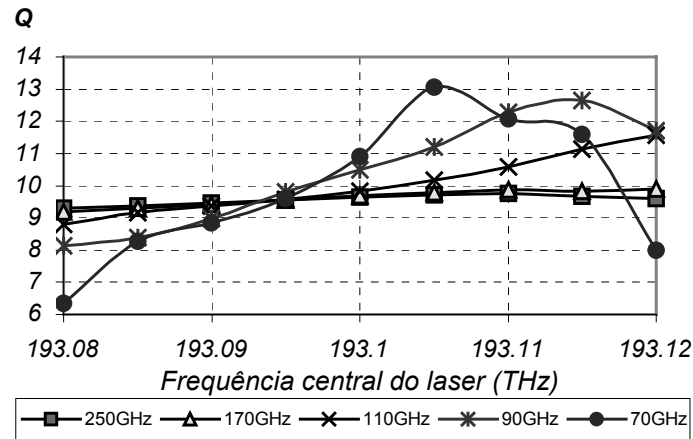
O efeito do desalinhamento da resposta do filtro é consideravelmente mais complicado de prever/modelar, como se verifica a seguir, comparando o desempenho de diferentes tipos de filtros (AWG e FBG), de diferentes larguras de banda, nessa situação.

Considerou-se um sistema com um comprimento fixo de fibra, 5 km ( $D=17$  ps/(nm.km)), sendo cada canal modulado a 20 Gbit/s, utilizando um modulador Mach-Zehnder. Os filtros utilizados tinham banda passante centrada em 193.1 THz, e os desvios de frequência considerados para o laser foram no máximo de  $\pm 20$  GHz. Garantiu-se que os canais adjacentes se encontravam sempre completamente fora da banda passante.

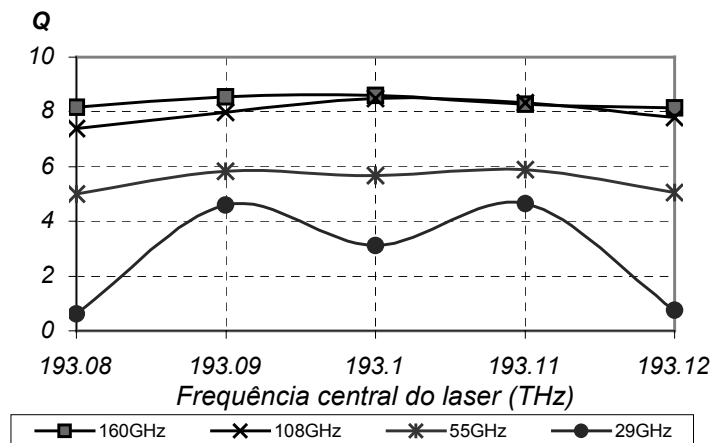
Na Figura 1 apresentam-se as variações do factor de qualidade associado ao canal escolhido (193.1 THz) em função da frequência central do laser, considerando FBGs do tipo *zero-dc* e AWGs com diferentes larguras de banda passante.

Para o caso do AWG observam-se pequenas variações de  $Q$  com o desalinhamento da frequência do laser (Figura 1 (b)), à excepção do AWG com largura de banda mais reduzida, 29 GHz, para o qual o desalinhamento do laser de cerca de metade da ocupação

espectral do sinal, correspondia a uma transmissão de banda única (SSB: *Single Side Band*), e por isso a um incremento do  $Q$ .



(a)



(b)

Figura 1 - Variações do factor de qualidade em função da frequência central do laser considerando FBGs zero-dc (a) e AWGs (b) com diferentes larguras de banda passante.

Já no caso das FBGs zero-dc as variações do  $Q$  são muito mais díspares, em resultado da maior variação do atraso de grupo (o modelo do AWG tem atraso de grupo constante, como se viu na secção 3.3.3.3 do capítulo 3). Para certas larguras de banda passante, e para desalinhamentos positivos da frequência do laser pode-se ter inclusive uma melhoria do desempenho, em consequência da compensação da GVD da fibra (como já se tinha concluído na secção 5.7.2 do capítulo 5, para sistemas DST).



Constata-se de facto que a modelização do efeito do desalinhamento da resposta do filtro é mais difícil que o da alteração da sua largura de banda, sendo necessário incorporar uma maior diversidade de efeitos desse desalinhamento no factor de qualidade, para se estabelecerem com segurança tolerâncias para essas alterações.

## 6.2.2. Modelos Estatísticos para Previsão das Tolerâncias das Alterações nas Respostas de Filtros Ópticos em Cascata

Nesta secção, tendo por base as constatações do ponto anterior, vão-se desenvolver formulações estatísticas teóricas, que permitam prever as tolerâncias aceitáveis para as variações da largura de banda passante e da frequência central, de filtros ópticos em série.

### 6.2.2.1. Variação da Largura de Banda

Considera-se que os filtros utilizados têm uma distribuição estocástica da largura de banda passante que obedece a uma função de densidade de probabilidade (PDF) gaussiana, com desvio padrão  $\sigma$  (Hz). Esta assumpção prende-se com o facto de a variação em causa estar dependente de vários factores independentes (por exemplo, no caso das FBGs a largura de banda depende da temperatura, das características da fibra, de diversas variantes no processo de escrita).

De acordo com o referido na secção anterior, assume-se que a variação no factor de qualidade em função da variação da largura de banda do filtro óptico é a apresentada na Figura 2.

Para uma largura de banda do filtro  $L_B$  e um ritmo de transmissão  $B$ , se a variação negativa (diminuição) da largura de banda passante do filtro ( $\Delta f$ ) for menor que  $f_m = L_B - 2B$ , o sinal associado ao canal escolhido não é degradado pela filtragem, e o factor de qualidade é máximo,  $Q_{max}$ . O mesmo se passa para  $\Delta f > 0$ , em que o aumento correspondente da largura de banda passante, não provoca alterações no desempenho.

Para diminuições da largura de banda do filtro maiores que  $f_m$ , a sua resposta espectral começa a degradar o sinal do canal escolhido, e conseqüentemente  $Q$  decresce, com uma variação que depende da resposta espectral do filtro e da formatação do sinal. Por simplicidade, assume-se essa variação linear.

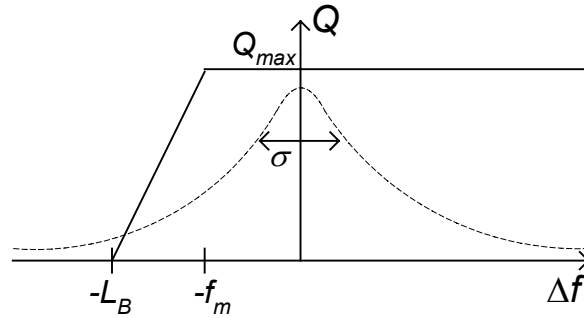


Figura 2 - Representação da variação do factor de qualidade do modelo (linha a cheio) e da distribuição gaussiana com desvio padrão  $\sigma$  (linha a tracejado) em função da variação da largura de banda passante do filtro óptico.

Quando essa diminuição é maior que  $L_B$  ( $\Delta f < -L_B$ ), assume-se  $Q$  nulo. No entanto,  $\Delta f < -L_B$  corresponde a uma situação irreal, pelo que esses valores de  $\Delta f$  não devem ser considerados. No entanto, o facto de se assumir uma distribuição gaussiana para a largura banda passante, definida no intervalo  $-\infty < \Delta f < +\infty$ , é uma opção válida, uma vez que no estudo efectuado se consideram apenas determinados valores de desvio padrão, que conduzem a uma probabilidade muito baixa de ocorrências de valores  $\Delta f < -L_B$ .

A variação do factor de qualidade médio,  $Q_{avg}$ , em função do desvio padrão ( $\sigma$ ) da PDF da variação da largura de banda do filtro, pode ser obtida resolvendo o integral:

$$Q_{avg}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\Delta f) \cdot PDF(\Delta f, \sigma) d\Delta f \quad (6.1)$$

com a função densidade de probabilidade gaussiana definida por:

$$PDF(\Delta f, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right), \quad -\infty < \Delta f < +\infty \quad (6.2)$$

Para a função  $Q(\Delta f)$  assumida (Figura 2),  $Q_{avg}(\sigma)$  pode ser obtida pela seguinte expressão (ver dedução no apêndice C):

$$Q_{avg}(\sigma) = \frac{Q_{max}}{2} + \frac{Q_{max}\sigma}{\sqrt{2\pi}(L_B - f_m)} \left[ \exp\left(-\frac{L_B^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_m^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \left[ \frac{Q_{max}}{2} - \frac{Q_{max}L_B}{2(L_B - f_m)} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_m}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \frac{Q_{max}L_B}{2(L_B - f_m)} \operatorname{erf}\left(\frac{L_B}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (6.3)$$

sendo  $\operatorname{erf}(\cdot)$  a função de erro definida por:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\lambda^2} d\lambda \quad (6.4)$$

#### 6.2.2.2. Desalinhamento da Frequência Central

Considera-se também neste caso (e pela mesma razão) uma PDF gaussiana para a distribuição do desalinhamento da frequência central do filtro.

Em relação à variação do factor de qualidade em função do desalinhamento, como se concluiu na secção anterior, esta deve incorporar uma maior diversidade de efeitos (ver Figura 1), quando comparada com a variação de  $Q$  com a largura de banda passante. A variação apresentada na Figura 3 procura englobar os efeitos do desalinhamento em  $Q$ , para os filtros ópticos estudados, considerando-se por isso o caso em que esses efeitos são mais variados, a FBG *zero-dc* com  $L_B$  mais reduzida (ver Figura 1).

Assim, para desvios positivos da frequência central do filtro, pode ocorrer uma diminuição do factor de qualidade (a partir de  $Q_0$ ), devido à inclinação do atraso de grupo que incrementa o efeito da dispersão (ver Figura 20 do capítulo 5). Contrariamente, para desalinhamentos negativos pode acontecer um aumento de  $Q$ , pois a variação do atraso de grupo pode compensar a dispersão (ver Figura 20 do capítulo 5).

Essa diminuição ou aumento, consoante o desvio de frequência seja positivo ou negativo, respectivamente, verifica-se até um outro efeito, a variação abrupta do atraso de grupo

nas fronteiras da banda passante do filtro (ver Figura 20 do capítulo 5), alterar a situação. Esse efeito nefasto inverte a tendência de aumento do  $Q$  para desvios de frequência negativos e incrementa a sua diminuição para desvios positivos. Esses pontos de inversão ou incremento da tendência verificada são representados na Figura 3, respectivamente pelos desvios  $-f_{m0}$  e  $f_{m1}$  (com factores de qualidade correspondentes,  $Q_{se}$  e  $Q_{sd}$ ).

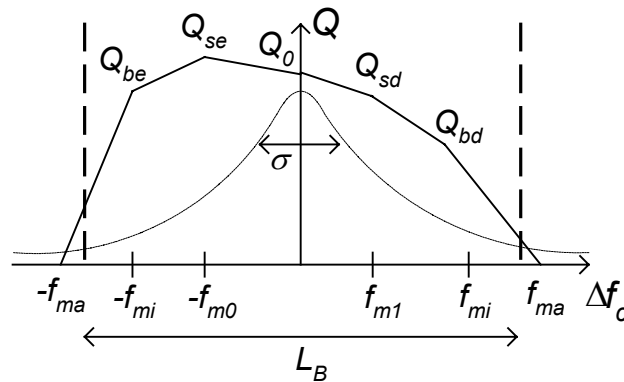


Figura 3 - Representação da variação do factor de qualidade do modelo (linha a cheio) e da distribuição gaussiana com desvio padrão  $\sigma$  (linha a tracejado) em função da variação da frequência central do filtro.

Depois, para desvios maiores que  $\pm f_{mi}$  (na maior parte das situações  $f_{mi} = L_B/2 - B$ ), parte do espectro do sinal começa a não ser abrangido pela resposta do filtro, e conseqüentemente  $Q$  decresce ainda mais rapidamente. A esses desvios  $-f_{mi}$  e  $+f_{mi}$  correspondem os factores de qualidade  $Q_{be}$  e  $Q_{bd}$ . Finalmente, o factor de qualidade é nulo quando o espectro do sinal fica totalmente fora da largura de banda do filtro. Essa situação verifica-se para  $\pm f_{ma}$  (geralmente  $f_{ma} = L_B/2 + B$ ).

Notar que na Figura 3 se ilustram apenas as tendências da variação de  $Q$  com o desalinhamento do filtro, não se pretendendo transmitir qualquer informação acerca da derivada das inclinações. As variações mais ou menos acentuadas dependem da resposta espectral do filtro, da formatação do sinal, e apenas por simplicidade se assumiram variações lineares.

Além disso, a variação apresentada (Figura 3) supõe respostas espectrais simétricas, uma vez que o estudo apresentado se vai restringir a esse tipo de filtros. O facto de se

considerar  $f_{m1}$  e  $f_{m0}$ , pretende apenas dotar o modelo com um maior grau de liberdade, para precaver uma maior diversidade de situações.

Para a função  $Q(\Delta f_c)$  considerada (Figura 3),  $Q_{avg}(\sigma)$  pode ser obtida pela seguinte expressão (deduzida no apêndice C):

$$Q_{avg}(\sigma) = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[ \begin{aligned} & \left[ \frac{Q_{sd} - Q_0}{f_{m1}} + \frac{Q_{se} - Q_0}{f_{m0}} + \frac{Q_{be} + Q_{bd}}{f_{ma} - f_{mi}} \exp\left(-\frac{f_{ma}^2}{2\sigma^2}\right) + \right. \\ & \left. + \left( \frac{Q_{se} - Q_{be}}{f_{mi} - f_{m0}} + \frac{Q_{sd} - Q_{bd}}{f_{mi} - f_{m1}} - \frac{Q_{be} + Q_{bd}}{f_{ma} - f_{mi}} \right) \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) + \right. \\ & \left. + \left( \frac{Q_0 - Q_{se}}{f_{m0}} + \frac{Q_{be} - Q_{se}}{f_{mi} - f_{m0}} \right) \exp\left(-\frac{f_{m0}^2}{2\sigma^2}\right) + \right. \\ & \left. + \left( \frac{Q_0 - Q_{sd}}{f_{m1}} + \frac{Q_{bd} - Q_{sd}}{f_{mi} - f_{m1}} \right) \exp\left(-\frac{f_{m1}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \\ & + \frac{f_{ma}(Q_{be} + Q_{bd})}{2(f_{ma} - f_{mi})} \operatorname{erf}\left(\frac{f_{ma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \\ & + \left[ \frac{Q_{se}f_{mi} - Q_{be}f_{m0}}{2(f_{mi} - f_{m0})} + \frac{Q_{sd}f_{mi} - Q_{bd}f_{m1}}{2(f_{ma} - f_{mi})} - \frac{f_{ma}(Q_{be} + Q_{bd})}{2(f_{ma} - f_{mi})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \\ & + \left[ \frac{Q_0}{2} + \frac{Q_{be}f_{m0} - Q_{se}f_{mi}}{2(f_{mi} - f_{m0})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m0}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \left[ \frac{Q_0}{2} + \frac{Q_{bd}f_{m1} - Q_{sd}f_{mi}}{2(f_{mi} - f_{m1})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m1}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \end{aligned} \right] \quad (6.5)$$

### 6.2.2.3. Cascata de Filtros

Nos dois pontos anteriores determinou-se  $Q_{avg}(\sigma)$ , em duas situações distintas, considerando um filtro isolado.

Se considerarmos uma cascata de filtros (sem inserção de amplificadores ópticos), à saída do  $i$ -ésimo filtro o sinal apresenta, para um dado desvio padrão da PDF do parâmetro em causa, uma degradação relativamente à sua qualidade na entrada ( $Q_{i-1}$ ), que pode ser modelada por:

$$Q_i = Q_{i-1} \frac{Q_{avg i}}{Q_{\max i}} \quad (6.6)$$

À entrada da cascata de filtros, o factor de qualidade é máximo,  $Q_{max}$ , e assumindo que todos os filtros em série têm características idênticas, ou seja  $Q_{max\ i} = Q_{max\ i-1}$  e  $Q_{avg\ i} = Q_{avg\ i-1}$ , com  $i=2, \dots, n$ , então à saída da cascata de  $n$  filtros tem-se:

$$Q_n = Q_{n-1} \frac{Q_{avg\ n}}{Q_{max\ n}} = Q_{max} \prod_{i=1}^n \frac{Q_{avg\ i}}{Q_{max\ i}} \quad (6.7)$$

Por outro lado,  $Q_{avg\ i} = \eta Q_{avg}$ , em que  $\eta$  representa a degradação que o filtro pode introduzir, devido ao formato da sua resposta espectral e/ou das suas propriedades dispersivas (relacionadas com a variação de atraso de grupo correspondente), relativamente a um filtro ideal (resposta espectral rectangular e fase linear).

Assim,  $Q_{avg}$  de uma cascata de  $n$  filtros,  $Q_{avg\ n}$ , será dado por:

$$Q_{avg\ n} = Q_{max} \left( \eta \frac{Q_{avg}}{Q_{max}} \right)^n \quad (6.8)$$

sendo  $Q_{avg}$  dado pelas equações (6.3) ou (6.5), consoante a variação de parâmetro em causa, respectivamente a largura de banda passante do filtro ou a sua frequência central.

### 6.2.3. Validação dos Modelos Estatísticos

Nesta secção pretende-se validar, por simulação, as soluções analíticas apresentadas, para determinação das tolerâncias relativas às alterações da largura de banda ou da frequência central de cascatas de filtros ópticos. As simulações foram efectuadas no simulador comercial (PTDS) [1].

#### 6.2.3.1. Variação da Largura de Banda de uma Cascata de Filtros

O filtro óptico considerado apresenta uma função de transferência próxima da ideal, mais concretamente uma resposta espectral de formato trapezoidal e fase linear.

Para as simulações, considerou-se um sistema WDM  $8 \times 20$  Gbit/s ( $B=20$  GHz), com uma SMF ( $D=17$  ps/(nm.km)) de comprimento 5 km, e filtrou-se o canal central, utilizando filtros trapezoidais com largura de banda variável. Garantiu-se que os canais adjacentes se encontravam sempre completamente fora da banda passante.

Os filtros considerados tinham perdas de inserção nulas e larguras de banda ( $L_B$ ) no valor máximo de 50 GHz e 80 GHz. As larguras de banda a -20 dB eram 5 GHz maiores do que na região de valor máximo. Para se observar o efeito da cascata de filtros, considerámos o filtro isolado e nove filtros em série, para cada caso.

Em cada situação, a obtenção de  $Q_{avg}$  para os diferentes desvios padrão ( $\sigma$ ) considerados, resultou da média de oitenta simulações, em que a largura de banda foi alterada aleatoriamente, segundo uma distribuição gaussiana com esse desvio padrão.

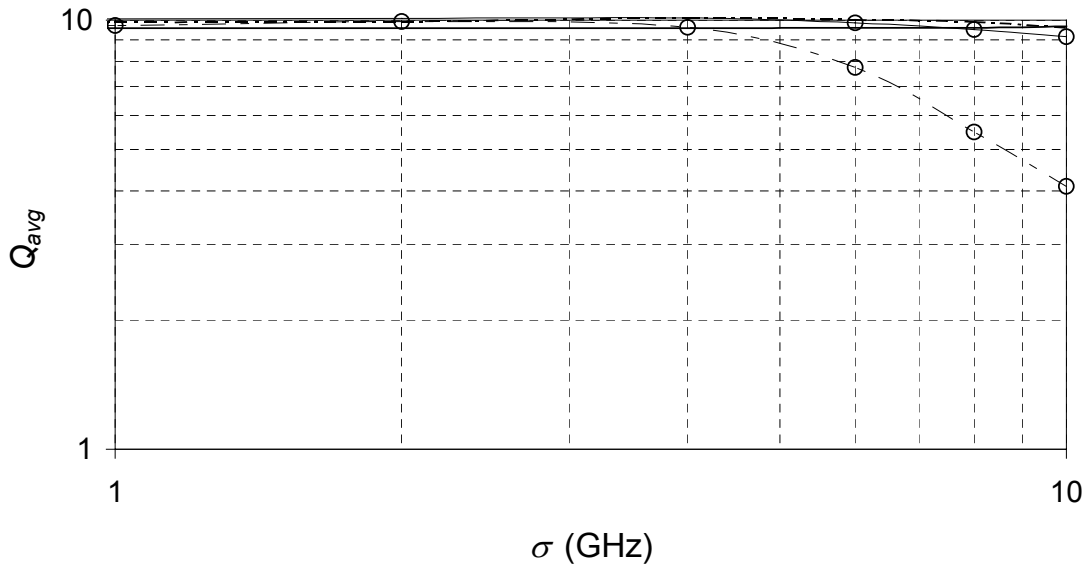
Para se obter analiticamente  $Q_{avg}(\sigma)$ , no caso do filtro isolado e da cascata de nove filtros, utilizou-se a expressão (6.8) com  $n=1$  e  $n=9$ , respectivamente, e substituiu-se  $Q_{avg}$  pela expressão (6.3), com  $f_m=L_B-2B$  e  $Q_{max}=10$  (valor assumido). Para  $L_B$  consideraram-se os valores referidos, 50 GHz e 80 GHz, e como se referiu  $B=20$  GHz. Quanto ao valor utilizado para  $\eta$ , como o tipo de filtro considerado não introduz qualquer degradação em relação a um filtro ideal, fez-se  $\eta=1.0$ . Os resultados de simulação e os obtidos analiticamente são apresentados, respectivamente, na Figura 4 (a) e (b).

Observando a Figura 4 constata-se que a formulação apresentada permite a obtenção de resultados analíticos muito próximos dos obtidos por simulação.

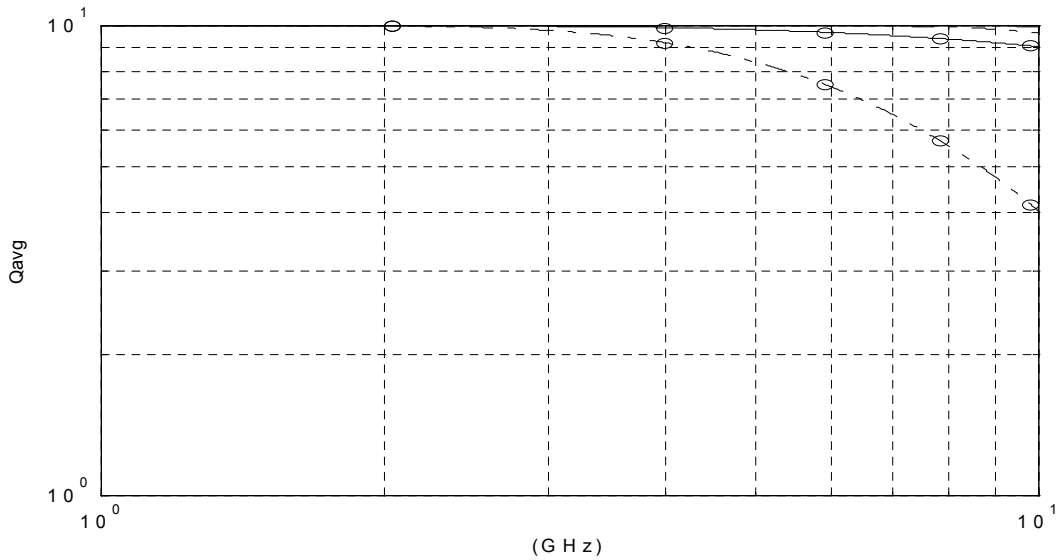
Considerando o pior caso (cascata), para o filtro de largura de banda 80 GHz são permitidas variações da largura de banda com um desvio padrão até  $\sim 8$  GHz sem alteração da performance, e para a largura de banda de 50 GHz, esse desvio padrão máximo é de  $\sim 3$  GHz.

O facto de se ter considerado um desvio padrão máximo de 10 GHz, é consequência de se utilizar uma distribuição gaussiana para a variação da largura de banda (definida no intervalo  $-\infty < \Delta f < +\infty$ ), quando, como se referiu, essa variação não pode ser inferior a  $-L_B$ .

Assim, para se garantir um máximo de 1% dessas realizações (inferiores a  $-L_B$ ), para a largura de banda mais baixa (50 GHz),  $\sigma_{max} \cong 10.7$  GHz ( $\sigma_{max} = L_B / [2\sqrt{2}erfinv(1 - 2p)]$ ),  $p=1\%$  e  $erfinv(\cdot)$  a função inversa de  $erf(\cdot)$ .



(a)



(b)

Figura 4 - Resultados de simulação (a) e analíticos (b) de  $Q_{avg}$ , em função do desvio padrão ( $\sigma$ ) da variação da largura de banda de filtros ópticos trapezoidais, com diferentes larguras de banda iniciais, 80 GHz (sem forma) e 50 GHz (círculos), considerando o filtro isolado (linha contínua) e a sua cascata,  $n=9$  (linha tracejada).



### 6.2.3.2. Desalinhamento da Frequência Central de uma Cascata de Filtros

Para esta análise, como se verificou na secção 6.2.1 que o efeito do desalinhamento na frequência central do filtro no  $Q$  do sistema é diversificado, vão-se considerar diferentes tipos de filtros ópticos. Considera-se primeiramente o filtro trapezoidal do ponto anterior, e depois vários tipos de filtros usualmente utilizados em sistemas reais.

O sistema WDM considerado foi o descrito anteriormente,  $8 \times 20$  Gbit/s com comprimento de ligação 5 km. Filtrou-se o canal central, garantindo-se que os canais adjacentes se encontravam fora da banda passante. Para se observar o efeito da cascata de filtros, considerámos o filtro isolado e nove filtros em série. Também neste caso, a obtenção de  $Q_{avg}$  para os diferentes  $\sigma$  considerados resultou da média de oitenta simulações, em que a frequência central do filtro foi alterada aleatoriamente, segundo uma distribuição gaussiana.

No caso do filtro trapezoidal, para se obter analiticamente  $Q_{avg}(\sigma)$ , considerou-se uma versão simplificada da variação de  $Q$  em função do desalinhamento,  $Q(\Delta f_c)$ , com  $Q_{be} = Q_{se} = Q_0 = Q_{sd} = Q_{bd} = Q_{max}$ , ilustrada na Figura 5.

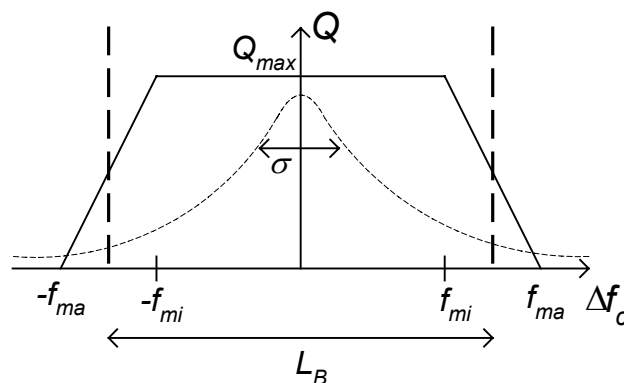


Figura 5 - Representação da variação simplificada do factor de qualidade do modelo (linha a cheio) e da distribuição gaussiana com desvio padrão  $\sigma$  (linha a tracejado) em função da variação da frequência central do filtro.

Considerando esta simplificação, a expressão (6.5) transforma-se em:

$$Q_{avg}(\sigma) = \frac{Q_{max}}{f_{ma} - f_{mi}} \left\{ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma \left[ \exp\left(-\frac{f_{ma}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \left[ f_{ma} \operatorname{erf}\left(\frac{f_{ma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) - f_{mi} \operatorname{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \right\} \quad (6.9)$$

Para os filtros trapezoidais, as soluções analíticas para  $n=1$  e  $n=9$  obtiveram-se novamente da expressão (6.8), e substituindo  $Q_{avg}$  pela expressão (6.9), com  $f_{mi}=L_B/2-B$  e  $f_{ma}=L_B/2+0.7B$ . Fez-se  $Q_{max}=10$ ,  $B=20$  GHz e considerou-se  $L_B$  com os valores referidos, 50 GHz e 80 GHz. Por último, como se referiu, para este tipo de filtro,  $\eta=1.0$ .

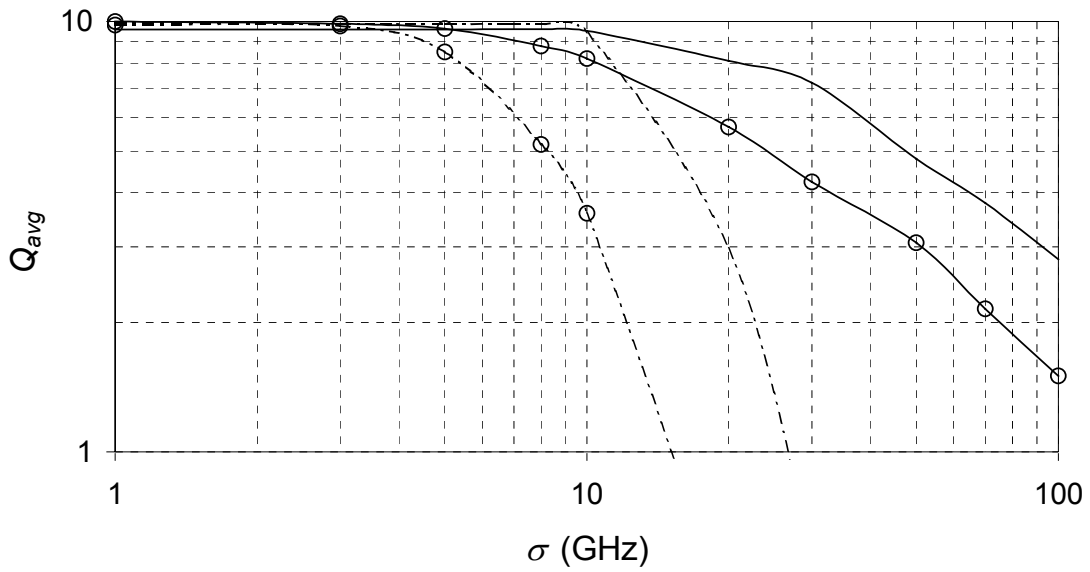
Os resultados de simulação e os obtidos analiticamente são apresentados, respectivamente, na Figura 6 (a) e (b). Também neste caso, a formulação apresentada permite a obtenção de resultados analíticos muito próximos dos obtidos por simulação.

Considerando o pior caso (cascata) e baseando-nos nos resultados analíticos, para o filtro de largura de banda 80 GHz são permitidos desalinhamentos da frequência central, segundo uma distribuição gaussiana, com um desvio padrão até ~8 GHz sem decréscimo da performance, e para a largura de banda de 50 GHz, esse desvio padrão máximo é de ~2 GHz. Baseando-nos nos resultados de simulação, os desvios padrões referidos passam a ser de ~9 GHz e ~3 GHz, respectivamente.

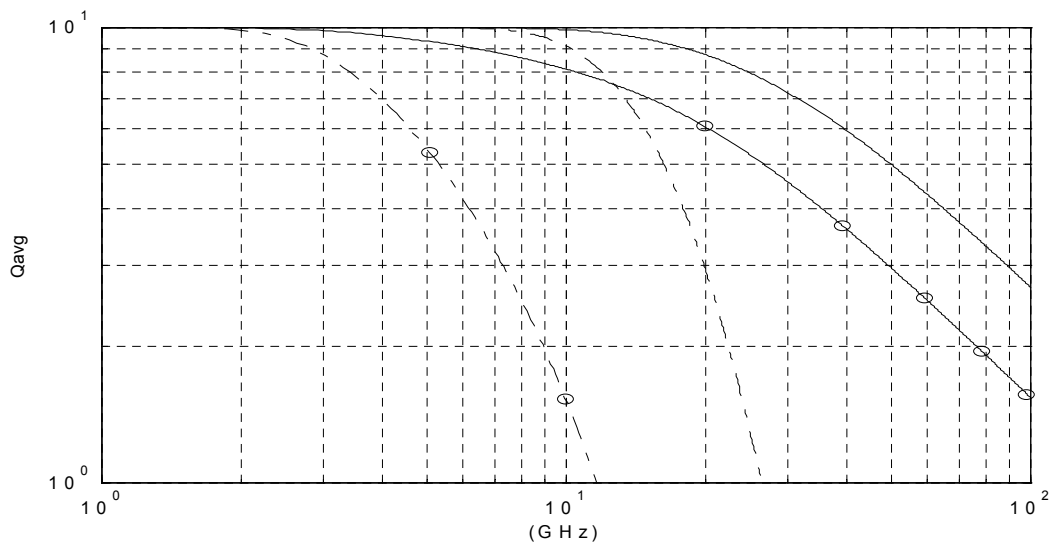
Seguidamente, efectua-se o mesmo estudo considerando outros filtros ópticos utilizados em sistemas reais, com características da função de transferência distintas, nomeadamente FBGs *zero-dc*, CFBGs e AWGs, com larguras de banda diferentes, 100 GHz e 200 GHz. No caso das FBGs foi considerada a largura de banda a -3 dB, enquanto que para os AWGs se considerou o valor a -20 dB.

Os resultados de simulação foram obtidos utilizando o mesmo setup dos filtros trapezoidais, um sistema WDM 8×20 Gbit/s, com uma SMF ( $D=17$  ps/(nm.km)) de comprimento 5 km, à excepção das CFBGs.

Neste último caso, como as CFBGs consideradas tinham um atraso de grupo com inclinação -1000 ps/nm ( $D_a$ ), foi necessário modificar a dispersão da fibra, de forma a



(a)



(b)

Figura 6 - Resultados de simulação (a) e analíticos (b) de  $Q_{avg}$ , em função do desvio padrão ( $\sigma$ ) da variação da frequência central de filtros ópticos trapezoidais, com diferentes larguras de banda, 80 GHz (sem forma) e 50 GHz (círculos), considerando o filtro isolado (linha contínua) e a sua cascata,  $n=9$  (linha tracejada).

manter as características dispersivas do sistema na globalidade, em relação aos outros filtros estudados. Assim, utilizou-se 1 km de fibra, com  $D=1085$  ps/(nm.km). Pela mesma razão, também no estudo dos efeitos da cascata das CFBGs foi necessário alterar as características dos troços de fibra entre os filtros. Para  $n$  CFBGs em cascata, cada troço

de ligação tinha comprimento  $L_f' = L_f/n$  ( $L_f = 1$  km), e  $D' = D \times n$  ( $D = 1085$  ps/(nm.km)), devendo, portanto, a inclinação do atraso de grupo de cada CFBG ser  $\sim -1075.5$  ps/nm ( $[D(1-n) + D_a]/n$ ).

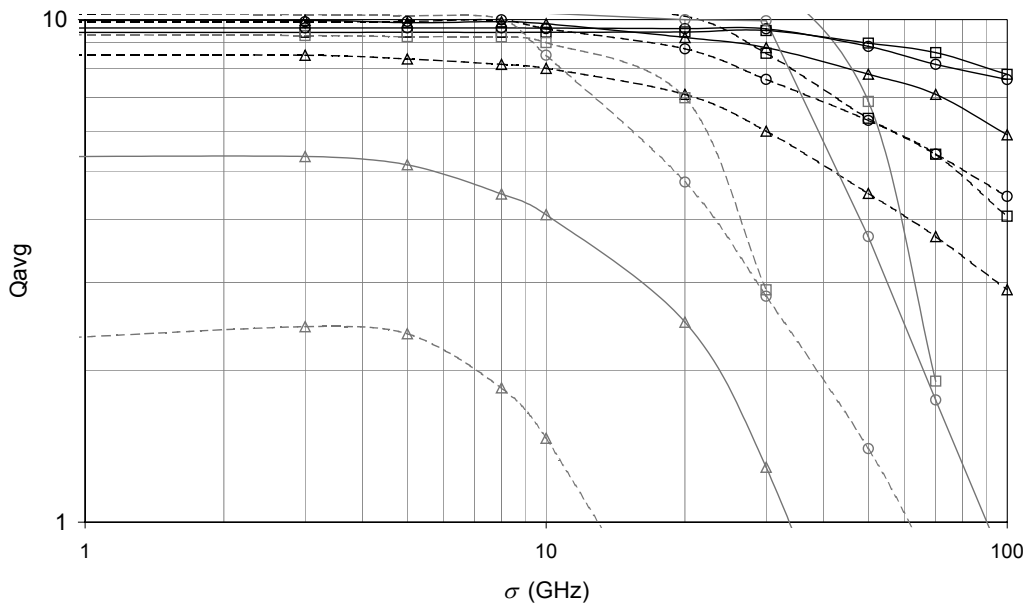
Para estes filtros ópticos a variação de  $Q$  em função do desalinhamento,  $Q(\Delta f_c)$ , é mais complexa do que para os filtros trapezoidais. No entanto, os resultados analíticos obtiveram-se considerando também a aproximação da Figura 5 ( $Q_{avg}(\sigma)$  definido pela equação (6.9)). Para as FBGs *zero-dc* e para as CFBGs, na aproximação analítica considerou-se  $f_{mi} = L_B/2 - B$  e  $f_{ma} = L_B/2 + B$ , enquanto que para os AWGs se considerou uma variação de  $Q$  com  $\Delta f$  triangular, sendo  $f_{mi} = L_B/40$  e  $f_{ma} = (3/4)L_B$ , porque, contrariamente aos outros dois casos, o formato da função de transferência dos AWGs conduz a um decréscimo do factor  $Q$ , mesmo para desalinhamentos da frequência central reduzidos, antes do sinal começar a ficar fora da banda passante.

Também nestes casos, fez-se  $Q_{max} = 10$ ,  $B = 20$  GHz, e como se referiu, consideraram-se larguras de banda ( $L_B$ ) de 100 GHz e 200 GHz.

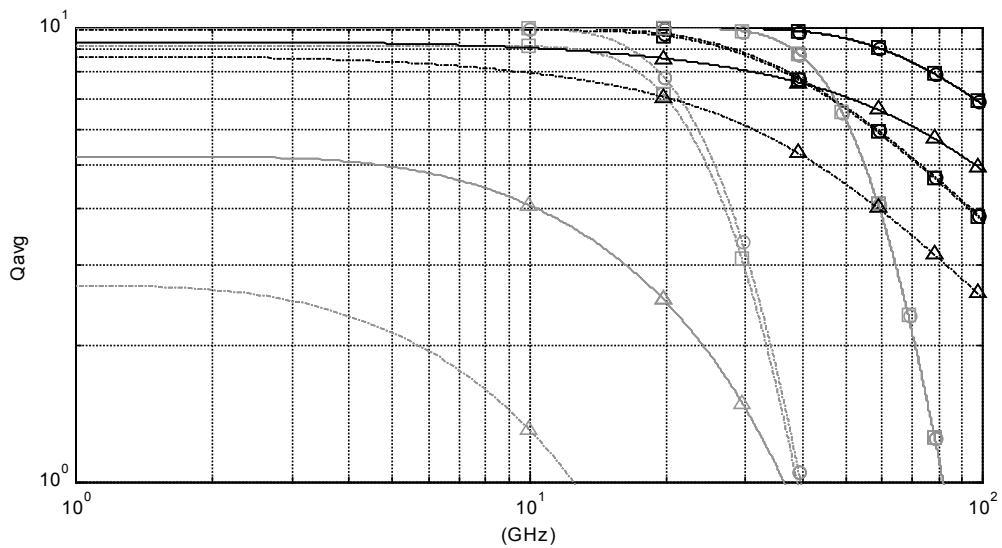
Quanto aos valores de  $\eta$  considerados em cada caso, foram ajustados para os resultados analíticos se aproximarem o mais possível dos resultados de simulação. Assim, para as FBGs *zero-dc* (ambas larguras de banda) e para a CFBG com  $L_B = 200$  GHz,  $\eta = 1$ . Para a outra CFBG ( $L_B = 100$  GHz),  $\eta$  é ligeiramente inferior, 0.99. Quanto aos AWGs, os valores de  $\eta$  são mais reduzidos, como se esperava devido ao formato da sua resposta ser mais afastado do ideal, comparando com os outros casos estudados, sendo  $\eta = 0.93$  e  $\eta = 0.865$ , respectivamente para  $L_B = 200$  GHz e  $L_B = 100$  GHz. Por último, o efeito da cascata dos nove filtros foi obtido utilizando a expressão (6.8), com  $n = 9$ .

Os resultados de simulação e os obtidos analiticamente são apresentados, respectivamente, na Figura 7 (a) e (b). Mais uma vez, os resultados analíticos são muito próximos dos obtidos por simulação.

Considerando o pior caso (cascata) e baseando-nos nos resultados analíticos, não se esperam alterações significativas no desempenho do sistema para desalinhamentos da



(a)



(b)

Figura 7 - Resultados de simulação (a) e analíticos (b) de  $Q_{avg}$ , em função do desvio padrão ( $\sigma$ ) da variação da frequência central de vários tipos de filtros ópticos, FBG zero-dc (o), CFBG ( $\square$ ) e AWG ( $\Delta$ ), com diferentes larguras de banda, 200 GHz (linha contínua) e 100 GHz (linha tracejada), considerando o filtro isolado (linha grossa) e a sua cascata,  $n=9$  (linha fina).

frequência central, com um desvio padrão da distribuição até  $\sim 30$  GHz, para a FBG zero-dc e a CFBG de  $L_B=200$  GHz. Para os mesmos filtros, mas com  $L_B=100$  GHz, o desvio padrão permitido é  $\sim 12$  GHz. Para os AWGs, os desvios padrões permitidos são como se

esperava mais baixos, devido à referida penalidade de inserção, sendo de 4 GHz e 2 GHz, respectivamente para  $L_B=200$  GHz e  $L_B=100$  GHz. Considerando os resultados de simulação, os desvios padrões referidos sofrem alterações mínimas.

### **6.2.3.3. Comentários Finais**

Na análise dos efeitos referidos, considerou-se um desvio padrão máximo de 100 GHz para a distribuição da variação da frequência central, contra apenas 10 GHz utilizado na situação da variação da largura de banda. O facto do desvio padrão máximo ser maior (factor de 10) no primeiro caso baseia-se nos resultados experimentais obtidos para as FBGs (com a variação da temperatura), na secção 4.8 do capítulo 4.

Os resultados de simulação e os obtidos analiticamente com base nas formulações apresentadas são bastante aproximados, tanto nas tolerâncias previstas como nas tendências das variações de  $Q_{avg}$  com  $\sigma$ , para as variações da largura de banda e da frequência central dos filtros, considerando filtros isolados ou em cascata.

O efeito da cascata de filtros conduz a um decréscimo mais pronunciado de  $Q_{avg}$  com  $\sigma$ , devido ao conseqüente estreitamento da banda passante e maiores variações do atraso de grupo (como se verificou na secção 5.7.1 do capítulo 5). Esse decréscimo é mais evidente para filtros com penalidade de inserção considerável, por exemplo os AWGs. Os resultados mostram que a cascata de filtros ópticos de baixa largura de banda e/ou alta penalidade de inserção, podem trazer problemas extra para o projecto do sistema, requerendo maiores margens de segurança.

Verificou-se também que o efeito do desalinhamento da frequência central é mais problemático que o da variação da largura de banda, devido principalmente aos maiores desvios padrões a serem considerados nesse caso, pelas razões referidas anteriormente.

## **6.3. Optimização de Multiplexadores de Adição/Subtracção (OADMs)**

A optimização de filtros ópticos em sistemas WDM, efectuada nos capítulos anteriores,

resultou do balanço entre degradação mínima do canal escolhido e máxima rejeição dos canais vizinhos.

A optimização do OADM envolve um outro factor, além dos referidos para o filtro de extracção simples, que é a minimização da degradação introduzida pelo canal adicionado. As distorções introduzidas pelo canal adicionado (*added*) e pelos canais WDM vizinhos no canal subtraído (*dropped*) designam-se respectivamente por diafonia linear (*crosstalk*) homodina e heterodina.

Há ainda um outro factor importante a ter em conta, as perdas de inserção (*insertion loss*), que interessa serem reduzidas, para que não haja perdas significativas nos vários canais reinseridos na rede, nem no canal extraído.

Os OADMs implementados até à data baseiam-se geralmente em AWGs ou FBGs [2]-[8], pelo que a optimização do OADM deve começar precisamente pela escolha da classe mais indicada de entre as referidas. Depois, para a classe escolhida, procede-se à optimização da estrutura.

### 6.3.1. Definição da Classe de OADM: AWG ou Baseado em FBGs

O funcionamento inerente em reflexão das FBGs impede a sua integração directa nas redes ópticas, pelo que têm de ser integradas numa estrutura com outros componentes ópticos, para o acesso à sua resposta em transmissão. No entanto, apesar disso, as perdas de inserção podem ser mais reduzidas do que no caso dos AWGs.

Além disso, como se concluiu nos capítulos anteriores, as FBGs revelaram-se as mais capazes para filtragens monocanal e multicanal, apresentando uma função de transferência mais moldável e com maior potencial de optimização, conduzindo aos melhores desempenhos nos sistemas WDM em que foram incorporadas. Dos resultados apresentados nesses capítulos, pode-se concluir que os OADMs baseados em FBGs conduzem a menor degradação do canal subtraído e menor *crosstalk* heterodino.

Quanto ao *crosstalk* homodino, os resultados apresentados em [8] permitem-nos concluir que não há diferenças significativas entre os OADMs baseados em ambas as tecnologias.

Assim, vamo-nos focar nos OADMs baseados em FBGs, começando por apresentar as diferentes configurações possíveis e discutindo o seu desempenho.

### 6.3.2. Tipos de Configurações de OADMs Baseados em FBGs:

#### Comparação do Desempenho

A seguir apresentam-se diferentes configurações possíveis para esta classe de dispositivos, nomeadamente a baseada em circuladores ópticos [9][10], a configuração de Mach-Zehnder [7][11]-[14] e a baseada num acoplador que inclui uma FBG [15][16].

#### 6.3.2.1. Baseada em Circuladores Ópticos

Esta primeira configuração associa dois circuladores ópticos a uma FBG como se observa na Figura 8.

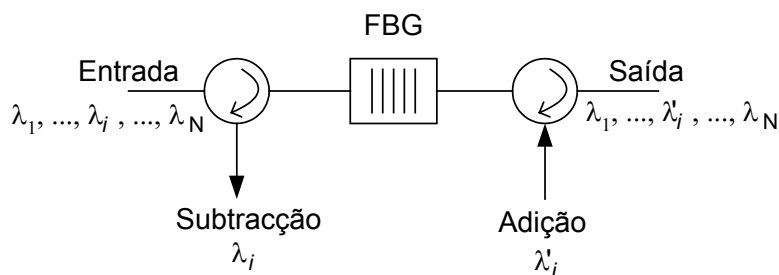


Figura 8 - Configuração baseada em circuladores ópticos.

O princípio de funcionamento, resumidamente, é o seguinte: os canais inseridos na entrada ( $\lambda_1, \dots, \lambda_N$ ) circulam para a FBG, sendo reflectido o canal  $\lambda_j$ , abrangido pela banda de reflexão da FBG, que depois circula para a porta de subtracção. Os restantes canais, fora da banda de reflexão da FBG, são transmitidos e circulam para a saída. Por



outro lado, o canal inserido na porta de adição ( $\lambda'_i$ ), com o mesmo comprimento de onda do canal subtraído, é reflectido pela FBG, circulando assim para a porta de saída, onde se junta aos restantes canais da entrada que haviam sido transmitidos.

A utilização de circuladores encarece o dispositivo e além disso as perdas em reflexão (porta de subtracção) e em transmissão (porta de saída) do dispositivo são relativamente elevadas ( $\sim 2$  dB), devido às perdas porta-a-porta do circulador ( $\sim 1$  dB) [17], pelo que o recurso exclusivo a componentes de fibra óptica constitui uma solução mais atraente na maioria das aplicações, como se verá a seguir.

### 6.3.2.2. Configuração de Mach-Zehnder

Esta solução recorre a duas redes de *Bragg* colocadas nos braços de dois acopladores direccionais 3 dB, formando a configuração do interferómetro de Mach-Zehnder (MZI) ilustrada na Figura 9. A diferença de percursos ópticos entre os dois braços do interferómetro é ajustada de modo que a luz reflectida pelas duas FBGs interfira no primeiro acoplador, e seja totalmente acoplada à porta de subtracção. Por outro lado, o segundo acoplador combina os sinais fora da banda de selecção das FBGs, de forma a maximizar esses sinais na porta de saída.

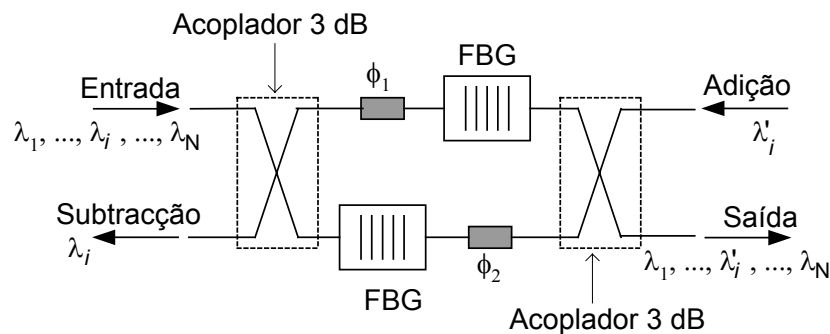


Figura 9 - Configuração de Mach-Zehnder.

As perdas nas portas de subtracção e de saída são reduzidas relativamente ao caso anterior, sendo agora inferiores a 0.2 dB [17].

A fabricação destes dispositivos é na prática bastante complicada, pois o desempenho da operação de adição/subtracção é comprometido, por exemplo, por desvios na relação de acoplamento dos acopladores direccionais ou na resposta espectral das FBGs, que devem ser idênticas. Durante a sua operação, que é extremamente afectada por alterações de fase (por ser um dispositivo interferométrico), a maior dificuldade prende-se com a estabilização da resposta espectral das FBGs, provocadas por variações de temperatura ou deformação.

### 6.3.2.3. Baseada num Acoplador Incluindo as FBGs

A fabricação de FBGs na região de interacção de acopladores direccionais é outra abordagem possível para a implementação de OADMs baseados em FBGs. Com a descoberta de fotossensibilidade nos acopladores fabricados pela técnica de fusão-elongação, abriu-se a possibilidade de fabricar FBGs directamente na região de acoplamento [16], como se observa na Figura 10.

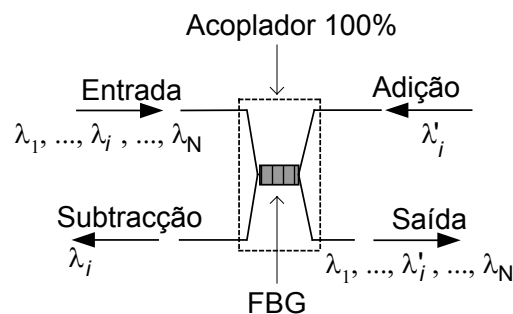


Figura 10 - Configuração baseada num acoplador 100% com FBG na região de interacção.

O acoplador é fabricado de forma a garantir acoplamento total, ou seja a luz incidente numa porta sai totalmente na porta cruzada. Com a FBG na região de acoplamento, é garantido acoplamento total simultaneamente para os canais em reflexão, em ressonância com a FBG, e para os canais em transmissão fora da banda de selecção [16].

#### 6.3.2.4. Comentários Finais

De entre as configurações apresentadas, as mais atraentes para a implementação de OADMs são a configuração Mach-Zehnder (OADM-MZI) e a baseada num acoplador 100% com FBG escrita na região de acoplamento, pois permitem realizar operações de adição/subtração com perdas reduzidas.

Apesar de exigir um perfeito balanço das fases nos dois braços, a configuração Mach-Zehnder continua actualmente a ser a mais utilizada para OADMs baseados em FBGs.

Assim, vamo-nos focar no estudo do OADM-MZI, comparando a performance em termos de *crosstalk* (homodino e heterodino) para diferentes tipos de FBGs.

#### 6.3.3. Crosstalk de OADMs na Configuração MZI: Dependência em Relação ao Tipo de FBG Utilizada

Do estudo do capítulo 4, concluiu-se que a melhor opção como filtro óptico em sistemas WDM é a FBG com perturbação de valor médio negativo variável, embora a FBG com apodização pura seja uma excelente opção, particularmente em situações em que a rejeição dos canais vizinhos é o factor preponderante para o seu desempenho.

Assim, o desempenho de OADM-MZIs vai ser estudado considerando esses dois tipos de FBGs, em sistemas WDM com diferentes características, utilizando o simulador comercial (PTDS) [1].

##### 6.3.3.1. Setup de Simulação

Simulámos três sistemas WDM distintos, de oito canais cada e diferentes ritmos de transmissão por canal, correspondentes a vários sinais STM da hierarquia SDH [18], nomeadamente 2.5 Gbit/s, 10 Gbit/s e 40 Gbit/s, com codificação NRZ, e comprimentos de fibra de 125 km, 40 km e 4 km, respectivamente. Utilizou-se um espaçamento entre canais padrão (100 GHz), com o primeiro canal centrado em 1552.52 nm (193.1 THz)

[19]. O setup de simulação utilizado está ilustrado na Figura 11. O canal subtraído (*dropped*) foi o segundo canal, centrado em 1553.32 nm.

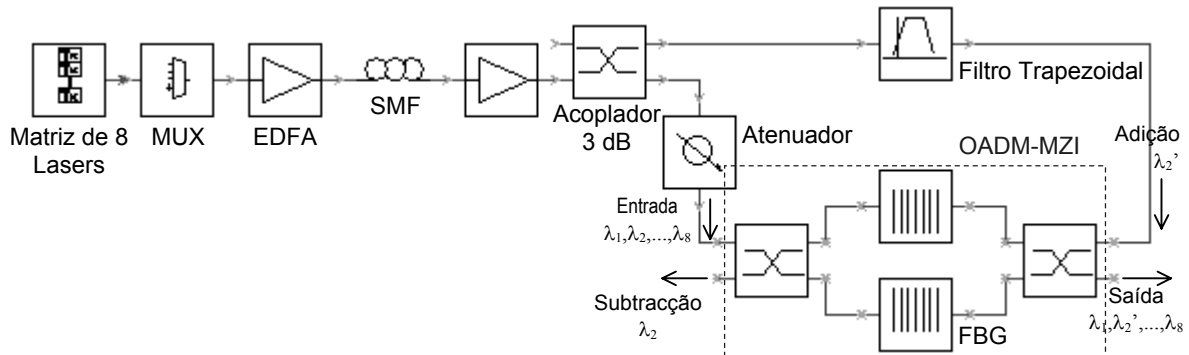


Figura 11 - Setup de simulação utilizado para análise do desempenho de OADM-MZI com diferentes tipos de FBGs; MUX – Multiplexador WDM.

Os sinais WDM considerados são transmitidos por uma SMF com os comprimentos referidos em cada caso, e divididos por um acoplador 3 dB. Os oito canais são depois inseridos na porta de entrada do OADM, e simultaneamente é também inserido na porta de adição um novo canal. Este canal adicionado (com comprimento de onda 1553.32 nm) é obtido filtrando o sinal WDM com um filtro ideal (resposta espectral de formato trapezoidal e fase linear), com larguras de banda distintas para cada sistema considerado, por forma a rejeitar convenientemente os canais indesejados.

Consideraram-se acopladores 3 dB ideais, pelo que as perdas de inserção são nulas em todos os casos. O canal adicionado será responsável, como se referiu, por *crosstalk* homodino. O *crosstalk* heterodino está também presente, proveniente dos canais vizinhos que não serão completamente rejeitados pelas FBGs. O desempenho do OADM para cada FBG considerada também é influenciado pela sua resposta (espectro e fase) na banda passante, como se verá a seguir.

### 6.3.3.2. Implicações das Características das FBGs no Crosstalk

Na Figura 12 apresentam-se os espectros de reflexão e variações do atraso de grupo das FBGs *negative-only* e *zero-dc* utilizadas no OADM-MZI para o sistema WDM 8×2.5

Gbit/s. O formato de apodização é do tipo Blackman (equação (4.33) do capítulo 4) com  $\alpha_b=0.19$ .

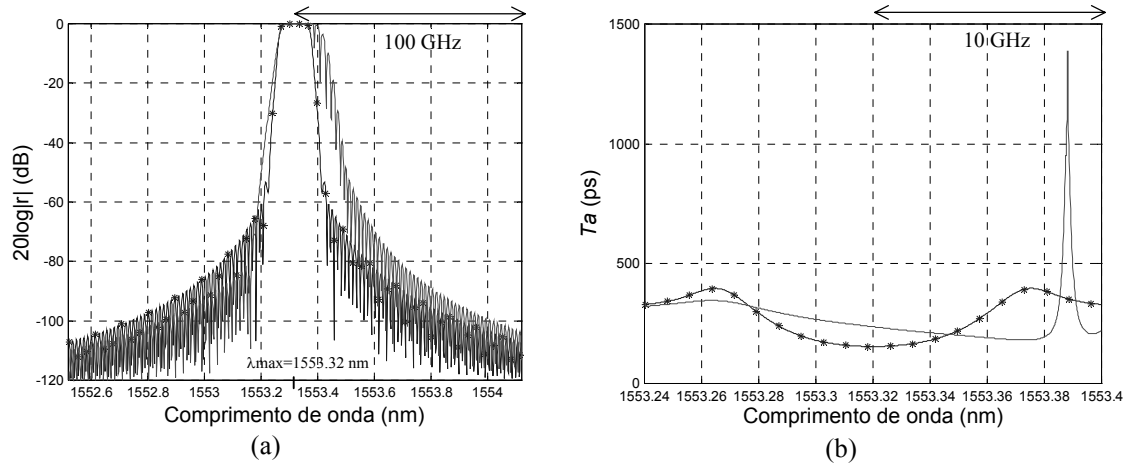


Figura 12 - Espectros de reflexão (a) e variações do atraso de grupo (b) para as FBGs *negative-only* (—) e *zero-dc* (\*) utilizadas no OADM-MZI para o sistema WDM  $8 \times 2.5$  Gbit/s; ambas as FBGs têm  $L=62$  mm,  $v\overline{\delta n_{eff}}=1 \times 10^{-4}$ .

A FBG *zero-dc* apresenta uma resposta espectral simétrica e lóbulos laterais com maior atenuação na vizinhança da banda passante, mas para desvios de frequência de  $\pm 100$  GHz essa atenuação é semelhante ao caso da FBG *negative-only* equivalente, como se observa na Figura 12 (a), pelo que a influência do *crosstalk* heterodino será semelhante nos dois casos.

Por outro lado, a FBG *negative-only* apresenta uma variação de  $T_a$  (Figura 12 (b)) com uma inclinação ( $\sim -1730$  ps/nm) que, como se verificou nos capítulos anteriores, permite a compensação da GVD da fibra. Por seu turno, a variação de  $T_a$  na banda passante da FBG *zero-dc* (amplitude de variação de  $\sim 250$  ps) vai contribuir para degradar o canal subtraído.

No que diz respeito às perdas em reflexão na banda passante, são bastante reduzidas em ambos os casos, correspondendo a coeficientes de transmissão em unidades lineares de  $\sim 5 \times 10^{-4}$  e  $\sim 5 \times 10^{-5}$ , respectivamente para as FBGs *negative-only* e *zero-dc*. No entanto, este coeficiente é superior para o caso *negative-only*, pelo que a influência do *crosstalk* homodino será sensivelmente maior neste caso, como se verá a seguir.

### 6.3.3.3. Análise de Resultados

Para se analisar a degradação da performance no sistema 8×2.5 Gbit/s causada pelo *crosstalk* homodino, obteve-se o factor  $Q$  associado ao canal extraído, para potências à entrada do OADM decrescentes (aumentando atenuação no setup da Figura 11), injectando simultaneamente um canal com potência constante (3 dBm) na porta de adição.

Para os outros dois sistemas WDM considerados, 8×10 Gbit/s e 8×40 Gbit/s, o procedimento foi semelhante. Claro que as FBGs utilizadas para estes casos têm largura de banda passante crescente, para acomodarem sinais de maior largura de banda, estando também centradas em 1553.32 nm e com a mesma apodização (Blackman com  $\alpha_b=0.19$ ). É importante evidenciar que à medida que a largura de banda passante da resposta espectral das FBGs aumenta, a supressão dos canais vizinhos (espaçamento entre canais mantém-se constante) diminui (como se constatou no capítulo 4). Por outro lado, nessa situação, a variação e a inclinação de  $T_a$ , respectivamente para as FBGs *zero-dc* e *negative-only*, também diminuem (também verificado no capítulo 4). Estes factores vão ser determinantes nas diferentes influências do *crosstalk* (homodino e heterodino) no desempenho dos três sistemas analisados, considerando os dois tipos de FBGs.

Os resultados são apresentados na Figura 13 (a), (b) e (c), respectivamente para o sistema 8×2.5 Gbit/s, 8×10 Gbit/s e 8×40 Gbit/s, com potências correspondentes do canal adicionado de 3 dBm, 7 dBm e 6 dBm.

Observando a Figura 13 (a) e a Figura 13 (b), verifica-se que quando as potências do sinal de entrada e do sinal adicionado são semelhantes, o factor  $Q$  é superior para o caso *negative-only* porque, apesar da menor rejeição dos canais adjacentes, a curva de  $T_a$  tem o declive favorável à compensação da GVD introduzida pela fibra de transmissão. Nas mesmas condições, para o sistema 8×40 Gbit/s, devido à necessidade de uma maior largura de banda passante, a rejeição dos canais adjacentes é consideravelmente menor para a FBG *negative-only*, e apesar da compensação inerente da GVD, a melhor performance obtém-se para a FBG *zero-dc* (ver Figura 13 (c)).

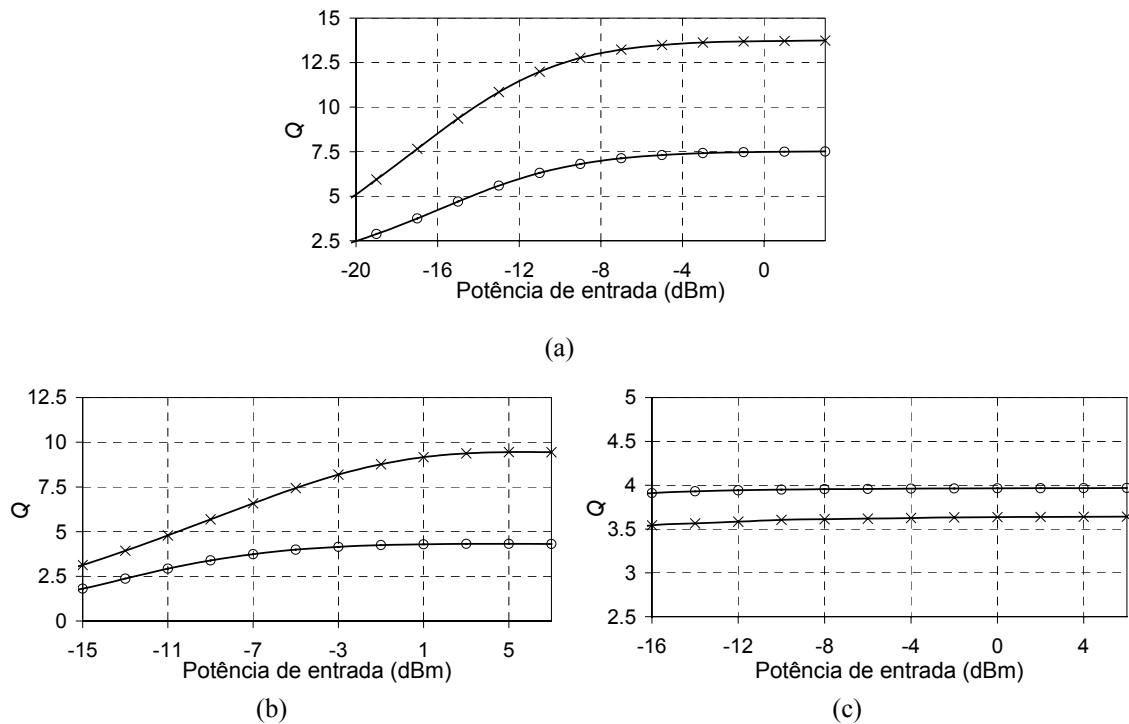


Figura 13 - Variações do factor  $Q$  versus potência de entrada no OADM-MZI, mantendo potência do canal adicionado constante, para os sistemas WDM estudados,  $8 \times 2.5$  Gbit/s com  $L_f=125$  km (a),  $8 \times 10$  Gbit/s com  $L_f=40$  km (b),  $8 \times 40$  Gbit/s com  $L_f=4$  km (c), considerando FBGs *negative-only* (x) e *zero-dc* (o).

À medida que se reduz a potência de entrada, assiste-se ao decréscimo de  $Q$  em todos os sistemas. Esse decréscimo é claramente devido à degradação crescente imposta pelo canal adicionado (*crosstalk* homodino) nessa situação. No entanto, essa diminuição no factor  $Q$  é maior quando se consideram FBGs *negative-only*, uma vez que, como se referiu, as perdas na banda passante, apesar de reduzidas, são maiores neste caso.

Observando a Figura 13 (c), verifica-se que o referido decréscimo de  $Q$  com a diminuição da potência à entrada do OADM não é tão evidente para o sistema  $8 \times 40$  Gbit/s como para os outros casos. Este comportamento deve-se a que neste caso a influência do *crosstalk* homodino é muito menor que a do *crosstalk* heterodino, devido às reduzidas atenuações das respostas de ambas as FBGs para o espaçamento entre canais considerado.

#### 6.3.3.4. Comentários Finais

Como se pode constatar da análise dos resultados, os OADM-MZI baseados em FBGs

*negative-only*, em relação aos baseados em FBGs *zero-dc*, sofrem uma maior influência do *crosstalk* homodino.

Em relação ao *crosstalk* heterodino, a sua influência também é maior nos OADM-MZI baseados em FBGs *negative-only*, particularmente se a largura de banda do sinal for elevada, da ordem do espaçamento entre canais do sistema WDM considerado.

No entanto, se a influência do *crosstalk* (homodino e heterodino) não for dominante, o desempenho dos OADM-MZI baseados em FBGs *negative-only* pode ser superior, devido à referida capacidade da sua resposta de fase na banda passante em compensar a GVD da fibra.

Assim, seguidamente vão-se estudar estruturas OADM-MZI alternativas, baseadas em FBGs, para reduzir a influência do *crosstalk*.

#### 6.3.4. Minimização do *Crosstalk*

Nas duas secções seguintes apresentam-se as estruturas alternativas para minimizar respectivamente o *crosstalk* homodino e heterodino em OADM-MZI baseados em FBGs.

A estrutura para minimizar o *crosstalk* homodino, foi proposta por Dods *et al* [8], e baseia-se no isolamento das partes da estrutura que efectuem respectivamente a subtracção do canal pretendido e da adição de um novo canal à mesma frequência, para que não haja influência do canal adicionado no canal escolhido.

Além dessa estrutura, propusemos uma outra, para minimizar o *crosstalk* heterodino, que se baseia na repetição da operação de subtracção.

##### 6.3.4.1. *Crosstalk* Homodino

Na Figura 14 apresenta-se a estrutura referida para reduzir o *crosstalk* homodino [8]. O canal inserido na porta de adição divide-se no acoplador e as partes correspondentes são depois reflectidas nas FBGs e acopladas na porta de saída, onde se junta aos canais



vindos da entrada. A potência do canal adicionado que não é reflectida para a saída, que seria responsável pelo *crosstalk* homodino no canal extraído se não isolássemos as partes de adição e subtracção da estrutura, é escoada para a porta em aberto (representada por A na Figura 14).

Na Figura 15 apresenta-se a variação do factor  $Q$  associado ao canal subtraído, para potências à entrada do OADM decrescentes, injectando simultaneamente um canal à mesma frequência com potência constante (7 dBm) na porta de adição, considerando a estrutura alternativa (Figura 14) com FBGs *negative-only*, no sistema  $8 \times 10$  Gbit/s,  $L_f=40$  km.

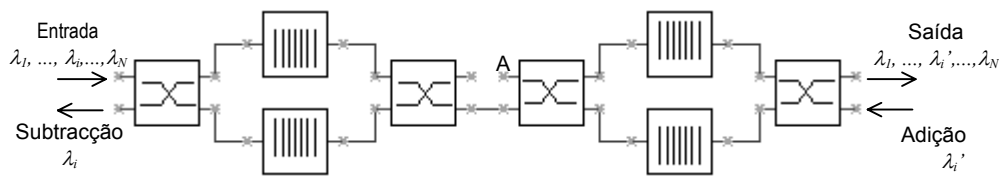


Figura 14 - Estrutura de OADM-MZI baseado em FBGs para minimizar *crosstalk* homodino [8].

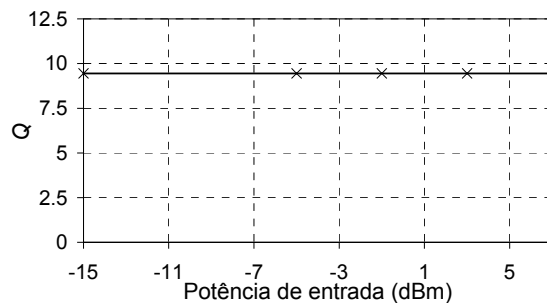


Figura 15 - Variação do factor  $Q$  versus potência de entrada, considerando a estrutura alternativa de OADM-MZI da Figura 14 com FBGs *negative-only*, mantendo potência do canal adicionado constante, para o sistema WDM  $8 \times 10$  Gbit/s, com  $L_f=40$  km.

Comparando os resultados da Figura 15 com os apresentados na Figura 13 (b), constata-se que, de facto, para a estrutura alternativa (Figura 14), não há degradação do factor  $Q$  devido à diminuição de potência dos canais de entrada. A influência do *crosstalk* homodino foi suprimida.

### 6.3.4.2. Crosstalk Heterodino

Na Figura 16 apresenta-se a estrutura proposta para minimizar o *crosstalk* heterodino. Dos canais inseridos na porta de entrada é extraído o canal dentro da banda de reflexão das FBGs que é acoplado na porta representada por B na Figura 16. Nessa porta aparecem também resíduos do canal adicionado (*crosstalk* homodino) e dos canais vizinhos que não são totalmente rejeitados (*crosstalk* heterodino). O sinal resultante é novamente sujeito a uma operação de extracção, utilizando FBGs idênticas (à esquerda na Figura 16), sendo os canais indesejados novamente rejeitados. Desta forma, diminui-se o efeito dos canais vizinhos no canal subtraído, reduzindo-se assim o *crosstalk* heterodino.

Na Figura 17 apresenta-se a variação do factor  $Q$  associado ao canal subtraído, para um sistema de  $8 \times 40$  Gbit/s,  $L_f = 4$  km e considerando a estrutura alternativa (Figura 16) com FBGs *negative-only*. Considerou-se um sinal à mesma frequência do sinal subtraído com potência constante (6 dBm), na porta de adição, e potências decrescentes à entrada do OADM.

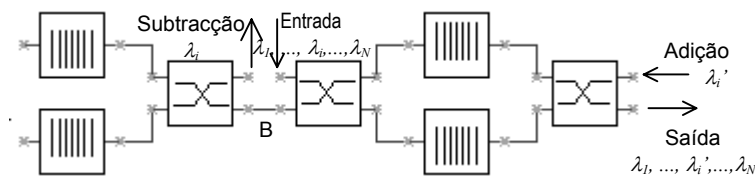


Figura 16 - Estrutura proposta de OADM-MZI baseado em FBGs para minimizar *crosstalk* heterodino.

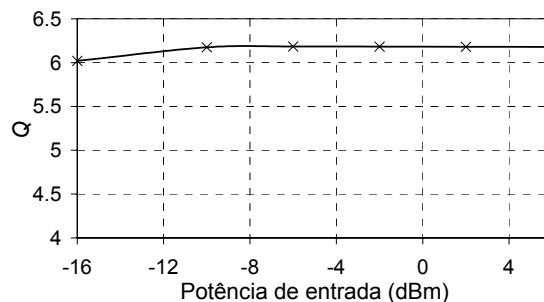


Figura 17 - Variação do factor  $Q$  versus potência de entrada, considerando a estrutura alternativa de OADM-MZI da Figura 16 com FBGs *negative-only*, mantendo potência do canal adicionado constante, para o sistema WDM  $8 \times 40$  Gbit/s, com  $L_f = 4$  km.

Comparando os resultados da Figura 17 e da Figura 13 (c), verifica-se que, considerando FBGs *negative-only*, com a estrutura alternativa proposta (Figura 16), o factor  $Q$  é superior. Isto porque o repetir da operação de extracção com FBGs idênticas corresponde a quadrar a função de transferência original, logo a rejeição dos canais vizinhos aumenta (duplica), e adicionalmente o mesmo se verifica com a inclinação da característica do atraso de grupo e compensação da GVD correspondente (como se verificou na secção 5.7.1.1.1).

Por outro lado, para este sistema, o decréscimo de  $Q$  com a diminuição da potência à entrada do OADM é agora mais evidente, do que no caso da configuração OADM-MZI original, uma vez que, devido ao aumento da atenuação dos canais vizinhos, o peso relativo do *crosstalk* heterodino em relação ao homodino vem diminuído.

Considerando a FBG *zero-dc* equivalente em vez da *negative-only* nesta estrutura alternativa, para uma potência de entrada de 6 dBm obteve-se  $Q \cong 3.5$ , logo mais baixo que o obtido com a estrutura original ( $Q \cong 4$ , Figura 13 (c)). Esta degradação da performance deve-se ao aumento da variação de  $T_a$  na banda passante (como se verificou na secção 5.7.1.1.1). Assim sendo, esta estrutura alternativa para reduzir o *crosstalk* heterodino não é eficiente quando se consideram FBGs do tipo *zero-dc*, sendo também desnecessária, uma vez que na maioria dos casos a atenuação correspondente é suficiente para se ter *crosstalk* heterodino reduzido.

#### 6.3.4.3. Comentários Finais

Considerando as configurações apresentadas nas duas secções anteriores pode-se minimizar o *crosstalk* homodino ou heterodino, e assim potenciar o desempenho dos OADM-MZI baseados em FBGs *negative-only*.

No entanto, como se concluiu no capítulo 4, a obtenção na prática de uma FBG com uma perturbação *negative-only* não é possível, considerando as evoluções típicas do valor médio e amplitude de modulação da perturbação do índice de refração. De acordo com o estudo efectuado na secção 4.5.3.3 pode-se, no entanto, implementar uma FBG com pelo

menos uma variação do valor médio negativa, pelo que interessa analisar até que ponto há degradação no desempenho do OADM-MZI em estudo nessa situação, comparando com o caso das FBGs *negative-only* (caso óptimo).

### 6.3.5. OADMs Baseados em FBGs *Negative-Only*: Comparação de Desempenho dos Casos Ideal e Praticável

Como se concluiu na secção 4.5.3.3, considerando uma fibra dopada com germânio e um regime de exposição do tipo IIa, é possível obter, não uma perturbação totalmente-negativa, mas uma perturbação do índice de refração com variação do valor médio negativa, com amplitude de modulação considerável nas extremidades (no caso *negative-only* pretendia-se que essa amplitude fosse nula).

Assim, vai-se de seguida analisar o desempenho do OADM-MZI, considerando FBGs *negative-only* e de perturbação com a variação do valor médio negativa referida, correspondendo a uma aproximação à situação *negative-only*, possível de implementar à luz da tecnologia actual, e compara-se também com o caso de FBGs *zero-dc*. As perturbações correspondentes para cada uma destas situações, considerando o exemplo prático descrito na secção 4.5.3.3, são apresentadas na Figura 18.

Nos exemplos apresentados na Figura 18 consideram-se os mesmos parâmetros da perturbação referidos na secção 4.5.3.3 ( $n_{eff}=1.4595$ ,  $L=20$  mm e  $\overline{\nu\delta n_{eff}}=5\times 10^{-4}$ ) e um comprimento de onda central,  $\lambda_{max}=1554.12$  nm. Como em cada situação  $\langle n_{th} \rangle$  é diferente, o comprimento de onda de *Bragg* (da equação (4.16)) e consequentemente o período da perturbação, serão distintos. Para as perturbações ilustradas na Figura 18 (a), (b) e (c) tem-se respectivamente,  $\langle n_{th} \rangle = -1$ ,  $\langle n_{th} \rangle \cong -0.338$  e  $\langle n_{th} \rangle = 0$ , e consequentemente períodos de 532.61 nm, 532.48 nm e 532.43 nm, respectivamente. As respostas correspondentes são apresentadas na Figura 19, para comparação.

Para análise do desempenho do OADM-MZI considerando as FBGs descritas, foi considerado um sistema WDM 8×20 Gbit/s, com codificação NRZ, comprimento de fibra de 15 km e um espaçamento entre canais padrão (100 GHz), com o primeiro canal

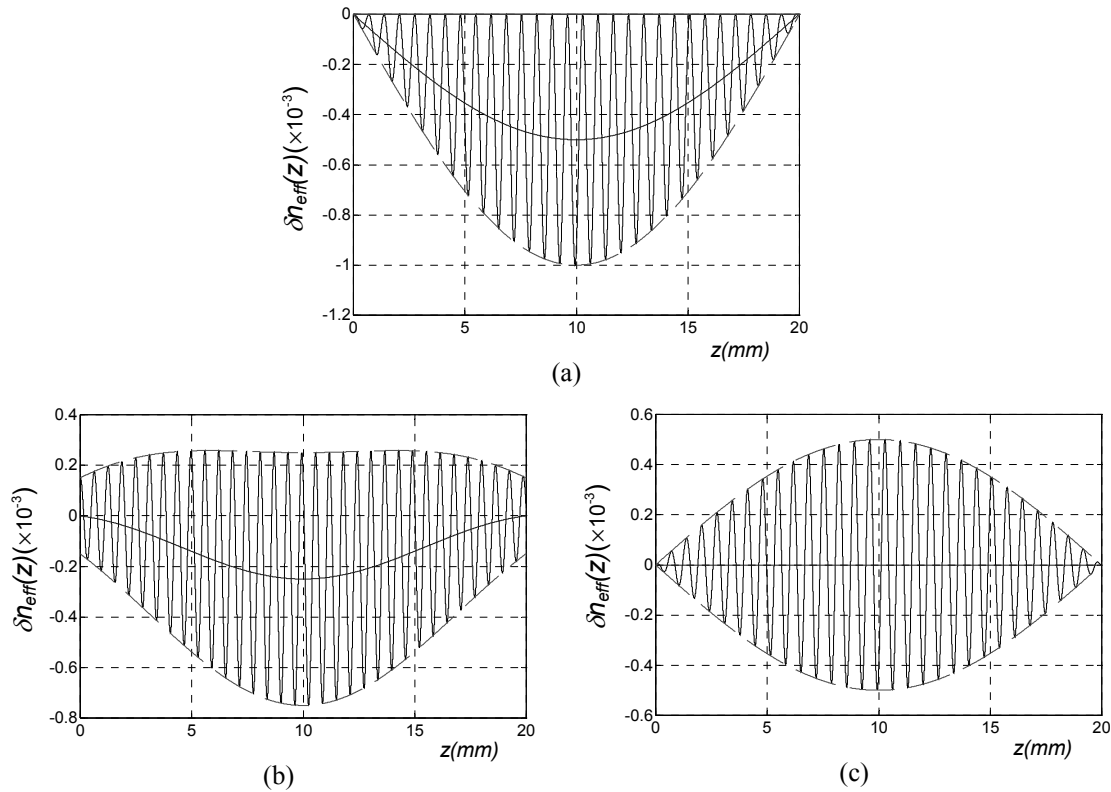


Figura 18 - Perturbações do índice de refração consideradas para as FBGs do OADM-MZI: *negative-only* (a), aproximação à *negative-only* (b) e *zero-dc* (c).

centrado em 1552.52 nm. O canal subtraído foi o terceiro, centrado em 1554.12 nm (Figura 19). As potências médias de cada canal à entrada do OADM e do canal adicionado foram de 13 dBm.

Os valores do factor  $Q$  obtidos para cada FBG considerada, a *negative-only*, a aproximação à *negative-only* (praticável) e a *zero-dc*, foram respectivamente de 9.4, 5 e 4.3. Para o caso da aproximação à situação *negative-only*, o factor  $Q$  foi otimizado, dessintonizando a resposta (Figura 19) em relação ao comprimento de onda do canal (1554.12 nm) a filtrar. Nessa situação obtiveram-se os resultados apresentados na Figura 20.

Como se pode concluir dos resultados obtidos, utilizando FBGs com a perturbação que corresponde a uma aproximação à situação *negative-only* num OADM-MZI, para efectuar a subtracção de um canal em sistemas WDM, obtém-se pior desempenho do que utilizando FBGs *negative-only*, mas ainda assim a variação do atraso (apesar de

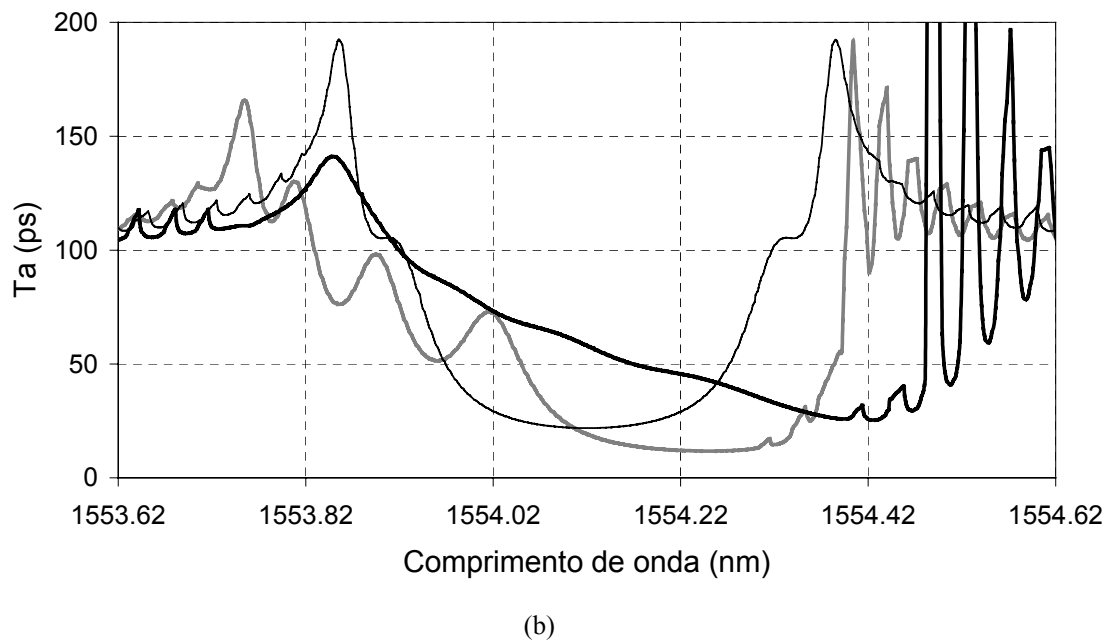
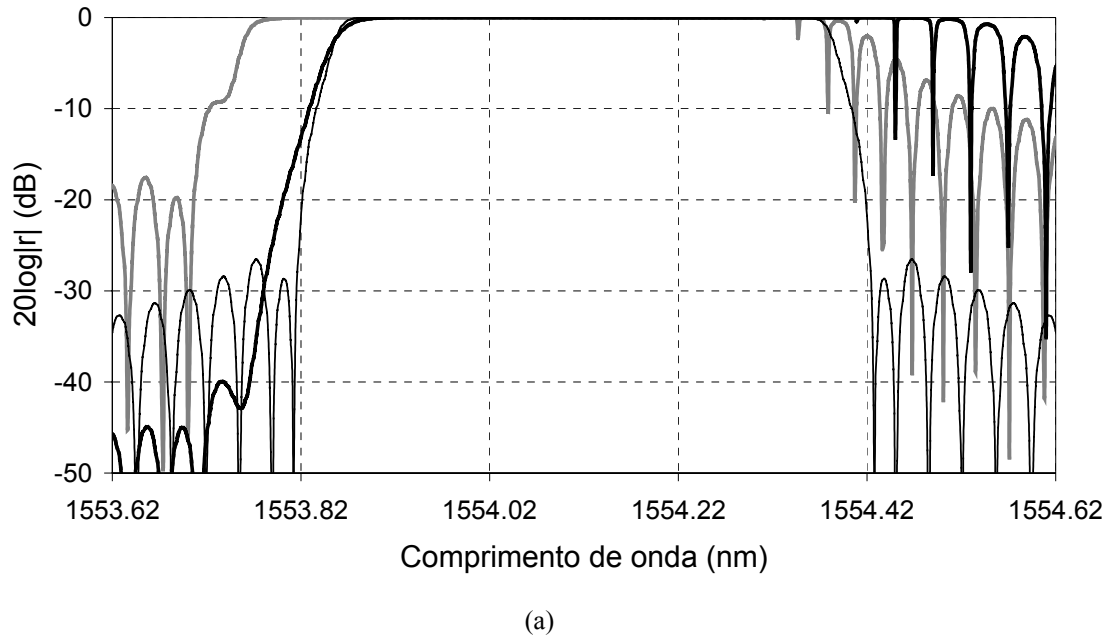


Figura 19 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) das FBGs com as perturbações de índice de refração ilustradas na Figura 18, *negative-only* (traço preto grosso), aproximação à *negative-only* (traço cinzento grosso) e *zero-dc* (traço preto fino).

apresentar *ripple*) permite também a compensação da GVD (embora não tão eficiente), conduzindo a melhores resultados do que utilizando FBGs *zero-dc*.

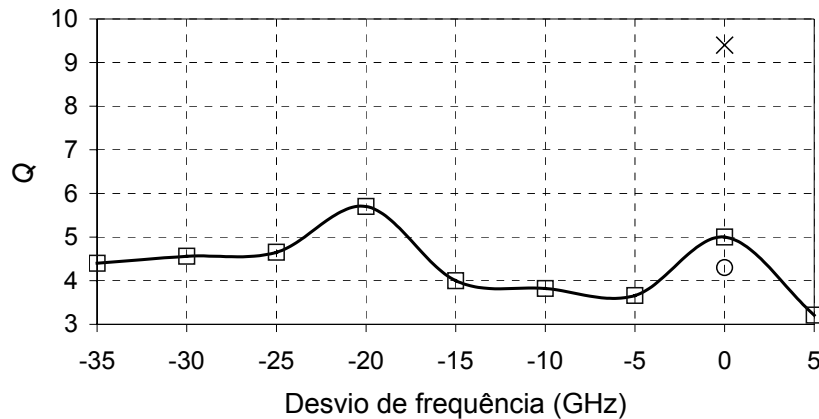


Figura 20 - Variação do factor  $Q$  com o desvio de frequência da resposta da FBG *negative-only* aproximada (□), em relação à frequência do canal escolhido (192.9 THz); apresenta-se também o factor  $Q$  para a FBG *negative-only* (x) e para a *zero-dc* (o) centradas com o canal filtrado.

#### 6.4. Desempenho de OADMs Baseados em FBGs numa Rede Óptica

Numa rede óptica tem-se não um mas vários OADMs, pelo que, além da análise do comportamento de OADMs isolados, efectuada na secção anterior, interessa também estudar a situação em que o sinal WDM que circula entre os vários nós constituintes sofre várias operações de adição/subtracção de canais, até atingir o destino final.

Para este estudo, vai-se também utilizar a configuração OADM-MZI baseada em FBGs, com FBGs do tipo *negative-only* e *zero-dc*.

Começa-se por descrever o setup de simulação, e depois analisa-se o desempenho dos OADMs referidos, comentando-se os resultados.

##### 6.4.1. Setup de Simulação

Considera-se um sinal  $8 \times 10$  Gbit/s com o espaçamento standard entre canais de 100 GHz (primeiro canal centrado em 1552.52 nm), que se propaga por um troço de fibra de comprimento  $L_f = 25$  km, à saída do qual se coloca um anel óptico com  $N_{node}$  OADM-MZIs (com FBGs *negative-only* ou *zero-dc*), ligados por troços de fibra de comprimento  $L_i$  ( $i=1, \dots, N_{node}$ ), onde são efectuadas  $N_{node}$  operações de adição/subtracção, e analisa-se

no nó final o factor de qualidade associado ao canal subtraído. O setup de simulação é apresentado na Figura 21 (as simulações foram efectuadas no simulador comercial PTDS [1]).

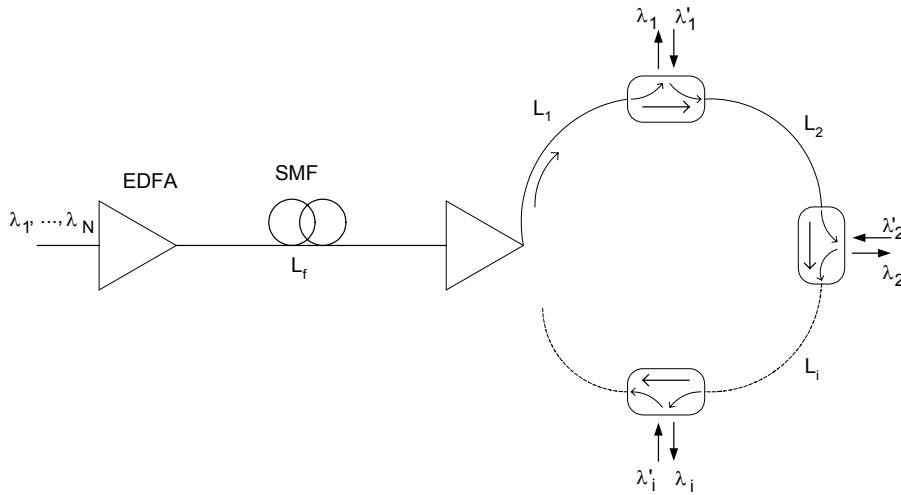


Figura 21 - Setup de simulação para análise do desempenho de OADM-MZIs numa rede óptica.

#### 6.4.2. Implicações das Características das FBGs no Desempenho

Na Figura 22 apresentam-se as respostas das FBGs utilizadas (dos dois tipos referidos) nos vários OADMs, em função do desvio em relação ao comprimento de onda central.

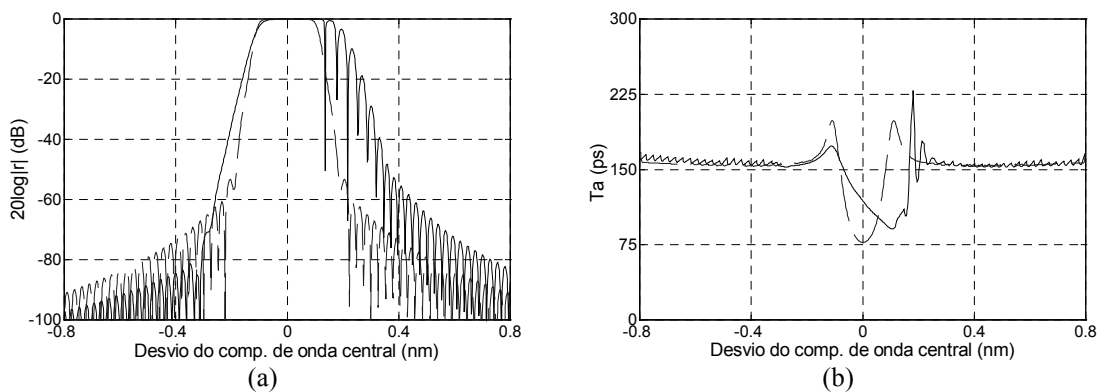


Figura 22 - Espectros de reflexão (a) e atrasos de grupo (b) para as FBGs negative-only (linha contínua) e zero-dc (linha tracejada) utilizadas nos  $N_{\text{nóde}}$  OADM-MZIs da rede óptica da Figura 21; ambas as FBGs têm  $L=31$  mm e  $v\delta n_{\text{eff}}=2 \times 10^{-4}$  e formato de apodização Blackman com  $\alpha_b=0.19$ .



A FBG *negative-only* apresenta, na banda de reflexão, uma variação de  $T_a$  com uma inclinação que permite a compensação da GVD da fibra, mas também perdas superiores, em relação à FBG *zero-dc*, pelo que, como já foi concluído na secção anterior, é de esperar que o efeito do *crosstalk* homodino seja maior.

Por outro lado, na banda de transmissão,  $T_a$  é aproximadamente constante para ambos os tipos de FBGs, embora no caso da FBG *negative-only* apresente um *ripple* maior. Além disso, a FBG *negative-only* apresenta também maiores perdas em transmissão, pelo que os canais que circulam entre os vários nós sofrerão maior atenuação neste caso.

### 6.4.3. Análise dos Resultados

Considerou-se a rede óptica descrita, com 2 e 4 nós, e modificou-se o comprimento da ligação entre eles, obtendo-se a variação do factor de qualidade associado ao canal subtraído no último nó. Os canais adicionados nos  $N_{node}$  nós foram retirados do sinal à saída do segundo amplificador, utilizando mais uma vez filtros trapezoidais, e tinham potência 12 dBm. Os resultados são apresentados na Figura 23.

Considerando um simples OADM ( $N_{node}=1$ ), como se verificou na secção anterior, utilizando FBGs *negative-only* obtinha-se  $Q$  mais elevado, em virtude da sua capacidade de compensar a GVD da fibra de transmissão.

Evoluindo no número de nós considerados, até  $N_{node}=4$ , com espaçamento reduzido entre eles ( $L_i=1$  m), observa-se uma diminuição de  $Q$  considerando FBGs *negative-only*, enquanto que com FBGs *zero-dc* o desempenho se mantinha praticamente inalterável. A justificação para estes resultados prende-se com o facto de, como se referiu no ponto anterior, as FBGs *negative-only* apresentarem na banda de transmissão maiores perdas e mais *ripple* no atraso de grupo associado. Dessa forma, a degradação dos canais que circulam entre os vários nós é maior nesse caso (OADMs com FBGs *negative-only*), e aumenta com o número de nós considerado. Adicionalmente, com o aumento do número de nós o efeito do *crosstalk* homodino devido ao canal adicionado também é maior.

Por outro lado, à medida que se aumenta o espaçamento entre nós, diminui a potência dos

canais em trânsito, e portanto, como o canal adicionado em cada OADM mantém a potência inicial, assiste-se ao decréscimo de  $Q$ , devido à degradação crescente imposta pelo canal adicionado (*crosstalk* homodino). Tem-se uma situação semelhante à ilustrada na Figura 13 (b), em que se observa o decréscimo de  $Q$  com a diminuição da potência dos canais à entrada do OADM.

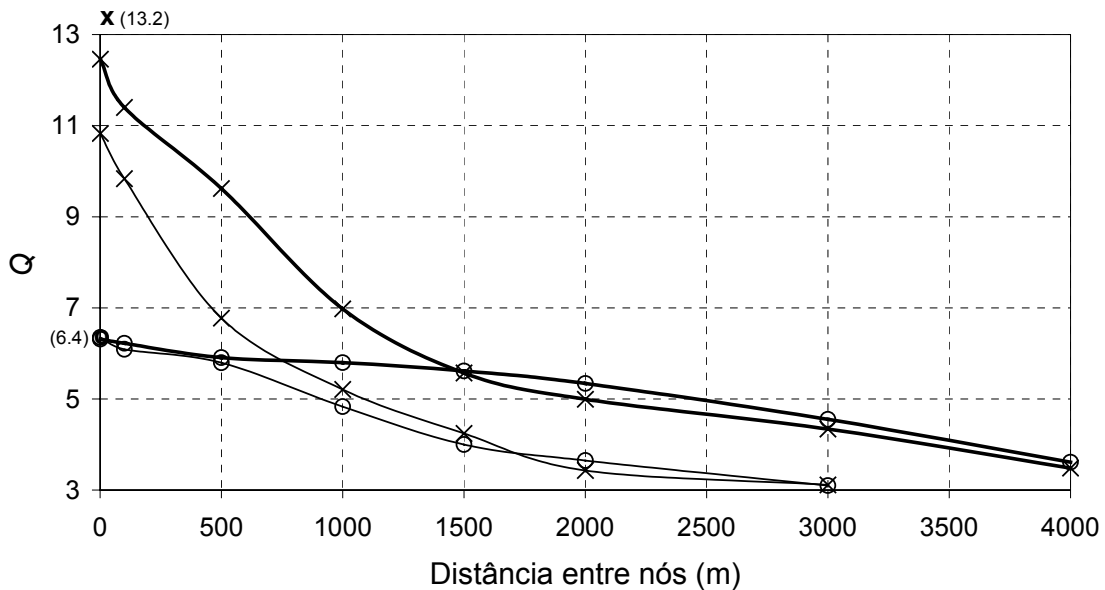


Figura 23 - Variação do factor  $Q$  associado ao  $N_{node}$ -ésimo canal, subtraído no nó  $N_{node}$  de uma rede WDM  $8 \times 10$  Gbit/s, versus a distância entre nós, considerando  $N_{node}=2$  (linha grossa) e  $N_{node}=4$  (linha fina), e diferentes tipos de FBGs, *negative-only* ( $\times$ ) e *zero-dc* ( $o$ ) para os  $N_{node}$  OADM-MZI; apresenta-se também o  $Q$  para  $N_{node}=1$  nessas duas situações, respectivamente com  $o$  e  $\times$ .

Como se observou nessa situação, e agora no caso em análise, a diminuição no factor  $Q$  é maior quando se consideram FBGs *negative-only*, uma vez que as perdas na banda de reflexão são superiores, sendo maior a influência do *crosstalk* homodino.

Considerando a estrutura de OADM-MZIs apresentada na secção 6.3.4.1, pode-se minimizar o efeito do *crosstalk* homodino (configuração da Figura 14), evitando assim a maior degradação de  $Q$  com  $L_i$  e  $N_{node}$  no caso das FBGs *negative-only*, e assim potenciar o desempenho dos OADM-MZI baseados em FBGs *negative-only* em redes ópticas.

## 6.5. Conclusões

Neste capítulo, começou por se analisar o efeito da variação da frequência central de um filtro óptico, bem como de outras modificações na sua função de transferência (largura de banda), durante a sua operação, desenvolvendo-se modelos estatísticos para prever as tolerâncias aceitáveis das variações referidas, considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos. Observou-se uma boa concordância entre resultados de simulação e os obtidos analiticamente, tanto nas tolerâncias previstas como nas tendências das variações do factor de qualidade com as variações da largura de banda e da frequência central dos filtros, considerando filtros isolados ou em cascata.

Depois, optimizou-se a estrutura OADM para ser utilizada em redes ópticas WDM, constatando-se que as melhores opções são as baseadas em FBGs, sendo a configuração mais viável a OADM-MZI.

Para essa configuração, foi optimizado o tipo de FBG a utilizar, concluindo-se que o desempenho dos OADM-MZI baseados em FBGs *negative-only* pode ser superior, devido à sua referida capacidade para compensar a GVD da fibra de transmissão. Contudo, essa opção sofre uma maior influência do *crosstalk* (homodino e heterodino), comparada com a baseada em FBGs *zero-dc*, pelo que foram propostas configurações para minimizar esse efeito, no sentido de potenciar o desempenho da estrutura com FBGs *negative-only*.

Como na prática não é possível obter uma FBG com perturbação *negative-only*, considerando as evoluções típicas do valor médio e amplitude de modulação da perturbação do índice de refração (como se concluiu no capítulo 4), estudou-se o impacto no desempenho de OADM-MZIs, quando se utiliza FBGs com a perturbação que corresponde a uma aproximação a essa situação ideal (*negative-only*), possível de implementar à luz da tecnologia actual. Constatou-se que nessa situação se obtém pior desempenho do que no caso ideal, mas melhor do que utilizando FBGs *zero-dc*, dado que essa situação aproximada também permite a compensação da GVD da fibra de transmissão (embora não tão eficiente como no caso ideal).

Estudou-se também o desempenho de OADMs baseados em FBGs, quando inseridos numa rede óptica, verificando-se uma maior degradação do desempenho com o aumento do número de nós e do espaçamento entre eles, para o OADM com FBGs *negative-only* em relação ao caso *zero-dc*. Esta maior degradação é devida às maiores perdas nas bandas de transmissão e reflexão das FBGs *negative-only*, que conduzem, respectivamente, a uma maior degradação dos canais que circulam entre os vários nós e a um aumento da degradação imposta pelo canal adicionado (*crosstalk* homodino). Contudo, o desempenho de OADM-MZI com FBGs *negative-only* em redes ópticas pode ser potenciado, evitando-se a maior degradação com o aumento de nós e dos comprimentos das interligações entre eles, recorrendo à estrutura de minimização de *crosstalk* homodino.

## Referências:

- [1] Transmission Maker 3.1 – Virtual Photonics Inc. ©, 2001.
- [2] H. Takahashi, O. Ishida, K. Oda, H. Toba, “Anticrosstalk arrayed-waveguide add-drop multiplexer with foldback paths for penalty free transmission”, *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 2053-2055, 1994.
- [3] M. J. Chawki, V. Tholey, E. Delevaque, S. Boj, E. Gay, “Wavelength reuse scheme in a WDM unidirectional ring network using a proper fiber grating add/drop multiplexer”, *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 476-477, 1995.
- [4] K. Okamoto, M. Okuno, A. Himeno, Y. Ohmori, “16-channel optical add/drop multiplexer consisting of arrayed-waveguide gratings and double-gate switches”, *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 1471-1472, 1996.
- [5] H. Okayama, Y. Ozeki, T. Kamijoh, C. Q. Xu, I. Asabayashi, “Dynamic wavelength selective add/drop node comprising fiber gratings and optical switches”, *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 403-404, 1997.
- [6] R. D. T. Lauder, J. M. Badcock, W. T. Holloway, D. D. Sampson, “WDM ring network employing a shared multiwavelength incoherent source”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 294-296, 1998.
- [7] K. Hattori, M. Abe, J. Albert, F. Bilodeau, K. O. Hill, Y. Hibino, T. Kitagawa, K. Oguchi, “Coherent crosstalk of an optical add/drop filter with Bragg gratings in a PLC Mach-Zehnder interferometer for optical LAN”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 272-274, 1999.
- [8] S. D. Dods, R. S. Tucker, “A comparison of the homodyne crosstalk characteristics of optical add-drop multiplexers”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 1829-1837, 2001.
- [9] M. Shigematsu, T. Ito, A. Inoue, M. Nishimura, “Analogue transmission characteristics of optical taps using fibre Bragg gratings for WDM multi-drop systems”, *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1717-1718, 1997.
- [10] J. J. Pan, Y. Shi, “Dense WDM multiplexer and demultiplexer with 0.4 nm channel spacing”, *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 74-75, 1998.
- [11] T. J. Cullen, H. N. Rourke, C. P. Chew, S. R. Baker, T. Bricheno, K. C. Byron A. Fielding, “Compact all-fibre wavelength drop and insert filter”, *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 2160-2162, 1994.
- [12] F. Bilodeau, D. C. Johnson, S. Thériault, B. Malo, J. Albert, K. O. Hill, “An all-fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 388-390, 1995.
- [13] K. N. Park, Y. T. Lee, M. H. Kim, K. S. Lee, Y. H. Won, “All-fiber drop-pass filters with fiber Bragg gratings”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 555-557, 1998.
- [14] T. Mizuochi, T. Kitayama, K. Shimizu, K. Ito, “Interferometric crosstalk-free optical add/drop multiplexer using Mach-Zehnder-based fiber gratings”, *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, pp. 265-276, 1998.
- [15] I. Baumann, J. Seifert, W. Nowak, M. Sauer, “Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 1331-1333, 1996.
- [16] F. Bakhti, P. Sansonetti, C. Sinet, L. Gasca, L. Martineau, S. Lacroix, X. Daxhelet, F. Gonthier, “Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler”, *Electronics Letters*, vol. 33, 1997.
- [17] F. M. Araújo, *Redes de Bragg em fibra óptica*, Tese de Doutorado, Departamento de Física, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, 1999.

- [18] ITU-T Recommendation G.707. Network node interface for the synchronous digital hierarchy (SDH). March 1996.
- [19] ITU-T Recommendation G.692. Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers. October 1998.
- [20] S. D. Dods, J. P. R. Lacey, R. S. Tucker, "Performance of WDM ring and bus networks in the presence of homodyne crosstalk", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 388-396, 1999.

# ***CAPÍTULO 7***

## **Conclusões e Trabalho Futuro**

### ***7.1. Conclusões do Trabalho Realizado***

Nesta tese procedeu-se à optimização de sistemas de comunicação ópticos multicanal de alta densidade, com particular destaque para a filtragem óptica.

Começou-se, no segundo capítulo, por analisar os principais componentes de um sistema WDM, e o seu impacto no desempenho. As constatações desse capítulo serviram de base aos modelos desenvolvidos para cada caso, no terceiro capítulo, que depois permitiram estudar os diversos sistemas WDM descritos neste trabalho.

No capítulo três apresentaram-se também os modelos de filtros ópticos utilizados vulgarmente em sistemas WDM, nomeadamente os filtros FP de cavidade única e de três espelhos, e o AWG, e caracterizaram-se as respectivas funções de transferência, estabelecendo-se as relações entre os parâmetros físicos variáveis e as respostas espectrais obtidas. Por fim, descreveram-se os métodos de avaliação do desempenho utilizados neste trabalho, a estimação semi-analítica e a aproximação gaussiana.

A descrição do outro tipo de filtro óptico abordado neste trabalho, a rede de *Bragg*, foi efectuada num capítulo dedicado, o quarto capítulo, devido à grande variedade de parâmetros físicos controláveis, e consequente variação das suas características espectrais. O modelo implementado, baseado na integração numérica da equação diferencial de Ricatti, permite acomodar as restrições a nível da implementação da perturbação do índice de refração, impostas pelas características de fotossensibilidade da fibra onde se escreve a FBG. Apresentaram-se vários tipos de FBGs, verificando-se que a resposta das FBGs é bastante mais moldável, comparando com os outros filtros ópticos estudados, e que, portanto, permitem uma maior optimização das suas características para cada aplicação de filtragem em particular.

Neste capítulo quarto abordou-se também a sintonia das FBGs. Considerou-se a sintonia por variação de temperatura, devido à maior capacidade de reprodução e reversibilidade dos comprimentos de onda sintonizados, em relação à sintonia por variação da tensão mecânica aplicada à FBG. Analisaram-se três FBGs escritas em fibra dopada com alta concentração de Ge, resultantes de diferentes regimes de exposição, e sujeitas a pré-/pós-tratamentos distintos, nomeadamente uma FBG do tipo IIa, e duas do tipo I (uma delas escrita em fibra hidrogenizada, com pós-tratamento). Concluiu-se que, para uma aplicação específica de filtragem sintonizável por temperatura num sistema WDM, tanto a FBG do tipo IIa como a do tipo I escrita em fibra hidrogenizada e com pós-tratamento adequado são boas opções, dependendo a escolha do parâmetro crítico para esse caso específico: a gama de sintonia ou a variação da largura de banda passante.

No quinto capítulo, optimizou-se a eficiência espectral em sistemas WDM-DST, recorrendo a codificações de ocupação espectral reduzida (duobinária e quaternária) e optimizando o filtro óptico. O filtro óptico óptimo, de entre os analisados, é a FBG com perturbação do índice de refração de valor médio negativo variável e um formato de apodização apertado (com parâmetro de apodização reduzido), que além de rejeitar capazmente os canais WDM vizinhos, permite a compensação da GVD da fibra de transmissão. Utilizando FBGs *negative-only* (com perturbação do índice totalmente negativa) optimizadas, obtiveram-se eficiências espectrais de  $\sim 0.7$  bit/s/Hz, considerando codificações binária NRZ e duobinária, em sistemas DWDM-DST  $32 \times 20$  Gbit/s, com



distâncias de transmissão de 65 km e 100 km, respectivamente. Utilizando codificação quaternária pôde-se acomodar um ritmo de 1.28 Tbit/s (32×40 Gbit/s) em aproximadamente 10 nm de largura de banda óptica, correspondendo a uma eficiência espectral de ~1 bit/s/Hz, e transmitir a esse ritmo até distâncias de 45 km.

Apesar de a FBG *negative-only* permitir o melhor desempenho em filtragem monocanal, devido à sua capacidade de compensar a GVD da fibra de transmissão, para filtragem multicanal com largura de banda elevada, as FBGs *negative-only* apresentam inclinações do atraso de grupo reduzidas, e portanto possibilidades limitadas de compensação da GVD. Nesse caso, as melhores opções entre as estudadas são as CFBGs ou as CSFBGs com variação de fase  $\pi$  após cada período da função de modulação, dependendo da propriedade mais importante numa dada aplicação: a capacidade de compensação da GVD ou a disponibilização de largura de banda de filtragem adequada.

Nos sistemas WDM-DST, analisou-se também o efeito no desempenho do sistema, da cascata e desalinhamento na frequência dos diferentes filtros estudados. Concluiu-se que as FBGs *negative-only*, que como se referiu são a melhor opção no caso de filtro único na ausência de desalinhamento, quando colocadas em cascata ou desalinhadas na frequência com o canal a filtrar, conduzem a uma degradação abrupta do desempenho do sistema. Contrariamente, os AWGs, os filtros FP de três espelhos e as FBGs *zero-dc* (com formato de apodização não muito apertado) permitem maiores tolerâncias em relação aos desalinhamentos na frequência, e adicionalmente, à excepção do AWG, que é a pior opção, permitem um maior número de filtros em cascata com pouca degradação do desempenho do sistema.

No seguimento desse estudo efectuado para sistemas WDM-DST, no capítulo seis desenvolveram-se modelos estatísticos para prever as tolerâncias aceitáveis das variações da frequência central e da largura de banda, considerando cascatas de diferentes tipos de filtros ópticos em sistemas WDM. Os resultados obtidos analiticamente a partir dos modelos desenvolvidos, tanto para as tolerâncias previstas, como para as variações do factor de qualidade do sistema com as variações da largura de banda e da frequência

central dos filtros, considerando filtros isolados ou em cascata, foram confirmados por resultados de simulação.

Ainda no capítulo seis, na perspectiva de uma rede óptica WDM, optimizou-se a estrutura que efectua não só a filtragem do canal desejado, mas também a adição de um novo canal à mesma frequência, o OADM. A configuração OADM-MZI com FBGs *negative-only* é potencialmente a melhor opção pois permite compensar a GVD da fibra de transmissão. Contudo, por utilizar FBGs *negative-only*, a influência do *crosstalk* homodino e heterodino é maior, comparada com a estrutura baseada em FBGs *zero-dc*. Além disso, quando se insere o referido OADM numa rede óptica, considerando FBGs *negative-only* verifica-se uma maior degradação do desempenho com o aumento do número de nós e do espaçamento entre eles, comparando com o caso em que se utilizam FBGs *zero-dc*. Esta maior degradação no caso de se utilizarem FBGs *negative-only* deve-se às suas maiores perdas nas bandas de transmissão e reflexão, que implicam uma maior degradação dos canais que circulam na rede e na degradação imposta pelo canal adicionado, respectivamente. Assim, propuseram-se alternativas à configuração OADM-MZI base, para minimizar os efeitos dos dois tipos de *crosstalk*, potenciando o desempenho da estrutura com FBGs *negative-only*.

Considerando as evoluções típicas do valor médio e da amplitude de modulação da perturbação do índice de refração durante a formação de uma FBG, torna-se difícil obter na prática uma perturbação *negative-only*. No entanto, utilizando na estrutura OADM-MZI a FBG que corresponde a uma aproximação a essa situação (*negative-only*), possível de implementar à luz da tecnologia actual, com a variação desejada do valor médio da perturbação mas com amplitude de modulação não nula nas extremidades da rede, constatou-se que o desempenho é de facto pior do que no caso desejado (*negative-only*), mas melhor do que utilizando FBGs *zero-dc*. A perturbação aproximada também permite a compensação da GVD da fibra, embora não tão eficientemente como no caso ideal.

## 7.2. Sugestões de Trabalho Futuro

No seguimento dos desenvolvimentos efectuados nesta tese, os tópicos que são susceptíveis de serem aprofundados são:

- Integração da equação diferencial de Ricatti, utilizando outro processo diferente do considerado, o método de Euler, e efectuar o estudo comparativo dos métodos, em termos da optimização do número de iterações necessárias para a convergência da solução;
- Implementação da rede de *Bragg* com a perturbação aproximada (praticável) da *negative-only* (desejada), e análise do seu desempenho num sistema WDM prático;
- Estudo da fotossensibilidade noutras fibras diferentes das consideradas neste trabalho, com dopagens e tratamentos pré-escrita distintos, que conduzam a uma evolução das características da perturbação induzida na fibra, diferente da típica, e permitam a obtenção de uma perturbação *negative-only*;
- Estudar a sintonia dos diferentes tipos de FBGs considerados nesta tese, não por variação de temperatura (caso estudado), mas por aplicação de tensão mecânica, e comparar desempenhos;
- Analisar o desempenho das FBGs implementadas, quando sintonizadas numa determinada gama, e determinar o factor de qualidade médio e variação da largura de banda verificada; utilizar depois o modelo estatístico desenvolvido para confirmar o resultado;
- Optimização e implementação de OADMs baseados nas FBGs sintonizáveis estudadas nesta tese.

# APÊNDICES

## Apêndice A

### Simulação do Coeficiente de Reflexão de Redes de Bragg

Há vários métodos conhecidos para calcular o coeficiente de reflexão de redes de Bragg, resultante do acoplamento de dois modos contra-propagantes na rede, nomeadamente a integração directa das equações diferenciais acopladas, o método de Rouard (em que se trata cada meio período da rede de Bragg como uma camada duma pilha *thin-film*) [3], o método das matrizes (em que a rede de Bragg é dividida em pequenas parcelas que se podem considerar uniformes, representadas por matrizes  $2 \times 2$ , que depois são multiplicadas para obter a matriz global que descreve a FBG) [4] e o método baseado na teoria das transformadas de Fourier (suportado na relação de transformada de Fourier entre o espectro de reflexão e a variação espacial da perturbação do índice de refração) [5][6].

Seguidamente descreve-se o método utilizado para o efeito no âmbito desta tese (secção A.1), compara-se o seu desempenho com outro dos métodos referenciados (secção A.2) e analisam-se as respectivas limitações associadas à solução obtida (secção A.3).

#### A.1. Descrição do Método Utilizado (Integração Numérica)

O método utilizado para obter o coeficiente de reflexão das FBGs, a partir das equações diferenciais acopladas, foi a integração numérica, recorrendo ao método de Euler. Assim, considerando a equação diferencial de Ricatti (equação (4.13) do capítulo 4), que define  $dr(z)/dz$ , em que  $r(z)$  é o coeficiente de reflexão, e utilizando a relação (método de Euler):

$$r(z - \Delta z) = r(z) - \frac{dr}{dz}(z)\Delta z, \quad (A.1)$$

partindo da condição fronteira  $r(L)=0$  ( $L$  é o comprimento da FBG), obtêm-se

sucessivamente os coeficientes de reflexão ao longo da FBG (com passo  $\Delta z$ ), até obter  $r(0)$ , que corresponde ao coeficiente de reflexão pretendido.

Por se tratar de uma solução obtida recorrendo a um método numérico e não uma solução analítica, há um erro associado ao coeficiente de reflexão obtido. A redução desse erro pode conseguir-se à custa da diminuição do passo  $\Delta z$ , ou seja, aumentando o número de iterações da integração. O número de iterações considerado para a determinação do coeficiente de reflexão,  $r(0)$ , não foi escolhido tendo em conta o majorante do erro definido analiticamente, dada a sua dificuldade de cálculo, mas sim determinado empiricamente, quando se constatava a convergência da solução na gama de frequências considerada.

Por exemplo, considerando uma FBG com apodização pura ( $n_{th}=0$ ) de formato do tipo seno (equação (4.32) do capítulo 4), de comprimento 20 mm,  $\overline{\nu\delta n_{eff}}=2\times 10^{-4}$ , numa fibra com índice de refração imperturbado,  $n_{eff}=1.45$ , e  $\lambda_{max}=1.55\ \mu\text{m}$ , o número de iterações ( $n_z$ ) necessário para haver convergência da solução (numa gama de 1 nm) seria  $n_z\cong 10000$ , como se pode verificar observando a Figura 1.

Variando as características da FBG, nomeadamente o tipo e o formato de apodização, o seu comprimento ou a amplitude da perturbação do índice, o número de iterações necessário à convergência na gama referida será necessariamente diferente. Por exemplo, se na FBG alterarmos o comprimento para 50 mm (mantendo as outras características), o número de iterações para se obter uma solução convergente teria de ser maior,  $n_z\cong 30000$ , como se constata na Figura 2. Em todas as FBGs simuladas ao longo da tese utilizou-se um número de iterações ( $n_z$ ) suficientemente elevado, que assegurava a convergência da solução na gama de frequências considerada, por apresentar variações insignificantes com o aumento de  $n_z$ , a partir do valor considerado.

## **A.2. Comparação com Método das Matrizes**

Por forma a avaliar o desempenho do método numérico descrito, efectuou-se um estudo

comparativo com outro dos métodos referidos para calcular o coeficiente de reflexão de FBGs, o método das matrizes, utilizado no *software* comercial IFO\_Gratings [7].

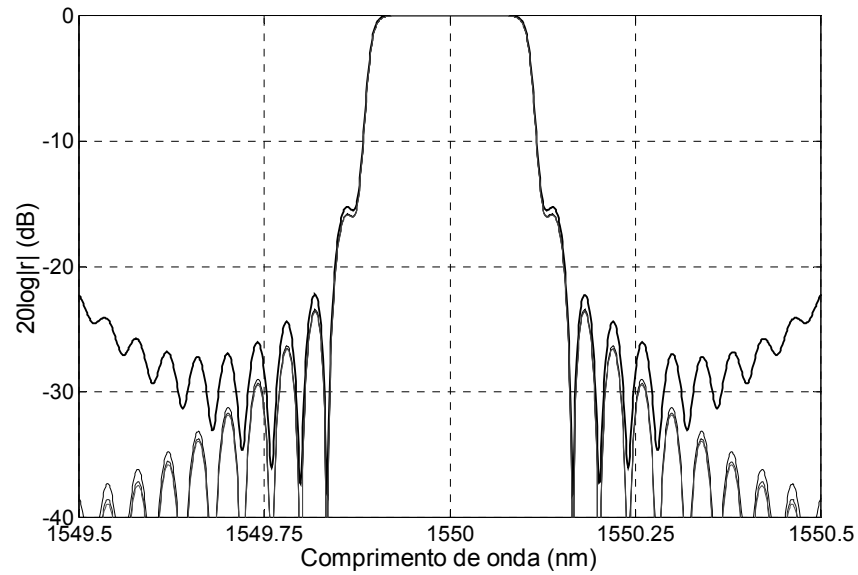


Figura 1 - Espectros de reflexão da FBG referida, considerando  $n_z=1000$  (—),  $n_z=5000$  (---),  $n_z=10000$  (· · ·) e  $n_z=15000$  (- · - ·).

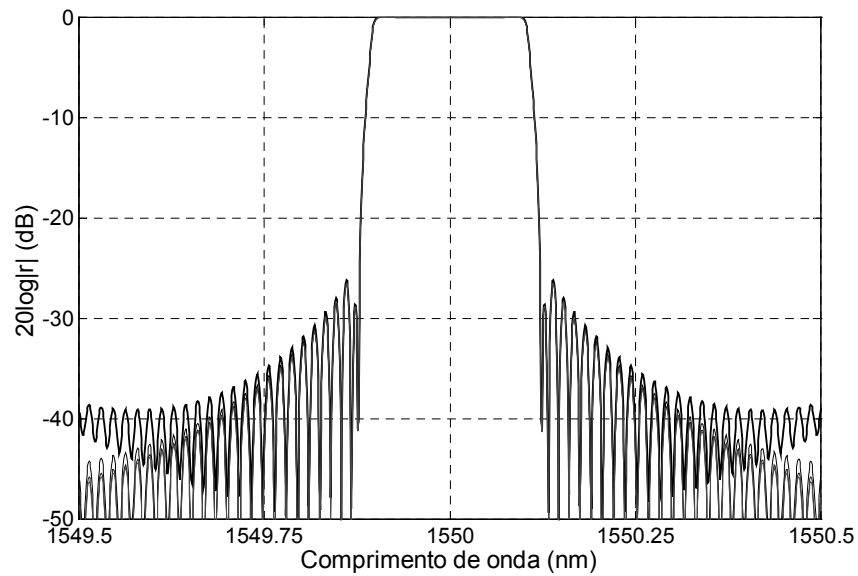


Figura 2 - Espectro de reflexão da FBG com comprimento maior (50 mm), considerando  $n_z=10000$  (—),  $n_z=20000$  (---),  $n_z=30000$  (· · ·) e  $n_z=35000$  (- · - ·).

Considerou-se para o efeito uma FBG com apodização pura de formato do tipo seno, comprimento 10 cm,  $\sqrt{\delta n_{eff}} = 1.5 \times 10^{-4}$  ( $n_{eff} = 1.45$ ). O número de iterações necessário para haver convergência da solução numérica (numa janela de 1 nm) era  $n_z \cong 80000$ . Utilizando o método das matrizes (IFO\_Gratings), o número de parcelas em que era necessário dividir a FBG, para se ter a convergência da solução obtida na janela referida, era somente  $\sim 1500$ . Desta forma, o tempo de processamento para obter o coeficiente de reflexão foi maior no caso da integração numérica ( $\sim 7$  minutos contra  $\sim 30$  s pelo método das matrizes).

Apesar disso, a implementação do método numérico é mais simples e os resultados obtidos levam a concluir que se trata de um método credível. Por outro lado, só recentemente tivemos acesso ao simulador IFO-Gratings.

### **A.3. Limitações do Método**

Neste ponto analisam-se as limitações associadas ao método numérico descrito. Até aqui analisou-se apenas o módulo do coeficiente de reflexão, não havendo limitações a registrar, desde que se considere um número suficiente de iterações. O mesmo não se passa com a respectiva fase, e conseqüentemente com a sua derivada em ordem ao comprimento de onda, ou seja, o atraso de grupo ( $T_a$ ).

De facto, calculando o atraso de grupo introduzido pela FBG referida na secção A.1, cujo espectro se apresenta na Figura 1 ( $n_z = 15000$ ), por derivação da fase do coeficiente de reflexão obtido em ordem ao comprimento de onda, obtém-se a curva ilustrada na Figura 3. Verifica-se nessa figura a existência de picos, que não se deve a uma limitação do método numérico utilizado para a integração (aumentando  $n_z$  os picos não desapareciam), mas sim às descontinuidades existentes na fase do coeficiente de reflexão.

Para resolver este problema, utilizou-se uma rotina que detectava os vários picos, quando a segunda derivada de  $T_a$  em ordem ao comprimento de onda era superior a um determinado valor, e nessas regiões aproximava-se a variação de  $T_a$  com  $\lambda$  por uma



variação linear. Aplicando a rotina referida ao atraso de grupo do exemplo apresentado, obtinha-se o resultado ilustrado na Figura 4.

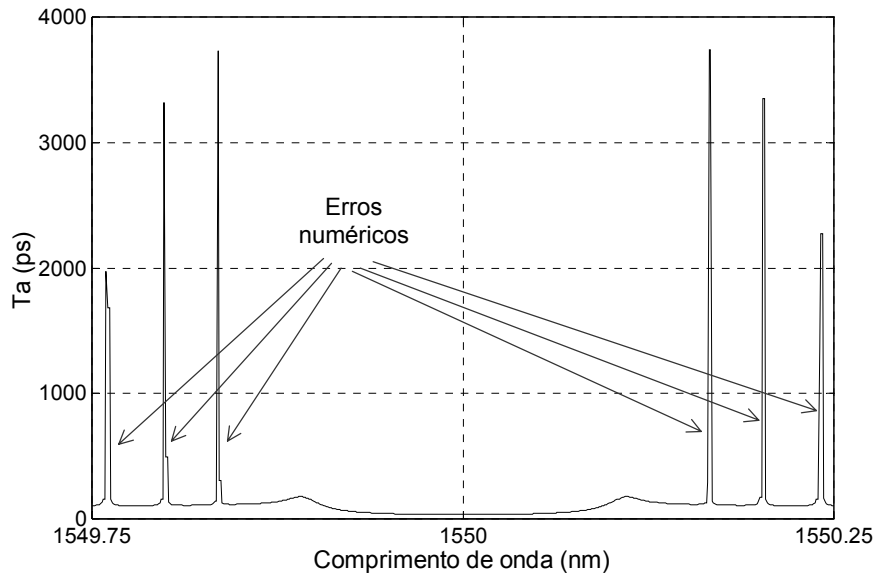


Figura 3 - Atraso de grupo da FBG referida (espectro de reflexão na Figura 1), resultante da derivação da fase do coeficiente de reflexão em ordem a  $\lambda$ .

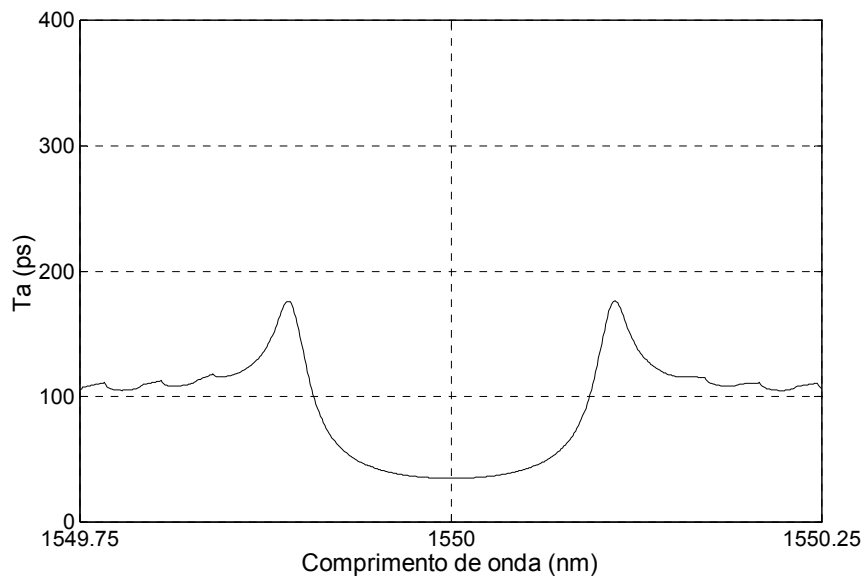


Figura 4 - Atraso de grupo da FBG referida, após serem retirados os picos resultantes de erros numéricos.

## Apêndice B

### Caracterização Experimental de Redes de Bragg

O setup para medição do espectro de reflexão e atraso de grupo de redes de Bragg baseia-se na técnica “atraso de fase” (*phase-delay technique*) [1][2], mas utilizando um analisador de componentes ópticos (LCA: *Lightwave Component Analyser*) em vez de um *Vector-Voltmeter*. O setup utilizado é apresentado na Figura 5.

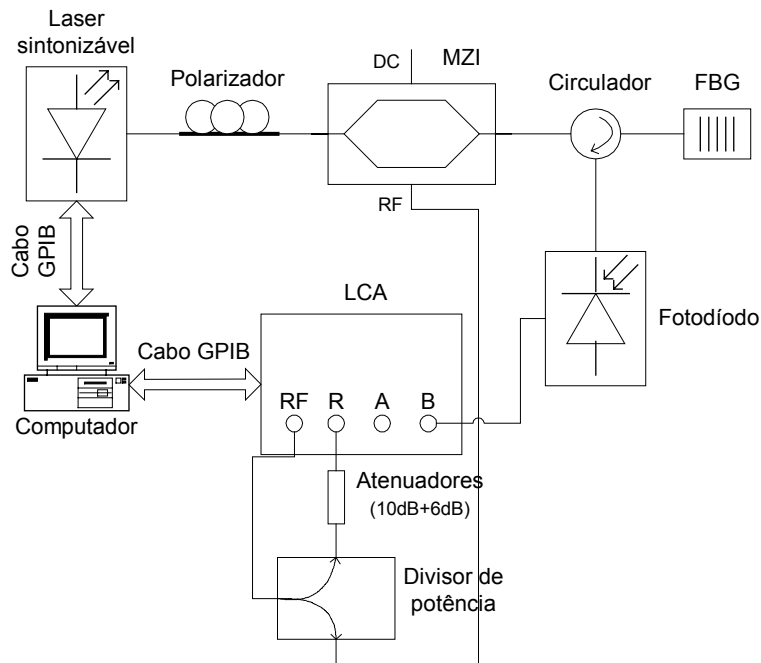


Figura 5 - Setup de medição das FBGs.

A luz proveniente de um laser sintonizável, com comprimento de onda  $\lambda_{sint}$ , é modulada por um sinal com uma determinada frequência ( $f_{el\ mod}$ ) proveniente do LCA (HP-8702A), utilizando um interferómetro de *Mach-Zehnder* (MZI), e enviada para a entrada da FBG. A luz reflectida pela FBG é detectada pelo fotodiodo, sendo o sinal eléctrico injectado no LCA. A amplitude e fase desse sinal são comparadas com as do sinal modulante, obtendo-se assim a resposta (amplitude e fase) da FBG para  $\lambda_{sint}$ .

Os valores da amplitude e fase obtidos para cada  $\lambda_{sint}$ , são a média de 128 medidas. O processo de medição repete-se para outro comprimento de onda, com passo definido pelo laser sintonizável.

A conversão das medições de fase para atraso de grupo ( $T_a$ ) é efectuada utilizando a relação:

$$T_a(\lambda) = -\frac{\varphi(\lambda)}{360 \times 10^9} \quad (B.1)$$

onde  $\varphi(\lambda)$  é fase medida em graus para cada comprimento de onda, com  $f_{el\ mod}=1$  GHz (dentro da gama de operação do MZI). Assim, um grau (1°) de variação na fase medida corresponde a um atraso de  $\sim 2.78$  ps. Como cada medição é efectuada com precisão até à décima de grau, e resulta da média de 128 amostras, então a precisão com que se mede o atraso de grupo para cada  $\lambda_{sint}$  é  $\sim 2.2$  fs.

Todo o processo de medição é controlado via GPIB (IEEE 488) por um computador, que comanda o laser sintonizável, fazendo-o emitir no comprimento de onda desejado, e recebendo depois os dados do LCA.

Por último, referir que para efectuar a calibração do LCA antes das medições liga-se a saída óptica do MZI directamente ao fotodiodo. Assim, na resposta medida da FBG contabiliza-se também a atenuação introduzida pelo circulador. Essa atenuação é  $\sim 2.5$  dB, pelo que nas respostas medidas, apresentadas nos vários capítulos, já se efectua essa correcção.

## Apêndice C

### Dedução de $Q_{avg}$ em Função dos Desvios Padrões das PDFs das Variações nas Características dos Filtros

Neste apêndice apresenta-se a dedução das variações do factor de qualidade médio,  $Q_{avg}$ , em função dos desvios padrões ( $\sigma$ ) das PDFs da variação da largura de banda do filtro (secção C.1) e da sua frequência central (secção C.2).

Como se referiu no capítulo 6, secção 6.2.2, a variação do factor de qualidade médio,  $Q_{avg}$ , em função do desvio padrão ( $\sigma$ ) da PDF da variação da largura de banda do filtro, ou da variação da sua frequência central, pode ser obtida resolvendo o integral:

$$Q_{avg}(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\Delta f) \cdot PDF(\Delta f, \sigma) d\Delta f \quad (C.1)$$

sendo  $\Delta f$  uma das variações referidas (da largura de banda ou da frequência central),  $Q(\Delta f)$  a variação do factor de qualidade em função dessas variações, e  $PDF(\Delta f, \sigma)$  a função densidade de probabilidade (assumida gaussiana) definida por:

$$PDF(\Delta f, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right), \quad -\infty < \Delta f < +\infty \quad (C.2)$$

Assim, para as funções  $Q(\Delta f)$  assumidas em cada situação, a variação da largura de banda do filtro ou da frequência central, pode-se obter  $Q_{avg}(\sigma)$ , resolvendo o integral da equação (C.1).

#### C.1. Variação da Largura de Banda

Considerando a variação de  $Q$  em função da variação da largura de banda do filtro,  $\Delta f$ , apresentada na Figura 2 do capítulo 6, a equação (C.1) transforma-se em:

$$Q_{avg}(\sigma) = \int_{-L_B}^{-f_m} \left[ \frac{Q_{max}}{L_B - f_m} \Delta f + \frac{Q_{max} L_B}{L_B - f_m} \right] \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f + \int_{-f_m}^{+\infty} \frac{Q_{max}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f \quad (C.3)$$

Sabendo que:

$$\int_a^b x \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx = -\sigma^2 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \Big|_a^b = \sigma^2 \left[ \exp\left(-\frac{a^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{b^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (C.4)$$

e

$$\int_a^b \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx = \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}}{2\sigma} x\right) \Big|_a^b = \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{a}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (C.5)$$

com  $\operatorname{erf}(\cdot)$  a função de erro definida pela equação (6.4) do capítulo 6, então a primeira e segunda parcelas da equação (C.3) transformam-se, respectivamente, nas expressões (C.6) e (C.7):

$$\frac{Q_{max} \sigma}{\sqrt{2\pi} (L_B - f_m)} \left[ \exp\left(-\frac{L_B^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_m^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \frac{Q_{max} L_B}{2(L_B - f_m)} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{L_B}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f_m}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (C.6)$$

$$\frac{Q_{max}}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f_m}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (C.7)$$

e tem-se finalmente:

$$Q_{avg}(\sigma) = \frac{Q_{max}}{2} + \frac{Q_{max} \sigma}{\sqrt{2\pi} (L_B - f_m)} \left[ \exp\left(-\frac{L_B^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_m^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \left[ \frac{Q_{max}}{2} - \frac{Q_{max} L_B}{2(L_B - f_m)} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_m}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \frac{Q_{max} L_B}{2(L_B - f_m)} \operatorname{erf}\left(\frac{L_B}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (C.8)$$

## C.2. Variação da Frequência Central

Considerando agora a variação de  $Q$  em função da variação da frequência central do filtro,  $\Delta f_c$ , apresentada na Figura 3 do capítulo 6, a equação (C.1) transforma-se em:

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{avg}}(\sigma) = & \int_{-f_{ma}}^{-f_{mi}} \left[ \frac{Q_{be}}{f_{ma} - f_{mi}} \Delta f + \frac{Q_{be} f_{ma}}{f_{ma} - f_{mi}} \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c + \\
 & + \int_{-f_{mi}}^{-f_{m0}} \left[ \frac{Q_{se} - Q_{be}}{f_{mi} - f_{m0}} \Delta f + \frac{Q_{se} f_{mi} - Q_{be} f_{m0}}{f_{mi} - f_{m0}} \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c + \\
 & + \int_{-f_{m0}}^0 \left[ \frac{Q_0 - Q_{se}}{f_{m0}} \Delta f + Q_0 \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c + \\
 & + \int_0^{f_{m1}} \left[ \frac{Q_{sd} - Q_0}{f_{m1}} \Delta f + Q_0 \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c + \\
 & + \int_{f_{m1}}^{f_{mi}} \left[ \frac{Q_{bd} - Q_{sd}}{f_{mi} - f_{m1}} \Delta f + \frac{Q_{sd} f_{mi} - Q_{bd} f_{m1}}{f_{mi} - f_{m1}} \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c + \\
 & + \int_{f_{mi}}^{f_{ma}} \left[ -\frac{Q_{bd}}{f_{ma} - f_{mi}} \Delta f + \frac{Q_{bd} f_{ma}}{f_{ma} - f_{mi}} \right] \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta f^2}{2\sigma^2}\right) d\Delta f_c
 \end{aligned} \tag{C.9}$$

Utilizando as igualdades (C.4) e (C.5), as várias parcelas da equação (C.9), de cima para baixo, transformam-se, respectivamente, nas expressões (C.10) a (C.15):

$$\frac{Q_{be}}{(f_{ma} - f_{mi})} \left\{ \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[ \exp\left(-\frac{f_{ma}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \frac{f_{ma}}{2} \left[ \text{erf}\left(\frac{f_{ma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \text{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \right\} \tag{C.10}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\sigma(Q_{se} - Q_{be})}{\sqrt{2\pi}(f_{mi} - f_{m0})} \left[ \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_{m0}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \\
 & + \frac{Q_{se} f_{mi} - Q_{be} f_{m0}}{2(f_{mi} - f_{m0})} \left[ \text{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \text{erf}\left(\frac{f_{m0}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{C.11}$$

$$\frac{\sigma(Q_0 - Q_{se})}{\sqrt{2\pi} f_{m0}} \left[ -1 + \exp\left(-\frac{f_{m0}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \frac{Q_0}{2} \text{erf}\left(\frac{f_{m0}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \tag{C.12}$$

$$\frac{\sigma(Q_{sd} - Q_0)}{\sqrt{2\pi}f_{m1}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{f_{m1}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \frac{Q_0}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m1}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (C.13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\sigma(Q_{bd} - Q_{sd})}{\sqrt{2\pi}(f_{mi} - f_{m1})} \left[ \exp\left(-\frac{f_{m1}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \\ & + \frac{Q_{sd}f_{mi} - Q_{bd}f_{m1}}{2(f_{mi} - f_{m1})} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m1}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \end{aligned} \quad (C.14)$$

$$\frac{Q_{bd}}{(f_{ma} - f_{mi})} \left\{ \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[ \exp\left(-\frac{f_{ma}^2}{2\sigma^2}\right) - \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) \right] + \frac{f_{ma}}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{f_{ma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \right\} \quad (C.15)$$

A soma destas várias parcelas, de (C.10) a (C.15), pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} Q_{\text{avg}}(\sigma) = & \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[ \begin{aligned} & \frac{Q_{sd} - Q_0}{f_{m1}} + \frac{Q_{se} - Q_0}{f_{m0}} + \frac{Q_{be} + Q_{bd}}{f_{ma} - f_{mi}} \exp\left(-\frac{f_{ma}^2}{2\sigma^2}\right) + \\ & + \left( \frac{Q_{se} - Q_{be}}{f_{mi} - f_{m0}} + \frac{Q_{sd} - Q_{bd}}{f_{mi} - f_{m1}} - \frac{Q_{be} + Q_{bd}}{f_{ma} - f_{mi}} \right) \exp\left(-\frac{f_{mi}^2}{2\sigma^2}\right) + \\ & + \left( \frac{Q_0 - Q_{se}}{f_{m0}} + \frac{Q_{be} - Q_{se}}{f_{mi} - f_{m0}} \right) \exp\left(-\frac{f_{m0}^2}{2\sigma^2}\right) + \\ & + \left( \frac{Q_0 - Q_{sd}}{f_{m1}} + \frac{Q_{bd} - Q_{sd}}{f_{mi} - f_{m1}} \right) \exp\left(-\frac{f_{m1}^2}{2\sigma^2}\right) \\ & + \frac{f_{ma}(Q_{be} + Q_{bd})}{2(f_{ma} - f_{mi})} \operatorname{erf}\left(\frac{f_{ma}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \\ & + \left[ \frac{Q_{se}f_{mi} - Q_{be}f_{m0}}{2(f_{mi} - f_{m0})} + \frac{Q_{sd}f_{mi} - Q_{bd}f_{m1}}{2(f_{ma} - f_{mi})} - \frac{f_{ma}(Q_{be} + Q_{bd})}{2(f_{ma} - f_{mi})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{mi}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \\ & + \left[ \frac{Q_0}{2} + \frac{Q_{be}f_{m0} - Q_{se}f_{mi}}{2(f_{mi} - f_{m0})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m0}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \left[ \frac{Q_0}{2} + \frac{Q_{bd}f_{m1} - Q_{sd}f_{mi}}{2(f_{mi} - f_{m1})} \right] \operatorname{erf}\left(\frac{f_{m1}}{\sqrt{2}\sigma}\right) \end{aligned} \right] + \end{aligned} \quad (C.16)$$

**Referências:**

- [1] R. Kashyap, M. L. Rocha, “On the group delay characteristics of chirped fibre gratings”, *Optics Communications*, n. 153, pp. 19-22, 1998.
- [2] M. L. Rocha, R. Kashyap, “Repeatability in the characterization of chirped Bragg gratings”, Proceedings of *Optical Fibers Measurements Conference 1998 (OFMC'1998)*.
- [3] L. A. Weller-Brophy, D. G. Hall, “Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method”, *Journal of Optical Society of America*, vol. 12, 1985.
- [4] M. Yamada, K. Sakuda, “Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach”, *Applied Optics*, vol. 26, pp. 3474-3478, 1987.
- [5] P. G. Verly, J. A. Dobrowolski, W. J. Wild, R. L. Burton, “Synthesis of high rejection filters with the Fourier transform method”, *Applied optics*, vol. 28, 1989.
- [6] M. C. Parker, R. J. Mears, S. D. Walker, “High refractive index contrast Bragg gratings: an accurate Fourier transform theory”, Proceedings of *Bragg Gratings Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides 2001 (BGPP'2001)*, paper BThC10-1, Stressa, Italy.
- [7] IFO\_Gratings 3.0 – Optiwave Corp. ©, 1999.



## Glossário de Acrónimos

ASE	Emissão espontânea amplificada ( <i>Amplified Spontaneous Emission</i> )
AWG	Matriz de guias de onda ( <i>Arrayed Waveguide Grating</i> )
BER	Taxa de erros de bit ( <i>Bit Error Rate</i> )
CFBG	FBG aperiódica ( <i>Chirped FBG</i> )
CSFBG	FBG amostrada aperiódica ( <i>Chirped Sampled FBG</i> )
CW	Emissão em contínuo ( <i>Continuous Wave</i> )
DFB	Lasers com realimentação distribuída (DFB: <i>Distributed FeedBack</i> )
DEP	Densidade Espectral de Potência
DST	Transmissão suportada pela dispersão ( <i>Dispersion Supported Transmission</i> )
DWDM	WDM denso ( <i>Dense WDM</i> )
EDFA	Amplificador de fibra dopada com Érbio ( <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> )
FBG	Rede de Bragg ( <i>Fiber Bragg Grating</i> )
FP	Fabry-Pérot
FSK	Modulação por comutação da frequência ( <i>Frequency Shift Keying</i> )
FSR	Gama espectral livre ( <i>Free Spectral Range</i> )
FWM	Mistura de quatro ondas ( <i>Four Wave Mixing</i> )
GVD	Dispersão da velocidade de grupo ( <i>Group Velocity Dispersion</i> )
IES	Interferência Entre Símbolos
IM-DD	Modulação de intensidade com detecção directa ( <i>Intensity Modulation with Direct Detection</i> )
ITU	<i>International Telecommunications Union</i>
LPFG	Rede de fibra de período longo ( <i>Long Period Fiber Grating</i> )
MQW	Poços quânticos múltiplos ( <i>Multiple Quantum Well</i> )
MZI	Interferómetro de Mach-Zehnder ( <i>Mach-Zehnder Interferometer</i> )
NRZ	Sem retorno a zero ( <i>Non Return to Zero</i> )
OADM	Multiplexador óptico de adição-subtração ( <i>Optical Add-Drop Multiplexer</i> )
OADM-MZI	OADM com configuração Mach-Zehnder

PDF	Função densidade de probabilidade ( <i>Probability Density Function</i> )
PDL	Perdas dependentes da polarização ( <i>Polarization Dependent Loss</i> )
PIN	Positivo-Intrínseco-Negativo
PMD	Dispersão devida aos modos de polarização degenerados ( <i>Polarization Mode Dispersion</i> )
RIN	Ruído de intensidade relativo ( <i>Relative Intensity Noise</i> )
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RR	Supressão dos lóbulos laterais ( <i>Rejection Ratio</i> )
SBS	Difusão de Brillouin estimulada ( <i>Stimulated Brillouin Scattering</i> )
SCH	Heteroestruturas de confinamento separadas ( <i>Separated Confinement Heterostructures</i> )
SDH	Hierarquia digital síncrona ( <i>Synchronous Digital Hierarchy</i> )
SMF	Fibra óptica monomodo ( <i>Single Mode Fiber</i> )
SNR	Relação sinal ruído ( <i>Signal to Noise Ratio</i> )
SPM	Auto modulação de fase ( <i>Self Phase Modulation</i> )
SRS	Difusão de Raman estimulada ( <i>Stimulated Raman Scattering</i> )
UV	Ultravioleta
WDM	Multiplexagem no comprimento de onda ( <i>Wavelength Division Multiplexing</i> )
XPM	Modulação cruzada de fase ( <i>Cross Phase Modulation</i> )

## **Adopções Lexicais**

<i>Chirp</i>	Variação da frequência instantânea da portadora óptica ao longo de um impulso óptico (no âmbito das fontes ópticas); Variação do período da perturbação induzida no índice de refração (no âmbito das redes de <i>Bragg</i> )
<i>Crosstalk</i>	Diafonia
<i>Fiber grating</i>	Rede de fibra
<i>Insertion loss</i>	Perdas de inserção
<i>Linearly tapered</i>	Perturbação linear decrescente
<i>Positive-only</i>	Perturbação do índice de refração totalmente positiva
<i>Zero-dc</i>	Perturbação do índice de refração com valor médio nulo
<i>Negative-only</i>	Perturbação do índice de refração totalmente negativa
<i>Phase shift</i>	desvio de fase discreto na modulação do índice de refração

## **Listas de Símbolos e Constantes**

$a_{eff}$	Parâmetro de apodização (FBG)
$A_{eff}$	Área efectiva do núcleo da fibra óptica
$A(z,t)$	Envolvente normalizada do campo eléctrico
$\tilde{A}(z, \omega)$	Transformada de Fourier de $A(z, t)$
$b$	Constante de propagação normalizada
$B$	Ritmo de transmissão
$B_0$	Largura de banda a meia potência
$c$	Velocidade da luz no vazio ( $2.997926 \times 10^8$ m/s)
$C$	Parâmetro de <i>Chirp</i>
$D$	Parâmetro de dispersão de primeira ordem da fibra
$D_a$	Declive do atraso de grupo em torno do comprimento de onda central
$\hat{D}$	Operador de propagação linear
$D_{PMD}$	Parâmetro PMD
$d_a$	Espaçamento dos guias de onda da matriz na junção com os acopladores (AWG)
$d_r$	Espaçamento dos guias de onda no acoplador de saída
$e$	Constante de Neper (2.7182818)
$E(z)$	Campo eléctrico ao longo da FBG
$E_b, E_f$	Campos eléctricos para trás e para a frente (FBG)
$E_0$	Campo eléctrico incidente (FP)
$E_{(k)}$	$k$ -ésima componente do campo transmitido
$E_{tot}$	Campo total transmitido
$E_{FM}$	Eficiência FM do laser
$f$	Frequência óptica
$f_{ec}$	Frequência eléctrica de corte
$f_{ec1}, f_{ec2}$	Pólos do filtro equalizador DST
$f_{el\ mod}$	Frequência eléctrica de modulação
$f(z)$	Formato da envolvente da perturbação (FBG)
$f'(z)$	Função que determina a variação do valor médio da perturbação (FBG)

$F$	Nível de decisão
$F_f$	Parâmetro dependente das características da fibra e de $\lambda$ que influencia $f_{ec}$
$f_{max}$	Frequência referente ao máximo da resposta
$f_m$	Varição de largura de banda a partir da qual se tem diminuição de $Q$
$f_{mi}$	Varição da frequência central a partir da qual o sinal começa a sair da banda passante
$f_{ma}$	Varição da frequência central a partir da qual o sinal sai totalmente da banda passante
$F_n$	Factor de ruído do amplificador óptico
$f_n(t)$	Força de Langevin para a densidade de portadores
$f_s(t)$	Força de Langevin para a densidade de fótons
$f_\phi(t)$	Força de Langevin para a fase do campo
$f_A(a)$	PDF das amplitudes do sinal
$f_n(a)$	PDF do ruído
$g(t)$	Ganho de emissão estimulada
$g_0$	Ganho diferencial
$G$	Ganho em potência do amplificador óptico
$h$	Constante de Planck ( $6.6256 \times 10^{-34}$ )
$h(z)$	Parâmetro que descreve a variação da amplitude de modulação da perturbação do índice (FBG)
$H(\cdot)$	Função de transferência do filtro óptico
$H_q(\cdot)$	Função de transferência do AWG na $q$ -ésima porta de saída
$I(t)$	Corrente de injeção do laser
$I_0$	Corrente de polarização do laser
$I_{th}$	Corrente de limiar
$I_{pp}$	Amplitude pico a pico
$I_d(t)$	Corrente fotodetectada
$k_l$	Constante relacionada com largura dos impulsos emitidos
$k_{FM}$	Parâmetro dependente de $E_{FM}$ e da corrente de polarização do laser e que influencia $f_{ec}$
$k_{FP}$	Relação entre FSR e $B_0$ (nos FP)

$k_{tr}$	Parâmetro dependente das reflectividades e transmissibilidades (FP de três espelhos)
$k(z)$	Relacionado com $h(z)$
$k$	$k(z)$ - constante - para FBG uniforme
$L$	Comprimento da rede de Bragg
$L_B$	Largura de banda do filtro óptico
$L_c$	Comprimento da cavidade (FPs)
$L_1, L_2$	Comprimento das duas cavidades em FPs de três espelhos
$L_d$	Espessura da zona activa do fotodetector
$L_f$	Comprimento da fibra
$L_g$	Comprimento da <i>step</i> -CFBG
$L_i$	Comprimento do $i$ -ésimo troço de fibra
$L_m$	Comprimento do $m$ -ésimo guia de onda da matriz (AWG)
$L_0$	Comprimento mínimo dos guias de onda
$M$	Número de guias de onda da matriz (AWG)
$m_{AWG}$	Ordem do AWG
$n$	Número de filtros ópticos em cascata (mesmo que $N_f$ )
$n(\omega)$	Componente linear do índice de refacção da fibra
$n_{NL}$	Coefficiente da componente não linear do índice de refacção
$n_T(\cdot)$	Índice de refacção total
$n_{eff}$	Índice de refacção imperturbado (FBG)
$n(z)$	Índice de refacção da FBG
$n_{th}(z)$	Função que determina a variação do valor médio da perturbação (FBG)
$n_{th}, n_{th}'$	Parâmetros relativos à variação do valor médio da perturbação (FBG)
$\langle n_{th} \rangle$	Valor médio de $n_{th}(z)$
$n_{mean}$	Valor médio do índice de refacção
$n_c$	Índice de refacção da cavidade (FPs)
$n_s$	Índice de refacção dos acopladores (AWG)
$n_g$	Índice de refacção dos guias de onda (AWG)
$n_p$	Número de ocorrências da sequência $p$
$n_z$	Número de iterações

$N$	Número de canais WDM
$N_a$	Número de amplificadores em cascata
$N_f$	Número de filtros em cascata
$N_{FWM}$	Número de produtos FWM gerados
$N_1$	População no estado base (amplificador óptico)
$N_2$	População no estado excitado
$N_g$	Número de secções com período diferente numa <i>step</i> -CFBG
$N_{node}$	Número de nós do anel óptico
$N(t)$	Densidade de portadores
$N_t$	Densidade de portadores na transparência
$\hat{N}$	Operador de propagação não-linear
$P(t)$	Potência do sinal óptico
$P_o$	Potência óptica sem modulação residual de potência à saída do laser
$P_o'$	Potência óptica com modulação residual de potência à saída do laser
$P_{tot}$	Potência óptica total de um sinal WDM
$P_{in}$	Potência à entrada da fibra
$P_{out}$	Potência à saída da fibra
$P_e$	Probabilidade de erro
$P_e^p$	Probabilidade de erro da sequência $p$
$P(0), P(1)$	Probabilidades dos símbolos “0” e “1”
$P(i k)$	Probabilidade de $i$ condicionada ao acontecimento $k$
$p$	Probabilidade de um acontecimento
$q$	Carga electrónica ( $1.6021917 \times 10^{-19}$ C)
$Q$	Factor de qualidade
$Q_{avg}$	Factor de qualidade médio
$Q_{max}$	Factor de qualidade máximo
$Q_0$	Factor de qualidade sem desalinhamento de frequência
$Q_{xy}$	( $x \equiv s, b; y \equiv d, e$ ) Factores de qualidade à esquerda (e) ou direita (d) de $Q_0$ devidos à forma do declive (s) de $T_a$ ou à banda (b) passante do filtro
$r$	Coefficiente de reflexão de amplitude
$R$	Coefficiente de reflexão de potência

$R_{edge}$	Reflectividade nos extremos da banda passante (FBG)
$R_{max}$	Reflectividade máxima
$R_a$	Comprimento focal (AWG)
$R_{min}$	Raio de curvatura mínimo para os guias de onda da matriz (AWG)
$S(t)$	Densidade de fótons
$S_{sp}(\cdot)$	Densidade espectral de potência unilateral da ASE
$T_a$	Atraso de grupo
$t$	Coefficiente de transmissão de amplitude
$T$	Coefficiente de transmissão de potência
$u(z)$	Amplitude lentamente variante da onda para a frente
$V$	Espessura normalizada do guia de onda (AWG)
$V_a$	Volume da zona activa
$V_o$	Tensão à saída do elemento de decisão
$v_n$	Velocidade dos electrões
$v_p$	Velocidade das lacunas
$v(z)$	Amplitude lentamente variante da onda para trás
$W_p$	Taxa de transição para a onda da bomba (amplificador óptico)
$W_s$	Taxa de transição para a onda do sinal
$w_0$	Largura do campo modal Gaussiano equivalente (AWG)
$w_{eff}$	Largura efectiva do campo modal
$w_{wg}$	Largura de cada guia de onda da matriz
$\alpha$	Constante de atenuação da fibra
$\alpha_b$	Parâmetro de definição da apodização Blackman
$\alpha_d$	Constante de atenuação no fotodetector
$\alpha_H$	Factor de alargamento da largura de linha do laser
$\alpha_{SPM}$	Contribuição da SPM para o alargamento da largura de linha
$\alpha_H'$	Factor de alargamento total
$\alpha_m$	Ângulo de cada guia de onda da matriz na junção com os acopladores (AWG)
$\beta(\omega)$	constante de fase de propagação na fibra
$\beta_d$	Constante de fase do dieléctrico



$\beta_m$	Derivada de ordem $m$ de $\beta(\omega)$ relativamente a $\omega$ calculada em $\omega_0$
$\beta_2$	Coefficiente de dispersão de primeira ordem
$\beta_3$	Coefficiente de dispersão de segunda ordem
$\beta_{sp}$	Factor de emissão espontânea (laser)
$\beta_g$	Constante de fase de propagação nos guias de onda (AWG)
$\beta_s$	Constante de fase de propagação nos acopladores (AWG)
$\delta\omega(t)$	Variação da frequência angular do laser com o tempo
$\delta n_{eff}(z)$	Perturbação do índice de refração (FBG)
$\overline{\delta n_{eff}}$	Parâmetro que determina a amplitude da perturbação
$\langle \overline{\delta n_{eff}} f(z) \rangle$	Valor médio de $\overline{\delta n_{eff}} f(z)$
$\delta$	Dessintonia em relação à constante de fase de <i>Bragg</i>
$\delta l$	Comprimento de cada secção de uma <i>step</i> -CFBG
$\Delta f$	Variação da largura de banda passante do filtro óptico
$\Delta f_c$	Variação da frequência central do filtro óptico
$\Delta f_{SPM}$	Variação da frequência óptica devida à SPM
$\Delta L$	Diferença de comprimento entre dois guias adjacentes da matriz (AWG)
$\Delta n_{mean}$	Valor médio da perturbação do índice (FBG)
$\Delta n_{mod}$	Amplitude de modulação da perturbação do índice
$\Delta\Lambda, \Delta l$	Variações no período da rede e no seu comprimento com a temperatura
$\Delta T$	Variação de temperatura
$\Delta z$	Passo da integração (método de Euler)
$\Delta\alpha$	Separação angular entre guias de onda da matriz adjacentes (AWG)
$\Delta n$	Contraste de índice (AWG)
$\Delta\lambda$	Desvio do comprimento de onda
$\Delta\lambda_{ch}$	Espaçamento entre canais WDM
$\Delta f_{ch}$	Espaçamento entre canais WDM (na frequência)
$\Delta\lambda_{chirp}$	Largura de banda <i>chirped</i> (CFBG)
$\Delta\lambda_{edge}$	Largura de banda passante da FBG
$\Delta\lambda_0$	Largura de banda entre os dois primeiros zeros do coeficiente de reflexão

$\Delta\lambda_{max}$	Desvio do comprimento de onda central
$\Delta\phi$	Separação angular entre guias de onda da saída adjacentes (AWG)
$\Delta\tau$	Atraso temporal entre os dois comprimentos de onda no receptor
$\varepsilon$	factor de compressão do ganho
$\phi$	Fase
$\phi_q$	Ângulo da $q$ -ésima saída no acoplador (AWG)
$\phi(z)$	Variação do período da FBG ( <i>chirp</i> )
$\gamma$	Coefficiente de propagação não-linear
$\Gamma$	Factor de confinamento do modo
$\eta$	Parâmetro que representa a degradação que um filtro óptico pode introduzir relativamente a um filtro ideal
$\eta_d$	Eficiência quântica (fotodetector)
$\eta_f$	Eficiência quântica por face (laser)
$\eta_{sp}$	Factor de emissão espontânea do amplificador óptico
$\eta_t$	Parâmetro de definição da apodização tangente hiperbólica
$\varphi(\lambda)$	Fase (graus) para cada comprimento de onda
$\lambda$	Comprimento de onda
$\lambda_{cent}$	Comprimento de onda central da resposta
$\lambda_B$	Comprimento de onda de <i>Bragg</i> (FBG)
$d\lambda_B/dz$	Coefficiente de aperiodicidade de uma CFBG
$\lambda_0$	Comprimento de onda central da CFBG
$\lambda_{max}$	Comprimento de onda referente ao máximo da resposta
$\lambda_{sint}$	Comprimento de onda sintonizado
$\Lambda$	Período da perturbação induzida no índice de refração (FBG)
$\Lambda_{longo}, \Lambda_{curto}$	Período maior/menor da perturbação numa CFBG
$\Lambda_i$	Período da $i$ -ésima secção de uma <i>step</i> -CFBG
$\mu_0, \mu_1$	Valores médios do sinal para os símbolos “0” e “1”
$\mu_p$	Valor médio da sequência $p$
$v$	Visibilidade da modulação do índice (FBG)

$\theta$	Ângulo do campo difractado nos acopladores (AWG)
$\theta_a$	Ângulo de abertura do campo longínquo (AWG)
$\theta_H$	Fase da função de transferência do filtro óptico
$\theta_r$	Fase da função de transferência da FBG
$\theta_m$	Derivada de ordem $m$ de $\theta_H(\omega)$ relativamente a $\omega$ calculada em $\omega_0$
$\sigma_T$	Valor RMS dos atrasos diferenciais aleatórios entre os dois modos degenerados
$\sigma_\lambda$	Largura espectral RMS da fonte
$\sigma$	Desvio padrão das PDF das variações da largura de banda e frequência central dos filtros ópticos
$\sigma_{max}$	Desvio padrão máximo
$\sigma(z)$	Parâmetro que descreve a variação do valor médio da perturbação do índice (FBG)
$\hat{\sigma}(z)$	Relacionado com $\sigma(z)$
$\hat{\sigma}$	$\hat{\sigma}(z)$ - constante - para FBG uniforme
$\sigma_0, \sigma_1$	Desvios padrões do sinal para os símbolos “0” e “1”
$\sigma_p$	Desvio padrão da sequência $p$
$\sigma_0^2, \sigma_1^2$	Variâncias do sinal para os símbolos “0” e “1”
$\tau_g$	Alargamento do impulso devido à GVD
$\tau_n$	Tempo de vida dos portadores
$\tau_p$	Tempo de vida dos fótons
$\tau_{sp}$	Tempo de vida espontânea da população no estado excitado (amplificadores ópticos)
$\tau_m$	Tempo de trânsito dos electrões
$\tau_{ip}$	Tempo de trânsito das lacunas
$\omega$	Frequência angular
$\omega_0$	Frequência angular central
$\Omega$	Espaçamento entre canais WDM (mesmo que $\Delta\lambda_{ch}$ )
$\Omega_m$	Ritmo de modulação dos canais (mesmo que $B$ )